
Bose-Einstein-Kondensate in Mikrochip-Fallen

Peter Hommelhoff



München 2002

Bose-Einstein-Kondensate in Mikrochip-Fallen

Peter Hommelhoff

Dissertation
an der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von
Peter Hommelhoff
aus Hannover

München, den 11. November 2002

Erstgutachter: Prof. Dr. Theodor W. Hänsch

Zweitgutachter: Prof. Dr. Joachim Rädler

Tag der mündlichen Prüfung: 19. Dezember 2002

Meinen Eltern

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die erstmalige Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats in einer Mikrochip-Falle beschrieben; dies ist eine Magnetfalle für Neutralatome, die mithilfe stromführender Leiterbahnen auf einem Chipsubstrat gebildet wird. Die Eigenschaften dieser Chipfallen, speziell die hohen Magnetfeldgradienten und -krümmungen, haben es ermöglicht, die Bose-Einstein-Kondensation in weniger als einer Sekunde Verdampfungskühlzeit zu erreichen, was rund eine Größenordnung schneller als in bisher verwendeten Magnetfallen ist und ein Faktor drei schneller als auf dem bisher schnellsten Weg in einer optischen Dipolfalle. Damit verbunden sind die Ansprüche an den experimentellen Aufbau, insbesondere das Vakuumsystem und den Laseraufbau, deutlich gesunken.

Weiterhin wird der zerstörungsfreie Transport des Bose-Einstein-Kondensats entlang der Chipoberfläche über makroskopische Distanzen demonstriert wie auch erstmalig die Aufspaltung eines Kondensates in zwei getrennte Kondensate mit rein magnetischen Mitteln.

Diese Resultate, nämlich kohärente Materie in einem integrierten atomoptischen System manipulieren zu können, lassen hoffen, daß in naher Zukunft Anwendungen wie Atominterferometrie, Untersuchungen zu niederdimensionalen Quantengasen und Quanteninformationsverarbeitung „on-chip“ verwirklicht werden können.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Bose-Einstein-Kondensation	5
1.1 Wechselwirkungsfreie Teilchen	5
1.1.1 Harmonische Falle	5
1.1.2 Endliche Temperatur	7
1.1.3 Endliche Teilchenzahl	9
1.2 Wechselwirkende Teilchen	10
1.2.1 Die Gross-Pitaevskii-Gleichung	11
1.2.2 Gültigkeit der Gross-Pitaevskii-Gleichung	12
1.2.3 Thomas-Fermi-Näherung	13
2 Magnetische Mikrofallen	15
2.1 Atome im Magnetfeld	16
2.1.1 Wechselwirkung	16
2.1.2 Majorana-Verluste	17
2.1.3 Größenordnungen	17
2.2 Magnetfallentypen	18
2.2.1 Die Quadrupolfalle	18
2.2.2 Die Ioffe-Pritchard-Falle	19
2.3 Eigenschaften magnetischer Mikrofallen	22
2.3.1 Gerader Leiter	22
2.3.2 Die Quadrupol-Draht-Falle	25
2.3.3 Die Ioffe-Pritchard-Draht-Falle	26
3 Experimenteller Aufbau	29
3.1 Das Substrat	30
3.1.1 Herstellung der Leiterbahnen	30
3.1.2 Herstellung der Spiegelschicht	30
3.1.3 Aufhängung und Kontaktierung des Substrats	31
3.2 Das Vakuumsystem	32

3.2.1	Einkammer-Aufbau	33
3.2.2	Rubidiumquelle	34
3.2.3	Lichtinduzierte Desorption	34
3.3	Laserkühlen	36
3.3.1	Die Spiegel-MOT	36
3.3.2	Laseraufbau	39
3.3.3	Experimentelle Parameter der MOT-Phase	41
3.4	Verdampfungskühlen	42
3.5	Experimentsteuerung	42
3.6	Detektion	42
4	Bose-Einstein-Kondensation in einer Chipfalle	47
4.1	Verdampfungskühlen	48
4.1.1	Kompression	49
4.1.2	Die elastische Stoßrate	50
4.1.3	Radio-Frequenz-Schneiden	51
4.2	Detektionsmethoden	52
4.2.1	Ballistische Expansion einer thermischen Wolke	52
4.2.2	Ballistische Expansion eines Bose-Einstein-Kondensats	53
4.2.3	Grundzustandsbesetzung und bimodale Verteilung	54
4.3	Bose-Einstein-Kondensation bisher	55
4.3.1	Der Weg zum ersten BEC: Boulder	55
4.3.2	Ein typischer Weg zum BEC: Paris	56
4.4	Bose-Einstein-Kondensation in einer Chipfalle	57
4.4.1	Umladen von der optischen Melasse in die Magnetfalle	58
4.4.2	Messung der elastischen Stoßrate	59
4.4.3	Kompression	60
4.4.4	Verdampfungskühlen	64
4.4.5	Detektionsfalle	68
4.4.6	Detektion des Bose-Einstein-Kondensats	69
4.4.7	Lebensdauer	72
4.5	Zusammenfassung und Vergleich	73
4.6	Grenzen für die Bose-Kondensation auf einem Chip	75
4.6.1	Atomzahl	75
4.6.2	Kompression	77
4.7	Bose-Kondensation in weiteren Fallen	80
5	Experimente mit dem Bose-Kondensat	81
5.1	Transport des Bose-Einstein-Kondensats	81
5.1.1	Transport-Prinzip	82
5.1.2	Bose-Kondensation im magnetischen Förderband	84

5.1.3	Transport des BEC	87
5.2	Auftrennen einer Falle	87
5.2.1	Trennprinzip	88
5.2.2	Thermisches Ensemble	88
5.2.3	Kohärentes Ensemble	90
5.3	Collider	94
5.4	Heizraten	96
5.5	Fragmentierung ?	98
5.6	Ausblick	101
5.6.1	Interferometer und Tunneleffekte	101
5.6.2	Niederdimensionale Quantengase	103
5.6.3	Quantengatter	104
5.6.4	Weitere Integration	104
A	Rampen	107
A.1	Einfache Rampe	107
A.2	Blackman-Puls	108
B	Konstanten und Daten	109

Einleitung

Miniaturisierung bringt Fortschritt – dies ist aus der Mikroelektronik seit über dreißig Jahren bekannt. Quantitativ wird diese Entwicklung noch immer durch die von Gordon Moore im Jahr 1965 aufgestellte Extrapolation beschrieben [1]; das von ihm erkannte, damals noch junge und seitdem anhaltende exponentielle Wachstum ist nur möglich, indem immer wieder neue Technologien die alten erweitern und ablösen [2].

Im Jahre 1995 wurden erstmals Bose-Einstein-Kondensate verdünnter Gase beobachtet [3, 4, 5, 6]. Dies hat eine ganz neue, faszinierende Forschungsrichtung eröffnet. Doch obwohl bereits aufsehenerregende Kondensat-Experimente durchgeführt wurden, die schon nach sechs Jahren Anlaß für eine Nobel-Preis-Vergabe waren, ist bis heute der experimentelle und apparative Aufwand, der zur Kondensaterzeugung notwendig ist, beträchtlich. So dauerte es zwei Jahre, bis diese bahnbrechenden Experimente in einer vierten Arbeitsgruppe reproduziert werden konnten [7].

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Herstellung eines solchen Kondensats durch die Verwendung einer sog. Chipfalle drastisch vereinfacht [8]. Dies ist eine Falle für Neutralatome, die durch das Magnetfeld stromführender, lithographisch auf ein Trägersubstrat aufgebrachtener Leiterbahnen und ein optionales externes Magnetfeld erzeugt wird. Die Chipfallentechnik hat zwei klare Vorteile gegenüber dem gewöhnlich verwendeten Spulenaufbau: Zum einen lassen sich mit ihr bei deutlich geringerer Energiedissipation um ein Vielfaches höhere Magnetfeldgradienten erzeugen; zum anderen befinden sich die gefangenen Atome zwischen zehn Mikrometern und einigen Millimetern von den felderzeugenden Leiterbahnen entfernt, was es ermöglicht, die Feldstrukturen durch eine geeignete Wahl der Leiterbahnführung auf eben dieser Größenskala zu variieren und damit sehr komplexe Magnetfelder zu generieren. Diese können dazu dienen, auf dem Chip ein Quantenlabor für kohärente Materie zu erschaffen.

Doch zunächst zum ersten Punkt: Der Magnetfeldgradient B' stellt die „Federkonstante“ der Chipfalle dar. Da er in einer Chipfalle invers-proportional zum Quadrat des Abstandes r des Fallenzentrums von den Drähten

ist¹, $B'(r) \propto 1/r^2$, kann bei kleinem r der Gradient leicht sehr groß werden. Er bestimmt unter anderem die Stoßrate der gefangenen Atome untereinander. Eine hohe Stoßrate ist wichtig für die schnelle Thermalisierung der gefangenen Atomwolke, denn jene legt wiederum die Zeitskala fest, auf der das Verdampfungskühlen abläuft. Das Verdampfungskühlen ist nach der Laserkühlung der zweite wichtige Kühschritt; in allen BEC-Experimenten werden die Atome mithilfe dieser Technik bis zum Erreichen der Bose-Einstein-Kondensation gekühlt.

Das Verdampfungskühlen führt jedoch nur dann zur Bose-Einstein-Kondensation, wenn die benötigten Kollisionen der gefangenen Atome untereinander rund zwei Größenordnungen häufiger stattfinden als die gefangener Atome mit Atomen aus dem nicht gefangenen Restgas. Solche unerwünschten Kollisionen, die proportional zum Gasdruck in der Vakuumkammer sind, führen mit hoher Wahrscheinlichkeit dazu, daß die vormalig gefangenen Stoßpartner aus der Falle herausgeschlagen werden.

In den bisherigen Experimenten können die Magnetfeldgradienten so weit angehoben werden, daß die gefangenen Atome zu Beginn des Verdampfungskühlens rund zehnmahl pro Sekunde miteinander kollidieren. Um die Rate der unerwünschten Kollisionen viel niedriger als diese Rate zu halten, ergeben sich sehr hohe Anforderungen an das Vakuumsystem. So sind in den bisherigen Experimenten Gasdrücke von weniger als 10^{-10} hPa notwendig, um die Bose-Einstein-Kondensation zu erreichen. Diese harte Forderung führt insbesondere dazu, daß die Atome in fast allen Experimenten nicht aus dem Hintergrundgas der Vakuumkammer geladen werden können, in der die Verdampfungskühlung durchgeführt wird, sondern zunächst in einer anderen Vakuumkammer gefangen und sodann mit beträchtlichem technischem Aufwand von dieser Kammer in die Kammer guten Vakuums überführt werden müssen.

Indem wir die anfängliche Stoßrate der gefangenen Atome untereinander durch einen sehr großen Magnetfeldgradienten auf rund fünfhundert pro Sekunde angehoben haben, konnten wir die Bose-Einstein-Kondensation erstmals in einer Vakuumkammer mit einem Druck von etwa 10^{-9} hPa erreichen und damit in derselben Kammer das Kondensat herstellen, in der auch die Atome mithilfe einer magneto-optischen Falle (MOT) aus dem Hintergrundgas geladen werden [8]. Dies hat eine drastische Vereinfachung des Vakuumaufbaus und der gesamten Kondensat-Herstellung zur Folge.

Die experimentellen Vereinfachungen bestehen im einzelnen in

- der Benutzung einer einfachen Glaszelle anstatt einer Zweikammer-Vakuum- oder Zeeman-Abbremsers-Apparatur,
- der Reduzierung der in den externen Spulen dissipierten Leistung auf

¹Dies gilt, sofern r größer als die Leiterbahnbreite ist (s. Kapitel 2).

rund 200 W, was eine bis zwei Größenordnungen weniger als bisher ist und es erlaubt, mit nur einer kleinen bzw. völlig ohne Wasserkühlung auszukommen;

- einem aus drei Diodenlasern bestehenden Lasersystem mit einer Kühl-laser-Leistung von 40 mW in den MOT-Strahlen anstatt sehr teurer nachverstärkter Lasersysteme mit einigen hundert Milliwatt Leistung und
- einer Experimentier-Wiederholzeit von weniger als zehn Sekunden verglichen mit einer solchen von etwa einer Minute bis hin zu einigen Minuten.

Die Bedeutung des hohen Magnetfeldgradienten ist bereits bekannt gewesen, bevor überhaupt das erste Bose-Einstein-Kondensat verdünnter Gase erzeugt wurde. Daher wurden schon vor einigen Jahre Experimente mit miniaturisierten, sehr steilen Fallen angestellt, die allerdings zunächst von ferromagnetischen Nadeln erzeugt wurden [9, 10]. Chipfallen wurden im Jahre 1995 erstmalig vorgeschlagen [11], die erste Realisierung erfolgte im Jahr 1999 in unserem Labor [12, 13]. Vorher war bereits vorgeschlagen [14, 15] und experimentell realisiert worden, Atome an freistehenden Drähten zu fangen [16] und an diesen entlang zu leiten [17].

Der zweite Vorteil neben den hohen Magnetfeldgradienten ist, daß sich mit Chipfallen viel komplexere Fallengeometrien erzeugen lassen als mit Spulenfallen, da die Atome im Nahfeld der felderzeugenden Strukturen gefangen sind. So haben wir bereits als erste Anwendung dieser Möglichkeit vor gut zwei Jahren ein Förderband für thermische Atome vorgestellt [18, 13]. Hier wird nun gezeigt, daß wir mit ihm auch ein Bose-Einstein-Kondensat über eine makroskopische Strecke transportieren können, ohne es zu zerstören [8]. Schließlich wird noch das erstmalige Auftrennen eines Bose-Einstein-Kondensats in zwei separate Kondensate mit rein magnetischen Mitteln demonstriert.

Diese Resultate lassen hochinteressante Experimente erwarten: Mit der Möglichkeit, zwei Fallen zu trennen und wiederzuvereinigen, liegen bereits wichtige Bestandteile für ein Interferometer mit gefangenen Atomen vor [19]; durch die Nähe zweier und mehr Fallen nebeneinander und eine variable Potentialhöhe lassen sich zudem Tunneleffekte wie der Josephson-Effekt mit Atomen untersuchen, für den neue Phänomene vorhergesagt werden, wenn er mit bosonischen Atomen anstatt mit Cooper-Paaren in Supraleitern beobachtet wird [20].

Mit extrem hohen Gradienten können in Zukunft vermutlich elongierte Fallen erzeugt werden, die in zwei Dimensionen so steil sind, daß sich die Atome in einem effektiv eindimensionalen System befinden. So wie der Quanten-Hall-Effekt nur im zweidimensionalen Elektronengas beobachtet werden kann

[21], sind dann völlig neue Effekte zu erwarten. Theoretisch wird beispielsweise die sog. Luttinger-Flüssigkeit vorhergesagt [22], in der die Spin- und Dichte-Freiheitsgrade unterschiedlichen Dispersionsrelationen gehorchen, so daß unter bestimmten Umständen eine Spin-Dichte-Separation zu erwarten ist [23]. Unter ähnlichen Bedingungen, bei extrem kleiner Dichte und Temperatur der gefangenen Atome, können diese nicht mehr einander passieren und bilden dann ein Gas undurchdringlicher Bosonen [24], das bereits vor knapp siebenzig Jahren theoretisch vorhergesagt [25], seitdem aber noch nicht beobachtet wurde, und nach seinem Erfinder auch Tonks-Gas genannt wird.

Vielfältig sind auch die möglichen Anwendungen, die sich aus der kohärenten Materie auf dem Chip ergeben. Sie reichen vom Atominterferometer, das als Beschleunigungsmesser oder auch als Feldsonde eingesetzt werden kann, über die Atommikroskopie und die Atomholographie hin bis zu einem kompletten „Quantenlabor“ auf dem Chip, das sowohl in Richtung des Quantencomputers als auch in Richtung der ultrakalten Chemie entwickelt werden könnte.

Gliederung

In Kapitel 1 werden die für diese Arbeit bedeutsamen theoretischen Grundlagen der Bose-Einstein-Kondensation zusammengefaßt.

Kapitel 2 führt sodann in das magnetische Fangen von Neutralatomen ein und stellt die Grundlagen der Chipfallentechnik, die wichtigsten Magnetfallentypen und ihre Realisierung mithilfe von Leiterbahnen vor.

In Kapitel 3 wird der experimentelle Aufbau dargelegt, angefangen mit der Beschreibung des Chip-Substrates, über das Vakuum- und Lasersystem bis hin zur Beschreibung der Spiegel-MOT (einer modifizierten magneto-optischen Falle) und deren typischer Parameter.

Kapitel 4 beschreibt im Detail den Weg zur Bose-Einstein-Kondensation in der Chipfalle und seine Detektion durch bereits bewährte Methoden. Anhand von zwei knapp zusammengefaßten Vergleichsexperimenten zur Bose-Einstein-Kondensation in traditionellen Fallen werden die Unterschiede dargestellt, die sich durch die Chiptechnik ergeben.

In Kapitel 5 werden die ersten „on-chip-Experimente“ mit dem Bose-Einstein-Kondensat vorgestellt. So werden der Transport mit dem Förderband und das magnetische Aufteilen der Falle gezeigt. Am Ende des Kapitels werden einige Besonderheiten der Chipfallen untersucht; vor allem wird demonstriert, daß die Fragmentierung einer kalten elongierten Wolke nahe der Chipoberfläche, wie sie im Fall von Kupferleiterbahnen in mehreren Experimenten beobachtet wurde, im Fall von Goldleiterbahnen nicht bzw. nur viel schwächer auftritt. Dies ist für einige zukünftige Experimente von essentieller Bedeutung. Die Arbeit endet schließlich mit einem Ausblick.

Kapitel 1

Bose-Einstein-Kondensation

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der Bose-Einstein-Kondensation verdünnter Gase zusammengefaßt. Aus jenen lassen sich wichtige Charakteristika für den eindeutigen Nachweis des Kondensats ableiten, die jedoch in dem Parameterbereich, wie er im Rahmen dieser Arbeit in der Chipfalle vorherrscht, nicht von denen in einer gewöhnlichen Magnetfalle abweichen. Leser, die mit der Bose-Einstein-Kondensation vertraut sind, können daher direkt zu Kapitel 2 übergehen können.

Die Bose-Einstein-Kondensation [26, 27, 28] ist ein quanten-statistischer Phasenübergang, der sich durch die vornehmliche Besetzung des Grundzustandes unterhalb einer kritischen Temperatur T_c auszeichnet. Allein der bosonische Charakter der Teilchen ist dafür verantwortlich, daß sie – in fundamentalem Unterschied zu Fermionen – vorzugsweise denselben Quantenzustand einnehmen. Daher werden zunächst wechselwirkungsfreie Atome in einer harmonischen Falle behandelt, darauf die interatomare Wechselwirkung einbezogen und sodann die theoretischen Vorhersagen und Nachweismöglichkeiten eines Bose-Einstein-Kondensats behandelt. Das Kapitel orientiert sich an einem Übersichtsartikel von Dalfovo, Giorgini, Pitaevskii und Stringari [29].

1.1 Wechselwirkungsfreie Teilchen

1.1.1 Harmonische Falle

Um Atome thermisch von ihrer Umgebung isoliert festhalten zu können, verwendet man Fallen, die auf der magnetischen Wechselwirkung beruhen; sie werden in Kapitel 2 ausführlich behandelt. Dort wird auch gezeigt, daß man das Magnetfeld, das die Atome hält, für sehr kalte Atome meist durch ein

rein harmonisches Potential ausdrücken kann:

$$V_{\text{ext}}(\mathbf{r}) = \frac{m}{2}(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2). \quad (1.1)$$

Da zunächst angenommen wird, daß die Atome nicht untereinander wechselwirken, besteht der Vielteilchen-Hamilton-Operator aus der Summe der Einteilchen-Hamilton-Operatoren, deren Energieeigenwerte für ein harmonisches Potential wohlbekannt sind:

$$\epsilon_{n_x, n_y, n_z} = \sum_{i=x,y,z} \left(n_i + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_i. \quad (1.2)$$

Der Grundzustand von N wechselwirkungsfreien Bosonen im harmonischen Potential ist der Produktzustand $\phi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N) = \prod_i \phi_0(\mathbf{r}_i)$ der Einteilchen-Grundzustände

$$\phi_0(\mathbf{r}) = \left(\frac{m\omega_{\text{ho}}}{\pi\hbar} \right)^{3/4} \exp \left(-\frac{m}{2\hbar} \left(\sum_{i=x,y,z} \omega_i i^2 \right) \right) \quad (1.3)$$

mit dem geometrischen Mittel der Oszillator-Kreisfrequenzen

$$\omega_{\text{ho}} = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}. \quad (1.4)$$

Die Dichteverteilung ist dann proportional zu N : $n(\mathbf{r}) = N |\phi_0(\mathbf{r})|^2$; die Ausdehnung der Grundzustandswellenfunktion (damit unabhängig von N) ergibt sich aus der Breite der Gaußfunktion in Gl. 1.3 zu

$$a_{\text{ho}} = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega_{\text{ho}}}}. \quad (1.5)$$

Für eine zigarrenförmige Falle definiert man eine Axialkoordinate x und eine Radialkoordinate $\rho = \sqrt{y^2 + z^2}$ mit zugehörigen Fallen-(Kreis-)Frequenzen $\omega_{\text{ax}} = \omega_x$ und $\omega_{\perp} = \omega_y = \omega_z$. Das sogenannte Aspektverhältnis $\lambda = \omega_{\perp}/\omega_{\text{ax}}$ bestimmt die Asymmetrie der Falle. Damit kann man den Grundzustand (Gl. 1.3) umschreiben in

$$\phi_0(\mathbf{r}) = \frac{\lambda^{-1/4}}{\pi^{3/4} a_{\perp}^{3/2}} \exp \left(-\frac{1}{2a_{\perp}^2} (\rho^2 + \lambda^{-1} x^2) \right); \quad (1.6)$$

hierbei ist $a_{\perp} = \sqrt{\hbar/(m\omega_{\perp})}$.

Die axiale Symmetrie wird sehr hilfreich, möchte man ein Bose-Einstein-Kondensat durch ein plötzliches Ausschalten der Falle nachweisen (s. Abschnitt 4.2): Die Fouriertransformierte von Gleichung 1.6 ist

$$\tilde{\phi}_0(\mathbf{p}) \propto \exp\left(\frac{-a_\perp^2(p_\perp^2 + \lambda p_x^2)}{2\hbar^2}\right). \quad (1.7)$$

Davon ausgehend berechnet sich das Verhältnis der mittleren Breiten zu

$$\sqrt{\frac{\langle p_\perp^2 \rangle}{\langle p_x^2 \rangle}} = \sqrt{\lambda}. \quad (1.8)$$

Die im allgemeinen unterschiedlich großen Impulse p_x und p_\perp führen nach einem abrupten Ausschalten der Falle dazu, daß sich die Wolke anisotrop ausbreitet. Damit spiegelt die expandierende Wolke im Verhältnis ihrer Breiten im Ortsraum das Aspektverhältnis λ wider, auf das in Abschnitt 4.2 näher eingegangen wird.

1.1.2 Endliche Temperatur

Im großkanonischen Ensemble beträgt bei einer Temperatur T die Gesamtteilchenzahl

$$N = \sum_{n_x, n_y, n_z} \frac{1}{e^{\beta(\epsilon_{n_x, n_y, n_z} - \mu)} - 1}; \quad (1.9)$$

hierbei ist $\beta = 1/(k_B T)$ und μ das chemische Potential. Die Gesamtenergie beträgt

$$E = \sum_{n_x, n_y, n_z} \frac{\epsilon_{n_x, n_y, n_z}}{e^{\beta(\epsilon_{n_x, n_y, n_z} - \mu)} - 1}. \quad (1.10)$$

Für die weitere Rechnung ist es bequem, den niedrigsten Energieeigenwert ϵ_{000} in Gl. 1.9 zu separieren und die Teilchenzahl in diesem Zustand N_0 zu nennen. Wird das chemische Potential ähnlich klein wie die Grundzustandsenergie

$$\mu \rightarrow \mu_c = \frac{3}{2}\hbar\bar{\omega} \quad (1.11)$$

(mit $\bar{\omega} = (\omega_x + \omega_y + \omega_z)/3$), so kann die Besetzung des Grundzustandes makroskopisch, das heißt von gleicher Größenordnung wie N , werden.

Wenn man Gl. 1.11 in 1.9 einsetzt und annimmt, daß der Abstand benachbarter Energieeigenwerte klein wird für eine hinreichend große Teilchenzahl, kann die Summe durch ein Integral ersetzt werden:

$$N - N_0 = \int_0^\infty \frac{dn_x dn_y dn_z}{e^{\beta\hbar(\omega_x n_x + \omega_y n_y + \omega_z n_z)} - 1}. \quad (1.12)$$

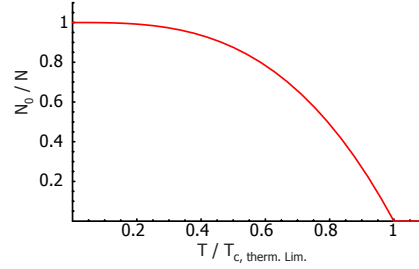


Abbildung 1.1: Verhältnis der Teilchenzahl im Kondensat zur Gesamtteilchenzahl im thermodynamischen Limes.

Die Integration liefert

$$N - N_0 = \zeta(3) \left(\frac{k_B T}{\hbar \omega_{\text{ho}}} \right)^3 \quad (1.13)$$

mit der Riemannschen Zeta-Funktion $\zeta(x)$. Indem man N_0 gegen null gehen läßt, findet man die kritische Temperatur für die Bose-Einstein-Kondensation:

$$T_c = \frac{\hbar \omega_{\text{ho}}}{k_B} \left(\frac{N}{\zeta(3)} \right)^{1/3} = 0,94 \frac{\hbar \omega_{\text{ho}}}{k_B} N^{1/3}. \quad (1.14)$$

Für ein System dieser Art lautet der angemessene thermodynamische Limes $N \rightarrow \infty$, $\omega_{\text{ho}} \rightarrow 0$ mit $N \omega_{\text{ho}}^3$ konstant; damit ist die obige kritische Temperatur wohldefiniert. Setzt man sie in Gl. 1.13 ein, erhält man für $T < T_c$:

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^3. \quad (1.15)$$

Der Anteil der Atome im Fallengrundzustand geht also von 1 bei $T = 0$ kommend mit der dritten Potenz in der Temperatur gegen Null und erreicht diese für $T = T_c$ (s. Abb. 1.1). Das heißt umgekehrt, daß beim Unterschreiten der kritischen Temperatur der Anteil der Grundzustandsatome steil ansteigt. Dies kann einfach mithilfe der Phasenraumdicke ρ angegeben werden, die beschreibt, wieviele Teilchen sich in einem Würfel mit der Kantenlänge einer de Broglie-Wellenlänge aufhalten. Intuitiv würde man die Bose-Einstein-Kondensation bei $\rho = 1$ erwarten, doch in [30] wird gezeigt, daß dies für gefangene Teilchen, unabhängig von der Form des Einfang-Potentials, für $\rho = \lambda_{\text{dB}}^3 n = 2,61$ geschieht (n : Teilchendichte). Die de Broglie-Wellenlänge ist definiert durch

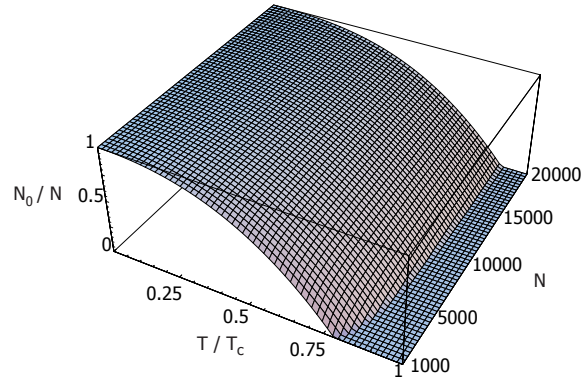


Abbildung 1.2: Relative Besetzung des Grundzustandes für eine Falle mit einem Aspektverhältnis von 14 gegen die Teilchenzahl und die Temperatur, gemessen in Einheiten der kritischen Temperatur des thermodynamischen Limes. Es ist klar zu erkennen, daß die Kondensatbildung erst bei deutlich tieferen Temperaturen einsetzt als im thermodynamischen Limes ($T_c = 1$). In diesem Graph wird allein die Verschiebung der kritischen Temperatur, nicht aber die Abrundung der Kondensatbildung nahe der kritischen Temperatur berücksichtigt (dieser Effekt wäre hier kaum zu erkennen).

$$\lambda_{\text{dB}} = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T}}. \quad (1.16)$$

1.1.3 Endliche Teilchenzahl

Der bereits erwähnte Limes $N \rightarrow \infty$, $\omega_{\text{ho}} \rightarrow 0$ mit konstantem $N\omega_{\text{ho}}^3$ ist in einer Falle, die beim Phasenübergang der Bose-Einstein-Kondensation etwa 20.000 Atome beinhaltet, keinesfalls exakt erfüllt; das heißt auch, daß mit dieser begrenzten Teilchenzahl kein echter thermodynamischer Phasenübergang stattfindet und also keine abrupte Änderung einer intensiven Meßgröße bei einer bestimmten Temperatur zu erwarten ist. Für die Besetzung des Grundzustandes bedeutet dies, daß sie allmählich einsetzt und in der Temperatur abgerundet wird. Da jedoch dieser Bereich der Abrundung so klein ist, daß er im Experiment meist nicht aufgelöst werden kann, ist die Angabe einer kritischen Temperatur sinnvoll, und man kann von einem Phasenübergang sprechen.

In Fällen mit kleiner Teilchenzahl ist die Abweichung vom thermodynamischen Limes dennoch meßbar, da durch die kleine Atomzahl der Kondensatanteil reduziert wird und damit die kritische Temperatur absinkt. Die

Korrektur beträgt nach [31, 32]:

$$\frac{\delta T_c}{T_c} = \frac{\bar{\omega}\zeta(2)}{2\omega_{\text{ho}}(\zeta(3))^{2/3}} N^{-1/3} \approx -0,73 \frac{\bar{\omega}}{\omega_{\text{ho}}} N^{-1/3}. \quad (1.17)$$

Gerade in diesem Experiment kann das Verhältnis vom arithmetischen zum geometrischen Mittel der Fallenfrequenzen groß gemacht werden (es spiegelt allein das große Aspektverhältnis der Falle wider: $\lambda = \omega_{\perp}/\omega_{\text{ax}}$ und damit $\bar{\omega}/\omega_{\text{ho}} = (2\lambda + 1)/(3\lambda^{2/3})$). Abb. 1.2 zeigt die vorhergesagte Abweichung von der kritischen Temperatur im thermodynamischen Limes für ein Aspektverhältnis von $\lambda = 14$, wie es bei uns vorkommt (s. Abschnitt 4.4.6). Man erkennt deutlich, daß der Grundzustand erst deutlich unterhalb der kritischen Temperatur des thermodynamischen Limes besetzt wird. Für sehr kleine Teilchenzahlen kann die Abweichung rund 20 % ausmachen.

1.2 Wechselwirkende Teilchen

Kondensierte nicht-wechselwirkende Teilchen liegen alle im Grundzustand der Falle, so daß die Dichte im Fallenzentrum extrem groß würde. Dies wird durch eine Wechselwirkung der Atome untereinander verhindert; im Fall von ^{87}Rb und dem Großteil der bisher Bose-kondensierten Atome stoßen sich die Atome ab und begrenzen so die Dichte¹.

Der Hamilton-Operator für wechselwirkende Teilchen, die in einem externen Potential V_{ext} gefangen sind, ist in zweiter Quantisierung

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \int d\mathbf{r} \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}) \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{\text{ext}}(\mathbf{r}) \right) \hat{\Psi}(\mathbf{r}) \\ & + \frac{1}{2} \int d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}) \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}') V(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \hat{\Psi}(\mathbf{r}') \hat{\Psi}(\mathbf{r}). \end{aligned} \quad (1.18)$$

Hier sind $\hat{\Psi}(\mathbf{r})$ und $\hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r})$ die bosonischen Vernichtungs- und Erzeugungsoperatoren, und $V(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ ist das interatomare Wechselwirkung-Potential für zwei Atome an den Positionen \mathbf{r} und \mathbf{r}' .

¹Eine attraktive Wechselwirkung der Atome führt dazu, daß das Bose-Einstein-Kondensat oberhalb einer bestimmten Teilchenzahl kollabiert und explodiert [33].

1.2.1 Die Gross-Pitaevskii-Gleichung

Bogoliubov hat 1947 die Grundlage für die Molekularfeld-Theorie² eines verdünnten Bose-Gases gelegt [34], indem er den Feldoperator $\hat{\Psi}$ zerlegt hat in eine komplexwertige Wellenfunktion $\Phi(\mathbf{r}, t)$, die das Kondensat, und einen Anteil $\hat{\Psi}'(\mathbf{r}, t)$, der die sog. Kondensat-Verarmung, das heißt den nicht-kondensierten Anteil, beschreiben:

$$\hat{\Psi}(\mathbf{r}, t) = \Phi(\mathbf{r}, t) + \hat{\Psi}'(\mathbf{r}, t); \quad (1.19)$$

$\Phi(\mathbf{r}, t)$ ist kein Operator mehr sondern eine komplexe Zahl; dies geht auf die Näherung zurück, daß sich viele Teilchen im Grundzustand befinden und daher die Näherung $N_0 \approx N_0 + 1$ zulässig ist. Die Kondensatdichte ist damit einfach durch $n_0(\mathbf{r}, t) = |\Phi(\mathbf{r}, t)|^2$ gegeben.

Um mehr über die Kondensatwellenfunktion $\Phi(\mathbf{r}, t)$ zu lernen, setzt man den Ansatz 1.19 in 1.18 ein und nutzt die Heisenberg-Gleichung

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \hat{\Psi}(\mathbf{r}, t) &= [\hat{\Psi}, \hat{H}] \\ &= \left[-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V_{\text{ext}}(\mathbf{r}) \right. \\ &\quad \left. + \int d\mathbf{r}' \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}', t) V(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) \hat{\Psi}(\mathbf{r}', t) \right] \hat{\Psi}(\mathbf{r}, t), \end{aligned} \quad (1.20)$$

in der sodann anstatt von $\hat{\Psi}$ in nullter Näherung Φ eingesetzt wird. Diese Näherung ist für die Bose-Einstein-Kondensation verdünnter Gase bereits sehr gut, da sich leicht über 90% der Teilchen im Kondensatanteil befinden³. Für sehr kalte verdünnte Gase, für die

$$1 \gg kR = \frac{2\pi R}{\lambda_{\text{dB}}} = \mathcal{O}(10^{-3}) \quad (1.21)$$

gilt (mit der Wellenzahl k , der thermischen de Broglie-Wellenlänge λ_{dB} und der charakteristischen Potentiallänge R der Atome), ist jeder dreimpuls-behaftete Streuterm tief in energetisch verbotenem Gebiet, so daß fast ausschließlich s-Wellenstreuung stattfindet. Daher kann die interatomare Wechselwirkung durch eine Kontaktwechselwirkung mit einem Pseudopotential

²Dieser Ausdruck ist teilweise nur noch unter seiner englischen Übersetzung mean-field theory bekannt.

³Für die ersten Bose-Einstein-Kondensat-Experimente mit suprafluidem ^4He ist die Näherung nicht gut, da sich in diesem stark wechselwirkenden System maximal etwa 10% im Kondensatanteil befinden können [35].

$g\delta^{(3)}(\mathbf{r})$ ersetzt werden; dabei sind $\delta^{(3)}(\mathbf{r})$ die Diracsche Delta-Funktion und g die Kopplungskonstante, die mit der s-Wellen-Streulänge a über

$$g = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} \quad (1.22)$$

verknüpft ist (s. z.B. [36, 37, 38]).

Damit erhält man aus der Operatorgleichung 1.20 die sog. Gross-Pitaevskii-Gleichung [39, 40, 41] für die Kondensatwellenfunktion:

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\Phi(\mathbf{r}, t) = \left(-\frac{\hbar^2\nabla^2}{2m} + V_{\text{ext}}(\mathbf{r}) + g|\Phi(\mathbf{r}, t)|^2 \right) \Phi(\mathbf{r}, t), \quad (1.23)$$

die unter der Voraussetzung gültig ist, daß die s-Wellenstreulänge a viel kleiner als die mittlere Distanz zwischen den Atomen ist und das Kondensat viel mehr als ein Teilchen enthält.

Um den Grundzustand in dieser Näherung zu erhalten, schreibt man $\Phi(\mathbf{r}, t) = \phi(\mathbf{r}) \exp(-i\mu t/\hbar)$; ϕ ist reell und durch die Gesamtteilchenzahl normiert: $\int d\mathbf{r}\phi^2 = N_0 = N$. Damit erhält man für die Gross-Pitaevskii-Gleichung:

$$\left(-\frac{\hbar^2\nabla^2}{2m} + V_{\text{ext}}(\mathbf{r}) + g\phi^2(\mathbf{r}) \right) \phi(\mathbf{r}) = \mu\phi(\mathbf{r}), \quad (1.24)$$

eine Schrödinger-Gleichung mit einer Nicht-Linearität, die dem Molekularfeld-Term entspringt, der proportional zur Teilchendichte $n(\mathbf{r}) = \phi^2(\mathbf{r})$ ist.

1.2.2 Gültigkeit der Gross-Pitaevskii-Gleichung

Die Gross-Pitaevskii-Gleichung ist anwendbar, wenn die mittlere Dichte n viel kleiner ist als die Zahl Atome in einem Würfel der Kantenlänge a (Streulänge), das bedeutet für den sog. Gasparameter $a^3n \ll 1$, was bei uns immer besser als 10^{-5} erfüllt ist. Ein solches System nennt man verdünnt. Häufig wird ein solches System auch schwach wechselwirkend genannt, was jedoch irreführend sein kann, wie kurz gezeigt wird.

Skaliert man Gl. 1.24 um in natürliche Einheiten (Längen gemessen in a_{ho} , Dichten in a_{ho}^{-3} und Energien in $\hbar\omega_{\text{ho}}$), so erhält man

$$\left(\underbrace{-\tilde{\nabla}^2}_{E_{\text{kin}}} + \tilde{r}^2 + \underbrace{8\pi\frac{Na}{a_{\text{ho}}}\tilde{\phi}^2(\tilde{\mathbf{r}})}_{E_{\text{int}}} \right) \tilde{\phi}(\tilde{\mathbf{r}}) = 2\tilde{\mu}\tilde{\phi}(\tilde{\mathbf{r}}). \quad (1.25)$$

In dieser Form geschrieben, erkennt man sofort, daß die Stärke der interatomaren Wechselwirkung verglichen mit der kinetischen Energie der Atome skaliert wie

$$\frac{E_{\text{int}}}{E_{\text{kin}}} \propto \frac{Na}{a_{\text{ho}}}. \quad (1.26)$$

In unserem Experiment liegt dieses Verhältnis je nach Parametern zwischen 10 und 100, so daß damit zwar ein verdünntes System gegeben ist, nicht aber ein schwach wechselwirkendes, vergleicht man die interatomare Wechselwirkung mit der kinetischen Energie der Atome.

Dennoch hat die Bezeichnung ihre Berechtigung, wenn man die Wechselwirkung in den verdünnten Bose-Einstein-Kondensaten mit denen in Systemen wie ^4He vergleicht, die stark wechselwirkend genannt werden, da sie in flüssigem Zustand (teil-)kondensieren. Dagegen sind die verdünnten Systeme tatsächlich schwach wechselwirkend.

1.2.3 Thomas-Fermi-Näherung

Mit dem Wissen um die Dominanz der interatomaren Wechselwirkungsenergie über die kinetische Energie kann man eine einfache Näherung machen, um Gl. 1.24 zu lösen: Man vernachlässigt die kinetische Energie der Atome und erhält damit als Lösung der Gross-Pitaevskii-Gleichung die sog. Thomas-Fermi-Näherung für $\phi(\mathbf{r})$ [42]:

$$n(\mathbf{r}) = \phi^2(\mathbf{r}) = \frac{\mu - V_{\text{ext}}(\mathbf{r})}{g} \quad (1.27)$$

im Bereich $\mu > V_{\text{ext}}(\mathbf{r})$ und $n = 0$ außerhalb.

Mit einem externen harmonischen Potential erhält man in dieser Näherung für die Dichteverteilung eine umgedrehte Parabel mit einer maximalen Dichte im Zentrum der Falle von

$$n(0) = \frac{\mu}{g}. \quad (1.28)$$

Die Größe des Kondensats in der Falle wird durch die sog. Thomas-Fermi-Radien beschrieben:

$$R_{\perp} = \sqrt{\frac{2\mu}{m\omega_{\perp}^2}} \text{ bzw.} \quad (1.29)$$

$$R_{ax} = \sqrt{\frac{2\mu}{m\omega_{ax}^2}}. \quad (1.30)$$

Häufig ist auch nur ein Thomas-Fermi-Radius genannt; er ist dann aus dem Mittelwert ω_{ho} der Fallenkreisfrequenzen (s. Gl. 1.4) berechnet.

Aus der Normierungsbedingung an die Dichte erhält man in der Thomas-Fermi-Näherung die Verknüpfung der Teilchenzahl mit dem chemischen Potential zu:

$$\mu = \frac{\hbar\omega_{\text{ho}}}{2} \left(\frac{15Na}{a_{\text{ho}}} \right)^{2/5}. \quad (1.31)$$

Setzt man Gl. 1.31 in den Ausdruck für den Thomas-Fermi-Radius ein, so erhält man mit Gl. 1.5 für den Thomas-Fermi-Radius

$$R = a_{\text{ho}}(15N)^{1/5} \left(\frac{a}{a_{\text{ho}}} \right)^{1/5} \gg a_{\text{ho}}, \quad (1.32)$$

d.h., da $(a/a_{\text{ho}}) \gg N^{-1}$, daß die interatomare Wechselwirkung dafür sorgt, daß das Kondensat in Wirklichkeit größer ist als im wechselwirkungsfreien Fall, in dem es eine Ausdehnung von $\mathcal{O}(a_{\text{ho}})$ besitzt (s. Gl. 1.5).

Die Thomas-Fermi-Näherung ist gut, wenn

$$\hbar\omega_{x,y,z} \ll ng \quad (1.33)$$

gilt, das heißt, in sehr anisotropen Fallen ist es möglich, daß die Thomas-Fermi-Näherung in einer Dimension sehr gut erfüllt ist, in den anderen Dimensionen jedoch die Fallenfrequenzen so hoch sind, daß die kinetische Energie der Wechselwirkungs-Energie vergleichbar wird. Dann existiert in diesen Dimensionen keine einfache Lösung für die Gross-Pitaevskii-Gleichung, sondern nur noch eine numerische. Vor allem ist das Dichteprofil dann in einer harmonischen Falle nicht mehr parabelförmig.

Mit diesem Abschnitt ist der Grundlagenteil zur Bose-Einstein-Kondensation abgeschlossen. Er und das folgende Kapitel, in dem es um das Prinzip, den Aufbau und die Eigenschaften magnetischer Mikrofallen geht, bilden das theoretische Fundament der vorliegenden Arbeit.

Kapitel 2

Magnetische Mikrofallen

Magnetfallen für Neutralatome haben spätestens seit der Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten schwach wechselwirkender Gase [3, 4, 5, 6] einen wichtigen Platz in der Physik eingenommen, da anfangs nur sie für den Einschluß einer ausreichenden Zahl von Atomen sorgen konnten, ohne daß diese durch Kontakt zu einer Oberfläche aufgeheizt werden¹. In den meisten BEC-Experimenten werden die Magnetfelder durch Spulen erzeugt, die außerhalb der Vakuumkammer aufgestellt sind. Dies erlaubt zwar, bequem in einem großen Volumen Atome zu fangen, doch kann gerade noch die Position des Minimums oder die Stärke des Einschluß' variiert werden, aber schon die Änderung der Fallenform, beispielsweise von einer isotropen zu einer sehr elongierten Falle, oder gar das rein magnetische Aufteilen der Magnetfalle in zwei Fallen ist kaum mit einem solchen Spulenaufbau möglich.

Ganz anders ist die Situation für Magnetfallen, die im Nahfeld stromführender Drähte erzeugt werden. Ebenso wie auch im Fall der großen Spulen kann das Feld in Mikrofallen auf einer Größenskala variiert werden, die etwa dem Abstand der Atome von den Stromleitern entspricht, jedoch ist dieser Abstand bei Mikrofallen soviel kleiner als bei gewöhnlichen Spulen, daß mithin auch die Variation der Feldstrukturen auf dieser viel kleineren Skala stattfinden kann. Dazu müssen lediglich die Drähte in geeigneter Weise geführt werden, was am bequemsten auf einem Chipsubstrat zu bewerkstelligen ist.

Aus der Nähe der Fallen zu den Drähten ergibt sich neben dem Formenreichtum möglicher Fallengeometrien ein weiterer großer Vorteil: Bei vorgegebenem Strom ändert sich der Magnetfeldgradient quadratisch mit dem inversen Abstand des Fallenzentrums vom Draht. Befindet sich also die Falle nah am Draht, hat sie gleichzeitig einen sehr steifen Einschluß, was hohe Fal-

¹Erst vor anderthalb Jahr ist es gelungen, ein Bose-Einstein-Kondensat in einer rein optischen Falle zu erzeugen [43].

lenfrequenzen und damit eine große Streurate der Atome in der Falle mit sich bringt. Dies ist von großer Bedeutung für das effiziente Verdampfungskühlen der Atome und hat in unserem Experiment überhaupt erst die Bose-Einstein-Kondensation ermöglicht.

Zu Beginn dieses Kapitels wird die Wechselwirkung von Atomen mit Magnetfeldern erläutert. Darauf werden die beiden wichtigsten Magnetfallentypen samt ihrer Eigenschaften eingeführt, und der letzte Abschnitt widmet sich ihrer experimentellen Realisierung mit planaren Stromverteilungen.

2.1 Atome im Magnetfeld

2.1.1 Wechselwirkung

Paramagnetische Atome wechselwirken mit einem Magnetfeld \mathbf{B} durch ihr magnetisches Moment $\boldsymbol{\mu}$. Ihre potentielle Energie E im Magnetfeld ist gegeben durch

$$E = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} = -\mu B \cos \theta, \quad (2.1)$$

wobei θ klassisch den Winkel zwischen magnetischem Moment und dem Magnetfeld aufspannt (s. Abb. 2.1), der durch die Larmor-Präzession mit der Frequenz

$$\omega_{\text{Larmor}} = \frac{\mu B}{\hbar} \quad (2.2)$$

stabilisiert wird. Nach der Quantenmechanik wird $\cos(\theta)$ durch m_F/F ersetzt, wobei die magnetische Quantenzahl m_F die Projektion der erlaubten Werte des atomaren Gesamtdrehimpulses F auf die Quantisierungsachse darstellt. Im Magnetfeld der Stärke B tragen die Zustände damit die Energie

$$E = \mu_B g_F m_F B; \quad (2.3)$$

hier sind g_F der Landé-Faktor und μ_B das Bohrsche Magneton.

Eine magnetische Kraft wirkt auf die Atome, sobald das Magnetfeld einen Gradienten aufweist:

$$\mathbf{F} = -\mu_B g_F m_F \nabla B. \quad (2.4)$$

Nach dem Wingschen Theorem [44] kann im quellenfreien Raum kein lokales magnetisches Maximum, sondern allein ein magnetisches Minimum erzeugt werden. Demnach können nach Gl. 2.1 nur Atome gefangen werden,

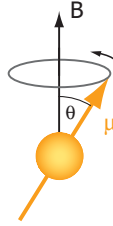


Abbildung 2.1: Ein Atom mit magnetischem Moment μ präzediert mit der Larmorfrequenz unter einem Winkel θ um die Magnetfeldrichtung.

deren Spin anti-parallel zum Magnetfeld ausgerichtet ist (sog. Schwachfeldsucher); Atome, deren Spin parallel zum Magnetfeld steht, können durch ein zeitlich konstantes Magnetfeld allein nicht gefangen werden.

2.1.2 Majorana-Verluste

Man kann also die Atome im Magnetfeld je nach Einstellung ihres magnetischen Momentes (das heißt, nach Produkt aus magnetischer Quantenzahl m_F und g_F) in drei Klassen einteilen: in Atome, die gefangen werden können (die Schwachfeldsucher, $m_F g_F > 0$), in Atome, die nicht auf das magnetische Feld reagieren ($m_F = 0$), und die Starkfeldsucher ($m_F g_F < 0$); die beiden letztgenannten können nicht gefangen werden. Damit die Projektion des magnetischen Moments auf die Magnetfeldlinien, also m_F , erhalten bleibt, darf sich, klassisch gesprochen, θ nur langsam, verglichen mit der Larmorfrequenz, ändern:

$$\frac{d\theta}{dt} < \omega_{\text{Larmor}}. \quad (2.5)$$

Das bedeutet, daß m_F nur erhalten ist, solange überhaupt ein Magnetfeld existiert (und nur dann ist m_F überhaupt eine sinnvolle Quantenzahl). Ändert sich $m_F g_F$, so spricht man von (Majorana-) Spin-Flips [45], die zu Verlusten führen, sobald $m_F g_F \leq 0$.

2.1.3 Größenordnungen

Um Atome gegen die Schwerkraft halten zu können, benötigt man einen minimalen Gradienten B' von

$$B'_{\text{grav}} = \frac{mg}{\mu}, \quad (2.6)$$

wobei m die Atommasse und g die Erdbeschleunigung sind. Für Rubidium im Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$ beträgt $B'_{\text{grav}} = 15,3 \text{ G/cm}$.

Möchte man Atome mit einer mittleren kinetischen Energie, die der Raumtemperatur entspricht, fangen, benötigte man Fallen mit einer Tiefe von $B = k_B T / \mu \approx 450 \text{ T}$ ($= 4,5 \text{ MG}$) (wiederum für Rubidium in $|F = 2, m_F = 2\rangle$); die im Labor mit vertretbarem Aufwand erzielbaren Fallentiefen betragen weniger als 1 T , was einer Temperatur der Atome von unter einem Kelvin entspricht; das ist der Grund, warum in fast allen Experimenten zur Bose-Einstein-Kondensation verdünnter Gase die Laserkühlung zum Einsatz kommt².

2.2 Magnetfallentypen

In diesem Abschnitt werden die Eigenschaften der beiden wichtigsten Magnetfallentypen dargestellt [50]: der Quadrupolfalle und der Ioffe-Pritchard-Falle.

2.2.1 Die Quadrupolfalle

Der einfachste Weg, ein magnetisches Minimum zu erzeugen, ist die sog. Anti-Helmholtz-Konfiguration: Zwei koaxiale Spulen gleicher Größe werden von einem Strom gegensinnig durchflossen und erzeugen so ein Quadrupolfeld. Dies ist ein Feld, das im Zentrum verschwindet und nach außen hin linear mit dem Abstand von Zentrum zunimmt:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = B' \begin{pmatrix} x \\ y \\ -2z \end{pmatrix}. \quad (2.7)$$

Diese Fallenart bietet den besten Einschluß der Atome, da sie niedrigster Ordnung im Potentialminimum ist, doch hat sie den entscheidenden Nachteil, ein verschwindendes Minimum aufzuweisen. Nach Gl. 2.2 und 2.5 gibt es deshalb in einer Quadrupolfalle immer einen Bereich um das Minimum herum, in dem der Spin den Magnetfeldlinien nicht folgen kann, was zu Spin-Flips führt. Für heiße Atomensembles, die weit von der Bose-Einstein-Kondensation entfernt sind, ist der Verlust durch dieses sog. Quadrupolloch normalerweise klein verglichen mit Verlusten durch Stöße mit dem Restgas;

²Eine Ausnahme bildet das Wasserstoff-Kondensat [46, 47]: Dort wurde der Wasserstoff in einem ⁴He-Kryostaten vorgekühlt, weil die zur effizienten Laser-Kühlung benötigte kontinuierliche Lyman- α -Strahlung (Wellenlänge von 121 nm) nicht in ausreichender Leistung produziert werden kann (das einzige Labor, das überhaupt Lyman- α -Strahlung kontinuierlich herstellen kann, befindet sich in unserer Arbeitsgruppe [48, 49].)

für sehr kalte Wolken jedoch wird der Verlust durch Majorana-Flips dominierend und kann nur dadurch verhindert werden, daß man zu einer anderen Fallenart übergeht³.

2.2.2 Die Ioffe-Pritchard-Falle

Die Falle niedrigster Ordnung, die ein Minimum aufweist, das ungleich von Null ist, ist eine sog. Ioffe-Pritchard-Falle, erstmals von Ioffe für Plasmaeinschluß [51] und später dann von Pritchard für das Fangen von Atomen [52] vorgestellt. Sie ist aufgebaut aus einem zweidimensionalen Quadrupolfeld in radialer Richtung (im folgenden immer in der y - z -Ebene) und einem harmonischen Fallenpotential mit der Krümmung B'' plus einem konstanten Term B_0 in axialer Richtung (x -Richtung). Unter Beachtung der Maxwell-Gleichungen erhält man dann die folgende Feldkonfiguration für die Ioffe-Pritchard-Falle:

$$\mathbf{B} = B_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + B' \begin{pmatrix} 0 \\ -y \\ z \end{pmatrix} + \frac{B''}{2} \begin{pmatrix} x^2 - \frac{1}{2}(y^2 + z^2) \\ -xy \\ -xz \end{pmatrix}. \quad (2.8)$$

Je nach Temperatur der Atome weist eine Ioffe-Pritchard-Falle zwei unterschiedliche Regimes auf: Sind die Atome heiß (gegenüber welcher Temperatur wird unten gezeigt), so erfahren die Atome radial ein lineares, axial ein harmonisches Potential; kalte kleine Atomensembles und insbesondere Bose-Einstein-Kondensate dagegen liegen nahe am Boden der Ioffe-Pritchard-Falle und befinden sich damit in einer anisotropen dreidimensional-harmonischen Falle.

Harmonische Näherung

Nahe des Zentrums einer zigarrenförmigen Ioffe-Pritchard-Falle läßt sich die Magnetfeldstärke, die sich aus dem Betrag von \mathbf{B} (Gl. 2.8) ergibt, gut durch

$$B(\rho) = B_0 \sqrt{1 + \left(\frac{B'}{B_0}\right)^2 \rho^2} \quad (2.9)$$

($\rho = \sqrt{y^2 + z^2}$) beschreiben. Dies ist die Magnetfeldstärke einer zweidimensionalen Ioffe-Pritchard-Falle. Um zu sehen, mit welchem Fehler sie durch ein rein quadratisches Potential angenähert werden kann, betrachtet man die

³Die Addition eines homogenen Feldes bewirkt eine Verschiebung des Fallenminimums, kann aber nie verhindern, daß eine Nullstelle existiert.

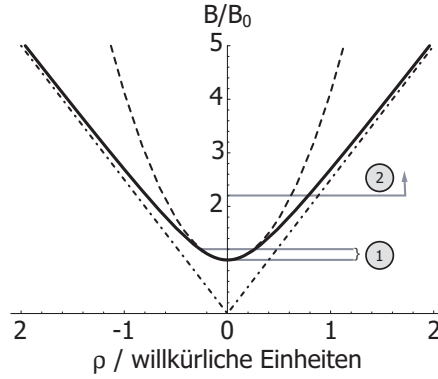


Abbildung 2.2: Radialer Feldverlauf der Ioffe-Pritchard-Falle (durchgezogen), Parabelnäherung (gestrichelt) mit Krümmung B'' und Minimum in B_0 und lineare Näherung mit Steigung B' . Die Bereiche 1 und 2 bezeichnen den Gültigkeitsbereich der linearen bzw. der quadratischen Näherung mit einem Fehler von weniger als 10 %.

Abweichung des genäherten Potentialverlaufs vom echten (vgl. Abb. 2.2) und bestimmt den Wert ρ_{\max} , für den der relative Fehler kleiner als ϵ ist:

$$|B(\rho_{\max}) - B_{\text{approx}}(\rho_{\max})| = \epsilon (B(\rho_{\max}) - B_0). \quad (2.10)$$

Das Fallenzentrum mit dem Fallensboden B_0 ist der einzige Punkt, in dem die Näherung und das IP-Potential exakt übereinstimmen. Daher ist es sinnvoll, vom ihm ausgehend den relativen Fehler zu berechnen, weswegen oben B_0 abgezogen wird. Es läßt sich zeigen, daß das echte Feld am Punkt ρ_{\max}

$$B(\rho_{\max}) = B_0 + 2B_0 \epsilon \quad (2.11)$$

beträgt. Die quadratische Näherung von Gl. 2.9 ist also mit einem relativen Fehler von ϵ gut über einen Bereich von B_0 bis $B_0 + 2B_0\epsilon$.

Im Bereich des Zentrums kann das Potential also durch eine harmonische, radialsymmetrische Falle sehr gut angenähert werden. Insgesamt erhält man so eine anisotrope dreidimensional-harmonische Falle mit den Fallenfrequenzen

$$\nu_{\perp} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_B g_F m_F}{m}} \frac{B'}{\sqrt{B_0}} \quad (\text{radial}) \quad (2.12)$$

$$\nu_{\text{ax}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_B g_F m_F}{m}} \sqrt{B''} \quad (\text{axial}). \quad (2.13)$$

Die radiale Fallenfrequenz kann durch ein kleines Feld B_0 leicht große Wert annehmen.

Lineare Näherung

Für heiße Atome ist die lineare Näherung $B(\rho) = B'\rho$ des zweidimensionalen Potentialverlaufs (Gl. 2.9) sinnvoll. Um zu sehen, bis zu welchem minimalen Abstand ρ_{\min} vom Zentrum diese Näherung gültig ist, läßt sich ähnlich wie für die quadratische Näherung zeigen, daß der relative Fehler in B maximal ϵ beträgt, wenn man bis auf

$$\rho_{\min} \approx \frac{B_0}{B'} \frac{1}{\sqrt{2\epsilon}} \quad (2.14)$$

an die Falle herangeht; das heißt, für $B > B_0/\sqrt{2\epsilon}$ ist der Potentialverlauf mit einem Fehler ϵ behaftet.

Gültigkeitsbereiche

Zusammenfassend erhält man also in den beiden Grenzfällen

$$B_{\text{approx}}(\rho) = \begin{cases} B_0 + \frac{1}{2} \frac{B'^2}{B_0} \rho^2 & (\text{für } B(\rho) \leq B_0 + 2B_0\epsilon) \\ B'\rho & (\text{für } B(\rho) \geq \frac{B_0}{\sqrt{2\epsilon}}), \end{cases} \quad (2.15)$$

was für einen Fehler von $\epsilon = 10\%$ heißt

$$B_{\text{approx}}(\rho) = \begin{cases} B_0 + \frac{1}{2} \frac{B'^2}{B_0} \rho^2 & (\text{für } k_B T \leq 0,2 \mu B_0) \\ B'\rho & (\text{für } k_B T \geq 2,2 \mu B_0). \end{cases} \quad (2.16)$$

Majorana-Verluste in einer Ioffe-Pritchard-Falle

Die Larmorfrequenz ist nach 2.2 proportional zum Magnetfeld am Ort des Teilchens; dadurch ist sie im Zentrum einer Falle am geringsten und kann damit nach unten abgeschätzt werden durch $\omega_{\text{Lamor}} > \mu B_0/\hbar$. Um Spin-Flips zu vermeiden, muß, einfach gesprochen, die Lamorfrequenz größer sein als die Fallenfrequenz. In einer Ioffe-Pritchard-Falle ändert allein der Radialanteil sein Vorzeichen beim Nulldurchgang (vgl. 2.8), so daß die transversale Fallenfrequenz mit der Lamorfrequenz zu vergleichen ist (dies ist bei zigarrenförmigen Fallen ($\omega_{\perp} > \omega_{\text{ax}}$) konservativ). Damit keine Majorana-Spin-Flips auftreten, muß dann der sog. Adiabazitätskoeffizient α größer als 1 sein:

$$\frac{\omega_{\text{Larmor}}}{\omega_{\perp}} > \frac{\mu_B g_F m_F B_0}{\hbar \omega_{\perp}} = \alpha. \quad (2.17)$$

In [53] ist die Majorana-Verlustrate quantenmechanisch berechnet. Für eine zigarrenförmige Falle erhalten die Autoren

$$\gamma = 4\pi\omega_{\perp} e^{-2\alpha}. \quad (2.18)$$

Umgekehrt bekommt man daraus sofort für eine Verlustrate, die kleiner als γ sein soll, eine Bedingung an das Feld im Zentrum der Ioffe-Pritchard-Falle:

$$B_0 > \frac{\hbar\omega_{\perp}}{2\mu_B g_F} \ln \frac{4\pi\omega_{\perp}}{\gamma}. \quad (2.19)$$

Soll die Verlustrate durch Majorana-Spin-Flips maximal ein Zehntel der Fallenlebensdauer aufgrund von Stößen mit dem Hintergrundgas ausmachen (das heißt hier $\gamma^{-1} > 50$ s bei einer Verlustrate durch Stöße mit dem Hintergrundgas von $0,2\text{s}^{-1}$ (vgl. Kapitel 4)), so ergibt sich mit einer transversalen Fallenfrequenz von $6,2\text{kHz}$ B_0 minimal zu $0,07\text{mT} = 0,7\text{G}$.

2.3 Eigenschaften magnetischer Mikrofallen

In magnetischen Mikrofallen lassen sich grundsätzlich dieselben Arten von Feldern erzeugen wie in gewöhnlichen Spulen-Fallen, jedoch weichen die charakteristischen Größen wie Falltiefe, Gradient und Krümmung teils deutlich von denen der durch klassische Spulen erzeugten ab. Hier werden die Grundbausteine für Drahtfallen eingeführt und die wichtigsten Fallentypen vorgestellt.

2.3.1 Gerader Leiter

Das Prinzip der Drahtfalle läßt sich am einfachsten an einem geraden, mit einem Strom I durchflossenen Leiter verstehen (s. Abb. 2.3): Überlagert man ihm senkrecht zu seiner Ausbreitungsrichtung ein homogenes Magnetfeld B_{ext} , so heben sich in einer Entfernung z_0 vom Leiter das homogene und das Leiterfeld auf und man erhält in der Nähe dieser Nullstelle eine Feldkonfiguration, die einer zweidimensionalen Quadrupolfalle sehr ähnlich ist. Je nachdem, wie weit das Minimum vom Draht entfernt ist, kann man den Draht als unendlich dünn oder muß ihn als ausgedehnt auffassen.

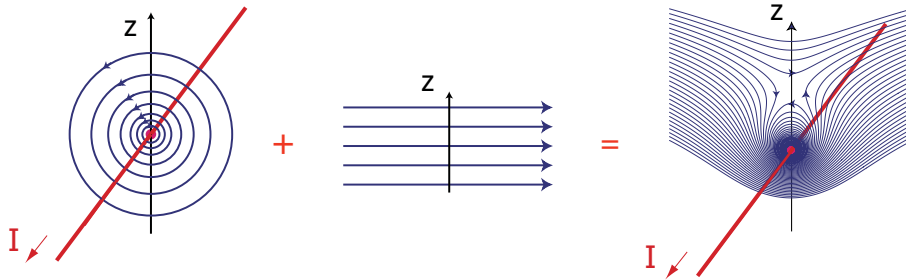


Abbildung 2.3: Das Prinzip der Drahtfalle besteht darin, dem Magnetfeld eines stromführenden Leiters ein homogenes Feld zu überlagern, so daß sich auf einer zum Leiter parallelen Geraden die Felder gerade aufheben. Für Schwachfeld-suchende Atome stellt dieses Feld bereits eine zweidimensionale Falle dar.

Unendlich dünner Leiter

In der Näherung eines unendlich dünnen Leiters löschen sich das externe Feld B_{ext} und das vom Draht erzeugte Feld in einer Entfernung

$$z_0 = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I}{B_{\text{ext}}} = 2000 \mu\text{m} \frac{I/\text{A}}{B_{\text{ext}}/\text{G}} \quad (2.20)$$

gerade aus (mit der magnetischen Permeabilitätskonstanten μ_0 und dem Drahtstrom I). Dies folgt direkt aus dem Feld eines unendlich dünnen Drahtes

$$B(z) = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I}{z} = 2000 \text{ G} \frac{I/\text{A}}{z/\mu\text{m}}. \quad (2.21)$$

Ihrer Bedeutung wegen sind hier noch der resultierende Gradient und die resultierende Krümmung angegeben:

$$B'(z) = -\frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I}{z^2} = -2 \cdot 10^7 \frac{\text{G}}{\text{cm}} \frac{I/\text{A}}{z^2/\mu\text{m}^2} \quad (2.22)$$

$$B''(z) = \frac{\mu_0}{\pi} \frac{I}{z^3} = 4 \cdot 10^{11} \frac{\text{G}}{\text{cm}^2} \frac{I/\text{A}}{z^3/\mu\text{m}^3}. \quad (2.23)$$

Ihr Betrag ist unabhängig vom externen homogenen Feld B_{ext} . Für die Mikrofallentechnik bedeutsam ist die starke Oberflächenabstands-Abhängigkeit, die mit z^{-2} bzw. z^{-3} skaliert.

Der Gradient im Zentrum des Quadrupolfeldes hat nach Gl. 2.20 und 2.22 eine Größe von

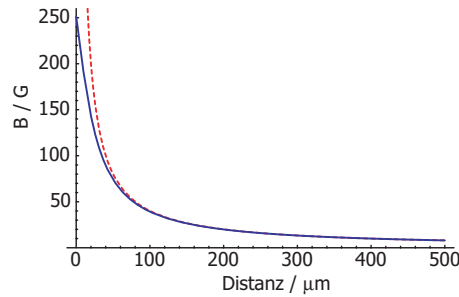


Abbildung 2.4: Magnetfeldstärke in Abhängigkeit des Abstandes von einem unendlich dünnen Leiter (gestrichelt) und einem $50 \mu\text{m}$ breiten Leiter. Erst unter einem Abstand, der etwa der Drahtbreite entspricht, weichen die Feldverläufe deutlich voneinander ab.

$$B' = -\frac{2\pi}{\mu_0} \frac{B_{\text{ext}}^2}{I} = -5 \frac{\text{G}}{\text{cm}} \frac{B^2/\text{G}^2}{I/\text{A}}. \quad (2.24)$$

Breiter Leiter

Wie gerade gezeigt, ist es vorteilhaft, nahe an den Draht heranzugehen, um große Gradienten und Krümmungen zu erreichen. Sobald jedoch der Abstand des Minimums vom Draht vergleichbar mit der Ausdehnung des Drahtes wird, sind die obigen Gleichungen nicht mehr gültig⁴. Statt ihrer gilt für das Magnetfeld über einer flachen Leiterbahn der Breite w [13]

$$B(z) = \frac{\mu_0}{\pi} \frac{I}{w} \operatorname{arccot} \frac{2z}{w} = \frac{\mu_0}{\pi} \frac{I}{w} \left(\frac{\pi}{2} - \arctan \frac{2z}{w} \right). \quad (2.25)$$

In Richtung senkrecht zur Oberfläche ist die Leiterbahn auch hier noch als unendlich dünn angenommen; diese Näherung ist gerechtfertigt, da in Chipfallen die Breite der Leiterbahnen meist viel größer als deren Dicke ist (bei uns $50 \mu\text{m}$ gegen $7 \mu\text{m}$) und der Abstand des Fallenzentrums von der Oberfläche immer deutlich größer als die Leiterbahndicke ist.

Der Feldverlauf ist in Abb. 2.4 zu sehen. Insbesondere sieht man, daß ein endliches maximales Feld (bei maximaler Steigung) an der Leiteroberfläche anliegt, dessen Wert

$$B(z=0) = \frac{\mu_0 I}{2w} \quad (2.26)$$

⁴Allein im Fall runder Drähte darf die Näherung unendlich dünner Leiter noch angewandt werden, wenn das Fallenzentrum außerhalb des Leiters zu liegen kommt.

beträgt.

Die Ableitungen sind

$$B'(z) = -\frac{2\mu_0}{\pi w^2} \frac{I}{1 + \left(\frac{2z}{w}\right)^2} \leq B'(z=0) = -\frac{2\mu_0 I}{\pi w^2} \quad (2.27)$$

$$B''(z) = \frac{16\mu_0}{\pi w^4} \frac{Iz}{\left(1 + \left(\frac{2z}{w}\right)^2\right)^2}. \quad (2.28)$$

Die größte Krümmung erhält man für $z = w/(2\sqrt{3}) \approx 0,3w$. In dreidimensionalen Fallen hat dieser Wert und die aus den Ableitungen des Drahtfeldes erhaltene Krümmung im Bereich des Fallenbodens allerdings keine Bedeutung, weil die Krümmung, die sich aus der vektoriellen Addition des Gradiententerms in radialer Richtung und des homogenen Feldes in axialer Richtung ergibt (vgl. Gl. 2.9 und Abb. 2.2), leicht eine bis zwei Größenordnungen größer sein kann, als die hier berechnete (daher ist auch in Mikrofallen Formel 2.12 für die radiale Fallenfrequenz in sehr guter Näherung gültig).

2.3.2 Die Quadrupol-Draht-Falle

Ausgehend vom unendlich langen Leiter, der eine zweidimensionale Quadrupolfalle bildet, gelangt man sehr einfach zur dreidimensionalen Quadrupolfalle: Der Draht wird einfach in Form eines „U“ gebogen, so daß die Feldebträge der Zuleitungen die Falle schließen (s. Abb. 2.5). Diese heben sich entlang der Symmetrieachse des U-förmigen Drahts gerade auf, so daß sich in Minimumnähe ein Feld bildet, das einem Quadrupolfeld sehr ähnlich ist. In Abb. 2.5 sind sowohl die Magnetfeldstärke als auch die einzelnen Komponenten des Magnetfeldes entlang der langen Fallenachse (x-Richtung) gezeigt. Für diese Graphen ist in der y-z-Ebene für jeden x-Wert das Minimum gesucht, so daß sie jeweils das Feld und die Komponenten des tatsächlichen Fallenminimums angeben⁵. Zugrunde gelegt sind ein U-Draht, der aus einer 300 μm breiten Goldleiterbahn besteht; die Breite des Us (vom Zentrum der Leiterbahnen aus gemessen) beträgt 1,5 mm, die U-Bügel sind 1,75 mm lang. Durch das U fließt ein Strom von 2 A bei einem externen Feld von 8 G in y-Richtung. Das dadurch erzeugte Minimum liegt bei $z = 0,33$ mm und ist um 80 μm aus dem U in y-Richtung hinausgedrückt (nicht auf den Plots sichtbar). Außerdem hat die Falle eine leichte Bananenform: Ihre Enden sind von den Zuleitungen, genauer, aus der Zeichenebene heraus gebogen.

⁵Dieser und alle weiteren Plots sind mithilfe von mathematica (Wolfram Research) und einer von Wolfgang Hänsel geschriebenen C-Routine berechnet [13].

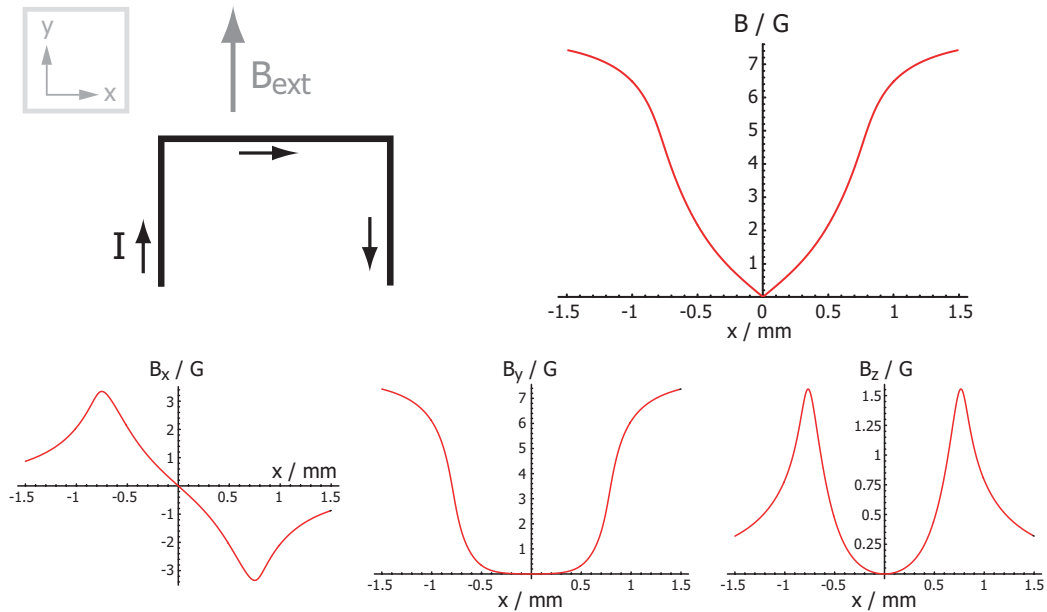


Abbildung 2.5: Aus der Überlagerung des Feldes eines stromdurchflossenen U-Drahtes und eines externen homogenen Magnetfeldes erhält man eine Quadrupolfalle (Details im Text).

In Abb. 2.5 ist klar zu erkennen, daß um Null herum die Feldstärke etwa linear zunimmt. Sie steigt, noch bevor in x -Richtung die U-Zuleitungen erreicht werden, sodann stärker an, um dann auf den konstanten Wert des externen homogenen Magnetfeldes zu gehen. In den einzelnen Komponenten erkennt man, daß im linearen Innenbereich die x -Komponente das Feld dominiert und nach außen hin die y - und die z -Komponente steil zunehmen. Weiterhin ist das Feld im Zentrum tatsächlich Null, da die y - und die z -Komponenten verschwinden und die x -Komponente durch Null hindurch geht.

2.3.3 Die Ioffe-Pritchard-Draht-Falle

Biegt man den Draht in eine Z-Form, so erhält man das Feld einer Ioffe-Pritchard-Falle (s. Abb. 2.6). Da in diesem Fall die Stromrichtung in den beiden z -Armen dieselbe ist, heben sich deren Anteile im Zentrum gerade nicht auf, sondern addieren sich zu einem nicht-verschwindenden Minimum.

In Abb. 2.6 ist zu sehen, daß wie für den Quadrupol im Innenbereich das Feld hauptsächlich durch die in diesem Fall parabelförmige x -Komponente erzeugt wird und nach außen hin wiederum die Beiträge in den anderen

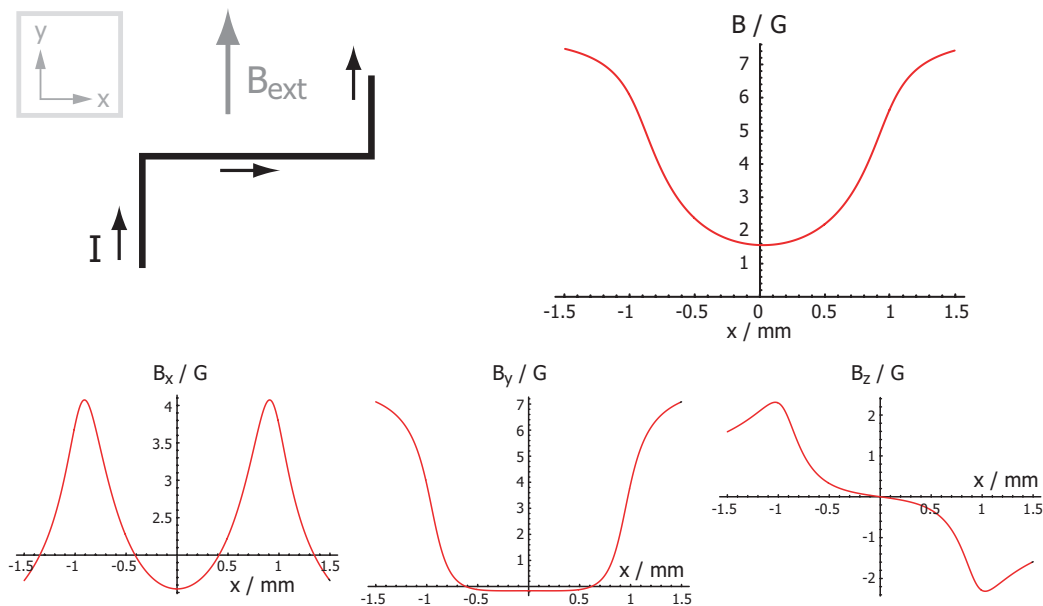


Abbildung 2.6: Überlagert man einem Z-Draht ein homogenes Magnetfeld, so erhält man eine Ioffe-Pritchard-Falle (Details im Text).

Raumrichtungen steil ansteigen. Die Graphen sind mit einem $50\ \mu\text{m}$ breiten Draht berechnet, dessen Zuleitungszentren $1,95\ \text{mm}$ auseinander liegen. Der durch ihn fließende Strom und das externe Magnetfeld haben die gleichen Werte wie oben: $2\ \text{A}$ bzw. $8\ \text{G}$ in y -Richtung. Das Minimum dieser Falle liegt $45\ \mu\text{m}$ vom Draht entfernt und ist direkt unter dem Symmetriezentrum platziert; allerdings ist die Falle leicht in der Zeichenebene gedreht, so daß ihre Enden etwas in die Richtung der Zuleitungen zeigen. Im Falleninnenbereich hat die Ioffe-Pritchard-Falle einen deutlich schwächeren Einschluß als die Quadrupolfalle, wie in den Abbildungen leicht zu erkennen ist.

Angefangen mit der Wechselwirkung paramagnetischer Atome mit einem Magnetfeld ist in diesem Kapitel die Theorie der Chipfallen erläutert worden. Damit und mit Ausführungen zur Bose-Einstein-Kondensation im vorherigen Kapitel sind die Grundlagen gegeben, um in den experimentellen Teil überzugehen. Das nächste Kapitel behandelt daher zunächst den Aufbau des Experiments, und zwar vom Innersten her kommend nach außen schreitend: Das Substrat, seine Aufhängung, die Vakuumapparatur und zuletzt das Lasersystem einschließlich des Laserkühlens und der Atomdetektion.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Die Bezeichnung „magnetische Mikrofallen“ hat sich für Magnetfallen eingebürgert, die aus einem oder mehreren stromführenden Leitern und eventuell einem äußeren homogenen Magnetfeld bestehen¹. Waren die stromführenden Leiter in den ersten Experimenten noch einfache Drähte, die nur an ihren Enden gehalten wurden [16, 54, 17], so sind die heutigen Mikrofallen alle nach dem Prinzip eines Mikrochips aufgebaut: Leiterbahnen auf einem Trägermaterial; daher rührt der Name magnetische Chipfallen für diese spezielle Art von Mikrofallen. Der erste Vorschlag zu dieser Art von Fallen geht zurück auf Weinstein und Libbrecht [11] im Jahre 1995, die unterschiedliche Leiterbahnführungen erdacht haben, um eine Ioffe-Pritchard-Falle mit möglichst großen Magnetfeldgradienten und -krümmungen zu erzeugen. Sie betrachteten jedoch noch nicht die Möglichkeit, viele Elemente zur komplexen Manipulation von Atomwolken auf einem Chip zu vereinen. Dies geschah in der Folgezeit. So wurde in unserer Arbeitsgruppe vor drei Jahren das Förderband für magnetisch gefangene Atome [18, 13] entworfen und realisiert, in anderen Arbeitsgruppen wurden Wellenleiter und Strahlteiler für Atome gebaut [55, 56, 57]. Mit großem Optimismus ist ein Name für diese neue Art von Magnetfallen verbunden, der auf die Analogie zur Mikroelektronik anspielt: der „Atomchip“. Was die Elektronen im Mikrochip sind, sind in ihm nach [58] die Atome innerhalb der Chipfalle. Ein experimentell durchaus realisierbar erscheinender Vorschlag zu einem Quantengatter in einer Chipfalle (s. Abschnitt 5.6.3), dessen Implementierung einen ersten Schritt in Richtung eines Quantencomputers darstellen würde, legt nahe, daß der Atomchip tatsächlich Wirklichkeit werden könnte.

Doch zunächst geht es hier um die Herstellung des Substrates, das die

¹Vor einigen Jahren wurden am Lehrstuhl Hänsch auch Untersuchungen zu Magnetfallen angestellt, die aus ferromagnetischen Nadeln aufgebaut waren [9, 10]; auch sie gehören zur Kategorie der magnetischen Mikrofallen.

Grundlage einer jeden Chipfalle und eines jeden Atomchips ist. Je nach benötigtem Strom bzw. je nach den Abmessungen der Leiterbahnen werden unterschiedliche Prozesse verwendet (für einen Überblick s. [59]); hier wird auf den von uns benutzten und bereits seit vier Jahren mit Erfolg eingesetzten Weg eingegangen.

3.1 Das Substrat

Eines der vorrangigen Ziele der Mikrofallen ist es, große Magnetfeld-Gradienten zu erreichen. Wie in Abschnitt 2.3.1 gezeigt wurde, sind dafür schmale Leiterbahnen erforderlich. Um schmale Leiterbahnen zu erhalten, die zudem möglichst große Ströme führen können, sollten die Bahnen etwa so hoch sein wie sie breit sind, weswegen lithographische Herstellungsprozesse allein häufig nicht ausreichen, da sie meist nur sehr dünne Bahnen erzeugen können.

3.1.1 Herstellung der Leiterbahnen

In unserem Fall wird eine etwa 100 nm dicke, lithographisch aufgetragene Goldschicht galvanisch auf etwa 5 μm Dicke nach der sog. Dünnschicht-Hybrid-Technik verstärkt; dies ist ein Standardprozeß, mit dem das Fraunhofer-Institut für Zuverlässigkeit und Mikrointegration in München unsere Substrate hergestellt hat.

Für eine gute Ableitung der im Substrat dissipierten Leistung besteht unser Substrat aus einer 0,63 mm starken Aluminium-Nitrid-Keramik. Sie hat mit rund 170 W/(K m) eine etwa fünffach bessere Wärmeleitfähigkeit als das gebräuchlichere Trägermaterial Aluminiumoxid. Verglichen mit Glas (Pyrex, BK7) ist die Wärmeleitung sogar um gut zwei Größenordnungen besser, verglichen mit Silizium um rund einen Faktor 2. Zum Vergleich: die Wärmeleitfähigkeit von Silber beträgt 430 W/(K m).

3.1.2 Herstellung der Spiegelschicht

Die zum Betreiben der Spiegel-MOT (vgl. Abschnitt 3.3.1) benötigte reflektierende Schicht ist in einem sog. Replica-Prozeß aufgebracht, der wie folgt funktioniert: Auf ein Glassubstrat wird eine etwa 250 nm dicke Silberschicht schwach haftend, das heißt ohne die sonst übliche Haftschicht aus Chrom o.ä., aufgedampft. Diese Schicht wird darauf unter Verwendung von 25 μm starken Abstandshaltern (Golddraht) auf das eigentliche Substrat geklebt, wobei die Abstandshalter dafür sorgen, daß die Silberschicht keine Kurzschlüsse

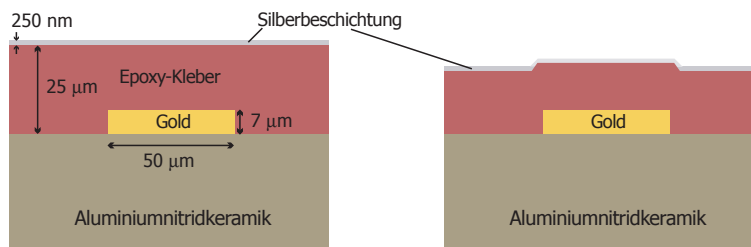


Abbildung 3.1: Das Substrat besteht aus Aluminium-Nitrid-Keramik, auf die rund $7\ \mu\text{m}$ dicke Goldleiterbahnen galvanisch aufgebracht sind. Die Spiegelschicht ist mithilfe von Abstandshaltern aufgeklebt. Links ist das gewünschte Resultat zu sehen: eine plane Spiegelschicht; rechts ist etwas übertrieben der Effekt des geschrumpften Klebers zu sehen: Da der Volumenverlust proportional zum Volumen ist, ergeben sich Höhenvariationen.

zwischen den Goldleiterbahnen auf dem Substrat erzeugt. Im Idealfall erhält man durch diese Methode eine plane Spiegelschicht (s. Abb. 3.1).

Im Betrieb sieht man in etwa 20 cm Entfernung vom Substrat im reflektierten Laserstrahl deutlich die Leiterbahnstruktur, was zeigt, daß der Kleber² ein wenig geschrumpft ist, so daß die Silberschicht schwach die Höhenstruktur der Goldleiterbahnen widerspiegelt.

3.1.3 Aufhängung und Kontaktierung des Substrats

Um die Atome für die Detektion in den freien Fall entlassen zu können (s. Abschnitt 4.2), ist der Chip kopfüber aufgehängt. Er ist dazu mit einem UHV-kompatiblen, gut wärmeleitenden Kleber³ auf einen Kupferblock aufgeklebt (s. Abb. 3.2), der wiederum über Kupferstangen an einen Flansch der Vakuumapparatur geschraubt ist (s. Abb. 3.3). Die Chipkontakte sind mit jeweils vier bis fünf $25\ \mu\text{m}$ starken, etwa 2 mm langen Golddrähten an Stecker kontaktiert (im Bondverfahren), die an der Seite des Kupferblocks in einem Macor-Block gehalten werden. Die elektrischen Zuleitungen bestehen aus Polyimid⁴-isolierten Kupferdrähten, die zu einer Vakuum-Durchführung geleitet sind.

²Epo-Tek 353ND

³Epo-Tek H77

⁴Handelsname: Kapton, Kinel, Vespel etc.

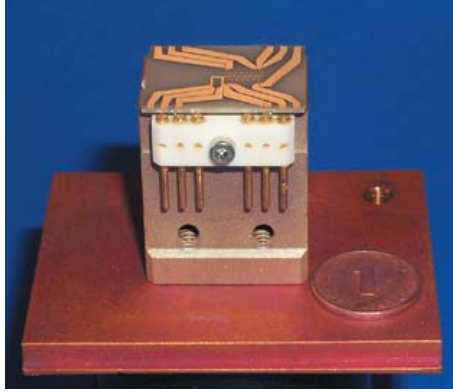


Abbildung 3.2: Das Chipsubstrat ist auf einen Kupferblock aufgeklebt. Die Leiterbahnen sind mit den Steckkontakten durch dünne Golddrähte mit Bondkontakten verbunden. Vor dem Einbau ins Vakuum wird noch die Silberspiegelschicht aufgebracht.



Abbildung 3.3: Der Kupferblock mit dem Chipsubstrat (hier trägt es die Silberspiegelschicht) wird mit Kupferstangen kopfüber gehalten.

3.2 Das Vakuumsystem

Bisher benötigte die Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats ein relativ aufwendiges Vakuumsystem, um einerseits einen hohen Rubidiumdampfdruck für das Laden der MOT, andererseits eine Lebensdauer des Atomensembles in der Magnetfalle von einigen 10 s zu ermöglichen. Dies wurde entweder durch den Aufbau eines Zweikammer-Vakuumsystems erreicht oder aber durch einen Strahl kalter Atome, der die Verwendung eines sog. Zeeman-Abbremsers benötigt⁵. Beide Ansätze sind sehr anspruchsvoll: Im Zweikam-

⁵Eine Ausnahme ist das Tübinger Chipfallen-Experiment [60], in dem die beiden Druckregimes zeitlich getrennt sind: Eine gepulste Rubidiumquelle sorgt dafür, daß in der Magnetfallenphase der Rubidium-Dampfdruck auf sehr niedrige Werte abgesunken ist (Gesamtdruck etwa 10^{-11} hPa.) Der Nachteil bei dieser Lösung ist, daß während der MOT-Phase etwa 20 s gewartet werden muß, bis der Dampfdruck auf den niedrigen Wert gesunken ist.

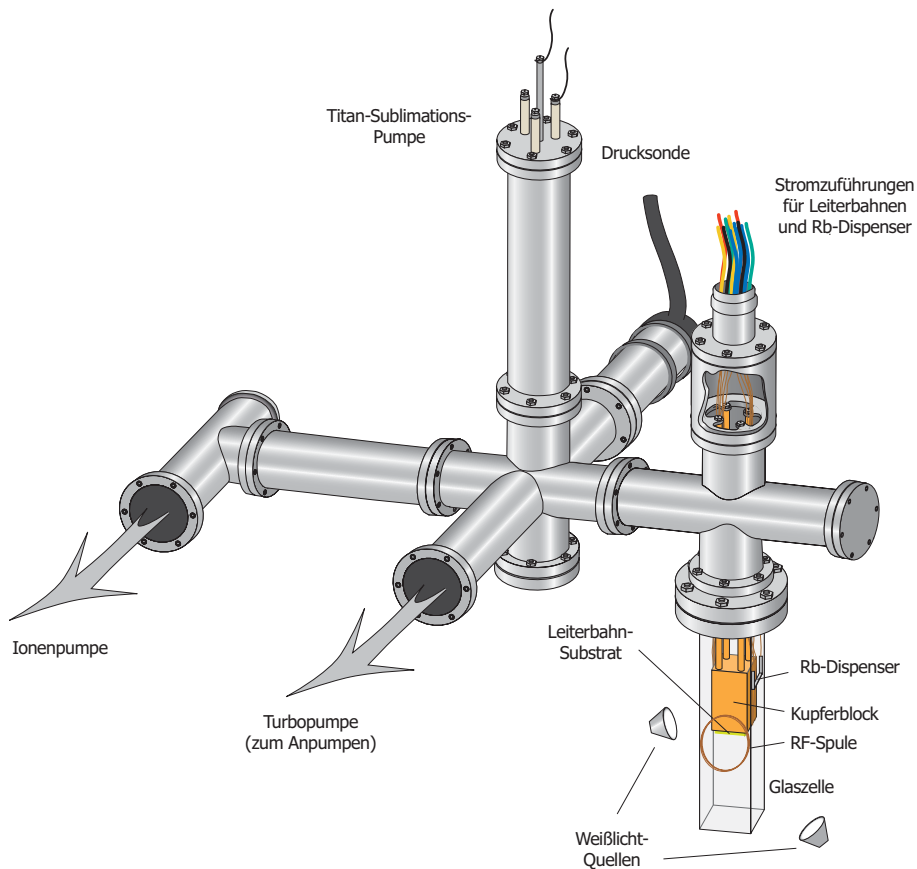


Abbildung 3.4: Aufbau des Vakuumsystems. Die Positionen der Weißlichtquellen sowie der Radiofrequenz-Spule sind angedeutet.

mer-Vakuumsystem beispielsweise herrscht in der ersten Kammer ein hoher Rubidium-Dampfdruck zum schnellen Laden der MOT (rund 10^{-9} hPa), in der zweiten ein sehr gutes Vakuum für eine große Lebensdauer (typisch besser als 10^{-11} hPa). Der Transport der in der ersten Kammer gefangenen Atome in die andere erzeugt eine nicht zu unterschätzende experimentelle Anstrengung, sei er durch Lichtkräfte und einer zweiten MOT in der Kammer niedrigen Druckes (s. beispielsweise [61, 62]), sei er durch das Verschieben der Magnetfalle (z.B. [63]) bewerkstelligt.

3.2.1 Einkammer-Aufbau

In diesem Experiment ist die evaporative Kühlzeit mit 0,7 bis 3s so gering (s. Kapitel 4), daß wir in einem relativ schlechten Vakuum und der da-

durch kleinen Fallenlebensdauer ein Bose-Einstein-Kondensat erzeugen können. Das Vakuumsystem ist entsprechend einfach gehalten (s. Abb. 3.4): Der Kupferblock, der kopfüber das Substrat trägt, hängt in einer Glaszelle. Zwischen dem Kupferblock bzw. den an ihm angebrachten Halterungen für die Verkabelung des Substrats und den inneren Zellenwänden liegen jeweils etwa 5 mm, durch die die Experimentierregion evakuiert wird. Dies ist auf den ersten Blick ungünstig, ist doch der Pumpquerschnitt somit klein. Für die Benutzung einer Weißlichtquelle zur Photodesorption von Rubidium hat sich dies als günstig erwiesen, worauf im Folgenden eingegangen wird.

Das Vakuum wird anfangs durch eine Turbomolekular-Pumpe und einer Drehschieberpumpe als Vorpumpe erzeugt und durch eine 25-l-Ionenpumpe und einer Titan-Sublimations-Pumpe gehalten. Ein Drucksensor, der zwischen Chipregion und Pumpen installiert ist, zeigt einen Grunddruck von $2,4 \cdot 10^{-10}$ hPa an; der Druck unterhalb des Chips ist im Betrieb um etwa eine Größenordnung schlechter, was man aus der Lebensdauer der Atomwolke, die zwischen vier und acht Sekunden liegt, schließen kann.

3.2.2 Rubidiumquelle

Als Quelle für die zu fangenden Rubidiumatome dient ein sog. Rubidium-Dispenser⁶, ein nur wenige Kubikmillimeter großes, längliches, mit einem Schlitz versehenes Metallgefäß, in das eine Mischung aus Rubidiumchromat und einem Reduziermittel gefüllt ist. Sendet man einen Strom von einigen Ampère durch den Dispenser, so heizt sich dieser auf mehrere hundert Grad Celsius auf, was dazu führt, daß elementares Rubidium aus ihm austritt⁷. Ein solcher Dispenser hat den Vorteil, daß man ihn nahe der Experimentierregion plazieren und durch einfaches Schalten des Stromes im Pulsbetrieb betreiben kann. Die Zeitkonstanten sind allein durch die Abkühl- und Heizzeiten gegeben (s. auch [64]). Da das Freisetzen durch eine chemische Reaktion ausgelöst wird, gibt es einen Schwellenstrom, unterhalb dessen kein Rubidium austritt; er liegt bei knapp über 3 A. Wir betreiben den Dispenser zwischen 3,2 und 4,4 A.

3.2.3 Lichtinduzierte Desorption

Schnelles Laden der MOT und eine möglichst große Magnetfallenlebensdauer erfordern sehr unterschiedliche Rubidium-Drücke, die, möchte man mit einer einzelnen Vakuumkammer auskommen, durch einen Pulsbetrieb des

⁶Hersteller: SAES-Getter

⁷Neben Rubidium emittiert ein Dispenser sicher auch immer andere, unbekannte Stoffe in weitgehend unbekannter Menge.

Dispensers erreicht werden können [60]. Allerdings liegt die Zeit, die der Dispenser benötigt, um soweit abzukühlen, daß er kein Rubidium mehr emittiert, bei mindestens 10 s. Praktisch instantan kann man den Rubidium-Druck aber auch durch einfaches Anleuchten der Glaszelle mit einer gewöhnlichen Halogenlampe erhöhen und wieder senken. Der zugrunde liegende Effekt ist die sog. lichtinduzierte Desorption [65]: Die gesamte Innenwandfläche der Vakuumapparatur wird mit der Zeit mit Rubidium beschichtet; ein Teil dieses Rubidiums kann durch das eingestrahlte Licht desorbiert werden und steht damit für die MOT zur Verfügung. Wir strahlen das Weißlicht einige Sekunden vor der MOT-Phase ein (s. auch Abb. 3.6) und schalten es 0,6 s vor Ende der MOT aus, um bei der Detektion direkt nach der MOT kein nachglühendes Halogenlicht in die Kamera zu strahlen. Wir konnten nicht erkennen, daß sich die Lebensdauer der Atome in der Magnetfalle steigern läßt, wenn wir das Weißlicht noch früher ausschalten.

Wir betreiben zwei Halogenlampen⁸ in etwa 5 cm Entfernung von der Glaszelle. Ihre Positionen sind in Abb. 3.4 eingezeichnet. Die Lampen haben vermutlich den Nebeneffekt, daß sie außer Rubidium auch andere Substanzen ablösen, die im Betrieb ohne Weißlichtquellen langsam stetig von den Wänden abdampfen und so den Enddruck begrenzen. Nach einigen Stunden Betrieb der Weißlichtquellen ist die Kammer damit gereinigt und der Druck in der Experimentierregion gesunken, was wir in einer Zunahme der Fallenlebensdauer um etwa 25 % ablesen können zu meinen⁹.

Nicht ganz klar ist geworden, welches der vorhandenen Materialien sich am besten als Trägermaterial für das zu desorbierende Rubidium eignet: der Effekt der seitlich strahlenden Weißlichtquelle ist nach mehreren Tagen Betrieb deutlich zurückgegangen (sie bewirkte allein nur noch etwa eine Verdoppelung der Atomzahl, verglichen mit einer MOT ohne Weißlichtquelle), wohingegen die von unten leuchtende Lampe die Atomzahl etwa verzehnfacht. Letztere bestrahlt hauptsächlich die Silberschicht auf dem Spiegelsubstrat, die seitliche vornehmlich die Kupferhalterung auf der dem Dispenser abgewandten Seite.

Man kann den Effekt der Weißlichtquellen noch verstärken und Tag für Tag wiederherstellen, indem man vor dem Experimentierbeginn den Dispenser für einige Stunden Rubidium emittieren läßt und damit die Apparaturwände erneut mit Rubidium beschichtet. Wir lassen den Dispenser normalerweise eine bis fünf Stunden bei etwa 3,8 A vorlaufen. Die Weißlichtquellen

⁸Projektionslampen der Firma Philips, Typ 13165 mit 35 W. Sie haben eine höhere Farbtemperatur als Haushalts-typische Halogenlampen und damit eine größere Lichtleistung im UV-Bereich.

⁹Die MOT-Laderate ist in etwa konstant geblieben, so daß dieser Effekt wohl nicht durch einen geringeren Rubidium-Druck erklärt werden kann.

erhöhen dann die Atomzahl in der MOT um bis zu einem Faktor zwanzig; ihr Effekt geht nach einhundertmaligem, sechssekündigem Laden der MOT um etwa 15 % zurück.

3.3 Laserkühlen

In nahezu allen Experimenten zur Bose-Einstein-Kondensation schwach wechselwirkender Gase werden die ersten Größenordnungen in der Phasenraum-dichte auf dem Weg zum Phasenübergang in einer magneto-optischen Falle (MOT) gewonnen. Erst dieses Hilfsmittel erlaubt es, eine große Zahl Atome in einer Magnetfalle zu fangen und sodann weiter zu kühlen. Die Standardform einer MOT ist weit verbreitet, kann aber nicht in der Nähe eines Chipsubstrates betrieben werden. Im Folgenden wird eine modifizierte MOT beschrieben, die mit dem Chipsubstrat vereinbar ist.

3.3.1 Die Spiegel-MOT

Eine gewöhnliche MOT [66] besteht aus drei Paaren jeweils gegenläufiger Laserstrahlen (s. Abb. 3.5). Die Paare stehen senkrecht aufeinander und treffen sich alle im Minimum eines Quadrupolmagnetfeldes. Dieses verursacht eine ortsabhängige Zeeman-Aufspaltung der Hyperfeinzustände der zu fangenden Atome, wodurch in Verbindung mit dem Lichtdruck der Laserstrahlen eine ortsabhängige Kraft auf die Atome wirkt [67, 68], die so gerichtet ist, daß die Atome immer in Richtung des Fallenzentrums getrieben werden.

Zwei der Laserstrahlenpaare laufen in der ordentlichen Spulenebene, ein Paar läuft entlang der außerordentlichen Achse des Quadrupolfeldes durch die Spulenzentren hindurch. Die zirkulare Polarisierung der gegenläufigen Strahlen muß jeweils dieselbe sein und zwar derart, daß die beiden Strahlenpaare, die in der ordentlichen Ebene verlaufen, dieselbe Polarisierung aufweisen, das dritte Paar jedoch genau gegensinnig polarisiert ist [66].

Da die Strahlen aus allen Raumrichtungen kommen müssen, kann man keine schattenwerfenden Gegenstände in die Nähe des Strahlkreuzungspunktes bringen. Um die Atome trotzdem einfach in eine Chipfalle laden zu können, ist vor etwa vier Jahren in unserer Arbeitsgruppe eine Methode gefunden worden, dieses Problem zu umgehen: man bedient sich einer spiegelnden Chipoberfläche [12, 13], wie in Abb. 3.5 dargestellt¹⁰. Er wird orientiert, wie in Abb. 3.5 gezeigt, und hat den Effekt, daß sich in der Nähe der Oberfläche die

¹⁰Verwandte Vorschläge basierend auf acht Strahlen sind in [69] und basierend auf einer pyramidenartigen Spiegelaufstellung in [70] zu finden. Nachgebaut wurde unsere Konfiguration mittlerweile in [58].

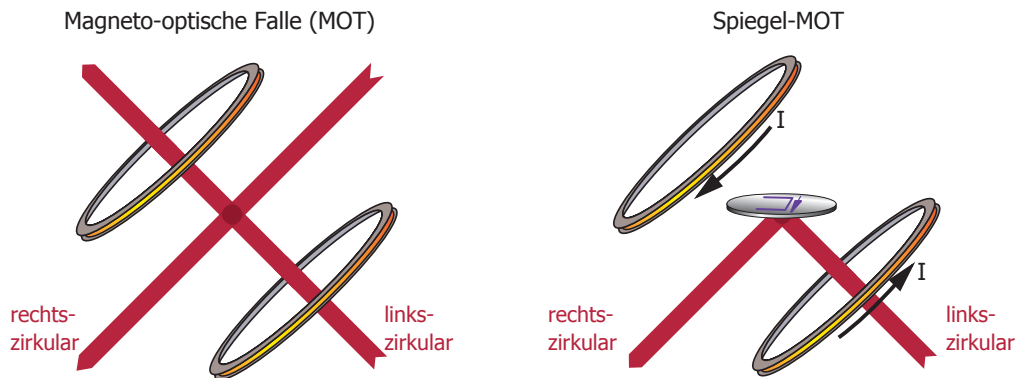


Abbildung 3.5: Links die 6-Strahl-MOT, bei der man keine Schattenwerfenden Gegenstände in die Nähe der im Strahlkreuzungspunkt gefangenen Atome bringen kann, ohne eine Laserstrahl zu verdecken. In der Spiegel-MOT (rechts) herrscht im Kreuzungsbereich der Laserstrahlen unterhalb des Spiegels das gleiche Licht- und Magnetfeld wie in der 6-Strahl-MOT. Zusätzlich bietet sie von oben freien Zugang zu den Atomen bis an den Spiegel heran. Im Spiegel ist der U-Draht angedeutet, der für die Draht-MOT Verwendung findet (s. Text). Nicht eingezeichnet sind zwei Laserstrahlen, die in beiden Konfigurationen in die Zeichenebene hinein bzw. aus ihr hinaus laufen.

unter 45° zur Oberfläche einlaufenden Strahlen mit den reflektierten überlagern und so dort die Strahlenkonfiguration dieselbe wie in einer gewöhnlichen MOT ist; insbesondere stimmen auch die Polarisierungen überein, da sie bei geometrischer Reflexion an einer metallischen Oberfläche umgedreht werden.

Ein U-förmig gebogener Draht erzeugt, wie in Abschnitt 2.3.2 gezeigt, gemeinsam mit einem externen homogenen Magnetfeld ein Quadrupolfeld. Dessen Hauptachsen liegen um 45° gekippt zur U-Draht-Ebene, so daß ein in der Spiegelebene eingebauter U-Draht (s. Abb. 3.5) genau die Feldkonfiguration erzeugt, wie sie für den Betrieb einer Spiegel-MOT benötigt wird. Der Raumbereich, in dem die vom U-Draht erzeugten Magnetfeldlinien quadrupolartig verlaufen, hat eine typische Ausdehnung, die den Abmessungen des U-Drahtes entspricht. In unserem Fall ist der U-Draht rund 2 mm breit, so daß wir zum anfänglichen Laden einer großen Zahl von Atomen Quadrupolspulen einsetzen und die Atome daraufhin in die sog. Draht-MOT überführen.

Während des Transfers der Atome von der makroskopischen (Spulen-) Falle zur Draht-MOT werden die Laser für 3 ms ausgeschaltet: Zu Beginn dieser Zeit werden die MOT-Spulen aus- und die B_y -Spulen eingeschaltet, was in den Spulenhalterungen Wirbelströme induziert, die in den verbleibenden 2 ms abklingen. Da die Atomwolke vor dem Schaltvorgang gekühlt

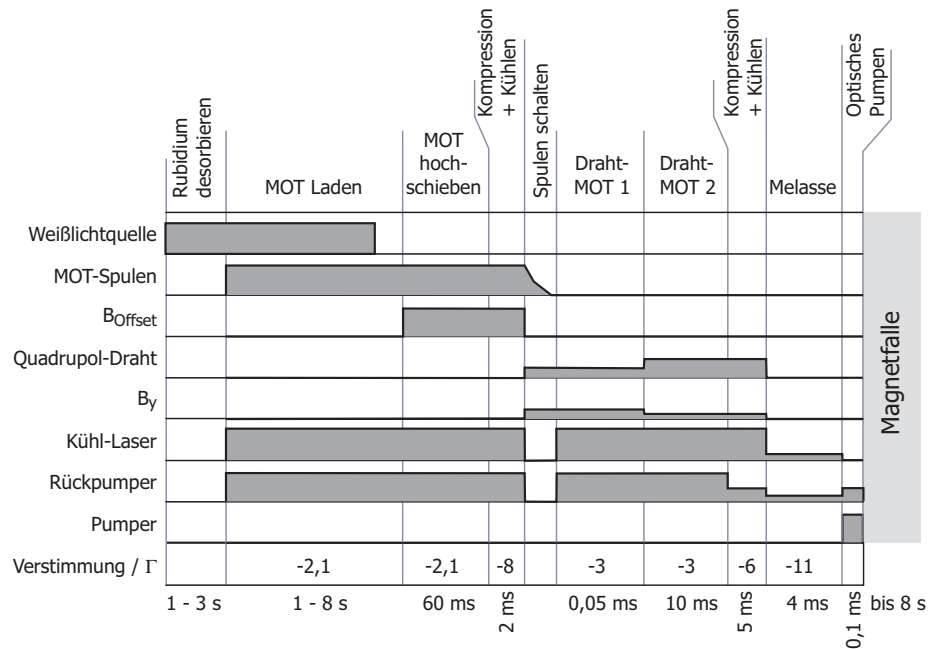


Abbildung 3.6: Zeitliche Abfolge der MOT-Phasen bis zum Einladen in die Magnetfalle. B_{offset} bezeichnet das Magnetfeld, das durch einige gleichsinnige Windungen auf den MOT-Spulen erzeugt wird, um das durch sie erzeugte Minimum entlang ihrer außerordentlichen Achse zu verschieben. Die letzte Zeile gibt die Verstimmung des Kühllasers relativ zur $F = 2 \rightarrow F' = 3$ -Resonanz an, gemessen in Linienbreiten $\Gamma (= 6 \text{ MHz})$.

wird, expandiert sie so wenig, daß alle Atome wieder eingefangen werden. Weiterhin ist es vorteilhaft, das Minimum der Draht-Falle schon nahe der Magnetfallen-Position zu erzeugen, während das Minimum der makroskopischen Spulen etwa 2 mm unterhalb der Oberfläche liegen sollte¹¹. Die Atome werden dann zwar am Anfang der Draht-MOT-Phase zum Minimum hin beschleunigt, doch wird ihnen diese kinetische Energie auch sehr schnell wieder durch die Laserstrahlung entzogen.

Abb. 3.6 zeigt zusammenfassend den zeitlichen Ablauf der MOT-Phase bis zum Einladen in die Magnetfalle (s. auch Abschnitt 4.4.1).

¹¹Liegt das Minimum näher an der Oberfläche, ist die Zahl der gefangenen Atome deutlich kleiner, was nicht allein mit dem kleineren Einfangvolumen erklärt werden kann. Jakob Reichel und Wolfgang Hänsel haben schon vor geraumer Zeit versucht, den Grund für diese Beobachtung zu eruieren, doch konnten sie keine klare Erklärung finden [59].

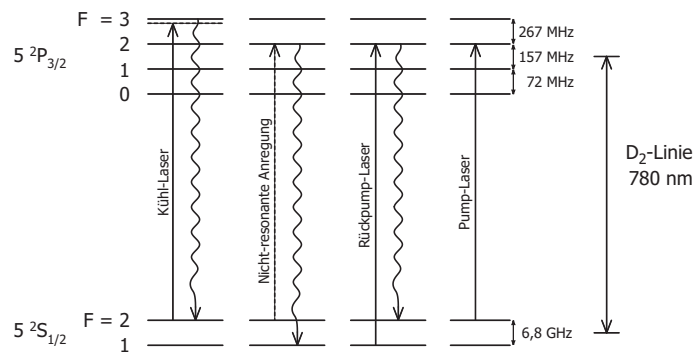


Abbildung 3.7: Ausschnitt aus dem Thermeschema von ^{87}Rb mit den für die MOT verwendeten Laserfrequenzen.

3.3.2 Laseraufbau

Das Lasersystem dieses Experiments ist vermutlich das einfachste und günstigste, mit dem bisher Bose-Einstein-Kondensate hergestellt wurden. Wir benötigen lediglich vier Laserdioden, von denen drei gitterstabilisiert sind und eine injiziert ist¹². Zum Betrieb der MOT benötigt man zwei Laserfrequenzen: einen Kühllaser auf dem schnellen, zyklischen Übergang $F = 2 \rightarrow F' = 3$ der Rb-D₂-Linie und einen Rückpump-Laser ($F = 1 \rightarrow F' = 2$), der Atome, die durch einen Raman-Prozess in den Zustand $F = 1$ gefallen sind, wieder dem Kühlzyklus zuführt (s. Abb. 3.7).

Um möglichst viele Atome in die Magnetfalle laden zu können, müssen diese vor dem Einschalten der Magnetfalle spinpolarisiert werden, so daß alle in einem schwachfeldsuchenden Zustand sind. Dazu strahlen wir kurz vor dem Einschalten der Magnetfalle noch einen Pump-Laserstrahl auf dem Übergang $F = 2 \rightarrow F' = 2$ ein, der von einem weiteren gitterstabilisierten Diodenlaser erzeugt wird. Abb. 3.8 zeigt den kompletten Aufbau des Lasersystems.

Kühllaser

Als Kühllaser für die MOT benutzen wir eine sog. Master-Slave-Anordnung zweier Diodenlaser; der Masterlaser besteht aus einer Laserdiode, deren Linienbreite durch ein externes Gitter auf unter 2 MHz gesenkt wird. Die Laserfrequenz wird durch ein Radiofrequenz-Lock [71, 72] in einer Absorptions-Spektroskopie stabilisiert. Das vom Masterlaser emittierte Laserlicht wird nach doppeltem Durchgang durch eine akusto-optischen-Modulator (AOM), mit dem die Laserfrequenz um bis zu 180 MHz verschoben werden kann, in die

¹²In einem neu aufgebauten Experiment kommen wir mit nur drei Diodenlasern aus, weil der Pumplaserstrahl noch bequem vom Master-Laser abgezweigt werden kann.

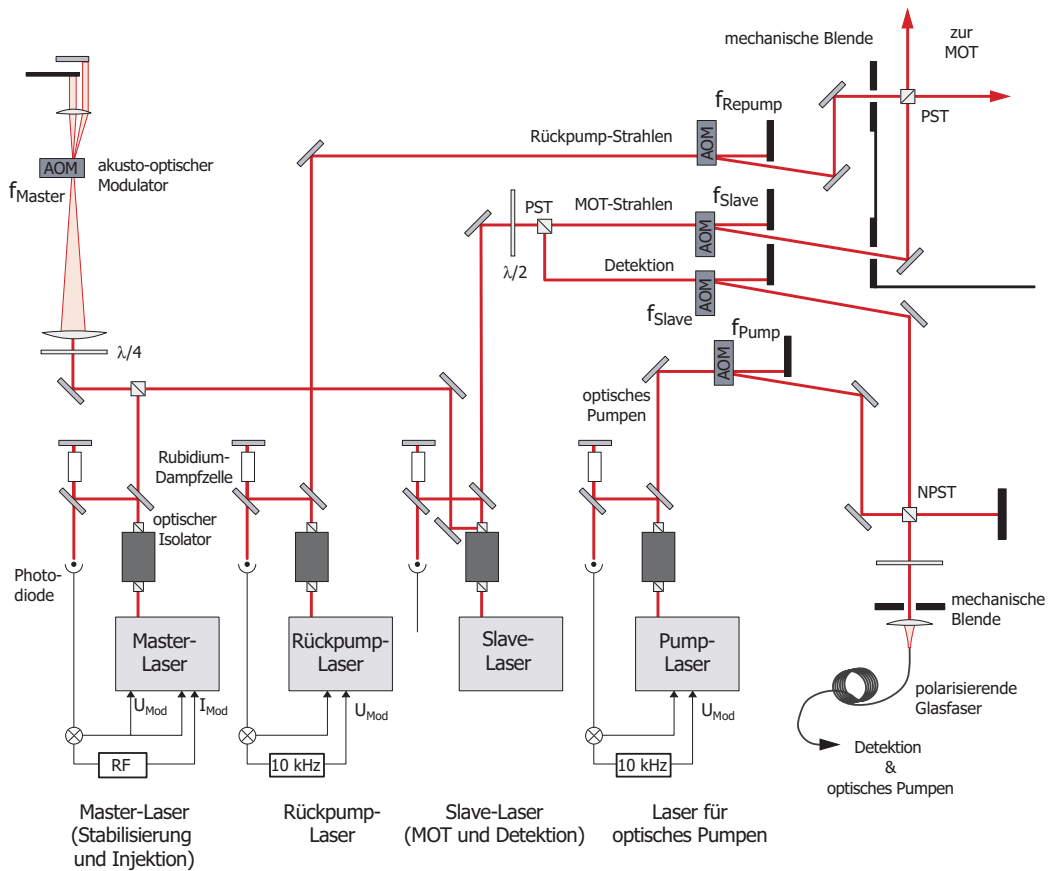


Abbildung 3.8: Laseraufbau: Der Masterlaser injiziert nach doppeltem Durchgang durch einen AOM (sog. Katzenauge) den Slave-Laser, der sowohl das Licht für den Kühl-Übergang als auch für die Detektion liefert. Rückpump- und Pump-Laser werden dem Kühl-Laser bzw. dem Detektionsstrahl in Strahlteilerwürfeln überlagert.

Slave-Laserdiode eingekoppelt; der AOM dient dazu, die Kühllaser-Frequenz in der Nähe der D2-Resonanzlinie zu verschieben. Der Slave-Laser läuft damit auf der Frequenz des Masters mit dem Vorteil, daß die vollen 70 mW der Laserdiode (Sanyo DL7140) zur Kühlung zur Verfügung stehen und der Strahl nicht durch eine Änderung der AOM-Frequenz seine Richtung ändert. Die in den verschiedenen Phasen der MOT benutzten Verstimmungen relativ zum $F = 2 \rightarrow F' = 3$ -Übergang sind in Abb. 3.6 verzeichnet. Zum schnellen Schalten wird der Kühllaser durch eine weiteren AOM geführt (Schaltzeit unter $1 \mu\text{s}$); da die AOM auch im ausgeschalteten Zustand immer Licht passieren lassen, sind zusätzlich langsame (einige Millisekunden) mechanische Blenden im Strahlengang aller Laser aufgestellt.

Rückpump-Laser

Der Rückpump-Laserstrahl wird dem Kühllaser in einem polarisierenden Strahlteilerwürfel überlagert. Auch er ist mithilfe einer Absorptions-Spektroskopie und eines Lock-In-Verstärkers elektronisch stabilisiert. Um seine Leistung variieren zu können und um auch ihn schnell ein- und ausschalten zu können, wird er durch einen AOM geführt. Laser- und AOM-Frequenz sind fest so eingestellt, daß in der MOT der Übergang $F = 1 \rightarrow F' = 2$ resonant ist.

Detektions-Strahl

Die Atome werden nach Ausschalten der Falle destruktiv nachgewiesen, indem mit einem aufgeweiteten schwachen Laserstrahl durch die Atomwolke hindurch in eine CCD-Kamera geleuchtet wird (s. Abschnitt 4.2). Dieser Strahl wird permanent vom Slave-Laser abgezweigt, zum schnellen Schalten durch einen AOM geführt und in eine polarisierende Faser eingekoppelt, die das Licht zur Zelle leitet.

Pump-Laser

Der Pump-Laser ist genauso stabilisiert wie der Rückpump-Laser, und auch er geht zum schnellen Schalten und zur Leistungsregulierung durch einen AOM. Er wird in einem nicht-polarisierenden Strahlteilerwürfel dem Detektionsstrahl überlagert.

3.3.3 Experimentelle Parameter der MOT-Phase

In Phase 1 (vgl. Abb. 3.6) laden wir innerhalb von einigen Sekunden 7 bis 12 Millionen Atome in einem Abstand von rund 3 mm von der Oberfläche in die MOT. In die Draht-MOT können wir nahezu 100 % der Atome transferieren, bringen sie ohne Verluste näher an die Oberfläche und kühlen sie mithilfe des Polarisationsgradientenkühlens [73] auf eine maximale optische Dichte von über vier und eine minimale Temperatur von $12 \mu\text{K}$; diese Werte erreichen wir jedoch nur bei extrem guter Magnetfeldkompensation¹³ und Justage der Laserstrahlen. Die Durchschnittswerte liegen eher bei drei für die optische Dichte und 15 bis $20 \mu\text{K}$ für die Temperatur.

Um die MOT-Phase nicht häufig nachregeln zu müssen, achten wir darauf, daß wir rund einen Faktor Zwei mehr Atome in die Anfangs-MOT laden,

¹³Für eine effizientes Polarisationsgradientenkühlen ist es wichtig, daß die Zeeman-Niveaus energetisch entartet sind. Dafür ist eine gute Magnetfeldkompensation am Ort der Atome erforderlich; wir haben diese mithilfe der Hanle-Spektroskopie erreicht, bei der die Atome selbst als Magnetfeldsonde benutzt werden [74, 75].

als wir in die Magnetfalle laden können (s. Abschnitt 4.4.1); dadurch können wir es uns erlauben, bei jedem Zwischenschritt in der gesamten MOT-Phase Atome zu verlieren. Ist die MOT einmal gut justiert, können wir dann bis zu einigen Wochen lang experimentieren, ohne irgendwas ändern oder nachregeln zu müssen – ein großer Vorteil des kleinen, robusten Aufbaus.

3.4 Verdampfungskühlen

Die zum Verdampfungskühlen (s. Abschnitt 4.4.4) benötigte Radiofrequenz wird mit zwei Computer-gesteuerten Frequenzgeneratoren¹⁴ erzeugt, verstärkt und durch eine kleine Spule mit 5 Windungen und einem Durchmesser von 3 cm, die direkt an der Glaszelle plaziert ist (s. Abb. 3.4), in die Atomwolke eingestrahlt. Da wir nicht mit einer einzigen RF-Rampe auskommen, wie in Abschnitt 4.4.4 gezeigt werden wird, und bisher nicht während der RF-Kühlung den Funktionsgenerator auf die nächste Rampe umprogrammieren konnten, haben wir zwei Frequenzgeneratoren verwendet, deren Ausgänge über einen Kombinator¹⁵ vor dem Verstärker zusammengeschaltet sind.

3.5 Experimentsteuerung

Das ganze Experiment ist durch ein von Jakob Reichel geschriebenes Computer-Programm gesteuert. Die Ausgabe der Computersignale geschieht über zwei 12-Bit-Analogausgangs-Karten mit insgesamt 18 Kanälen und eine 32-Kanal-Digitalausgangs-Karte von National Instruments¹⁶. Die Karten sind mit 50 μ s getaktet, was uns an keiner Stelle im Experiment begrenzt.

3.6 Detektion

Die Detektion der Atome und die Messung aller wichtiger Größen, wie der Temperatur und der Phasenraumdichte, geschieht ausschließlich mithilfe von Informationen, die aus der sog. Absorptionsabbildung gewonnen werden. Bei dieser Meßmethode blitzt ein schwacher, aufgeweiteter, mit den Atomen resonanter Laserstrahl kurz (50 . . . 200 μ s) durch die Wolke hindurch direkt in eine CCD-Kamera hinein (s. Abb. 3.9). Die Atome absorbieren einen Teil des Lichts und reemittieren ihn wieder isotrop, so daß auf der Kamera ein

¹⁴Stanford Research Systems DRS345 und Rohde und Schwarz SMY-02

¹⁵Engl. combiner

¹⁶Analog: PCI-6713 und AT-AO-10, digital PCI-DIO-32

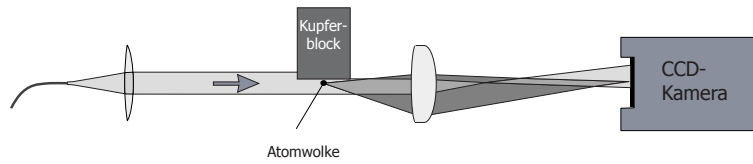


Abbildung 3.9: Der Detektionsstrahl wird mit einer Glasfaser an die Vakuumszelle geführt, kollimiert und durch die Atomwolke in die Kamera geschickt. Ein Achromat bildet die zentrale Wolkenebene um einen Faktor 2 vergrößert auf den CCD-Sensor ab.

Schatten der Atomwolke sichtbar ist [76]. Wir zweigen dazu vom MOT-Laserstrahl einen kleinen Teil ab, schicken diesen, um ihn schnell schalten zu können, durch einen AOM, und leiten ihn über eine Glasfaser an die Glaszelle (s. Abb. 3.8). Hinter der Glaszelle bilden wir die Wolkenebene mit einem Achromaten ($f = 75 \text{ mm}$) auf den CCD-Sensor ab und vergrößern sie dabei um etwa einen Faktor Zwei. Bei einer Pixelgröße von $23 \times 23 \mu\text{m}^2$ unserer Kamera¹⁷ entspricht ein Pixel $(10,6 \mu\text{m})^2$ in natura.

Um die Atome nicht in Sättigung zu treiben, darf der Laserstrahl nur einen Bruchteil der Sättigungsintensität der Atome aufweisen. Für ^{87}Rb liegt diese bei $I_{\text{sat}} = 1,66 \text{ mW/cm}^2$; wir nutzen rund $0,3 \cdot I_{\text{sat}}$.

Bei der Detektion legen wir ein Magnetfeld von ($B_y =$) 4 bis 20 G in Richtung des Detektionsstrahls an, um eine Quantisierungsachse vorzugeben und so zu verhindern, daß sich die magnetischen Unterzustände mischen und sich damit die Kopplungsstärke an das Detektionslicht ändert. Um direkt nach dem Abschalten (in unserem Fall nach mindestens $150 \mu\text{s}$) die Atome abbilden zu können, belassen wir das externe Feld B_y möglichst auf dem Wert, den es in der Magnetfallenphase hatte. Aus diesem Grund detektieren wir bei bis zu $B_y = 20 \text{ G}$ und passen die Frequenz des Detektionslaserstrahls der Zeeman-Aufspaltung so an, daß das Licht immer resonant zum Kühlübergang ist.

Da der Detektionsstrahl durch eine Glaszelle geht, die nur außen antireflexbeschichtet ist, treten Etalon-Effekte auf, die sich durch Newton-Ringe im Bild bemerkbar machen. Da sie sich schon allein aufgrund kleinster Temperatur-Schwankungen zeitlich ändern, nehmen wir nach dem Bild, das den Schatten der Atome enthält, mit einem zeitlichen Abstand von etwa 200 ms ein weiteres Bild. In diesem Bild sind die Atome nicht mehr sichtbar, da sie sich in der Zwischenzeit bereits wieder in der gesamten Glaszelle ausgebreitet haben oder, im Falle eine Bose-Einstein-Kondensats, einfach aus dem sichtbaren Bereich gefallen sind; alle Interferenz-Effekte etc. sind aber noch

¹⁷Theta-Systems Slow-Scan mit einem CCD von Philips vom Typ TH7863

nahezu genauso wie im ersten Bild vorhanden, so daß durch eine Subtraktion der beiden Bilder diese Effekte verschwinden und allein die Atomwolke zu sehen ist.

Geht ein Lichtstrahl mit Intensität I_0 , die klein ist verglichen mit der atomaren Sättigungsintensität I_s , durch ein Medium mit optischer Dichte D , so beträgt die hinter dem Medium gemessene Intensität $I(x, y) = I_0 \cdot e^{-D(x, y)}$; dabei ist $D(x, y) = \int n(\mathbf{r})\sigma dz$ mit der Dichte $n(\mathbf{r})$ und dem Streuquerschnitt $\sigma = 3\lambda^2/(2\pi)$ für maximale Atom-Licht-Kopplung (Clebsch-Gordan-Koeffizient = 1). Daraus berechnet sich die optische Dichte der Atomwolke aus dem sog. Vordergrundbild V und dem Referenzbild R gemäß

$$D(x, y) = \ln \left(\frac{I_0(x, y)}{I(x, y)} \right) \stackrel{\text{pixelweise}}{=} \ln \frac{V - H}{R - H}. \quad (3.1)$$

Das sog. Hintergrundbild H ist ein Dunkelbild, das hauptsächlich die Belichtung des CCD durch das Rauschen des Kamerasystems mißt. Es ist sehr konstant und wird deshalb nur etwa einmal pro Tag aufgenommen.

Aus der optischen Dichte erhält man im Falle von Intensitäten, die klein sind gegen die Sättigungsintensität, die Atomzahl N als

$$N = \frac{D}{\sigma} A \quad (3.2)$$

mit der abgebildeten Fläche A .

Die maximale Atom-Licht-Kopplung erreichen wir, indem wir das Detektionslicht zirkular polarisieren. Dadurch absorbieren und reemittieren die Atome bereits nach wenigen Zyklen allein auf dem geschlossenen Übergang $|F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_F = 3\rangle$.

Mit dieser Methode erhalten wir Bilder, deren mittleres Rauschen bei einer optischen Dichte von etwa 0,01 liegt; damit können wir Atomzahlen bis hinunter zu einigen zehn Atomen pro Pixel pro Pixel ohne Bildmittelung sehen.

Als Beispiel zeigt Abb. 3.10 eine Absorptionaufnahme von ultrakalten Atomen kurz vor oder bereits im Bose-kondensierten Zustand direkt (0,2 ms) nach dem Abschalten der Magnetfalle. Deutlich kann man erkennen, daß sich die Atome nur über einige wenige Kamerapixel ausdehnen. Eine Anpassung mit einer Gaußkurve liefert eine Zahl von 340 Atomen. Summiert man über den gesamten gezeigten Bildausschnitt pixelweise die Atomzahl, so kommt man auf 360 Atome; die Differenz der Atomzahlen gibt grob Aufschluß über den Meßfehler.

Das Computerprogramm zur Bildernahme ist von Wolfgang Hänsel geschrieben und in [13] erläutert. Es berechnet nicht nur aus den drei Bildern das sog. Analysebild, sondern aus diesem auch gleich wichtige experimentelle

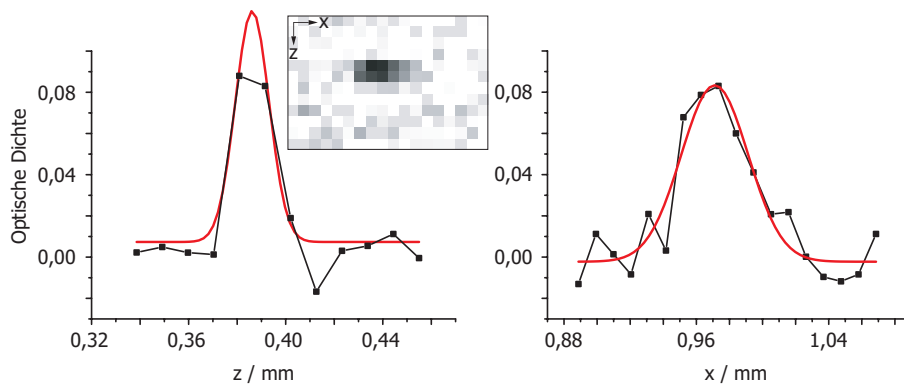


Abbildung 3.10: Eine ultrakalte Wolke von rund 350 Atomen 0,2 ms nach dem Ausschalten der Falle. Im Bild kann man die einzelnen Kamera-Pixel zählen, über die sich die Abbildung erstreckt. Die Graphen zeigen ein Pixel breite Schnitte durch die Wolke, wobei ein Datenpunkt einem Pixel entspricht. Die Verbindung der Punkte dient allein dazu, das Auge zu führen; die weitere Linie ist eine Gaußanpassung. Aus ihr errechnet sich eine Anzahl von 340 Atomen, wohingegen man aus der Summe der optischen Dichte des ganzen Bildes 360 Atome zählt. Die Größe eines abgebildeten Pixels beträgt $10,6 \times 10,6 \mu\text{m}^2$.

Meßgrößen wie die Atomzahl in der abgebildeten Wolke, ihre Temperatur, Dichte und Phasenraumdicke. Für die letzten drei Größen werden dem Programm weitere benötigte Daten wie die Fallenfrequenzen von Hand eingegeben.

In diesem Kapitel sind der Aufbau des Experiments und seine Steuerung dargelegt worden. Außerdem wurden der Atomladeprozeß mithilfe der Spiegel-MOT und die Atomdetektion beschrieben. Damit sollten nun die experimentellen Requisiten hinreichend klar sein, um zum Hauptteil dieser Arbeit übergehen zu können.

Kapitel 4

Bose-Einstein-Kondensation in einer Chipfalle

Seitdem im Jahr 1995 die ersten Bose-Einstein-Kondensate in drei Arbeitsgruppen erzeugt wurden [3, 4, 5, 6], sind in rund dreißig weiteren Laboratorien weltweit Experimente aufgebaut worden, die alle Bose-Kondensate erzeugt haben. Ziel dieser Experimente ist es, die Physik der Bose-Kondensation selbst noch umfassender als bisher zu erforschen, vor allem aber mittlerweile auch Bose-Kondensate als Ausgangspunkt für neuartige Experimente zu verwenden; als ein wegweisendes Beispiel sei hier nur die experimentelle Realisierung des Mott-Isolator-Übergangs genannt [77], mit dem erstmals das Forschungsgebiet der stark wechselwirkenden Bose-Gase betreten wurde. Obwohl also bereits sehr viel Arbeit in die Herstellung der Bose-Kondensate geflossen ist, ist es noch immer ein Projekt von nicht zu unterschätzendem Aufwand, die Phasenraumdichte über die magische Grenze im Bereich von Eins zu heben. Mit dem hier beschriebenen Experiment ist ein beträchtlicher Schritt getan worden, die Bose-Einstein-Kondensation deutlich zu vereinfachen: Wir konnten die Zeit für den letzten großen Kühlschritt, das sog. Verdampfungskühlen, um rund eine Größenordnung auf unter eine Sekunde senken. Infolgedessen werden die Ansprüche an das Vakuumsystem reduziert, was wiederum eine drastische Verkleinerung des Lasersystems nach sich zieht. Vor allem aber eröffnet die Chiptechnik die Möglichkeit, kohärente Materie für vielfältige Zwecke einzusetzen. So könnten die Anwendungen von Atommikroskopie über die Atomlithographie bis hin zum Gravimeter reichen.

In diesem Kapitel werden die experimentellen Schritte dargelegt, die der Laserkühlung folgen, angefangen mit einer Erklärung der Kühlmethode, mit deren Hilfe die letzten Größenordnungen in der Phasenraumdichte gewonnen werden, dem Verdampfungskühlen. Darauf werden die experimentellen Detektionsmethoden für die Bose-Kondensation erklärt und sodann am Bei-

spiel zweier typischer Rubidium-BEC-Experimente der bisherige Weg zur Kondensation beschrieben. Im Zentrum dieses Kapitels steht der sich daran anschließende Abschnitt über die Bose-Einstein-Kondensation in unserer Chipfalle.

4.1 Verdampfungskühlen

Durch das Laserkühlen kann man, ausgehend von einem Druck von 10^{-9} hPa und Zimmertemperatur, die Phasenraumdichte $\rho = n\lambda_{\text{dB}}^3 \propto nT^{-3/2}$ um fantastische dreizehn Größenordnungen steigern und kann sie so bis auf 10^{-6} bringen. Um sie noch weiter zu erhöhen, muß man entweder die Dichte n weiter vergrößern oder die Temperatur verkleinern. Beides ist mit Laserkühlmethoden nicht zu erreichen, da in der Kühlphase bereits nahezu die Minimaltemperatur des Polarisationsgradientenkühlens erreicht ist, und auch eine Erhöhung der Dichte nicht mehr möglich ist¹.

Auf dem Weg zur Bose-Einstein-Kondensation läßt man daher in nahezu allen Experimenten die Atome in eine Magnetfalle und kühlt das Ensemble, indem man die Falltiefe reduziert und damit den energiereichsten Atomen erlaubt, die Falle zu verlassen, während die verbliebenen durch Kollisionen untereinander rethermalisieren [79, 80, 81]. Dies ist das Verdampfungskühlen.

Da die Lebensdauer der Atome in der Magnetfalle durch Stöße mit dem Hintergrundgas begrenzt ist, muß der Kühlprozeß auf einer Zeitskala vonstatten gehen, der höchstens dieser Magnetfallen-Lebensdauer entspricht, möchte man nicht schon durch Stöße mit dem Hintergrundgas den Großteil der Atome verlieren. Es hat sich in den bisherigen BEC-Experimenten gezeigt und wurde schon vor dem Erreichen des ersten Bose-Einstein-Kondensats vorhergesagt [82], daß der Kühlprozeß zur Bose-Einstein-Kondensation führt, wenn jedes Atom durchschnittlich etwa einhundert bis zweihundert mal innerhalb der Fallenlebensdauer mit einem anderen gefangenen Atom kollidiert, das heißt, daß das sogenannte „Verhältnis von guten zu schlechten Kollisionen“ größer als 200 sein sollte.

Um dies zu erfüllen, sollte die Rate elastischer Stöße zwischen gefangenen

¹Bei großen Atomzahlen im Bereich von über 10^7 kann die Dichte erhöht werden, indem man in das Zentrum der MOT kein Rückpumplicht einstrahlt. Dadurch werden die kalten Atome dort in einen Dunkelzustand gepumpt; dies ermöglicht die Akkumulation von kalten Atomen, ohne daß sie durch wiederholte Emission und Absorption aufgeheizt werden. Nach [78] wird die Dichte im Zentrum dieser sog. Dark-Spot-MOT [78] allerdings auch nicht signifikant größer als die im Zentrum einer gewöhnlichen komprimierten MOT mit nur wenigen ($< 10^7$) Atomen. Dennoch haben Cornell et al. in ihrem ersten BEC-Experiment (s. Abschnitt 4.3.1) trotz kleiner Atomzahl eine Dark-Spot-MOT verwendet, was darauf hindeutet, daß auch bei kleinen Atomzahlen die Dichte noch gesteigert werden kann.

Atomen, die durch die Einschlußparameter der Magnetfalle variierbar ist, möglichst groß sein. Im nächsten Abschnitt wird daher die Kompression der Atomwolke erklärt.

4.1.1 Kompression

Wie in Abschnitt 2.3.1 gezeigt, lassen sich in einer Chipfalle die Gradienten und Krümmungen stark anheben, indem das äußere Magnetfeld B_{ext} erhöht wird. Dies erhöht wiederum alle wichtigen Größen in der Falle: die Dichte, die Temperatur und vor allem auch die elastische Stoßrate. Sie ist beim Verdampfungskühlen von zentraler Bedeutung, da sie die Geschwindigkeit limitiert, mit der das Ensemble gekühlt werden kann.

Für ein Potential, das durch ein Potenzgesetz $U(r) \propto r^{d/\delta}$ in d Dimensionen beschrieben werden kann, gibt es analytische Ausdrücke für das Skalierungsverhalten der experimentell interessanten Größen. In [83, 76] sind diese für allgemeines δ berechnet; im Folgenden werden die Parameter für ein zweidimensional-lineares ($\delta = 2$) und ein dreidimensional-harmonisches ($\delta = 3/2$) Potential zur Berechnung der Kompression benutzt; sie sind daher in der folgenden Tabelle angegeben. Die Kompression wird dabei durch den Parameter α beschrieben, der aussagt, um welchen Faktor das Potential, charakterisiert durch das Volumen $V \propto T^\delta$, angehoben wird. Im Fall des 2D-linearen Potentials beträgt $\alpha = B'_2/B'_1$, im Fall des 3D-harmonischen Potentials ist α das Verhältnis der mittleren Krümmungen bzw. (mit Gl. 1.4 und 2.13) $\alpha = \nu_{\text{ho},2}^2/\nu_{\text{ho},1}^2$.

Skalierung für	V	T	n	Γ_{el}
2D-linear: $\delta = 2$	$\alpha^{8/7}$	$\alpha^{4/7}$	$\alpha^{6/7}$	$\alpha^{8/7}$
3D-harm.: $\delta = 3/2$	$\alpha^{3/4}$	$\sqrt{\alpha}$	$\alpha^{3/4}$	α .

Im Fall der zweidimensionalen Kompression ist die dritte Richtung entweder als unendlich ausgedehnt oder aber als begrenzt durch unendlich steile Wände zu betrachten.

In den Tabelleneinträgen erkennt man, daß alle wichtigen experimentellen Parameter im Fall der linearen Kompression stärker zunehmen als im Fall der harmonischen. Die Stoßrate nimmt besonders deutlich zu, da in sie sowohl die Dichte als auch die Temperatur eingehen, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird.

4.1.2 Die elastische Stoßrate

Die elastische Stoßrate läßt sich darstellen als

$$\Gamma_{\text{el}} = \bar{n}\sigma\bar{v}; \quad (4.1)$$

dabei sind \bar{n} die mittlere Dichte, $\sigma = 8\pi a^2$ der Stoßquerschnitt (der einfache Zusammenhang mit der Streulänge a gilt für sehr kalte Atome; ein Faktor 2 für ununterscheidbare Bosonen ist enthalten) und $\bar{v} = 4\sqrt{k_B T/(\pi m)}$ die mittlere Relativgeschwindigkeit der Atome. Es läßt sich leicht zeigen, daß der Zusammenhang zwischen der mittleren Dichte \bar{n} und der Maximaldichte n_0 für ein lineares Potential $\bar{n} = n_0/8$ und für ein harmonisches Potential $\bar{n} = n_0/\sqrt{8}$ ist. Damit erhält man für die Stoßrate in einem linearen Potential

$$\Gamma_{\text{el}} = 4n_0 a^2 \sqrt{\frac{\pi k_B T}{m}} \quad (4.2)$$

und in einem harmonischen Potential

$$\Gamma_{\text{el}} = 8\sqrt{2}n_0 a^2 \sqrt{\frac{\pi k_B T}{m}}. \quad (4.3)$$

Ausgehend von der Dichteverteilung

$$n(\mathbf{r}) = n_0 e^{-\frac{\mu_B(B(\mathbf{r})-B_0)}{k_B T}} \quad (4.4)$$

läßt sich sodann zeigen, daß (mit Gl. 3.2 auf S. 44) für ein lineares Potential im thermischen Gleichgewicht gilt

$$n_0 = \frac{\pi}{3} \frac{D_{\text{zent}}}{\lambda^2} \frac{\mu_B B'}{k_B T}. \quad (4.5)$$

D_{zent} ist die optische Dichte aufintegriert entlang der Hauptachse, an der der Gradient B' anliegt, und λ ist die Wellenlänge des Absorptionslichts, dessen Leistung deutlich kleiner als die atomare Sättigungsintensität sein muß, damit die obige Gleichung gilt. Außerdem ist maximale Atom-Licht-Kopplung angenommen.

Für ein harmonisches Potential berechnet sich die maximale Dichte zu

$$n_0 = \frac{2}{3} \frac{D_{\text{zent}}}{\lambda^2} \sqrt{\frac{\pi \mu_B B''}{k_B T}}. \quad (4.6)$$

Setzt man Gl. 4.6 in 4.3 ein, sieht man sofort, daß sich die Temperatur heraushebt. Damit ist Γ_{el} im Falle eines harmonischen Potentials allein eine Funktion von D_{zent} . Dies ist im Experiment sehr vorteilhaft, weil man im Laufe der Kühlung nur auf die Entwicklung der optischen Dichte im Zentrum der Atomwolke schauen muß, um zu sehen, ob die Stoßrate zu- oder abnimmt.

4.1.3 Radio-Frequenz-Schneiden

Die meistbenutzte Methode, die Falltiefe unabhängig von anderen Parametern wie Gradienten und Krümmung beschränken zu können, ist das sog. Radio-Frequenz-Schneiden [84, 85] (s. Abb. 4.1, 4.2): Eine Radio-Frequenz ν_{RF} wird eingestrahlt und induziert für eine Magnetfeldstärke, bei der die Radiofrequenz (RF) resonant mit einem Übergang zwischen zwei magnetischen Unterzuständen ist, einen Spin-Umklapp-Prozeß $\Delta m_F = \pm 1$. Atome, die eine größere Energie als die Abschneideenergie E_{max} besitzen mit

$$E_{\text{max}} = m_F h \nu_{\text{RF}} - g_F m_F \mu_B B_0, \quad (4.7)$$

passieren klassisch gesprochen bei ihrer Bewegung in der Falle die Resonanzposition und werden daher mit hoher Wahrscheinlichkeit in einen anderen magnetischen Zustand transferiert².

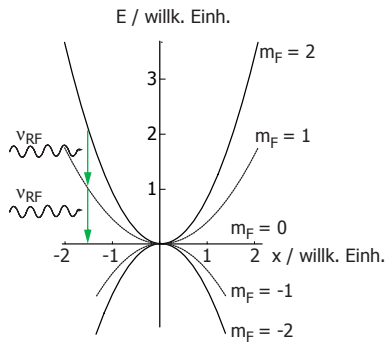


Abbildung 4.1: Energien der fünf magnetischen Unterzustände des $5^2s_{1/2}$ - $F = 2$ -Zustands in einer harmonischen Falle: die beiden Zustände mit positivem m_F sind gefangen.

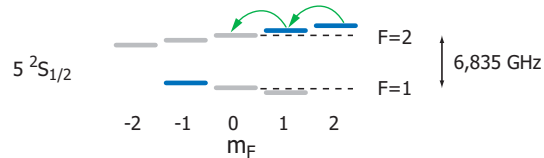


Abbildung 4.2: Energiediagramm des Grundzustandes $5^2s_{1/2}$ im Magnetfeld. Hervorgehoben sind die magnetisch gefangenen Zustände $F = 2, m_F = 2$ und $m_F = 1$, und $F = 1, m_F = -1$.

Je nach Temperatur der Atome und Höhe des Fallenbodens benötigt man typisch Frequenzen im Bereich von rund 30 bis 1 MHz, um in zwei Schritten von $m_F = 2$ nach $m_F = 1$ und nach $m_F = 0$ zu kommen; in diesem Zustand wechselwirken die Atome nicht mehr mit dem Magnetfeld und verlassen damit die Falle.

²Gl. 4.7 gilt für die Näherung der linearen Zeeman-Aufspaltung der Hyperfein-Zustände im Magnetfeld; bis zu einem Feld von etwa 200 G ist diese Näherung gut erfüllt (was bei uns immer der Fall ist).

4.2 Detektionsmethoden

Die Bose-Einstein-Kondensation ist auf unterschiedlichem Wege nachzuweisen. Am augenfälligsten ist es, die Falle auszuschalten und die Atome fallenzulassen, da sich die thermische Wolke entscheidend anders entwickelt als ein aus der Falle entlassenes Bose-Einstein-Kondensat.

4.2.1 Ballistische Expansion einer thermischen Wolke

Wenn die Falle schnell genug abgeschaltet wird, fliegt jedes Atom mit dem Impuls, den es beim Abschalten der Falle hatte, ballistisch weiter. Damit es in einer Zeit t vom Ursprungsort \mathbf{r}_0 zum Ort \mathbf{r} kommt, muß es einen Impuls $\mathbf{p} = m(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)/t$ haben. Integriert man nun über alle Positionen und Impulse zum Abschaltzeitpunkt, erhält man die Dichteverteilung nach der Zeit t (nach [76]):

$$\begin{aligned} n(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{h^3} \int d^3\mathbf{r}_0 d^3\mathbf{p} \frac{1}{e^{-(\mu - E(\mathbf{r}_0, \mathbf{p})) / (k_B T)} - 1} \delta^{(3)}\left(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0 - \frac{\mathbf{p}t}{m}\right) \\ &= \frac{1}{\lambda_{dB}^3} \prod_{i=1}^3 \left(\frac{1}{1 + \omega_i^2 t^2} \right) \times \\ &\quad \times g_{3/2} \left(\exp \left[\left(\mu - \frac{m}{2} \sum_{i=1}^3 x_i^2 \left(\frac{\omega_i^2}{1 + \omega_i^2 t^2} \right) \right) / (k_B T) \right] \right). \end{aligned} \quad (4.8)$$

Für $t \gg \max(\omega_i^{-1})$ ($i = 1, 2, 3$) vereinfacht sich dies zu

$$n(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\lambda_{dB}^3} g_{3/2} \left(e^{(\mu - \frac{mr^2}{2t^2}) / (k_B T)} \right). \quad (4.9)$$

Die Bose-Funktion $g_{3/2}(z)$ beinhaltet die Quanteneffekte ununterscheidbarer Teilchen; sie ist in Abb. 4.3 gezeigt. Für thermische Wolken, das heißt $|\mu| \gg k_B T$ und $\mu < 0$, ist $z = \exp(\mu - mr^2 / (2t^2)) \ll 1$ und damit $g(z)$ sehr gut durch $g(z) = z$ genähert. Dies gilt neben thermischen Wolken auch in den Flügeln der Dichteverteilung eines expandierenden Bose-Einstein-Kondensats. In diesem Fall stimmt also $n\lambda_{dB}^3$ mit der Phasenraumdichte überein (dies ist das sog. Boltzmann-Regime). Vor allem sieht man in Gl. 4.9, daß sich eine thermische Wolke für Zeiten, die groß sind gegen die Oszillatorperioden, isotrop ausbreitet.

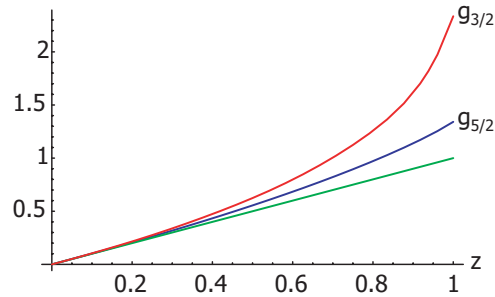


Abbildung 4.3: Die Bose-Funktionen $g_{5/2}(z)$ und $g_{3/2}(z) = z \partial g_{5/2}(z) / \partial z$. Weiterhin ist die Gerade $f(z) = z$ verzeichnet.

4.2.2 Ballistische Expansion eines Bose-Einstein-Kondensats

Im Unterschied dazu sorgt die starke Wechselwirkung der Atome im Bose-Einstein-Kondensat dafür, daß sich die Atome in Richtung des größten Einschluß' am stärksten abstoßen. In [86] wird von einem Modell eines klassischen Gases in einer Falle ausgegangen, in der jedes Atom eine Kraft gemäß

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = -\nabla (U(\mathbf{r}, t) + g\rho_{\text{kl}}(\mathbf{r}, t)) \quad (4.10)$$

erfährt. Für $t = 0$ ergibt die Gleichgewichtsbedingung $\mathbf{F} = 0$ das Thomas-Fermi-Profil (Gl. 1.27) für die Dichte ρ_{kl} , und die klassische Lösung stimmt also in diesem Fall mit der quantenmechanischen Thomas-Fermi-Lösung überein. Für $t > 0$ kann man für eine harmonische Falle eine exakte Lösung des klassischen Modells erhalten. In Analogie zur klassischen Lösung schließen Castin und Dum [86] sodann auf einen Ansatz zur Lösung der Gross-Pitaevskii-Gleichung (Gl. 1.23), mit dem sie berechnen können, wie sich die Breiten eines Bose-Einstein-Kondensat zeitabhängig verhalten, wenn die Falle plötzlich ausgeschaltet wird. Sie erhalten für eine Falle mit einem Aspektverhältnis von $\lambda = \omega_{\perp} / \omega_x \gg 1$ für die zeitliche Entwicklung der radialen und axialen Radien nach dem Abschalten der Falle bei $t = 0$:

$$\rho(t) = \rho(0) \sqrt{1 + \tau^2} \quad (4.11)$$

$$x(t) = \lambda \rho(0) \left(1 + \lambda^{-2} \left(\tau \arctan \tau - \ln \sqrt{1 + \tau^2} \right) + \mathcal{O}(\lambda^{-4}) \right), \quad (4.12)$$

wobei $\tau = \omega_{\perp} t$ ist. Für $\tau < 1$ beschreiben die Gleichungen die Beschleunigung in radialer Richtung aufgrund der Umwandlung von Wechselwirkungsenergie in kinetische Energie (s. Abb. 4.4). Im Bereich $1 < \tau < \lambda^2$ expandiert die

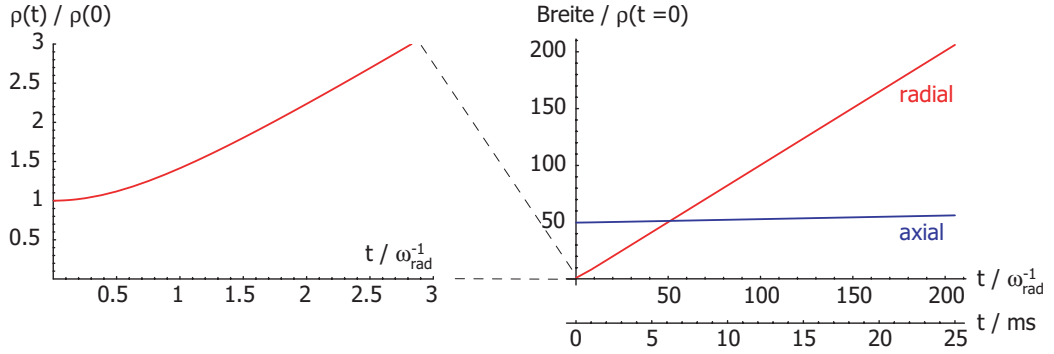


Abbildung 4.4: Breiten-Entwicklung nach plötzlichem Abschalten der Falle für die Parameter unserer Detektionsfalle (vgl. Abschnitt 4.4.5); links: Entwicklung der radialen Breite; rechts: Entwicklung der radialen und axialen Breite. Nach rund 6 ms freier Expansion ist das Ensemble sphärisch symmetrisch und geht für größere Zeiten in eine Pfannkuchenform über, wobei dessen kurze Hauptachse die lange in der Falle war.

Wolke hauptsächlich radial und nur wenig axial, und für $\tau > \lambda^{-2}$ expandiert die Wolke sowohl radial als auch axial mit einem asymptotischen Aspektverhältnis³ von $\rho(t)/x(t) = 2\lambda/\pi$ (s. auch [87, 88]).

4.2.3 Grundzustandsbesetzung und bimodale Verteilung

Da das Kondensat noch für einen gewissen Bereich unterhalb der kritischen Temperatur in eine meßbare Wolke thermischer Atome eingebettet ist, kann man anhand dieser die Temperatur des gesamten Ensembles bestimmen und damit Gl. 1.15 auf S. 8 überprüfen. Dazu paßt man allein den Flügeln der Absorptionaufnahmen, also dem thermischen Anteil, eine Gaußkurve an. Die Temperatur erhält man nach ballistischer Expansion der Dauer t dann aus der Breite $\sigma(t)$ gemäß

$$T = \frac{m(\sigma(t)^2 - \sigma(0)^2)}{k_B t^2}, \quad (4.13)$$

bzw. im Bereich der harmonischen Näherung der Falle aus

$$T_i = \frac{m\sigma_i^2(t)}{k_B(t^2 + \omega_i^{-2})} \text{ mit } i = \{x, y, z\} \quad (4.14)$$

³In [76] ist das Ergebnis für das asymptotische Aspektverhältnis falsch angegeben, wie man durch Nachrechnen leicht verifizieren kann.

mit den Fallenkreisfrequenzen ω_i .

Diese Methode beinhaltet ein weiteres Charakteristikum der Bose-Einstein-Kondensation: Knapp unterhalb der kritischen Temperatur erhält man Absorptionbilder mit einer bimodalen Verteilung der optischen Dichte; im Zentrum eines verhältnismäßig breiten thermischen Wolkenanteils, dessen Dichte gaußförmig verteilt ist, befindet sich nämlich eine Dichteerhöhung, die den Kondensatanteil enthält, und in Thomas-Fermi-Näherung die Form einer invertierten Parabel besitzt.

4.3 Bose-Einstein-Kondensation bisher

In diesem Abschnitt wird anhand zweier Experimente der Weg zur Bose-Einstein-Kondensation von ^{87}Rb in bisherigen Apparaturen dargelegt, damit die Besonderheiten der Bose-Einstein-Kondensation „on-chip“, die im nächsten Abschnitt behandelt werden, klar hervortreten.

Das Experiment, das zunächst beschrieben wird, hat als erstes überhaupt den Phasenübergang zur Bose-Einstein-Kondensation verdünnter Gase erreicht und steht bzw. stand in Boulder/USA im Labor von C. Wieman und E. Cornell. Es ist insofern besonders aufschlußreich, als es in etwa mit der gleichen Atomzahl in der Magnetfalle startet, wie auch wir starten, die Falle hingegen aber aus gewöhnlichen Spulen aufgebaut ist.

Als zweites Vergleichsexperiment, das aus heutiger Sicht typisch genannt werden kann, wird das der Pariser Gruppe um J. Dalibard besprochen.

4.3.1 Der Weg zum ersten BEC: Boulder

Anderson et al. [3] nutzen eine Einkammer-Vakuum-Apparatur mit einem Druck von etwa 10^{-11} hPa. Da der Druck und damit auch der Rubidiumpartialdruck so gering sind, benötigen sie 300 s, um in einer Dampfzellen-MOT [89] 10^7 ^{87}Rb -Atomen zu fangen⁴. In die Magnetfalle werden $4 \cdot 10^6$ Atome geladen; ihre Lebensdauer beträgt $\tau_{\text{Falle}} = 70$ s. Die Falle wird sodann adiabatisch komprimiert, so daß die Atome $90 \mu\text{K}$ kalt⁵ sind. Die Fallenfrequenzen liegen bei $\omega_{\perp} = 2\pi \cdot 120$ Hz und $\omega_{\text{ax}} = 2\pi \cdot 42$ Hz, und die maximale Atomdichte beträgt rund $6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ (berechnet aus der mittleren Dichte

⁴Die Autoren hatten vor, während der MOT-Phase einen erhöhten Rubidium-Druck in der Kammer zu erzeugen und die gefangenen Atome so lange in der MOT zu halten, bis der Hintergrunddruck wieder abgesunken ist [90]. Da dies nicht funktioniert hat, was sie auf die Benutzung einer Vakuum-Kammer aus Stahl zurückführen, mußten sie mit derart langen MOT-Lade-Zeiten arbeiten.

⁵Hier stellt sich die Frage, ob $90 \mu\text{K}$ als kalt oder heiß anzusehen sind – eine Frage des Standpunkts.

$\bar{n} = 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$). Die elastische Stoßrate liegt bei $\Gamma_{\text{el}} = 3 \text{ s}^{-1}$, nachdem die Falle auf die gegebenen Werte komprimiert ist. Vor der Kompression liegt sie bei $\Gamma_{\text{el}} = 0,6 \text{ s}^{-1}$; die Kompression hat die Stoßrate also um einen Faktor fünf anwachsen lassen. Zu Beginn der Evaporation liegt damit das Verhältnis guter zu schlechter Kollisionen bei $R_{\text{coll}} = \Gamma_{\text{el}} \tau_{\text{Falle}} = 210$.

Mit einer Radiofrequenzrampe von 30 auf rund 4,2 MHz innerhalb von 70 s erreichen Anderson et al. die Bose-Einstein-Kondensation. Den Phasenübergang beobachten sie bei $T_c = 170 \text{ nK}$ mit 20.000 Atomen in der Falle bei einer Dichte von $2,6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Bei einer Kühlrampe bis auf 4,1 MHz ist der nicht-kondensierte Atomanteil nahezu vollständig entfernt und übrig bleibt ein nahezu reines Kondensat bestehend aus 2000 Atomen.

Das Experiment bedarf sehr genauer Justage aller Einzelschritte und erzeugt auch dann nicht immer zuverlässig ein Kondensat [90]. Etwa alle $t_{\text{Zyklus}} = 6 \text{ min}$ kann in diesem Experiment ein Kondensat erzeugt werden.

4.3.2 Ein typischer Weg zum BEC: Paris

Ein neueres Experiment, das vom Aufbau und den wichtigen experimentellen Parametern wie Atomzahl, Fallenpotential und Magnetfallenlebensdauer her sehr typisch für den Großteil der existierenden Aufbauten ist, haben Söding et al. [91] in Paris aufgebaut.

Doppel-Kammer-Aufbau

Sie betreiben eine sog. Doppel-MOT-Apparatur, die aus zwei durch ein dünnes Rohr miteinander verbundener Vakuumkammern besteht. In der einen Kammer herrscht ein hoher Rubidium-Druck ($\mathcal{O}(10^{-8} \text{ hPa})$), so daß in ihr schnell eine große Anzahl Atome in einer Dampfzellen-MOT [89] gefangen werden kann; in der anderen Kammer hingegen herrscht ein möglichst gutes Ultra-Hoch-Vakuum, so daß dort nur langsam die in der Magnetfalle gefangenen Atome durch Kollisionen mit dem Hintergrundgas verloren gehen.

Da in Laserkühl- und BEC-Experimenten der Druck kleiner als 10^{-8} hPa sein muß, übertrifft die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Kollisionen der Atome im Vakuum untereinander die typischen Abmessungen der Vakuumapparatur um Größenordnungen (sog. molekulares Strömungsregime oder Knudsenregime), was bedeutet, daß die Atome hauptsächlich ballistisch und durch Reflexionen an den Apparaturwänden von der einen in die andere Kammer gelangen können. Aufgrund des kleinen Raumwinkels, den eine Rohröffnung abdeckt, ist einzusehen, daß der Druck in den beiden Vakuumkammern unterschiedlich groß sein kann, wenn beide Kammern laufend evakuiert werden. In typischen Apparaturen werden um drei Größenordnungen unterschiedliche Drücke in den zwei Kammern erzeugt, wobei in der Dampfzellen-

MOT-Kammer immer ein hoher Rubidium-Partialdruck zum schnellen Laden herrscht. Die dort gefangenen, kalten Atome werden von dieser Kammer entweder durch eine sog. bewegte Melasse [61], als kalter Strahl (wie im Pariser Fall) oder auch magnetisch [63] durch das Röhrchen (die sog. differentielle Pumpstrecke) in die zweite Kammer transferiert, in der sie im Fall des optischen Transfers wieder durch eine MOT eingefangen werden müssen. In dieser Kammer liegt die Magnetfallenlebensdauer im Pariser Fall bei 40 s, in anderen Experimenten beträgt sie dort über 15 Minuten [90].

Experimenteller Ablauf

Söding et al. fangen innerhalb von 190 ms $3 \cdot 10^7$ Atome in der Dampfzellen-MOT und transferieren diese in die UHV-Kammer. Computer-gesteuert wiederholen sie diesen Prozeß fünfzig mal, so daß sich nach 10 s 10^9 Atome in der UHV-Kammer-MOT befinden, von denen die Autoren die Hälfte in die Magnetfalle laden, eine Ioffe-Pritchard-Falle mit einem Fallenboden von $B_0 = 12,9$ mT. In ihr haben die Atome eine Temperatur⁶ von $30 \dots 35 \mu\text{K}$. Söding et al. komprimieren darauf die Magnetfalle, in dem sie B_0 auf $0,126$ mT reduzieren⁷. Dadurch steigt die Temperatur auf $200 \mu\text{K}$; die maximale Dichte beträgt, berechnet mit dem Modell einer zweidimensional-linearen und eindimensional-harmonischen Falle, etwa $n_0 = 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Die Stoßrate beträgt damit $\Gamma_{\text{el}} \approx 15 \text{ s}^{-1}$ und das Verhältnis guter zu schlechter Kollisionen $R_{\text{coll}} = \Gamma_{\text{el}} \tau_{\text{Falle}} \approx 600$.

In dieser Falle ($\omega_{\perp} = 2\pi \cdot 157 \text{ Hz}$, $\omega_{\text{ax}} = 2\pi \cdot 11,7 \text{ Hz}$) führen Söding et al. das Verdampfungskühlen durch: Sie starten bei 15 MHz und senken die Radiofrequenz innerhalb von 18 s auf 0,9 MHz ab; als Funktion der Zeit verwenden sie eine nahezu exponentielle Rampe mit einer Zeitkonstanten von $\tau_{\text{RF}} = 3,5 \text{ s}$. Sie erhalten Kondensate mit 300.000 Atomen bei einer mittleren Atomdichte von $11,8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

4.4 Bose-Einstein-Kondensation in einer Chipfalle

Hier werden im Detail die Schritte dargelegt, die notwendig sind, um in vorliegenden Fall ein Bose-Einstein-Kondensat in einer Chipfalle zu erzeugen. Am Ende dieses Abschnitts werden die Unterschiede zu den bisherigen Wegen der Kondensatherstellung zusammengefaßt.

⁶Einige der hier angegebenen Werte sind nach den Parametern in [91] berechnet.

⁷Dies stellt nur dann eine nennenswerte Kompression der Atomwolke dar, wenn ihre Temperatur einer potentiellen Energie entspricht, die deutlich unter dem linearen Außenbereich der Ioffe-Pritchard-Falle liegt (vgl. Gl. 2.15), was hier klar der Fall ist.

4.4.1 Umladen von der optischen Melasse in die Magnetfalle

Das Umladen in die Magnetfalle geschieht wie in den meisten anderen BEC-Experimenten auch: Nach dem Polarisationsgradientenkühlen in der optischen Melasse pumpen wir die Atome mit einem zirkular polarisierten Laserstrahl auf dem Übergang $F = 2 \rightarrow F' = 2$ in 0,15 ms in den doppelt spinpolarisierten Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$ bezüglich B_y ; das beim Pumpen anliegende Feld beträgt $B_y = 2$ G. Darauf schalten wir die Magnetfalle schnell verglichen mit der Bewegung der Atome ein (so daß die Atome also kaum auseinanderfliegen), jedoch langsam verglichen mit der Larmorfrequenz, so daß m_F erhalten bleibt; experimentell heißt das, daß wir sowohl B_y als auch den Drahtstrom abrupt einschalten, das Magnetfeld aber wegen der Induktivität der Spule und der Zeitkonstanten der Stromquelle erst nach $20 \mu\text{s}$ 90 % seines Sollwerts angenommen hat. Dadurch erreichen wir, daß wir von etwa sechs Millionen Atomen in der optischen Melasse bis zu 70% in die Anfangsmagnetfalle umladen können, eine Ioffe-Pritchard-Falle bestehend aus einem fünfzig Mikrometer breiten z-förmig geführten Draht, der etwa 2 mm lang wie breit ist (s. Abb. 4.17 auf S. 80) und durch den ein Strom von 2 A fließt, und einem externen Feld $B_y = 8$ G.

Unter durchschnittlichen Bedingungen laden wir etwa drei Millionen Atome in die Magnetfalle. Die Atomzahl in der Anfangsmagnetfalle ist bei gegebener Temperatur dichtebegrenzt, das heißt, daß das Fallenvolumen bereits voll ausgeschöpft ist und die Atomzahl nur noch erhöht werden kann, wenn wir die Phasenraumdichte noch weiter steigern könnten⁸. Das Fallenvolumen wiederum können wir nicht ohne Gefahr vergrößern, denn um bei einem kleinen Gradienten, der zum Umladen ohne deutlichen Verlust in der Phasenraumdichte notwendig ist, die Fallentiefe und damit ihr Volumen zu vergrößern, muß man auch den Drahtstrom erhöhen (vgl. dazu Abschnitt 4.6.1). Im jetzigen Aufbau limitieren aber die Bonddrähte⁹, die den Chip mit den Zuleitungen verbinden, den Strom auf etwa 2 A.

In der Anfangsmagnetfalle, die im linearen Bereich einen transversalen Gradienten von $B'_{\text{rad}} = 160$ G/cm aufweist, messen wir direkt nach dem Ausschalten der Falle optische Dichten von etwa 1,5 und eine Temperatur von $45 \mu\text{K}$. Da die Berechnung der Dichte und der elastischen Stoßrate aus diesen

⁸Eine sinnvolle quantitativere Aussage ist an dieser Stelle kaum zu treffen (vgl. Kapitel 5.5 in [92]).

⁹Leider sind die Bonddrähte schneller als jede andere Sicherung, so daß sie zuerst durchbrennen, geht man (aus Versehen) deutlich über den Wert von 2 A. Neues „bonding“ erfordert das Öffnen, Schließen und Wiederausheizen der Vakuumapparatur, was sehr zeitaufwendig ist.

Meßgrößen stark von der Potentialform abhängig ist, haben wir die Stoßrate direkt gemessen.

4.4.2 Messung der elastischen Stoßrate

Dies kann man tun, indem man beobachtet, wie lange es dauert, bis eine anfänglich nicht-thermische Geschwindigkeitsverteilung wieder ins thermische Gleichgewicht zurückgekehrt ist, da die Thermalisierung durch elastische Stöße geschieht. Diese Rethermalisierungszeit (τ_{therm}) ist umgekehrt proportional zur elastischen Stoßrate. Mithilfe einer Monte-Carlo-Simulation wurde gezeigt [82, 93], daß in einer harmonischen Falle

$$\tau_{\text{therm}} = \frac{2,7}{\Gamma_{\text{el}}}; \quad (4.15)$$

das bedeutet, daß jedes Atom durchschnittlich knapp dreimal mit einem anderen Atom kollidieren muß, bis eine nicht-thermische Geschwindigkeitsverteilung wieder ins thermische Gleichgewicht gelangt ist. Dies gilt für Verteilungen, die nicht weit von der Maxwell-Boltzmann-Verteilung entfernt sind; sehr nicht-thermische Ensembles, bei denen im Extremfall die Maxwell-Boltzmann-Verteilung bis zu ihrem Maximum bei etwa $v \approx \sqrt{2m/(k_B T)}$ besetzt ist, aber keine Teilchen mit größerer Geschwindigkeit vorhanden sind, benötigen nach [94] vier bis fünf Stöße pro Atom.

Die Messung von τ_{therm} läuft wie folgt ab (s. Abb. 4.5): Wir komprimieren die Anfangsmagnetfalle, indem wir innerhalb von 300 ms das externe Magnetfeld B_y von 8 auf 15 G anheben, so daß die transversale Steigung der Falle um einen Faktor 3,5 auf etwa 560 G/cm zunimmt und in der Nähe des Fallensbodens damit die radiale Fallenfrequenz von 220 auf 790 Hz steigt, die axiale Krümmung jedoch in sehr guter Näherung unverändert bei 28 Hz bleibt.

Aufgrund der Kompression steigt in dieser Falle die Temperatur an. Damit sich die Atomwolke in dieser Falle thermalisieren kann, warten wir für 500 ms, bevor wir sie innerhalb von nur 8 ms wieder in ihre ursprüngliche Form bringen ($B_y = 8$ G). Diese Zeit ist groß verglichen mit der radialen Oszillatorperiode, und klein verglichen mit der axialen ($(28 \text{ Hz})^{-1}$). Damit ist nach der Dekompression die Geschwindigkeitsverteilung der Atome außerhalb des thermischen Gleichgewichts, da man in axialer Richtung noch die Temperatur mißt, die in der komprimierten Falle geherrscht hat, in der radialen Falle aber bereits wieder die Temperatur der relaxierten Falle, aus der wir im BEC-Experiment die Kompression starten. Indem wir nun einmal die Temperatur aus der Entwicklung der radialen Breite, und einmal aus der der axialen Breite folgern, können wir ermitteln, inwieweit die Wolke

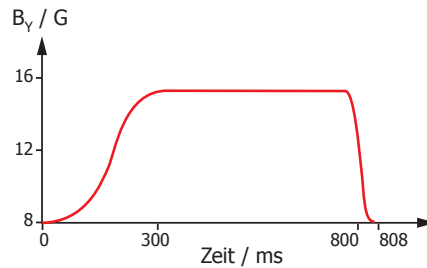


Abbildung 4.5: Bei konstantem Drahtstrom wird das externe Feld langsam hochgefahren und dort für 500 ms belassen. Das in dieser Falle thermalisierte Atomensemble wird darauf aus dem thermischen Gleichgewicht gebracht, indem das externe Feld innerhalb von 8 ms auf den Wert der Anfangsmagnetfalle gefahren wird. Die sich daran anschließende Haltezeit wird zur Messung der Stoßrate variiert.

thermalisiert ist. Abb. 4.6 zeigt das Verhältnis der in den beiden Richtungen gemessenen Temperaturen aufgetragen gegen die Zeit, die wir die Atome in der relaxierten Magnetfalle halten, bevor wir sie in den freien Fall zur Temperatur-Messung entlassen.

Die gemessenen Datenpunkte sind mit einer Exponentialfunktion angepaßt; aus ihr erhält man $\tau_{\text{therm}} = (420 \pm 100)$ ms, so daß die elastische Stoßrate nach Gl. 4.15 $\Gamma_{\text{el}} = (6,4 \pm 1,5) \text{ s}^{-1}$ beträgt¹⁰. Da die Vorbereitungsprozedur für diese Messung, nämlich die atomare Geschwindigkeitsverteilung aus dem thermischen Gleichgewicht zu bringen, rund 800 ms dauert, und diese Zeit bereits nicht mehr gegen die Magnetfallenlebensdauer von rund 5 s vernachlässigt werden kann, ist der Wert für Γ_{el} im BEC-Experiment vermutlich $1 - e^{-0,8/5} \approx 15\%$ größer als hier gemessen, da nach Gl. 4.1 die Streurrate linear mit der Dichte skaliert und die Stöße mit dem Hintergrundgas Temperatur- und Dichte-unabhängig sind.

4.4.3 Kompression

Kompression im Experiment

Nachdem die Atome in die Anfangsmagnetfalle (Drahtstrom 2 A, $B_y = 8$ G) geladen sind, wird nach 1 ms innerhalb von 300 ms das externe Magnetfeld auf 55 G erhöht. Das Fallenzentrum¹¹ nähert sich dadurch von etwa $450 \mu\text{m}$ auf $67 \mu\text{m}$ der Leiteroberfläche und besitzt dort eine Krümmung von

¹⁰Der in Gl. 4.15 angegebene Faktor 2,7 ist nach [82] für unterschiedliche Energieverteilungen innerhalb der Atomwolke im Wesentlichen derselbe. Folglich sollte er auch für eine Wolke gelten, die in einem nicht rein harmonischen Potential gefangen ist.

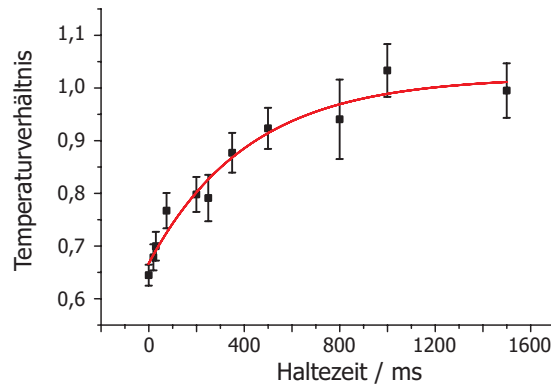


Abbildung 4.6: Das Verhältnis der in radialer und axialer Richtung ermittelten Temperaturen aufgetragen gegen die Haltezeit der Atome in der Magnetfalle. Aus der Anpassung einer Exponentialfunktion an die Meßpunkte erhalten wir $\tau_{\text{therm}} = 420$ ms. Jeder Datenpunkt ist aus einer Temperatur-Messung mit acht Datenpunkten gewonnen; die Fehlerbalken sind berechnet aus den als unkorreliert angenommenen Fehlern der Temperatur-Anpassungen. Theoretisch würde man ein anfängliches Temperaturverhältnis von 0,55 erwarten; die Abweichung in den Meßwerten liegt vermutlich in der Tatsache begründet, daß die Atomwolke auch schon in der axialen Richtung während der Dekompression zu thermalisieren beginnt.

$B''_{\text{rad}} = 2,43 \cdot 10^7$ G/cm²; die radiale Fallenfrequenz beträgt damit bei einem gemessenen Fallenboden von 2,21 G 6,24 kHz, die axiale Fallenfrequenz 17 Hz bei einer Krümmung von 18.000 G/cm. Die Falle ist zigarrenförmig elongiert und hat ein Aspektverhältnis von 19 (s. Abb. 4.7).

Abschätzung der Kompression

Damit die Näherung des radialen Teils des Ioffe-Pritchard-Fallen-Potentials durch ein lineares Potential gilt, muß nach Gl. 2.16 die in diesem Fallenpotential eingeschlossene Atomwolke eine Temperatur von $T_{\text{lin}} > 2,2\mu B_0/k_B$ haben. Dieser Wert entspricht in unserer Anfangsmagnetfalle $220 \mu\text{K}$; die wahre Temperatur der Atomwolke liegt mit rund $50 \mu\text{K}$ jedoch deutlich darunter, was bedeutet, daß die lineare Näherung mit einem großen Fehler behaftet wäre. Andererseits ist die harmonische Näherung, die nach Gl. 2.16 für eine Temperatur unter $0,2\mu B_0/k_B \approx 20\mu\text{K}$ gut wäre, ebenso schlecht. Die Wolkentemperatur entspricht also genau dem Übergangsbereich zwischen harmonischem und linearem Bereich in der 2D-Ioffe-Pritchard-Falle (vgl. Abb. 2.2

¹¹Für die 8 G-Falle beträgt die Verschiebung des Fallenzentrums aufgrund der Gravitation etwa $10 \mu\text{m}$, für die steile Falle bei 55 G nur 12 nm.

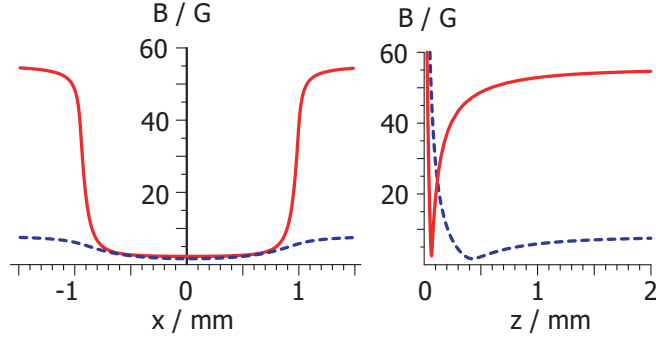


Abbildung 4.7: Das Magnetfeld in axialer Richtung (links) und radialer Richtung (rechts: z -Koordinate; in y -Richtung in Minimumsnähe fast identisch) in der Anfangsmagnetfalle (gestrichelt; 2 A, 8 G) und der komprimierten Falle (2 A, 55 G). Man erkennt klar, daß das Fallenminimum näher an die Oberfläche wandert und die Steigung enorm anwächst.

auf S. 20). Da die lineare Falle einen stärkeren Einschluß als die harmonische erzeugt, ist für eine konservative Abschätzung der Skalierungseigenschaften aller entscheidender Parameter mit dem Einschluß die harmonische Näherung die richtige.

Realistischer ist die Berechnung der Kompression in zwei Schritten: Zunächst wird die Kompression in der 3D-harmonischen Falle berechnet, bis die Atome in ihr die Grenztemperatur T_{lin} erreicht haben; dies ist etwa bei $\alpha_1 = 9$ der Fall. Zu diesem Zeitpunkt betragen die mittlere Fallenfrequenz $\nu_{\text{ho}} = 330$ Hz, der transversale Gradient 880 G/cm und das die Kompression erzeugende externe Feld $B_y \approx 18$ G. Von hier ab wird die Kompression als 2D-linear angenommen, so daß $\alpha_2 = B'_{55\text{G}}/B'_{18\text{G}} = 8,3$. Damit ändern sich die Fallenparameter bei der Kompression insgesamt mit dem Produkt $\alpha_1^{\text{3D-harm. Verhalten}} \cdot \alpha_2^{\text{2D-lin. Verhalten}}$. Beispielsweise ist damit (vgl. Tabelle auf S. 49) $T' = \sqrt{\alpha_1} \alpha_2^{4/7} T$. In der folgenden Tabelle sind die Zunahmen des Volumens, der Temperatur, der Dichte und der elastischen Stoßrate für die 3D-harmonische Kompression als Untergrenze, die 2D-lineare Kompression und die soeben beschriebene zusammengesetzte Kompression verzeichnet (s. auch Abb. 4.8):

Skalierung für	V	T	n	Γ_{el}
2D-linear	85	9	28	85
3D-harmonisch	22	8	22	60
gestückelt	60	10	30	100

Die Tabelle zeigt, daß die Skalierungswerte unabhängig von den unterschiedlichen Potentialnäherungen in etwa gleich groß sind und damit auch

für das vorliegende kompliziertere Potential gelten werden. So nimmt auch das Fallenvolumen bei der Kompression deutlich zu, wodurch der Temperatur-Anstieg nicht zu einem Atomverlust führt¹².

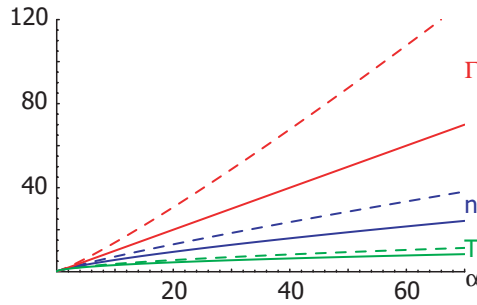


Abbildung 4.8: Skalierungseigenschaften in einer 3D-harmonischen Falle (durchgezogene Linien) und in einer 2D-linearen Falle, in der der Einschluß in der dritten Dimension nicht wesentlich verändert wird, gegen den Skalierungsparameter $\alpha = \nu_{\text{ho, final}}^2 / \nu_{\text{ho, init}}^2$ bzw. $\alpha = B'_{\text{final}} / B'_{\text{init}}$.

Wie soeben gezeigt, nimmt die elastische Stoßrate durch die Kompression der Magnetfalle um etwa einen Faktor 70 zu. Damit beträgt dann die Stoßrate $\Gamma_{\text{el}} \approx 450 \text{ s}^{-1}$ nach der Kompression, was ein Faktor 150 mehr ist als in Boulder und ein Faktor 30 mehr als in Paris. Das Verhältnis guter zu schlechter Kollisionen beträgt damit bei einer Fallenlebensdauer von 4 s $R_{\text{coll}} = \Gamma_{\text{el}} \tau_{\text{Falle}} \approx 1800$ zu Beginn der RF-Kühlung.

Adiabatizität bei der Kompression

Die adiabatistische Kompression ändert per definitionem die Phasenraumdicke nicht. Komprimiert man jedoch zu schnell, geht die Adiabatizität verloren und die Atomwolke wird aufgeheizt. Um dies zu vermeiden, muß zu jedem Zeitpunkt die relative Änderung der Fallenfrequenz langsam verglichen mit der Fallenfrequenz zu diesem Zeitpunkt vonstattengehen:

$$\frac{d\omega}{dt} \ll \omega^2. \quad (4.16)$$

Dies ist in unserem Experiment immer gut erfüllt.

¹²Nach Gl. 2.12 und 2.22 kann die radiale Fallenfrequenz auch durch eine Verringerung des Drahtstroms erhöht werden. Da dann aber die Temperatur zunimmt, während die Fallentiefe wegen des konstanten externen Feldes nahezu dieselbe bleibt, kann diese Art der Kompression schnell zu großen Atomverlusten führen.

Außerdem werden alle experimentellen Parameter wie das externe Magnetfeld oder der Drahtstrom mit einer Rampe, wie sie in Anhang A.1 dargestellt ist, kontinuierlich von einem Wert auf einen anderen gefahren.

4.4.4 Verdampfungskühlen

Da in den bisherigen Experimenten zu Beginn des Kühlens die Stoßraten klein sind verglichen mit denen am Ende der Kühlrampe, ist die günstigste Strategie, zunächst die elastische Stoßrate und die Dichte trotz Abnahme der Atomzahl zu steigern; gelingt dies, spricht man von beschleunigter Evaporation. Da $\bar{v} \propto \sqrt{T}$ ist, muß dafür die Dichte \bar{n} schneller steigen als $\propto 1/\sqrt{T}$ (vgl. Gl. 4.1). Erst wenn darauf die Kühlung hinreichend schnell funktioniert, sollte die Phasenraumdicke als Hauptkriterium erachtet werden.

In unserem Fall ist die Stoßrate schon zu Beginn groß. Dennoch achten auch wir darauf, in den Bereich der beschleunigten Evaporation zu gelangen und in ihm zu verbleiben, um effektiv zu kühlen und nicht zu viele Atome zu verlieren.

Evaporationsstart

Ausgehend von einer Temperatur von $45 \mu\text{K}$ in der 8-G-Anfangsmagnetfalle liegt die Temperatur in der komprimierten 55-G-Magnetfalle bei (vgl. Abschnitt 4.4.3) rund $T = 400 \mu\text{K}$. Die Startfrequenz der RF beträgt 30 MHz, was nach Gl. 4.7 in einer Falle mit einem Boden von $B_0 = 2,2 \text{ G}$ einer Temperatur von $T_{\text{RF}} = 2,7 \text{ mK}$ entspricht; am Startpunkt der Evaporation schneiden wir somit bei $\eta = T_{\text{RF}}/T \approx 6,8$ die Boltzmannverteilung ab (s. Abb. 4.9). Die entfernten Atome machen rund 0,5% der Gesamtanzahl aus und tragen durchschnittlich etwa die fünffache mittlere Energie pro Atom.

Die RF-Rampen bestehen bis auf die erste Rampe aus Exponentialkurven mit Startfrequenz ν_{Start} und Endfrequenz ν_{Stop} mit der Zeitkonstanten τ_{RF} :

$$\nu_{\text{RF}}(t) = \nu_{\text{Start}} - \frac{\nu_{\text{Start}} - \nu_{\text{Stop}}}{1 - e^{-t/\tau_{\text{RF}}}} (1 - e^{-t/\tau_{\text{RF}}}); \quad (4.17)$$

die Rampen werden in der Zeit $t_{\text{Kühl}}$ durchfahren.

Radio-Frequenz-Kühlrampen im einzelnen

Erste lineare Rampe Direkt nach der Kompression der Falle beginnen wir, eine vom SRS-Frequenzgenerator erzeugte Radiofrequenz einzustrahlen, die wir in etwa 1 s von 30 MHz auf rund 8 MHz linear in der Zeit absenken. Am Endpunkt dieser Rampe sind noch rund $5 \cdot 10^5$ Atome bei einer Dichte von $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ und einer Temperatur rund $100 \mu\text{K}$

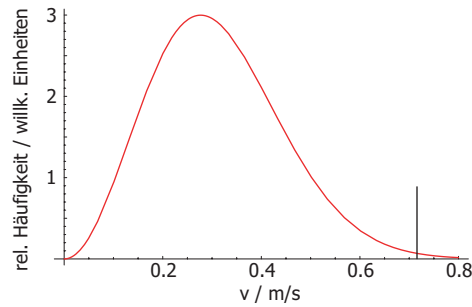


Abbildung 4.9: Die Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeits-Verteilung der Atome bei einer Temperatur von $400 \mu\text{K}$. Eingezeichnet ist die anfängliche Position des RF-Messers ($\eta = 6,8$); bei instantanem Schneiden würden rund 0,5% der Atome entfernt.

in der Falle. Daraus berechnet sich die Stoßrate zu etwa 200s^{-1} ; sie hat also abgenommen verglichen mit der Stoßrate zu Beginn der Evaporation.

Daraus ergibt sich auch die Optimierungsstrategie für diese Rampe: Da wir nicht gleich in den Bereich der beschleunigten Evaporation kommen können, achten wir bei ihr darauf, so effektiv wie möglich zu kühlen, das heißt, bei möglichst geringem Atomverlust die Temperatur zu senken und möglichst wenig optische Dichte im Zentrum der Atomwolke zu verlieren.

Diese Rampe bzw. speziell ihre Endfrequenz aber auch ihre Dauer sind sehr unkritisch: So können wir keine deutlichen Unterschiede in den Kondensatparametern feststellen, wenn wir die Endfrequenz um einige hundert kHz ändern oder die Rampenlänge um mehrere hundert Millisekunden vergrößern oder verkleinern.

Zum Ende dieser Rampe hin stellen wir fest, daß die Kühlung effektiver ist, wenn wir das RF-Messer schneller absenken, so daß wir zu einer zweiten Rampe übergehen.

Zweite Rampe Ab dieser Rampe erzeugen wir die Radiofrequenz mit dem Rohde-und-Schwarz-Frequenzgenerator. Wir starten bei $\nu_{\text{Start}} = 8,5$ MHz und senken die Frequenz typisch innerhalb von $t_{\text{Kühl}} = 800$ ms auf rund $\nu_{\text{Stop}} = 1,9$ MHz (bei einem Fallenboden von rund 1,6 MHz) ab; die Zeitkonstante beträgt etwa $\tau_{\text{RF}} = 800$ ms, die Exponentialkurve ist mithin nicht sehr stark gekrümmt.

Zunächst war es unser Ziel, bereits mit dieser Rampe den Phasenübergang zum BEC zu erreichen, da wir mit abnehmender Endfrequenz

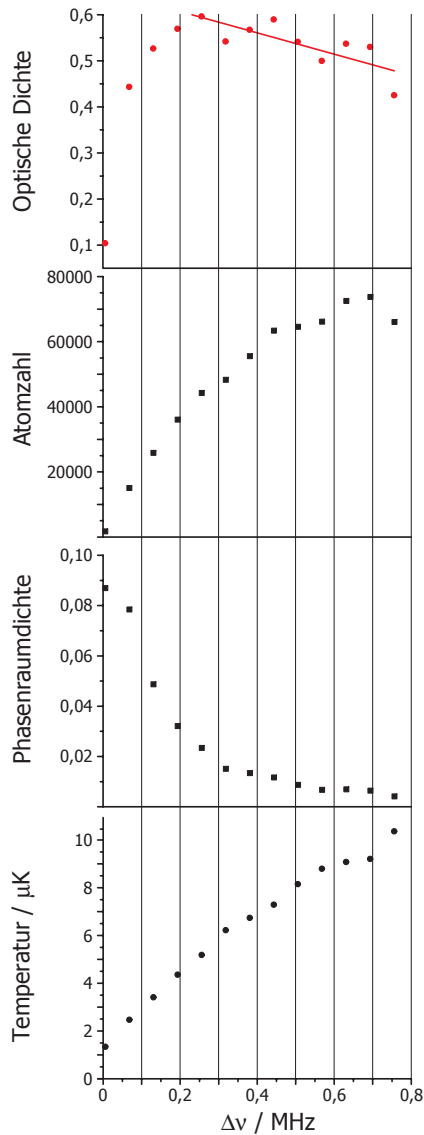


Abbildung 4.10: Experimentelle Meßgrößen am Ende der zweiten Radio-Frequenzrampe in der 55-G-Falle. Aufgetragen sind die optische Dichte, die Atomzahl, die Phasenraumdicke und die Temperatur gegen die Endfrequenz, die in Bezug auf den Fallenboden angegeben ist. Bemerkenswert ist das Ansteigen der optischen Dichte mit abnehmender Endfrequenz bis hinunter zu $\Delta\nu \approx 250 \text{ kHz}$ (das heißt, es liegt beschleunigte Evaporation vor) und die folgende steile Abnahme der optischen Dichte. Die Atomzahl geht hingegen etwa linear in der Endfrequenz bis auf Null, die Phasenraumdicke steigt zum Ende hin deutlich an. Das Abknicken der optischen Dichte zeigt den Punkt an, an dem eine weitere RF-Rampe mit kleinerer Steigung $d\Delta\nu/dt$ angehängt wird. Die Phasenraumdicke ist in diesem Stadium noch nicht wichtigstes Kriterium.

ein Anwachsen der Stoßrate beobachten (vgl. Abb. 4.10; hier sind wir also im Bereich der beschleunigten Evaporation), das aber bei rund 1,8 MHz jäh zusammenbricht. Ursache dafür ist eine beträchtliche Heizrate in der 55-G-Falle, die wir zu rund $6 \mu\text{K/s}$ messen (s. Abschnitt 5.4). Je kleiner die Temperatur durch das Verdampfungskühlen wird, desto stärker macht sich die Heizrate bemerkbar, und führt für eine Temperatur unter $5 \mu\text{K}$ sogar dazu, daß die Evaporation nicht mehr effektiv, das heißt nicht-beschleunigt, funktioniert.

Noch bevor die beschleunigte Evaporation abbricht, öffnen wir daher bei einer Dichte von $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ und $\Gamma_{\text{el}} = 660 \text{ s}^{-1}$ die Falle auf $B_y = 40 \text{ G}$. In ihr ist die Heizrate mit $1,8 \mu\text{K/s}$ deutlich geringer als in der 55-G-Falle, wenn auch die Stoßrate durch die Fallenrelaxation auf 400 s^{-1} absinkt.

Rampe 3 In dieser Falle kühlen wir weiter mit einer exponentiellen Rampe mit $\tau_{\text{RF}} = 80 \text{ ms}$ und einer Kühlzeit von etwa $t_{\text{Kühl}} = 400 \text{ ms}$. Wir beginnen bei 1,9 MHz zu schneiden und erhalten zum Ende der Rampe bei einer Phasenraumdichte von etwa 0,1 eine Stoßrate von 500 s^{-1} ; das heißt, es liegt auch in dieser Rampe beschleunigte Evaporation vor.

Bei etwa 1,6 MHz erreichen wir den Phasenübergang zum Bose-Einstein-Kondensat mit knapp 15.000 Atomen in der Falle.

In den folgenden Tabellen sind die Parameter der Radiofrequenz-Rampen zusammengefaßt. Die angegebenen Meßwerte (Atomzahl N , Temperatur T , Maximaldichte n_0 und Phasenraumdichte ρ) beziehen sich jeweils auf das Ende der Rampen, und die Werte der 40 G-Falle sind kurz vor Erreichen der Bose-Einstein-Kondensation gemessen. Mit z_0 ist der Abstand des Fallenzentrums von der Leiterbahnoberfläche bezeichnet.

B_y /G	z_0 / μm	ν_{\perp} /Hz	ν_{ax} /Hz	λ	ν_{Start} /MHz	ν_{Stop} /MHz	$t_{\text{Kühl}}$ /s	τ_{RF} /s
8	455	220	28	2,8				
55	67	6240	17	19	30	8,5	0,9	∞
					8,5	1,92	0,8	0,8
40	97	3930	20	14	1,92	1,615	0,4	0,08

B_y /G	N	T / μ K	n_0 / cm^3	ρ	Γ_{el} /s
8	$2,5 \cdot 10^6$	45	$\approx 5 \cdot 10^{10}$	$\approx 2 \cdot 10^{-7}$	7
55	$5 \cdot 10^5$	≈ 100	$\approx 5 \cdot 10^{12}$	$\approx 7 \cdot 10^{-6}$	≈ 200
	70.000	6	$5,0 \cdot 10^{13}$	0,02	660
40	15.000	0,9	$1,0 \cdot 10^{14}$	≈ 1	500

Wie bereits erwähnt, sind die Stoßraten zu Beginn der Evaporation hoch, nehmen sodann aber nicht so stark zu wie in Experimenten mit höheren Atomzahlen und sind daher kurz vor Erreichen der Bose-Einstein-Kondensation von gleicher Größenordnung wie die in konventionellen Magnetfallen. Trotz der hohen Stoßraten befindet sich die Atomwolke immer im sogenannten kollisionsfreien Regime, in dem die Fallenfrequenz größer als die Stoßrate ist¹³.

4.4.5 Detektionsfalle

Die Frequenz unseres Detektionslaserstrahls können wir um maximal 28 MHz über die D2-Rb-Resonanzfrequenz hinaus verstimmen; dieser Frequenz entspricht eine Zeeman-Aufspaltung des $|F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_F = 3\rangle$ -Übergangs in einem Magnetfeld von etwa 20 G. Um die Atome direkt nach dem Ausschalten beobachten zu können, regeln wir daher B_y auf 19,4 G herunter, während der Drahtstrom noch konstant gehalten wird und die Atome also noch gefangen sind; erst darauf schalten wir den Drahtstrom abrupt aus. Damit geht das Fallenzentrum auf etwa 200 μm von der Oberfläche weg, und die Fallenfrequenzen dieser „Detektionsfalle“ bei $B_y = 19,4$ G reduzieren sich auch 1,3 kHz radial und 26 Hz axial.

Alle für die beiden stärker komprimierten Fallen bei 40 bzw. 55 G in den vorherigen Abschnitten angegebenen Meßgrößen sind jeweils nach den Skalierungseigenschaften einer 3D-harmonischen Falle aus den Meßdaten der Detektionsfalle umgerechnet. Für die gekühlten Atome ist diese Näherung sehr gut (vgl. Abschnitt 2.2.2).

Es ist auch möglich, die stark komprimierten Fallen auszuschalten und während etwa 2 ms der freien Expansion der Atome B_y auf 19,4 G zu regeln und dann zu detektieren. Entlassen wir jedoch die Atome direkt aus einer der stark komprimierten Fallen, so stellen wir fest, daß die Atome in Richtung der Chipoberfläche beschleunigt werden. Die Fallenfrequenzen in diesen Fallen

¹³In den Kondensations-Experimenten mit He^* ist die Stoßrate schon vor dem Erreichen der Bose-Einstein-Kondensation so groß, daß sich die Atomwolken im hydrodynamischen Regime befinden, in dem die Fallenfrequenzen kleiner als die Stoßraten sind [95]. Dies liegt allerdings auch in der großen s-Wellen-Streulänge und der hohen Atomzahl begründet.

sind also zu hoch, als daß wir diese viel schneller als eine Oszillatorperiode abschalten können; die Umkehrung von Gl. 4.16,

$$\frac{d\omega}{dt} \gg \omega^2, \quad (4.18)$$

ist für Fallenfrequenzen über 3 kHz demnach nicht gut erfüllt, da wir lediglich innerhalb von rund $10 \mu\text{s}$ den Drahtstrom auf Null regeln können.

4.4.6 Detektion des Bose-Einstein-Kondensats

Wir erreichen die Bose-Einstein-Kondensation also in der 40 G-Falle und blenden diese aus den soeben genannten Gründen auf 19,4 G über. Das Abschalten des Ioffe-Stromes geschieht innerhalb von etwa $10 \mu\text{s}$ und ist damit in dieser Falle schnell verglichen mit der inversen Fallenfrequenz, so daß die entlassene Wolke das Profil der Detektionsfalle in ihrem Aspektverhältnis widerspiegelt.

Anisotropie Läßt man die Atome für 21 ms frei fallen, so beträgt $\tau \approx 170 < \epsilon^{-2} \approx 2500$, ist also schon klar im Regime, in dem die Wechselwirkungsenergie vollständig in kinetische umgewandelt ist (vgl. Abschnitt 4.2.2). Man erhält aus der Fallzeit von 21 ms und den gegebenen Fallenfrequenzen ein Breitenverhältnis des expandierten Kondensats von

$$\frac{\rho_0(\tau)}{x_0(\tau)} = \epsilon \frac{\sqrt{1 + \tau^2}}{1 + \epsilon^2 (\tau \arctan \tau - \ln \sqrt{1 + \tau^2})} \stackrel{t=21 \text{ ms}}{\approx} 3,1, \quad (4.19)$$

was verglichen werden muß mit einem Breitenverhältnis einer thermischen Wolke von etwa 1.

Abb. 4.11 zeigt eine Abfolge von Bildern, die die Wolke nach 21 ms freien Falls zeigen. Von links nach rechts schneidet das RF-Messer um jeweils 10 kHz tiefer in die Falle hinein; ganz deutlich erkennt man die Bildung eines dichten anisotropen Kerns in der Wolke. Dies ist das Bose-Einstein-Kondensat. Ähnlich ist die Entstehung des BEC in Abb. 4.12 dargestellt: Die Profilhöhe und die Farbe geben beide die optische Dichte wieder. Im obersten Bild ist lediglich eine thermische Wolke zu sehen, darunter ist ein Teil bereits kondensiert (erkennbar an der dünnen „Nadel“ im Zentrum der thermischen Wolke) und im letzten Bild ist ein reines Bose-Einstein-Kondensat zu sehen. Die Bilder sind bei drei verschiedenen Endfrequenzen der letzten RF-Rampe aufgenommen: $\nu_{\text{RFstop}} = \mu_B B_0 / h + 66 \text{ kHz}$, 44 kHz bzw. 15 kHz.

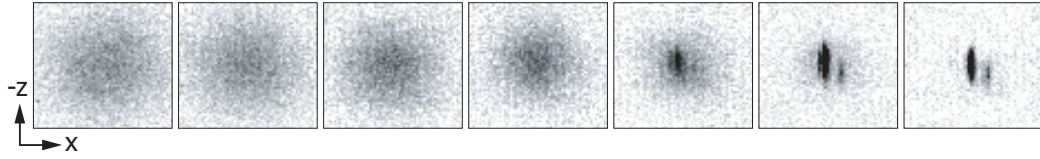


Abbildung 4.11: Von links nach rechts liegt der Endpunkt der letzten RF-Rampe um 10 kHz tiefer als im vorherigen Bild. Etwa im mittleren Bild tritt im Zentrum der isotropen, relativ verdünnten Wolke thermischer Atome ein dichter, anisotroper Kern hervor: das Bose-Einstein-Kondensat. Der kleine, rechts unterhalb des Zentrums liegende zweite dichte Kern ist ein Artefakt: Es handelt sich um Atome, die vermutlich beim Ausschalten der Falle in den magnetischen Unterzustand $m_F = 1$ transferiert und während der Expansion durch einen leichten Magnetfeldgradienten vom Hauptkondensat separiert wurden.

Dichteverteilung Die Dichteverteilung eines Bose-Einstein-Kondensats in Thomas-Fermi-Näherung sollte parabelförmig (vgl. Gl. 1.27), die einer thermischen Wolke hingegen gaußförmig sein; unterschreitet man langsam die kritische Temperatur, so sieht man auf der thermischen Gaußverteilung tatsächlich eine (parabelförmige) Dichteverteilung wachsen; dies ist die erwartete bimodale Verteilung. Durch sie kann man aus der Dichte einfach die Atomzahl des thermischen und des kondensierten Anteils gewinnen, indem die Gesamtdichte bimodal angepaßt wird. Abb. 4.13 zeigt die Dichteverteilung entlang der x -Achse, das heißt entlang der axialen Fallenrichtung, die weniger stark eingeschlossen ist, und die Anpassung für ein Bose-Einstein-Kondensat mit rund 1600 Atomen, das eingebettet ist in eine thermische Wolke von etwa 10.400 Atomen¹⁴.

Grundzustandsbesetzung¹⁵ Aus der bimodalen Atomdichteverteilung kann man nach Abschnitt 4.2.3 die relative Besetzung des Grundzustandes ermitteln. In Abb. 4.14 sind die Schritte dieses Verfahrens genauer gezeigt: Zunächst paßt man an die gegen die Endfrequenz der letzten Radiofrequenzrampe gemessene Temperatur eine Gerade an, was die Meßwerte der meisten Experimenten gut nähert, und übersetzt da-

¹⁴Freie Parameter in der Anpassung sind die Atomzahlen des thermischen und des Bose-kondensierten Anteils, die Breiten der Parabel und die Temperatur des thermischen Anteils. In Abb. 4.13 ist nur der Schnitt in x -Richtung gezeigt, die Anpassung erfolgt jedoch zweidimensional.

¹⁵Diese Messung ist in einer Falle durchgeführt, auf die in den Abschnitten 4.7 und 5.1.2 näher eingegangen wird.

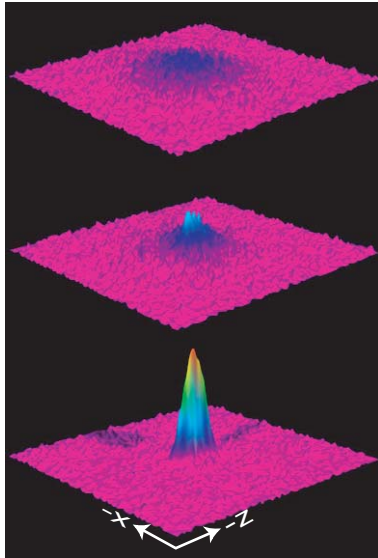


Abbildung 4.12: Nach 21 ms freier Expansion: oben sieht man eine Wolke kurz vor dem Phasenübergang, im mittleren Bild ist bereits klar eine Nadel zu erkennen, die den Bose-kondensierten Anteil enthält, und im unteren Bild ist ein nahezu reines Kondensat zu sehen.

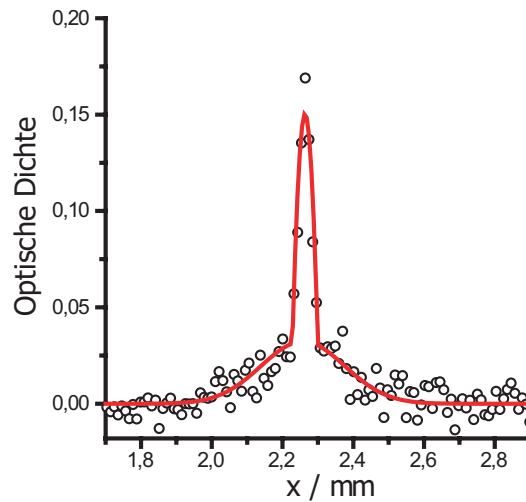


Abbildung 4.13: Schnitt in axialer Richtung durch das Zentrum des Ensembles nach 21 ms freier Expansion. Die angepasste Kurve ist zusammengesetzt aus einer Gauß-Kurve im Außenbereich für die thermischen Atome und einer invertierten Parabel für die schmale Verteilung im Zentrum als Anpassung an den Kondensat-Anteil.

durch die RF-Frequenz einfach in eine Temperatur. Damit weiß man, wie sich die Atomzahl gegen die Temperatur verhält, und kann nun aus der gemessenen Zahl der Atome im Kondensat und in der thermischen Wolke Gl. 1.15 prüfen. Abb. 4.15 zeigt das Ergebnis. Die Temperaturen sind in einer Detektionsfalle mit $\nu_{\perp} = 350$ Hz und $\nu_{\text{ax}} = 115$ Hz gemessenen; da der Phasenübergang selbst in einer komprimierteren Falle stattfindet, müssen die Temperaturen noch umgerechnet werden gemäß $T_2 = T_1 \nu_{\text{ho},2} / \nu_{\text{ho},1}$. Aus Abb. 4.15 und der Datenanpassung erhält man eine kritische Temperatur von (315 ± 30) nK; der Fehler enthält sowohl die statistische Unsicherheit der Anpassung als auch die der Temperatur-Eichung. Der Phasenübergang findet damit bei $T_c = 315 \text{ nK} \cdot 1525 / 240 = (2,0 \pm 0,2) \mu\text{K}$ statt. Theoretisch erwartet man mit 18.000 Atomen nach Gl. 1.14 und 1.17 eine kritische Temperatur von $1,75 \mu\text{K}$; die Korrektur aufgrund endlicher Teilchenzahl (Gl. 1.17)

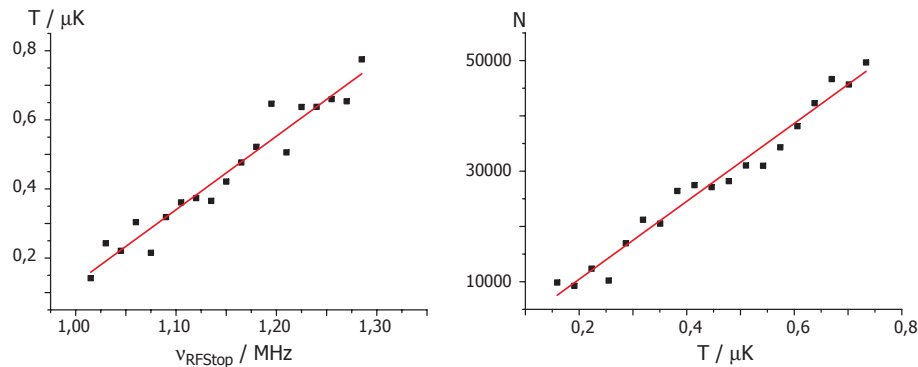


Abbildung 4.14: Links ist die gemessene Temperatur gegen den Endpunkt des Radiofrequenz-Messers aufgetragen. Daraus erhält man die Temperatureichung für alle weiteren Graphen. Rechts ist die Gesamtatomzahl gegen die Temperatur aufgetragen. Bei $T = 310 \text{ nK}$ setzt die Bose-Einstein-Kondensation ein (s. Abb. 4.15); ihr Auftreten macht sich hier jedoch nicht bemerkbar. Diese Messung ist in einer anderen, isotroperen Falle durchgeführt, auf die in Abschnitt 5.1.2 eingegangen wird.

macht wegen der relativ isotropen Falle nur drei Prozent aus und kann hier wegen des Meßfehlers von rund 10 % nicht beobachtet werden.

Die Temperatur eines Kondensats läßt sich allgemein nur sehr schwer aus den Flügeln der Dichteverteilung genau messen, so daß es umgekehrt üblich ist, aus der Kondensatatomzahl und den Fallenparametern die Temperatur¹⁶ mithilfe der Thomas-Fermi-Näherung zu bestimmen (s. beispielsweise [96]).

4.4.7 Lebensdauer

Das Bose-Einstein-Kondensat ist nach einer Haltezeit in der Detektionsfalle von rund 500 ms zerstört. Strahlt man eine Radiofrequenz ein, die nur knapp über dem chemischen Potential des Kondensats die Falle begrenzt, so kann man eine Lebensdauer von über 1,3 s beobachten, was daran liegt, daß mit dieser RF gegen die Heizrate abgekühlt wird. Ein RF-Messer, das einige zehn kHz über dem Kondensat liegt, hat keinen meßbaren Effekt. Das bedeutet, daß sich in unseren nur maximal 55 G tiefen Fallen keine meßbare sog. Oortsche Wolke aufhält¹⁷, bzw. ihr Effekt so gering ist, daß er von anderen Heizmechanismen deutlich überboten wird. Die Oortsche Wolke besteht

¹⁶Eine weitere Temperatur-Meßmethode für elongierte Kondensate mit fluktuierender Phase ist in Abschnitt 5.6.2 erwähnt.

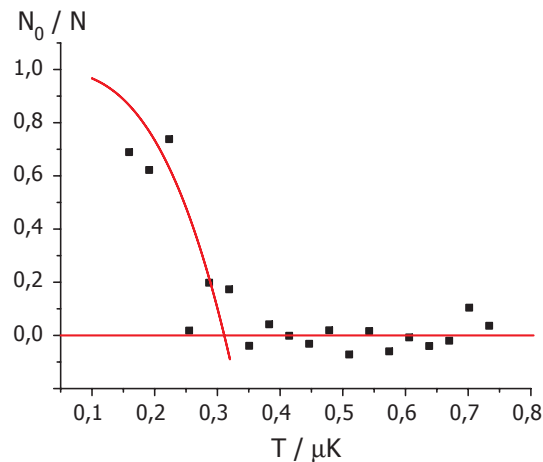


Abbildung 4.15: Auf der Ordinate ist das Verhältnis von Bose-kondensierten Atomen zur Gesamtatomzahl aufgetragen. Die Anpassung erfolgt nach Gl. 1.15 mit der kritischen Temperatur als freiem Parameter. Die horizontale Gerade soll nur das Auge führen (in isotroper Falle gemessen (s. Abschnitt 5.1.2)).

aus heißen Atomen, deren Ursprung noch nicht abschließend geklärt ist¹⁸. In gewöhnlichen Fällen heizt eine solche Wolke häufig das Kondensat auf, wenn kein permanentes RF-Messer eingestrahlt wird. Beispielsweise wird im Bose-Einstein-Kondensat-Experiment von Cornell et al. [102, zitiert nach [99]] die Heizrate einer $1 \mu\text{K}$ kalten Wolke um einen Faktor 2 gesenkt, wenn ein RF-Messer eingestrahlt wird, das bei $48 \mu\text{K} \cdot k_B$ (sic!) liegt. Allerdings liegt in diesem Experiment die Heizrate ohne RF-Schild auch nur bei rund 120 nK/s .

4.5 Zusammenfassung und Vergleich

Wir erhalten nach drei RF-Rampen mit einer Gesamtdauer von 3 s bei einer Übergangstemperatur von rund 650 nK ein Bose-Einstein-Kondensat von maximal 3000 Atomen bei einer Zentrumsdichte von $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$; sein che-

¹⁷Der Begriff der Oortischen Wolke wurde von Cornell et al. [97] in Analogie zu der im wesentlichen undetektierbaren Kometen-Wolke geprägt, die sich weit außerhalb der Sonnenumlaufbahn des Planeten Pluto befindet und nach Oort dennoch zu unserem Sonnensystem gehört [98, zitiert nach [99]].

¹⁸Der größte Teil der heißen Wolke resultiert vermutlich aus unvollständigem Verdampfungskühlen, da sich durch den quadratischen Zeeman-Effekt die Energiedifferenzen der Übergänge $m_F = 2 \rightarrow m_F = 1$ und $m_F = 1 \rightarrow m_F = 0$ bei den anfänglichen relativ hohen RF-Frequenzen so deutlich unterscheiden, daß nicht alle Atome aus der Falle entfernt werden [100, 101].

misches Potential liegt bei $200 \text{ nK} \cdot k_B$, und damit betragen seine Thomas-Fermi-Radien $0,25 \mu\text{m}$ in radialer und $50 \mu\text{m}$ in axialer Richtung.

Die Thomas-Fermi-Näherung, die als Voraussetzung hatte, daß die kinetische Energie gegen die Wechselwirkungsenergie (in jeder Raumrichtung einzeln) vernachlässigt werden kann, ist a posteriori gültig:

$$0,95 \text{ nK} = \frac{\hbar\omega_x}{k_B} \leq \frac{\hbar\omega_\perp}{k_B} = 150 \text{ nK} \cdot k_B < \frac{n_0 g}{k_B} = \frac{\mu}{k_B} = 200 \text{ nK}. \quad (4.20)$$

Die folgende Tabelle enthält die wichtigen Parameter unseres Experiments und der in den Abschnitten 4.3.1 und 4.3.2 vorgestellten Experimente aus Boulder und Paris.

	p / 10^{-10} hPa	τ_{Falle} /s	α	Start RF-Rampe			
				N	Γ_{el} / s^{-1}	n_0 / cm^{-3}	R_{coll}
Boulder	0,1	70	≈ 5	$4 \cdot 10^6$	3	$6 \cdot 10^{10}$	210
Paris		40	≈ 20	$5 \cdot 10^8$	14	$5 \cdot 10^{11}$	600
Hier	≈ 10	2...7	≈ 70	$4 \cdot 10^6$	≈ 500	$\approx 2 \cdot 10^{12}$	> 1000

	BEC		t_{Zyklus} /s	N_{Start} / N_{BEC}
	N	n_0 / cm^{-3}		
Boulder	2000	$2,6 \cdot 10^{12}$	360	2000
Paris	$3 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^{14}$	35	1700
Hier	3000	10^{14}	5...10	1300

In der Tabelle stellen dar: p den Druck in der Zelle, in der das BEC hergestellt wird, τ_{Falle} die Magnetfallenlebensdauer, α den Kompressionsparameter, N die Atomzahl, Γ_{el} die elastische Stoßrate, n_0 die Zentrumsdichte, R_{coll} das „Verhältnis guter zu schlechter Kollisionen“ und t_{Zyklus} die Periode, mit der Kondensate hergestellt werden können.

Das Verhältnis guter zu schlechter Kollisionen ist in unserem wie im Pariser Fall deutlich größer als im Boulder-Experiment, das bei der Untergrenze von R_{coll} arbeitet¹⁹. Die unter Experimentatoren bekannte Faustregel [82], daß man die Bose-Einstein-Kondensation erreichen kann, wenn $R_{\text{coll}} > 150$ ist, gilt demnach auch für das hier vorgestellte Experiment, obwohl die Magnetfallenlebensdauer τ_{Falle} um gut eine Größenordnung kleiner ist – dies wird aber durch die sehr hohe Anfangsstoßrate Γ_{el} mehr als ausgeglichen, denn

¹⁹Dies ist daran erkennbar, daß selbst kleine Schwankungen der Atomzahl oder Dichte in der Anfangsfalle die Kondensation bereits verhindern [90].

durch das in unserem Fall große R_{coll} funktioniert die Kühlung auch effektiver als in den anderen Fällen, d.h., mit einem geringeren Atomverlust, was am Verhältnis $N_{\text{Start}}/N_{\text{BEC}}$ abgelesen werden kann. Damit können wir also eine Dampfzellen-MOT innerhalb einiger Sekunden laden und in der gleichen Zelle bei etwa demselben Druck die Atomwolke Bose-kondensieren. Dies ist neben den neuen Manipulationsmöglichkeiten, die sich in einer Chipfalle bieten (vgl. das nächste Kapitel), sicher der größte Vorteil der Bose-Kondensation in einer Chipfalle.

Als weiterer Nebeneffekt ist die Zykluszeit t_{Zyklus} unseres Experiments deutlich kleiner, so daß auch große Meßreihen, die eine Vielzahl immer wieder neu zu erzeugender Kondensate benötigen, schnell durchzuführen sind – ein nicht unerheblicher Vorteil für den Experimentator.

In unserem Fall sind die Kondensate eher klein; wir gehen jedoch davon aus, daß wir größere Kondensate erzeugen können, wenn wir die Heizraten reduziert bzw. eliminiert haben (s. Abschnitt 5.4). Prinzipiell ist die Atomzahl in Chipfallen keineswegs notwendig kleiner als in konventionellen Fällen (vgl. [60]). Auch ist im vorliegenden Fall sicher noch nicht auf schnellstem Wege ein Kondensat erzeugt worden, auch wenn eine bis drei Sekunden RF-Kühlzeit zur Zeit einen Rekord darstellen. Im nächsten Abschnitt werden daher die tatsächlichen Grenzen abgeschätzt.

4.6 Grenzen für die Bose-Kondensation auf einem Chip

4.6.1 Atomzahl

Die Limitierung, der unser Experiment in der Atomzahl unterworfen ist, stellt kein fundamentales Charakteristikum der Chipfallentechnik dar, sondern liegt zunächst im maximalen Strom von 2 A begründet, den die Bonddrähte noch schadlos dauerhaft tragen können. Dies limitiert die Zahl der Atome, die wir im jetzigen Aufbau in die Anfangsmagnetfalle laden können.

Weiterhin begrenzt der kleine Durchmesser der MOT-Laser-Strahlen die Zahl der in der MOT gefangenen Atome; er ist durch die Größe der verspiegelten Substratoberfläche auf etwa 1 cm beschränkt.

Verwendet man hingegen ein Chipsubstrat mit deutlich größerer Spiegelfläche, so kann man größere MOT-Strahlen benutzen, wodurch unter identischen Ladebedingungen die Zahl der in der MOT gefangenen Atome quadratisch mit dem MOT-Strahl-Durchmesser anwachsen sollte [103].

Sieht man auf oder unter [104] dem Substrat weiterhin Leiterbahnen vor, in denen Ströme von rund 30 A fließen können, so kann man eine Magnet-

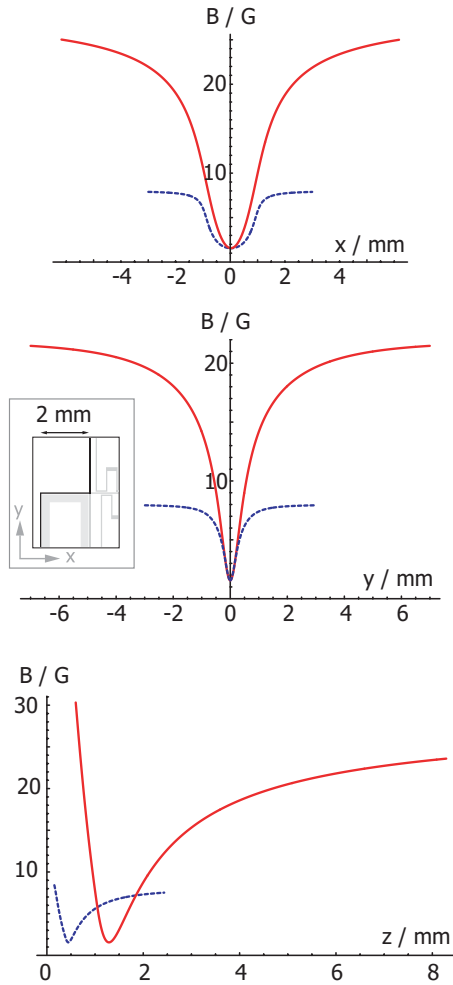


Abbildung 4.16: Die Feldstärken in den drei Raumdimensionen für eine Ioffe-Pritchard-Falle, wie wir sie verwendet haben (gestrichelte Linien): 2 A Drahtstrom bei einem externen Feld von $B_y = 8$ G. Die durchgezogenen Linien zeigen das Fallenpotential einer Ioffe-Pritchard-Falle, die mit demselben Draht erzeugt ist, durch den allerdings der sechzehnfache Strom fließt. Nach Gl. 2.22 muß dann, um in beiden Fällen denselben Gradienten zu erhalten, das externe Feld um einen Faktor vier größer sein. Der Übersichtlichkeit halber ist das Minimum der zweiten Falle in den Graphen auf den gleichen Wert gelegt wie das der anderen Falle; das Magnetfeldminimum der großen Ioffe-Pritchard-Falle liegt in Wirklichkeit bei 11 G. Man sieht deutlich, daß die Fallenausdehnung bei gleichem Gradienten in jeder Raumrichtung deutlich größer ist. In der Mitte ist der Z-förmige Draht gezeigt, mit dem die Potentiale berechnet sind.

falle erzeugen, die die gleichen, gut an die MOT angepaßten Gradienten besitzt wie unsere Startmagnetfalle, jedoch ein viel größeres Volumen aufweist. Als Beispiel ist in Abb. 4.16 das Potential einer Falle gezeigt, das man erhält, wenn man einen Strom von 32 A bei einem externen Feld von $\mathbf{B} = (-20, 32, 0)$ G durch den Z-Draht fließen läßt, mit dem wir unsere Startmagnetfalle erzeugen. Diese Falle hat radial denselben Gradienten wie unsere Startmagnetfalle und in Zentrumsnähe vergleichbar große Fallenfrequenzen von $\nu_{x,y,z} = (55, 145, 130)$ Hz bei einem Fallenboden von 11,6 G. Man kann durch Variation von B_x die Parameter dieser Falle über einen weiten Bereich verändern und zudem die Kompression noch effektiver machen, indem man B_x absenkt (und B_y erhöht).

Um eine Aussage über das Fallenvolumen machen zu können, ist hier für alle drei Raumrichtungen gefordert, daß die Magnetfallenkraft ruhende

Atome gegen die Schwerkraft halten können muß²⁰. Das bedeutet für den Magnetfeldgradienten, daß $B' \geq 15,2 \text{ G/cm}$ für Rubidium-Atome im Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$ gilt (vgl. Gl. 2.6).

Die folgende Tabelle gibt die Distanzen entlang der Hauptachsen an, über die die Atome nach dieser Definition gefangen sind:

Falle	x/mm	y/mm	z/mm
2 A, 8 G	1,8	1,8	1,5
32 A, 32 G	5	4,8	5

Man sieht, daß das Fallenvolumen um etwa einen Faktor 25 zunimmt, wenn man von den Werten unserer Startmagnetfalle zu den Werten in der zweiten Zeile der Tabelle übergeht. Weiterhin befindet sich das Fallenzentrum etwa 1,3 mm von der Leiteroberfläche entfernt. Da das Leiterbahnsubstrat bei uns nur etwa 0,6 mm stark ist, kann man somit den benötigten relativ großen Z-Draht unter das Substrat legen und dennoch in größerer Entfernung von der Substratoberfläche die Atome in die Magnetfalle laden.

Mit einem weiteren Draht unter dem Substrat könnte man die Antihelmholtz-Spulen einsparen, die das Quadrupolfeld der MOT erzeugen. Diese Spulen sind meist um die anderen Spulen herumgeführt. Um mit ihnen einen ausreichenden Magnetfeldgradienten erzeugen zu können, muß daher der gesamte Spulenaufbau sehr kompakt oder aber das Produkt aus der Anzahl der Drahtwindungen und Strom sehr hoch sein. Außerdem beschränken die Antihelmholtz-Spulen deutlich den (optischen) Zugang zum Substrat und den kalten Atomen. Sieht man nun zusätzlich eine U-förmige Leiterbahn unter dem Substrat vor, die typische Abmessungen von einigen Zentimetern aufweist und die das Quadrupolfeld der Draht-MOT (vgl. Abschnitt 3.3.1) erzeugt, so muß man vermutlich die Anti-Helmholtz-Spulen gar nicht mehr verwenden [105] und könnte sie im Aufbau ganz weglassen, was von großem Vorteil wäre.

4.6.2 Kompression

In diesem Abschnitt wird untersucht, wo die sinnvollen Grenzen für die Kompression der Magnetfalle liegen.

Da bei der Kompression auch die Dichte ansteigt, ist eine Grenze durch Dreikörper-Rekombinationsverluste gegeben; in ihnen bilden zwei Rubidium-

²⁰In der horizontalen Ebene würde es ausreichen zu fordern, daß eine nicht-verschwindende Magnetkraft und damit ein nicht-verschwindender Magnetfeldgradient existiert. Doch können dann kleine ortsabhängige externe Gradienten einen großen Einfluß auf das Fallenvolumen haben.

Atome ein Rb_2 -Molekül, und ein drittes Atom nimmt die freiwerdende Bindungsenergie auf. Bei diesem Prozeß verliert man drei Atome²¹: Das Molekül und das Rb-Atom verlassen die Falle, da sie durch die freiwerdende Bindungsenergie einen hohen Impuls übertragen bekommen. Die Verlustrate durch diesen Prozeß ist gegeben durch

$$\dot{N} = -L_3 \int n^3(\mathbf{r}) d^3r = -L_3 \langle n^2 \rangle N \quad (4.21)$$

mit dem Dreikörper-Verlust-Koeffizienten L_3 . Er wurde von Esry et al. [106] für ultrakaltes spinpolarisiertes Rubidium zu $1,9 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$ berechnet und von Söding et al. [91] in exzellenter Übereinstimmung zu $(1,8 \pm 0,5) \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$ gemessen. Ultrakalt heißt in diesem Zusammenhang, daß in der Berechnung nur die niedrigsten Stoßkanäle enthalten sind. Experimentell ist der Wert mit einem Bose-Einstein-Kondensat gemessen worden; um ihn mit dem Wert für nicht-kondensierte Atome vergleichen zu können, muß man den gemessenen Wert mit einem Faktor $3! = 6$ multiplizieren (wegen der Symmetrie der Kondensat-Wellenfunktion unter Teilchenaustausch [107, 108]).

Da das vor dem Verdampfungskühlen gefangene Gas nicht ultrakalt sondern nach der Kompression $\mathcal{O}(1 \text{ mK})$ heiß ist, sind mehr Stoßkanäle energetisch erlaubt. Nach B. Esry [109] ist der Wert für L_3 in diesem Fall um etwa zwei Größenordnungen gegenüber dem Wert für das ultrakalte Gas anzuheben.

Für ein zweidimensional-lineares und eindimensional-harmonisches Potential (Hochtemperaturnäherung der Ioffe-Pritchard-Falle (vgl. Abschnitt 2.2.2)) skaliert die mittlere quadratische Dichte wie

$$\langle \widetilde{n^2} \rangle \propto \left(\frac{\widetilde{T}}{T} \right)^{-5} \frac{\widetilde{B''_{\text{ax}}}}{B''_{\text{ax}}} \left(\frac{\widetilde{B'_{\text{rad}}}}{B'_{\text{rad}}} \right)^4 \langle n^2 \rangle \quad (4.22)$$

$$\stackrel{\text{2D-lin}}{=} \alpha^{\frac{8}{7}} \langle n^2 \rangle. \quad (4.23)$$

Im letzten Schritt wurde eine reine 2D-Kompression angenommen²²; die Parameter der komprimierten Falle sind mit Tilden gekennzeichnet.

²¹Sollte die Magnetfalle derart tief sein, daß das schnelle Atom und eventuell auch das Molekül gefangen sind, so heizen diese durch Stöße das gesamte Atomensemble auf und verhindern dadurch eine effektive Kühlung. Damit ist die durch das vermehrte Einsetzen von Dreikörperrekombinationsprozessen gegebene Grenze noch immer sinnvoll.

²²Diese Näherung ist gut, da für Chipfallen die Kompression meist durch das Anheben von B' geschieht, so daß sich die axiale Krümmung kaum ändert; weiterhin ist der Einfluß der axialen Krümmung viel geringer als der des radialen Gradienten: s. Gl. 4.22.

Der maximal sinnvolle Kompressionsparameter ist daher durch die maximal sinnvolle quadratische Dichte $\langle n^2 \rangle_{\max}$ gemäß

$$\alpha_{\max} = \left(\frac{\langle n^2 \rangle_{\max}}{\langle n^2 \rangle_{\text{init}}} \right)^{\frac{8}{7}} \quad (4.24)$$

gegeben.

Die anfängliche mittlere quadratische Dichte beträgt dabei

$$\langle n^2 \rangle_{\text{init}} = \frac{N^2}{3^{5/2} 4\pi^3} \left(\frac{\mu_B}{k_B T} \right)^5 B_{\text{ax}}'' B_{\text{rad}}'^4 \quad (4.25)$$

und die maximale mittlere quadratische Dichte ist mit der maximalen Verlustrate \dot{N}_{\max} über

$$\langle n^2 \rangle_{\max} = -\frac{\dot{N}_{\max}}{L_3 N} \quad (4.26)$$

verknüpft.

Damit kann man sich einen Wert für \dot{N}_{\max} vorgeben und mit ihm die maximal sinnvolle Kompression berechnen.

Beispielsweise beträgt für unsere Experiment $\alpha_{\max} \approx 440$, wenn man die maximale Verlustrate durch Dreikörperstöße der durch Kollisionen der gefangenen Atome mit dem Hintergrundgas ($\dot{N}_{\text{Koll}}/N = (1/e)/5\text{s}$) gleichsetzt; die mittlere quadratische Dichte beträgt dann nach Gl. 4.26 $\langle n^2 \rangle \approx 7 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-6}$. Um diese Kompression zu erreichen, benötigte man einen radialen Gradienten von rund 700 T/m; nach Gl. 2.27 beträgt der maximale Gradient für einen Strom von 2 A und eine Leiterbahnbreite von 50 μm aber 640 T/m, so daß eine so starke Kompression in unserer Magnetfalle noch nicht möglich ist.

Diese Rechnung zeigt, daß man die Stoßrate noch deutlich steigern kann, bevor die Dreikörperverluste eine ähnliche Größenordnung erreichen wie die Verluste durch Stöße mit dem Hintergrundgas. Das heißt, daß sich die Kondensaterzeugung in einer Chipfalle noch weiter beschleunigen lassen wird, auch wenn durch das Anwachsen der Dichte und den damit steigenden Dreikörperverlusten die Falle im Verlauf der Kühlung relaxiert werden muß. Da die Dichte jedoch erst im Bereich der beschleunigten Evaporation deutlich anwächst, die meiste Kühlzeit aber darauf verwendet werden muß, in diesen Bereich zu gelangen, ist immer noch mit einem guten Zeitgewinn zu rechnen.

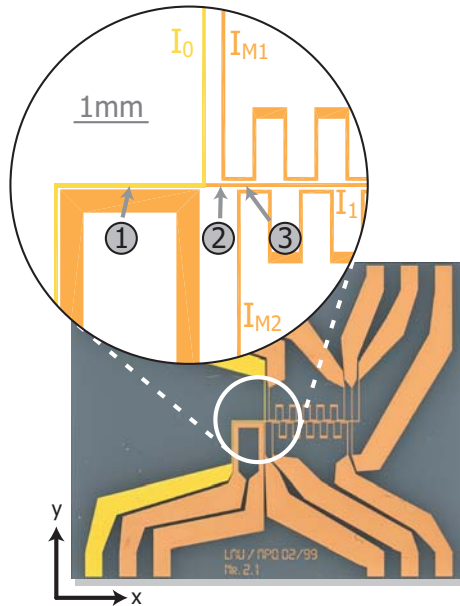


Abbildung 4.17: Mit Nummern sind die Positionen markiert, an denen wir Bose-Einstein-Kondensate erzeugt haben. Nummer 1 bezeichnet eine elongierte Ioffe-Pritchard-Falle mit einem Aspektverhältnis von $\lambda = 14$, in der wir das erste Bose-Einstein-Kondensat hergestellt haben. An Position 2, direkt über einem der Modulationsleiter, startet das atomare Förderband in einer relativ isotropen Falle ($\lambda \approx 3$). An Position 3 haben wir das Kondensat geteilt und es dafür auch an dieser Stelle in einer ähnlichen Falle wie der an Position 2 erzeugt.

4.7 Bose-Kondensation in weiteren Fallen

Nachdem wir die erste Bose-Einstein-Kondensation „on-chip“ demonstriert hatten, haben wir sogleich die Vielseitigkeit der Chipfallentechnik erprobt und in zwei weiteren, in ihren Parametern deutlich von der ersten Falle abweichenden Fallen ebenso Bose-kondensiert. Das erste Bose-Einstein-Kondensat haben wir an Position 1 gemäß Abb. 4.17 in einer elongierten Ioffe-Falle mit einem Aspektverhältnis von $\lambda = 14$ erzeugt. Eine weitere Kondensations-Position ist dort mit 2 bezeichnet: An dieser Stelle haben wir das Kondensat erzeugt, das mit dem atomaren Förderband transportiert wurde (s. Abschnitt 5.1); die Kondensationsfalle an dieser Stelle ist weit weniger zigarrenförmig als die an Position 1: Sie besitzt ein Aspektverhältnis von 3,4. In Falle 3 haben wir kondensiert, um dort das BEC zu teilen (s. Abschnitt 5.2). Diese Falle hat ähnliche Eigenschaften wie Falle 2.

Da der Weg zur ersten Bose-Einstein-Kondensation im vorherigen Abschnitt ausführlich dargestellt ist, und wir für die Kondensation in den zwei anderen Fallen keine grundlegend andere Strategie wählen mußten, sind für diese Fallen die Einzelschritte bis zum Kondensat im nächsten Kapitel in den Abschnitten 5.1 und 5.2 eher knapp zusammengefaßt. Im Zentrum des folgenden Kapitels stehen vielmehr Experimente, die die komplexen Magnetfelder der Chiptechnik ausnutzen und dadurch bereits einen Einblick in mögliche Anwendungen vermitteln.

Kapitel 5

Experimente mit dem Bose-Einstein-Kondensat

In diesem Kapitel werden die ersten Experimente mit dem Bose-Einstein-Kondensat auf einem Chip vorgestellt. Zunächst wird gezeigt, daß wir das Kondensat mit unserem Atomförderband transportieren können, ohne es zu zerstören. Darauf wird demonstriert, daß wir das Kondensat rein magnetisch in zwei Kondensate aufteilen können, indem wir im Zentrum einer Magnetfalle eine Potentialbarriere entstehen lassen, die eine Falle in zwei teilt. Im weiteren werden Effekte untersucht, die speziell in Chipfallen auftreten können, wie Oberflächen-induzierte Heizraten und die Fragmentierung einer gefangenen Atomwolke aufgrund von Korrugationen im Fallenpotential. Zum Abschluß wird sodann eine Anwendung gezeigt, die das niedrigst-energetische Gegenstück für Neutralatome zu einem Linear-Collider für geladene Teilchen darstellt, und im Ausblick eine Auswahl der in der Zukunft zu erwartenden Experimente dargestellt. So sind fundamentale Fragestellungen wie die Physik niederdimensionaler Quantengase naheliegend, aber auch die Anwendbarkeit der kohärenten Materie als Meßwerkzeug ist möglich, beispielsweise in einer Sonde für elektrische oder magnetische Felder sowie in einem Gravimeter.

5.1 Transport des Bose-Einstein-Kondensats

Die Vielseitigkeit der Chipfallen haben wir bereits vor gut zwei Jahren mit einem Förderband für thermische Atomensembles demonstriert. Es ist ausführlich in [18, 13] untersucht. Da wir es hier benutzen, um das Bose-Einstein-Kondensat rein magnetisch zu transportieren, sind im nächsten Abschnitt seine Grundlagen noch einmal zusammengefaßt.

5.1.1 Transport-Prinzip

Das Prinzip des magnetischen Förderbandes beruht darauf, zunächst ein elongiertes Potential zu erzeugen, um die Atome radial gefangen zu halten, und diesem Potential sodann entlang seiner ausgedehnten Richtung Wellentäler aufzuprägen, die verschiebbar sind.

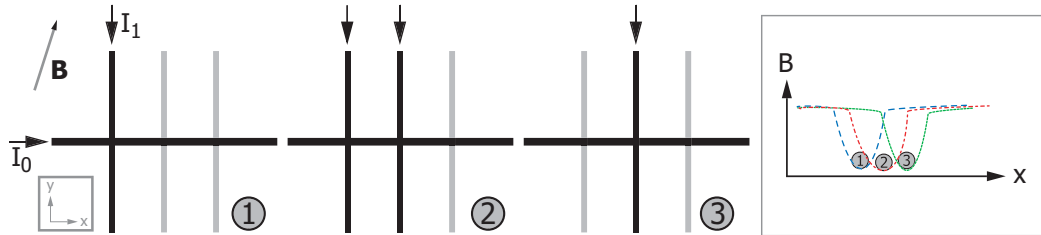


Abbildung 5.1: Prinzip des magnetischen Förderbandes. Details im Text.

Am einfachsten ist das geforderte Potential durch einen langen geraden Mittelleiter und ihn senkrecht kreuzende Modulationsleiter zu erzeugen (s. Abb. 5.1): Mithilfe des geraden Leiters und eines senkrecht auf ihm stehenden externen Feldes erhält man das elongierte Fallenpotential; die x -Komponente des Magnetfeldes wird durch die Modulationsdrähte lokal abgesenkt, wodurch sich oberhalb des jeweiligen Modulationsleiters eine Falle ausbildet. Durch einfaches Überblenden des Stromes von einem zum benachbarten Leiter kann der axiale Einschluß verschoben und so eine Atomwolke transportiert werden.

Da wir ein einlagiges Substrat für die Leiterstruktur verwenden, dürfen sich die verschiedenen Leiter nicht mehr als einmal kreuzen, weswegen eine mäanderförmige Leiterbahnführung, wie in Abb. 5.2 gezeigt, gewählt ist. Obwohl die Modulationsleiter den Mittelleiter überhaupt nicht kreuzen, erhält man die gewünschten Fallen (s. Abb. 5.3).

Der Strom im Mittelleiter und die externen Magnetfelder werden zunächst konstant gehalten und allein die Ströme in den Modulationsleitern mit einer Sinus- bzw. Cosinus-Funktion moduliert:

$$\begin{aligned}
 I_0 &= 2 \text{ A} \\
 I_{M1} &= 1 \text{ A} \cdot \cos \omega t \\
 I_{M2} &= -1 \text{ A} \cdot \sin \omega t \\
 \mathbf{B} &= (7, 16, 0) \text{ G}.
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

Damit ist ein Transport thermischer Ensembles bereits sehr gut möglich (s. Abb. 5.3), wenn auch der Abstand des Fallenminimums von der Substratoberfläche um etwa $200 \mu\text{m}$ schwankt. Dies liegt daran, daß über gewisse

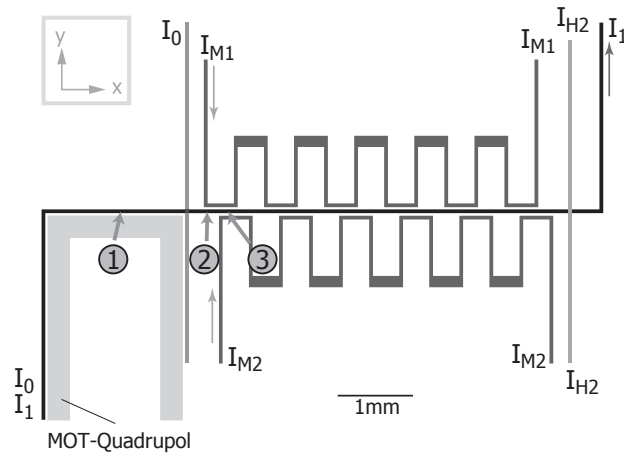


Abbildung 5.2: Der dunkel hervorgehobene Mittelleiter produziert allein (mit einem externen Magnetfeld) ein sehr elongiertes, etwa 8 mm langes, Potential, auf das die Modulationsleiter M1 und M2 kleine Minima und Maxima aufprägen (s. Abb. 5.3). Mit „2“ ist die Startposition des Förderbandes markiert.

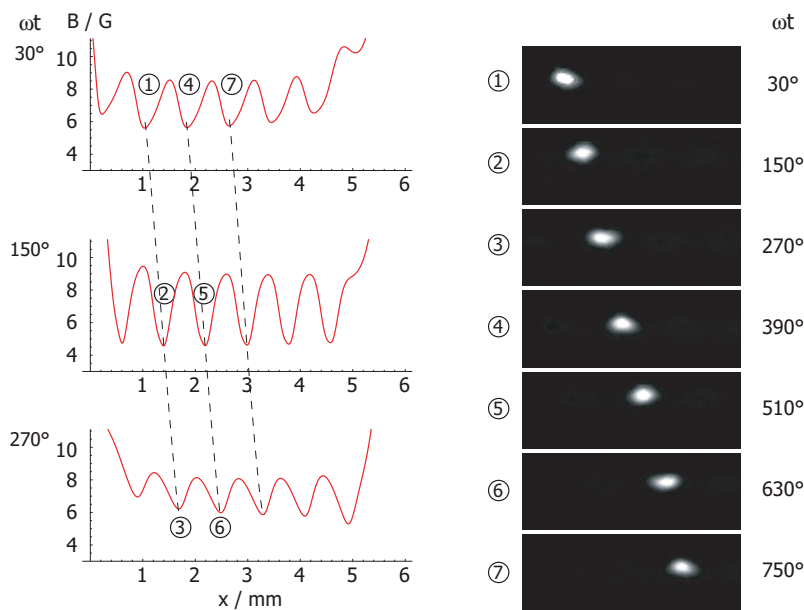


Abbildung 5.3: Durch die Modulation der Ströme durch M1 und M2 (vgl. Abb. 5.2) wandern die aufprägte Potentialminima und -maxima. Links ist für drei verschiedene Phasenwinkel ωt die Magnetfeldstärke gezeigt. Rechts sind Absorptionaufnahmen thermischer Ensembles mit jeweils rund 100.000 Atomen gezeigt. Die Nummern verweisen auf die entsprechenden Positionen in den Potentials.

Strecken die Modulationsdrähte parallel zum Mittelleiter geführt sind. Je nachdem, ob ein Modulationsstrom parallel oder antiparallel zum Mittelleiter fließt, liegt das Fallenzentrum weiter weg oder näher an der Substratoberfläche.

Weiterhin ändern sich die Fallenfrequenzen je nach Position. Diese nicht erwünschten Effekte führen zu Heizraten [18, 13], die allerdings unmeßbar klein werden, wenn wir mit einer Geschwindigkeit von weniger als 5 mm/s die Atome transportieren.

Indem man nun auch den Strom im Mittelleiter und die Magnetfelder moduliert und die Modulationsdrähte nicht mehr streng mit trigonometrisch variierten Strömen durchfließen läßt, sondern alle diese Größen auf einen optimierten Transport hin berechnet, können wir es erreichen, daß sich die berechneten Minimumpositionen senkrecht zur Schieberichtung um noch maximal $20\ \mu\text{m}$ von einer Geraden wegbewegen und die Fallenfrequenzen auf rund $(60, 400, 390)\ \text{Hz} \pm (2, 12, 3)\ \text{Hz}$ stabil sind. Zusätzlich benutzen wir für das Anfahren und Abbremsen einen sog. Blackman-Puls in der Geschwindigkeit (siehe Anhang A.2). Er beschleunigt die Falle in einer Form, die Anregungen in benachbarte Vibrationszustände aufgrund der Beschleunigung der Falle selbst minimiert.

5.1.2 Bose-Kondensation im magnetischen Förderband

Die Startposition des Förderbandes (Position „2“) liegt über einem der Modulationsleiter (s. Abb. 5.2 und auch Abb. 4.17 auf S. 80) und damit 1,2 mm von dem Fallenminimum entfernt, an dem wir das in Kapitel 4 besprochene Kondensat erzeugt haben (Position „1“).

Wir können das dort hergestellte Kondensat nicht zufriedenstellend von der ersten Ioffefalle (Bilder 1-4 in Abb. 5.4) an die Motorstart-Position bringen, da das Kondensat beim Überblenden unvermeidlich in der Falle zu schwingen beginnt. Daher blenden wir mit bereits vorgekühlten thermischen Atomen von der Anfangsmagnetfalle über in die Startfalle für das Förderband, indem wir zunächst die Falle etwas vergrößern (s. Abb. 5.4), sodann zusätzlich ein externes Feld in x-Richtung anlegen und einen Strom im Modulationsleiter M1 fließen lassen, der der Magnetfeldkomponente in x-Richtung entgegenwirkt und damit ein schmales Minimum am rechten Rand der elongierten Falle entstehen läßt. Haben sich die Atome an diese Position begeben, sind sie an der gewünschten Position.

Zur Kühlung durchfahren wir eine erste lineare RF-Rampe in der 55 G-Startfalle an Position 1 (exakt wie im Fall des dortselbst hergestellten Kondensates), bringen darauf die vorgekühlten Atome wie soeben beschrieben an die Startposition des Förderbandes und erzeugen dort innerhalb von einer

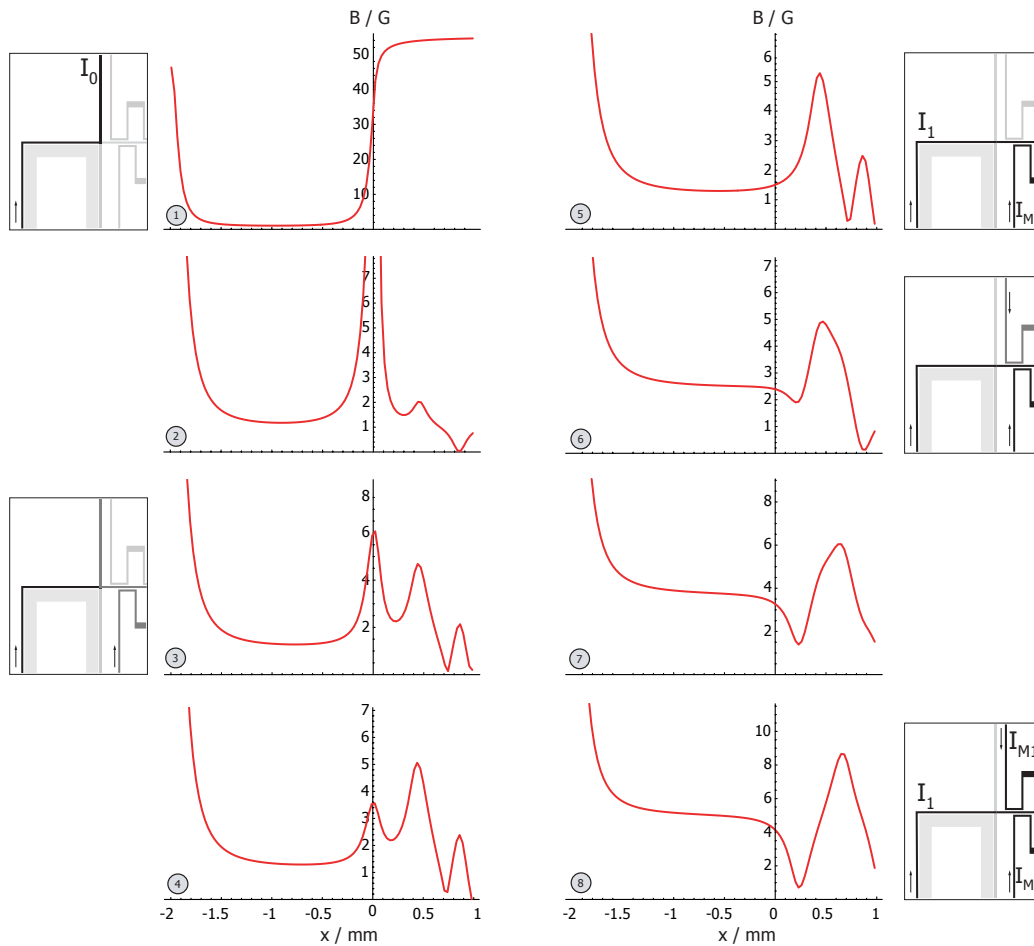


Abbildung 5.4: Überblenden von der 55-G-Ioffe-Falle, gebildet mit I_0 , („1“) über eine 40-G-Ioffe-Falle, die aus I_1 und I_{M2} als rechten Abschluß gebildet ist („3“), in die Motorstartposition über $M1$ („8“). In den kleinen Ausschnitten aus dem Förderbandssubstrat sind die jeweils stromführenden Drähte dunkel hervorgehoben.

halben Sekunde das Bose-Einstein-Kondensat mit einer weiteren RF-Rampe. Die wichtigen Parameter sind in den folgenden Tabellen angegeben:

Falle	ν_{\perp} /Hz	ν_{ax}	ν_{RFStart} /MHz	ν_{RFStop} /MHz	t_{RF} /s	τ_{RF} /s
Pos. 1	6240	17	30	7,9	0,9	∞
Pos. 2	3460	300	7,9	1,02	0,5	0,5

Falle	N	T / μK	n / cm^3	ρ	Γ_{el} /s
Pos. 1	$5 \cdot 10^5$	≈ 100	$\approx 5 \cdot 10^{12}$	$\approx 7 \cdot 10^{-6}$	≈ 200
Pos. 2	$25 \cdot 10^3$	2,5	$3,4 \cdot 10^{14}$	0,6	2900

Der Vorteil an dieser Position ist, daß die Falle mit einem Aspektverhältnis von 3,4 relativ isotrop ist und damit die mittlere Fallenfrequenz $\nu_{\text{ho}} = (\nu_{\text{ax}} \nu_{\perp}^2)^{1/3}$ groß ist. Infolgedessen funktioniert das Verdampfungskühlen sehr effektiv, was man an der extrem hohen Stoßrate am Ende der zweiten Radiofrequenzrampe direkt sehen kann, die auf die hohe Maximaldichte zurück geht. Mit diesen Parametern befinden sich die Atome bereits im Übergangsbereich vom kollisionsfreien zum hydrodynamischen Regime.

Die Bose-Einstein-Kondensation setzt hier bei $2,0 \mu\text{K}$ bei einer Teilchenzahl von rund 18.000 ein. Die Kondensate beinhalten typischerweise 3000 bis 4000 Atome und sind damit etwas größer, als die an Position 1 erzeugten. Die mit 5000 Atomen bisher größten Kondensate haben wir daher auch in dieser Falle herstellen können; die Schwankungen in der Anzahl der kondensierten Atome geht zurück auf die Phasenraumdicke in der Anfangsmagnetfalle, das heißt, auf die Melassen- und Umladeeffizienz (vgl. Abschnitt 4.4.1).

Vor allem aber können wir in dieser Falle auch Kondensate herstellen, für die wir weniger als eine Sekunde RF-Kühlen müssen: Die Minimaldauer liegt bei 700 ms, die in etwa gleichen Anteilen auf die beiden Kühlrampen aufgeteilt ist. Damit ist erstmals ein Bose-Einstein-Kondensat in unter einer Sekunde RF-Kühlen erzeugt worden, was mehr als eine Größenordnung schneller ist als in allen anderen Experimenten, in denen das Kondensat in Magnetfallen gehalten wird, und mehr als einen Faktor drei schneller als beim bisherigen Rekordhalter, einem Experiment zur Bose-Einstein-Kondensation in einer gekreuzten Dipolfalle [43]. Das bei uns so schnell hergestellte Kondensat beinhaltet rund 1000 Atome.

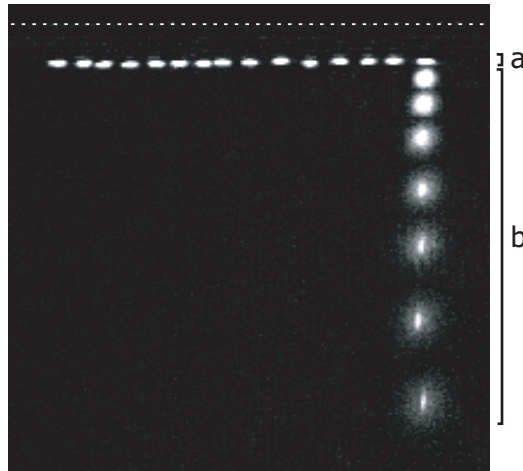


Abbildung 5.5: Transport des Bose-Einstein-Kondensats im Atomförderband: das Kondensat ist ganz links hergestellt, über eine Strecke von 1,6 mm nach rechts transportiert (a) und in den freien Fall entlassen (b) worden. Hier erkennt man klar an dem dichten, anisotropen Kern, daß es sich noch um ein Kondensat handelt. Das Bild ist aus vielen Einzelbildern mit jeweils einer Wolke zusammengesetzt. Die gestrichelte Linie gibt die Lage der Substratoberfläche an.

5.1.3 Transport des BEC

In Abb. 5.5 sind der Transport und die freie Expansion der Atomwolke gezeigt. Man erkennt eindeutig am anisotropen dichten Kern der fallenden Wolke am rechten Bildrand, daß das Bose-Einstein-Kondensat den Transport überstanden hat, nachdem es am linken Bildrand hergestellt und innerhalb von 100 ms über eine Strecke von 1,6 mm mit dem Atomförderband transportiert worden ist. Die Falle wird mit einem Blackman-Puls (s. Anhang A.2) beschleunigt und auch wieder abgebremst, um Anregungen von Oszillationen des Kondensats in der Falle zu vermeiden.

Verglichen mit einem für 100 ms gehaltenen Kondensat messen wir keine deutlichen Verluste durch den Transport.

5.2 Auftrennen einer Falle

Das Auftrennen einer Falle in zwei ermöglicht eine Vielzahl interessanter Untersuchungen. So ist das Aufspalten eines Wellenpaketes zentraler Bestandteil eines Interferometers; ist man umgekehrt in der Lage, kohärent ein Wellenpaket zu trennen und wiederzuv ereinen, fehlt zum Interferometer nur noch

Präparation des Anfangszustands und die Detektion des Endzustands.

Ist die Barriere zwischen den Fallen derart, daß die Tunnelkopplung nicht zu vernachlässigen ist, so können Josephson-Effekte mit nur zwei Fallen untersucht werden. In den letzten Jahren sind zwar bereits Untersuchungen zum Tunneln und zum Josephson-Effekt mit ultrakalten Atomen und Bose-Einstein-Kondensaten in optischen Gittern durchgeführt worden [110, 111], doch sind in diesen Experimenten immer eine Vielzahl von Fallen und Tunnelbarrieren am beobachteten Signal beteiligt. Die Grundlage für die bereits getätigten Experimente, nämlich die Untersuchung zweier durch eine Tunnelkopplung verbundener Fallen, steht jedoch noch aus.

5.2.1 Trennprinzip

Der dem Prinzip nach einfachste Aufbau für eine Falle, die in zwei getrennte Fallen überführt werden kann, besteht darin, einen geraden Leiter für den radialen Einschluß und drei parallele, diesen senkrecht kreuzende Leiter für den axialen Einschluß zu verwenden (s. Abb. 5.6). Indem man den Strom im mittleren der drei Leiter entgegengesetzt zu den äußeren Leitern fließen läßt und seine Stärke variiert, kann man eine oder zwei Fallen erzeugen und diese ineinander überblenden. Als Beispiel sind in Abb. 5.8 die magnetischen Potentiale gezeigt, die mit der Leiterstruktur aus Abb. 5.6 erzeugt werden können; dazu fließen die Ströme $I_c = 400$ mA und $I_o = 80$ mA. Das externe Feld beträgt $\mathbf{B} = (8, 30, 0)$ G, so daß das Fallenminimum bei einem Abstand von $26 \mu\text{m}$ zu den Leitern liegt. Steigert man den Strom I_i im Mittelleiter von 50 auf 65 mA, so teilt sich die Falle auf. Die Fallenfrequenzen betragen in der einfachen Falle (550, 13.400, 13.300) Hz und in den geteilten Fallen jeweils (650, 9.540, 9.390) Hz. Abb. 5.7 zeigt, wie sich in Abhängigkeit von der Barrierenhöhe der Abstand der Fallenminima verhält. Einer Barrierenhöhe von $1 \text{ mG} \cdot \mu_B$ entspricht eine Temperatur von 67 nK; das chemische Potential eines Kondensats mit 1000 Atomen beträgt mit den gegebenen Fallenparametern $1 \mu\text{K} \cdot k_B$, so daß ab einer Barrierenhöhe von 30 mG das Kondensat geteilt ist und die Tunnelzeit groß gegenüber der typischen Experimentierzeit ist.

Zunächst haben wir jedoch mit thermischen Atomen in einer Falle mit deutlich anderen Parametern das Aufspalten untersucht.

5.2.2 Thermisches Ensemble

Das Prinzip ist in etwa das soeben beschriebene: Oberhalb des zusätzlichen Drahtes H2 (s. Abb. 5.2 auf S. 83) kann man eine positionsfeste Falle erzeugen, mit der die ankommenden Minima des magnetischen Förderbandes vereint werden; die magnetischen Potentiale dazu sind in Abb. 5.9 gezeigt.

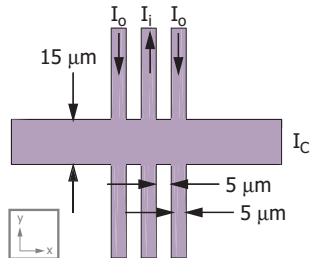


Abbildung 5.6: Leiterstruktur, mit der einfach eine Falle getrennt werden kann. Details im Text.

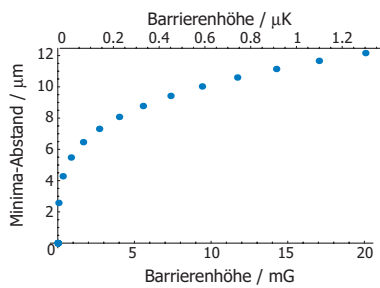


Abbildung 5.7: Barrierröhöhe als Funktion des Minimaabstandes.

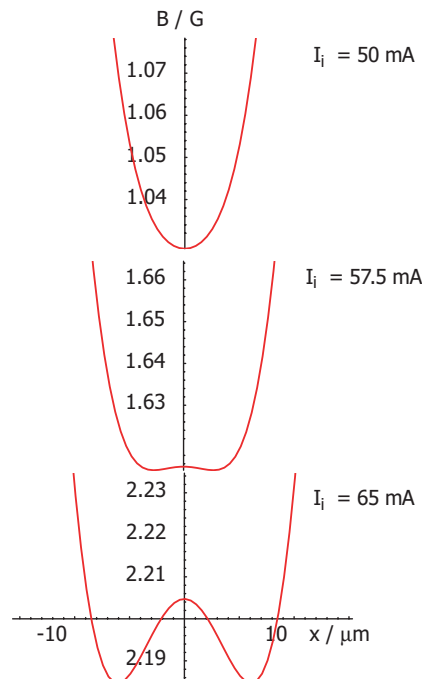


Abbildung 5.8: Wird der Strom im Leiter I_c kontinuierlich von 50 auf 65 mA erhöht, wächst in der Mitte der Falle eine Barriere in die Höhe.

Kehrt man diesen Vorgang zeitlich um, so wird die Falle über H_2 aufgespalten in eine fixe und eine, die mit dem Förderband nach links wandert. Hier wird dies genutzt, um eine Wolke thermischer Atome zu trennen und wiederzuvereinigen (s. Abb. 5.10). Diesen Vorgang haben wir mehrmals hintereinander ausgeführt, wobei das Aufspalten und Wiedervereinigen der Fallenpotentiale so berechnet war, daß durch den Prozeß keine Phasenraumdichte verloren gehen sollte [13]. Beobachtet man die Atomzahl und die Temperatur in immer derselben Falle, so kann man sehen, ob die Phasenraumdichte konstant ist. Bleibt speziell die Atomzahl in etwa konstant, so kann man am Temperaturverlauf ablesen, ob die Phasenraumdichte beim Trennen und Vereinigen konstant bleibt. Abb. 5.10 zeigt das Ergebnis dieser Messung: Die Temperatur ist nahezu konstant. Der leichte Anstieg ist dadurch zu erklären, daß das Auftrennen für ein Atomzahl-Verhältnis von 1:1 berechnet war, wir aber etwa im Verhältnis 55:45 geteilt haben, was wohl einem leichten Magnetfeldgradienten zuzuschreiben ist, der die Falle in x-Richtung gekippt hat.

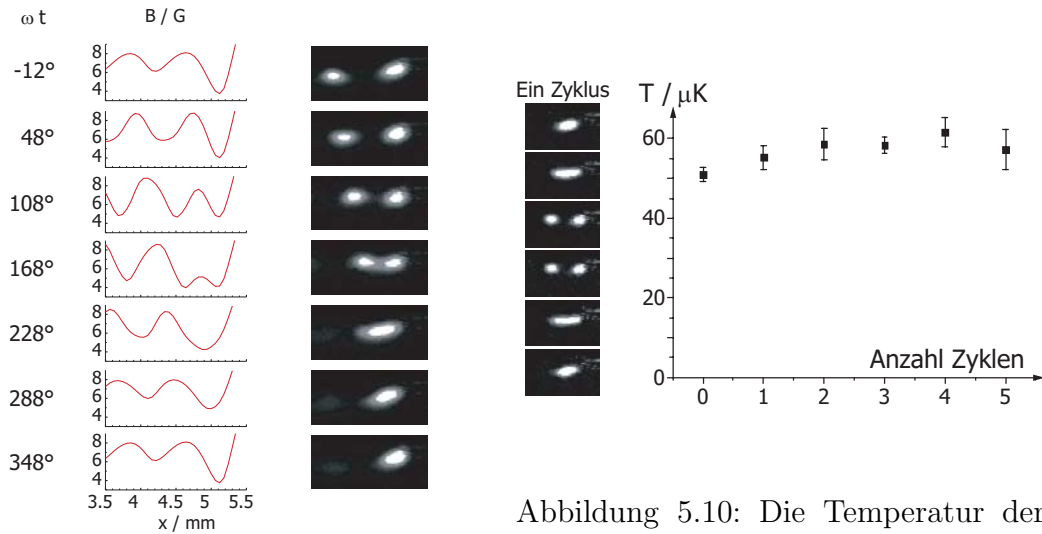


Abbildung 5.9: Mithilfe des Drahtes H₂ kann am Ende des magnetischen Förderbandes ein ortsfestes Minimum erzeugt werden, mit dem die ankommenden Minima laufend vereint werden. Links sind die magnetischen Potentiale am rechten Ende des Förderbandes gezeigt, rechts die entsprechenden Absorptionenaufnahmen.

Abbildung 5.10: Die Temperatur der vereinten Wolke gemessen als Funktion der Zyklenzahl; nach einem Zyklus ist die Falle einmal getrennt und wiedervereint worden. Im Graph erkennt man ein leichtes Anwachsen der Temperatur, was darauf zurückgeführt werden kann, daß die Atomwolken nicht genau im Verhältnis 1 : 1 getrennt wurden, nur für dieses Verhältnis aber der Trenn- und Vereinigungsprozeß vollständig adiabatisch ablaufen sollte.

5.2.3 Kohärentes Ensemble

Trennprinzip

In etwas anderer Art als bisher beschrieben haben wir auch das Bose-Einstein-Kondensat auftrennen können; das Prinzip ist in Abb. 5.11 erklärt: Der Mittelleiter bildet zusammen mit den Modulationsdrähten und einem externen Magnetfeld $\mathbf{B} = (3, 25, 0)$ G eine Falle, die sich je nach Höhe, das heißt, je nach Verhältnis vom Strom im Mittelleiter und externen Magnetfeld in y -Richtung, für kalte Atome als eine Falle oder als zwei Fallen darstellt. Zunächst wird jedoch kurz dargestellt, auf welchem Weg wir die Bose-Einstein-Kondensation an dieser Stelle erreicht haben.

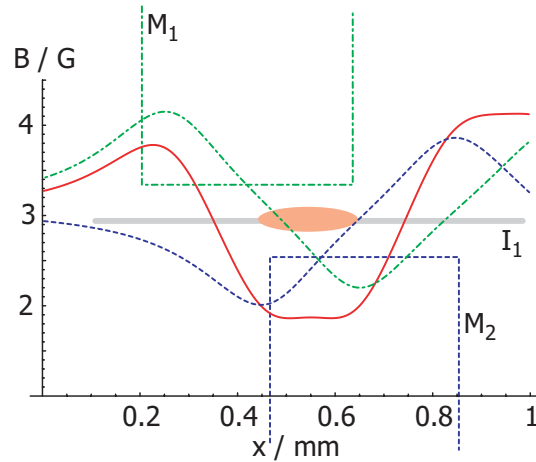


Abbildung 5.11: Durchgezogen ist die Falle dargestellt, die für kalte Atome bereits zwei getrennte Minima aufweist. Erhöht man den Strom im Mittelleiter, vereinen sich die beiden Minima. Gestrichelt ist das Magnetfeld dargestellt, das sich ergibt, wenn im Modulationsleiter M1 kein Strom fließt; strichpunktiert ist das Feld gezeigt, das man erhält, wenn im Modulationsleiter M2 kein Strom fließt. Im Hintergrund sind die beteiligten Drähte des Förderbandssubstrates angedeutet.

Bose-Einstein-Kondensation

Wir transferieren die wiederum an Position 1 vorgekühlten Atome in die Motor-Start-Falle (Position 2), kühlen sie dort weiter bis zu einer Phasenraumdichte von etwa 0,01 und transportieren die verbliebenen 50.000 Atome mit dem Förderband an die Position 3, an der wir die Trennversuche durchführen. Hier erreichen wir die Bose-Einstein-Kondensation innerhalb von 1,5 s mit einer Rampe von 2,2 auf etwa 1,44 MHz. Die Tabelle zeigt zusammengefaßt die einzelnen Kühlsschritte:

Falle	B_y /G	ν_{\perp} /Hz	ν_{ax} /Hz	ν_{RFStart} /MHz	ν_{RFStop} /MHz	t_{RF} /s	τ_{RF} /s
Pos. 1	55 G	6200	17	30	8	1	∞
Pos. 2	40 G	3460	300	7,9	2,2	2	2
Pos. 3	25 G	1840	75	2,2	1,44	1,5	0,5

Die so hergestellten Kondensate sind mit maximal 3800 Atomen etwas kleiner als die an Position 2 erzielten. Bei den hier durchgeführten Messungen hat sich gezeigt, daß die Kühlung an Position 2 effektiver abläuft, wenn t_{RF} und auch τ_{RF} größer sind als im Fall des dortselbst hergestellten Kondensats (vgl. S. 86).

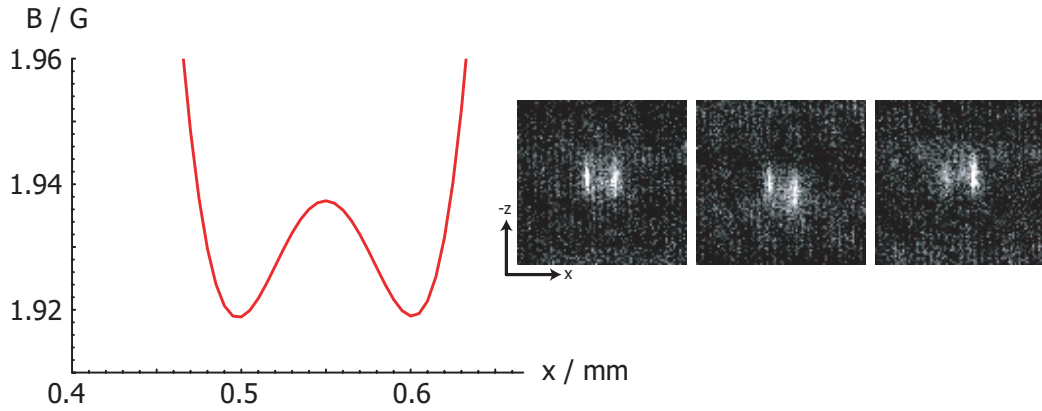


Abbildung 5.12: Links das Potential, aus dem die Kondensate in den freien Fall entlassen werden. Zwei Kondensate mit jeweils rund 500 bis 1500 Atomen nach 21 ms freier Expansion. Die Falle ist innerhalb von 50 ms aufgetrennt worden.

Aufspalten

Nachdem wir das Bose-Einstein-Kondensat erzeugt haben, regeln wir sodann die Ströme auf die Werte, wie sie in der folgenden Tabelle für eine vereinte Falle verzeichnet sind.

$I_{\text{Ioffe, vereint}}/\text{A}$	$I_{\text{Ioffe, geteilt}}/\text{A}$	I_{M1}/A	I_{M2}/A	B_y/G	B_x/G
1,95	1,4 ... \approx 1,7	0,283	0,282	25	3

Verringert man den Strom im Mittelleiter von 1,95 auf 1,4 A, so erhebt sich in der Mitte der Falle eine Barriere, die bei den gegebenen Stromwerten $60 \text{ mG} \cdot \mu_B$ hoch ist, was $4 \mu\text{K} \cdot k_B$ entspricht. Die geteilten Fallen haben Schwingungsfrequenzen von $\nu_{\text{ho}} = 680 \text{ Hz}$, so daß bei einer Atomzahl von 1000 das chemische Potential bei $130 \text{ nK} \cdot k_B$ liegt. Um die Fallen zu trennen, reicht es damit aus, daß die Barriere eine Höhe von rund $1 \mu\text{K} \cdot k_B = 15 \text{ mG} \cdot \mu_B$ besitzt.

In Abb. 5.12 sind aufeinanderfolgende Bilder von aufgetrennten Kondensaten mit je rund 500 bis 1500 Atomen nach 21 ms freier Expansion zu sehen; links neben ihnen ist das Potential gezeigt, aus dem die Atome entlassen werden. Anzumerken ist, daß die Stromwerte in der Simulation $I_{\text{M1}} = -283 \text{ mA}$ und $I_{\text{M2}} = -282,2 \text{ mA}$ betragen, um ein Potential zu erhalten, das symmetrisch getrennt wird. Im Experiment haben wir mit $I_{\text{M1}} = -310 \text{ mA}$ und $I_{\text{M2}} = -274, \text{mA}$ gearbeitet¹; bei diesen Werten erhält man in der Simulation

¹Die Stromwerte sind auf rund 1 mA genau, das Stromrauschen der Modulationsdrahtquellen liegt unter $200 \mu\text{A}_{\text{pp}}$.

einen Sattelpunkt im Potential, nicht aber zwei getrennte Fallen. Dies deutet darauf hin, daß ein Magnetfeldgradient in x -Richtung im Experiment anlag.

Die Bilder zeigen klar, daß das Trennen relativ zuverlässig funktioniert, ohne die Bose-Einstein-Kondensate zu zerstören. Allerdings sieht man, daß die Kondensate nicht immer perfekt im Verhältnis 1 : 1 aufgespalten werden. Diese Fluktuationen resultieren vermutlich einerseits aus leichten Schwankungen der Ströme I_{M1} und I_{M2} , da sich einer dieser Ströme nur um 0,8 mA ändern muß, um eine Differenz der Fallenböden von 1 mG zu erzielen und damit im Trennvorgang eine der entstehenden Fallen vermehrt mit Atomen zu füllen. Andererseits können zeitabhängige externe Magnetfeldgradienten, die wir in unserem Labor in der Nähe der Vakuumkammer zu etwa $2 \mu\text{G}/\text{mm}$ bei 50 Hz messen, auch die Messung beeinflussen. Eine Magnetfeldabschirmung um die Apparatur herum sollte diese mögliche Fluktuationsquelle eliminieren.

Interferenz zweier Bose-Einstein-Kondensate ?

Mit zwei sich durchdringenden Bose-Einstein-Kondensaten können aufgrund ihrer Phasenkohärenz Interferenzeffekte beobachtet werden [112, 113]. Entläßt man dazu zwei benachbarte Kondensate in den freien Fall, so überlappen sie sich nach einer gewissen Zeit aufgrund ihrer jeweiligen Expansion. Die dann zu beobachtenden Interferenzstreifen können mit einem einfachen Modell erklärt werden: Zwei auf der Horizontalen im Abstand d gefangene, punktförmige Kondensate werden fallengelassen. Damit es überhaupt zur Interferenz kommen kann, müssen sich Teile der Kondensate überlappen. Dies geschieht, wenn nach einer Zeit t eine horizontale Relativgeschwindigkeit v_{rel} mit (s. Abb. 5.13)

$$v_{\text{rel}} = \frac{d_2 - d_1}{t} = \frac{d}{t} \quad (5.2)$$

auftritt. Die damit verbundene deBroglie-Wellenlänge bestimmt den Streifenabstand im Interferenzbild; für die vorliegenden Parameter sind $d > 80 \mu\text{m}$, $t < 25 \text{ ms}$, so daß man einen maximalen Interferenzstreifenabstand von

$$\lambda_{\text{dB}} = \frac{h}{p_{\text{rel}}} = \frac{ht}{md} \approx 1,4 \mu\text{m} \quad (5.3)$$

erwartet.

Dies liegt deutlich unter der Auflösungsgrenze von $10 \mu\text{m}$ unseres Abbildungssystems. Aufgrund der kleinen Atomzahl bringt auch eine höhere Vergrößerung im Abbildungssystem keinen Fortschritt, da die benötigte höhere Leistung im Detektionsstrahl die Atome in Sättigung treiben würde.

Mit einer Leiterbahnkonfiguration, wie sie in Abb. 5.6 gezeigt ist, ist d so viel kleiner, daß sich die Streifen sichtbar machen lassen sollten.

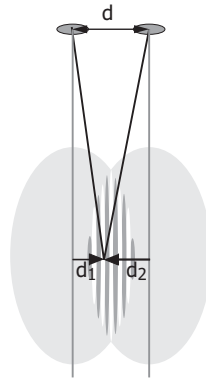


Abbildung 5.13: Entläßt man zwei als punktförmig angenommene Kondensate aus ihren jeweiligen Fallen, die sich im Abstand d voneinander befinden, so erhält man in den expandierenden, sich überlappenden Kondensaten Interferenzstreifen. Sie stehen in erster Näherung senkrecht auf der Verbindungslinie der beiden Fallen.

5.3 Collider

Mit der Möglichkeit, Atomwolken zu teilen und eine der beiden sodann unabhängig von der anderen bewegen zu können, konnten wir das Gegenstück eines Linear-Colliders für hochenergetische Elektronen für extrem niederenergetische Atome bauen: Wir haben dazu die Atome von der Spiegel-MOT direkt in die beiden linken magnetischen Minima des atomaren Förderbandes geladen (s. Abb. 5.14 Schritt 1), haben diese nach rechts gefahren, bis die rechte Atomwolke im Potential war, das hauptsächlich von H₂ erzeugt wird (Schritt 3 im Bild), und haben darauf die Transportrichtung des Förderbandes umgekehrt. Damit fährt die linke der beiden Atomwolken nach links, wohingegen die rechte Atomwolke im H₂-Minimum festgehalten wird (Schritt 4), so daß am Ende die beiden Atomwolken etwa 5 mm voneinander entfernt in separaten Minima gefangen sind (Schritt 5).

Schaltet man zu diesem Zeitpunkt die Motordrähte ab, so fließt allein durch den Mitteldraht ein Strom, der gemeinsam mit dem externen Feld eine elongierte Ioffefalle mit berechneten Fallenfrequenzen von (2, 290, 290) Hz erzeugt (s. Abb. 5.15). In ihr werden die beiden thermischen Atomwolken durch das Potential aufeinander zu beschleunigt. Beobachtet man die Schwerpunkte der beiden Wolken (s. Abb. 5.16), so kann man am Vergleich Ihrer Bewegung vor und nach der Begegnung der Wolken feststellen, ob die Wolken hauptsächlich wechselwirkungsfrei durcheinander hindurchgeflogen sind, oder aber ob sie miteinander kollidiert sind. In letzterem Fall würde man erwarten, daß ein Teil der kinetischen Energie der Schwerpunktsbewegung durch Atomstöße

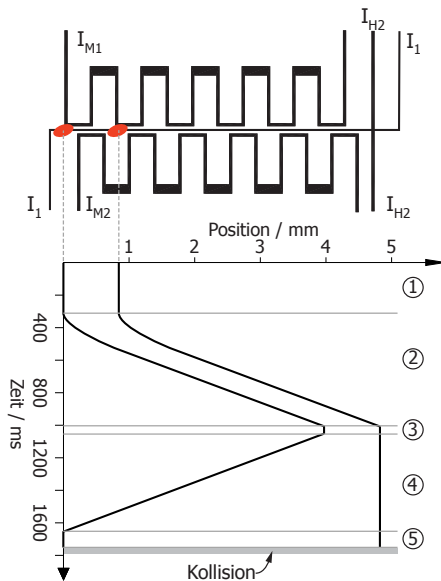


Abbildung 5.14: Vorbereitungssequenz für den „Collider“. Die eingekreisten Zahlen bezeichnen die einzelnen Schritte; Details im Text.

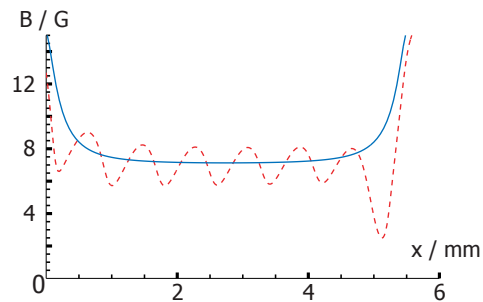


Abbildung 5.15: Die gestrichelte Linie zeigt das Potential am Ende der Vorbereitungssequenz (Position 5 in Abb. 5.14). An dieser Stelle schalten wir die Motordrähte ab und erhalten damit das durchgezogene Potential einer elongierten Ioffefalle. Die beiden Atomwolken, die zuvor im linken bzw. rechten Minimum gefangen waren, werden nach dem Umschalten aufeinander zu beschleunigt.

umverteilt wird in kinetische Energie senkrecht zur x -Richtung. Das würde bedeuten, daß die Schwerpunktsgeschwindigkeiten in x -Richtung nach der Begegnung geringere wären als vorher. In Abb. 5.16 sieht jedoch man, daß nach der Kollision die Geschwindigkeiten der Schwerpunkte dieselben sind wie vorher, so daß also die Wolken durcheinander durch fliegen, ohne daß ein signifikanter Anteil der Atome miteinander kollidiert².

Dies erwartet man auch: Bei Atomzahlen von etwa jeweils 10^5 in den Wolken, Dichten von anfänglich $\mathcal{O}(10^{10} \text{ cm}^{-3})$ und einer Temperatur von rund $50 \mu\text{K}$ beträgt die Stoßrate innerhalb der Wolken maximal $\mathcal{O}(1 \text{ s}^{-1})$. Die Begegnungszeit beträgt etwa 10 ms, so daß schon in den anfänglich dreidimensional gefangenen Wolken in dieser Zeit nur etwa 1% der Atome miteinander kollidiert. Diese Zahl ist im Fall der nahezu freien Expansion entlang einer Achse noch kleiner.

Prinzipiell ist das gleiche Experiment auch mit Bose-Einstein-Kondensaten möglich. Wir haben es hier nicht durchführen können, da die Kondensa-

²Man sieht in Abb. 5.16 auch, daß das Fallenpotential für diese Messung keineswegs mehr durch eine Parabel genähert werden kann, da die Atome über einen Bereich von etwa 3 mm keinerlei meßbare Beschleunigung erfahren.

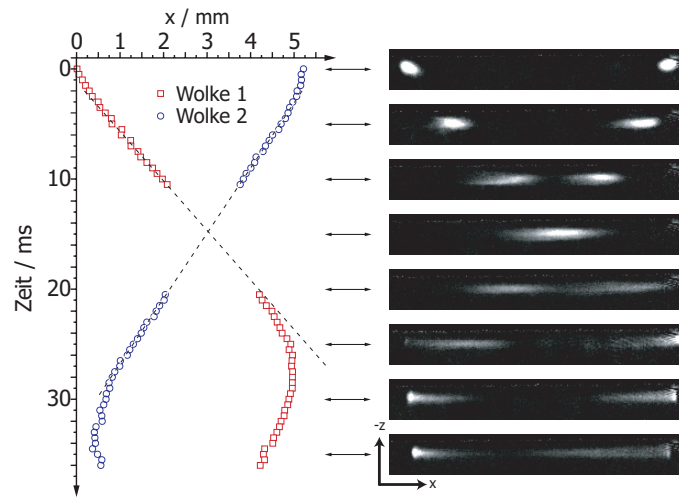


Abbildung 5.16: Links sind die Schwerpunktspositionen der Atomwolken für die Bereiche eingezeichnet, in denen die Wolken voneinander unterschieden werden können (s. rechts). Die Wolken durchdringen sich im Mittelbereich des Potentials nahezu ohne Wechselwirkung, was an den konstanten Steigungen im Bereich von 4 bis 22 ms abzulesen ist. Die Kurve der Wolke 1 knickt ab dieser Stelle langsam ab, da sie wieder in den Bereich des deutlich ansteigenden Potentials gerät.

te eine ähnliche Vorbereitungssequenz höchstwahrscheinlich nicht „überlebt“ hätten. Doch kann man sicher auch zwei Kondensate an zwei unterschiedlichen Positionen auf dem Chip gleichzeitig erzeugen, wenn genügend Atome in den beiden Fällen zu Beginn der Verdampfungskühlung zur Verfügung stehen. Auch dies ist sicher ein interessantes Experiment, das mit einer größeren Atomzahl durchgeführt werden kann. Es spricht auch nichts dagegen, daß an den beiden Positionen unterschiedliche Elemente kondensiert werden; dies könnte zu Anwendung in der ultrakalten Chemie von Bedeutung sein.

5.4 Heizraten

In diesem Abschnitt werden Heizratenmessungen dargelegt, die sich insofern von denen in konventionellen Magnetfallen unterscheiden, als die Fallenzentren der Chipfallen sehr nah an Oberflächen plaziert sind, die, sind sie nicht gekühlt, Zimmertemperatur haben³. Verglichen damit ist schon die Temperatur einer MOT sechs bis sieben Größenordnungen kleiner, im Fall eines

³Sie können durch die dissipierte ohmsche Leistung in den Leiterbahnen (zumindest lokal) auch deutlich wärmer sein.

Kondensats kommen noch einmal zwei bis drei Größenordnungen hinzu.

Es ist daher sehr interessant zu wissen, ab welchem Abstand die Atomwolke von der Oberfläche meßbar beeinflußt wird. So können thermisch angeregte Ströme in der Oberfläche zu fluktuierenden Magnetfeldern führen, die Spin-Flip-Verluste induzieren; auch ein Aufheizen der Wolke oder Dekohärenzeffekte im Fall eines Bose-Einstein-Kondensats sind denkbar.

Wir haben zunächst die Heizraten in den Fallen untersucht, die wir auf dem Weg zum ersten Bose-Einstein-Kondensat benutzt haben, einer elongierten Ioffe-Pritchard-Falle (vgl. die Tabelle auf S. 67). Um die Heizraten zu messen, haben wir die Atome in der zu untersuchenden Falle für eine variable Zeit gehalten und diese Falle dann adiabatisch in die Detektionsfalle bei $B_y = 19,4 \text{ G}$ transformiert, indem wir B_y abgesenkt haben (vgl. Abschnitt 4.4.5). In dieser Falle sind alle Temperaturen und die aus ihnen gewonnenen Heizraten gemessen. Im Folgenden sind auch genau diese Heizraten angegeben, um sie in den unterschiedlichen Fallen direkt miteinander vergleichen zu können (die Heizraten wurden also *hier nicht* nach den Skalierungsgesetzen für die Fallenparameter auf die Werte zurückgerechnet, die in den Fallen gelten, in denen die Heizraten verursacht werden).

Wir messen Heizraten

- für die *55-G-Falle* von $(2,7_{-1}^{+2}) \mu\text{K/s}$ bei einem Oberflächenabstand⁴ von $z_0 \approx 40 \mu\text{m}$;
- für die *40-G-Falle* von $(1,1 \pm 0,5) \mu\text{K/s}$ bei $z_0 \approx 70 \mu\text{m}$ und
- für die *Detektionsfalle* (19,4 G) von $(0,9 \pm 0,5) \mu\text{K/s}$ bei $z_0 \approx 180 \mu\text{m}$.

Um Heizraten im $\mu\text{K/s}$ -Bereich überhaupt messen zu können, müssen die Untersuchungen bei Temperaturen von wenigen μK durchgeführt werden. Bei der Verdampfungskühlung der Atomwolke auf diese niedrigen Werte verlieren wir jedoch den Großteil der Atome und müssen die Messungen daher mit weniger als 100.000 Atomen durchführen. Bei dieser kleinen Anzahl ist die Meßunsicherheit groß.

Vergleicht man die hier gemessenen Heizraten mit denen, die in einer ähnlichen Falle im Tübinger Chipfallenexperiment gewonnen wurden [114], so stellen wir fest, daß unsere Heizraten deutlich größer sind als die der Tübinger Gruppe; sie mißt für Abstände von 50 bis etwa $300 \mu\text{m}$ eine im Wesentlichen

⁴Hier ist der berechnete Abstand von der Leiterbahnoberfläche, reduziert um die Dicke der Spiegelschicht (inklusive Klebstoff), angegeben. Die Dicke dieser Schicht beträgt etwa $25 \mu\text{m}$ (vgl. Abschnitt 3.1.2).

abstandsunabhängige Heizrate⁵ von rund $0,4 \mu\text{K}/\text{s}$.

Trotz beträchtlicher experimenteller Anstrengung können wir zur Zeit nur vermuten, daß technisches Rauschen der Drahtstromquellen die Hauptursache für die Heizraten ist⁶. Ein neues Substrat, das einen größeren Strom in den Leiterbahnen als 2 A tragen kann und damit größere Fallenfrequenzen bei großen Oberflächenabständen zuläßt, wird eine umfassendere Untersuchung der Heizprozesse ermöglichen. Auch wird die zu erwartende größere Atomzahl die Messungen deutlich vereinfachen.

Henkel, Pötting und Wilkens [115, 116, 117, 118] haben erste Berechnungen zu Heizraten gefangener Atome in der Nähe von Oberflächen angestellt: Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Rubidium-Atom im Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$ in der Nähe einer Silberoberfläche um ein Vibrationsniveau angehoben wird, liegt demnach bei

$$\Gamma_{0 \rightarrow 1} = \frac{\mu_0^2 T}{\hbar \omega_{\perp} m \rho} \frac{\langle 3\mu^2 - \mu_z^2 \rangle}{128\pi z^3} \approx 8 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1} \frac{T_{\text{Oberfl.}}/300\text{K}}{\nu/10 \text{ kHz} \cdot (d/10 \mu\text{m})^3}; \quad (5.4)$$

hier sind μ_z die Projektion von $\boldsymbol{\mu}$ auf die Richtung des statischen Fallenfeldes, ρ der spezifische Widerstand des Oberflächenmaterials und m die Masse eines gefangenen Atoms. Zu beachten ist, daß demnach die Heizrate mit der dritten Potenz des inversen Abstandes ansteigen soll, der Absolutwert aber keineswegs die hier gemessene Heizrate erklären kann. Dies kann jedoch auch am theoretischen Modell liegen, das bisher nicht experimentell bestätigt ist.

5.5 Fragmentierung ?

Ein Hauptmotiv für den Aufbau eines Chipfallen-Experiments ist die Erwartung, ein robustes Interferometer für Materiewellen realisieren zu können (zur Atominterferometrie s. beispielsweise [119, 120] und zur vorgeschlagenen Implementierung mit Wellenleitern beispielsweise [121, 122]). Dazu wird in den meisten Vorschlägen und Ansätzen einer kalten Atomwolke bzw. einem Kondensat erlaubt, sich entlang einer Achse auf dem Chip auszudehnen, während in den dazu senkrechten Dimensionen die Atome eingeschlossen sind (dies ist

⁵In [114] ist nicht angegeben, bei exakt welchen Fallenfrequenzen die Messungen durchgeführt sind. Damit ist nicht klar, ob die dort angegebenen Zahlen direkt mit unseren verglichen werden können. Nichtsdestotrotz fällt die unterschiedliche Abstandsabhängigkeit auf.

⁶Die Dichten waren bei diesen Messungen kleiner als 10^{13} cm^{-3} , so daß Dreikörper-Verlust- und damit verbundene Aufheiz-Prozesse (vgl. Abschnitt 4.6.2) ausgeschlossen werden können, da ihre Rate unter $0,01 \text{ s}^{-1}$ liegen sollte.

ein sog. Wellenleiter [123, 124, 55]). Für ein Interferometer benötigt man dann noch das Analogon eines kohärenten Strahlteilers, um den einen Wellenleiter in zwei aufzuteilen. Führt man die zwei Wellenleiter sodann wieder zusammen, so daß die getrennten Wellenleiter eine Fläche umschließen, so ist der Interferometer-Aufbau vollständig. Grundvoraussetzung für die Funktionsfähigkeit eines solchen Interferometers ist offenkundig, daß sich die Atome überhaupt in den Wellenleitern ausbreiten können. Korrugationen im Wellenleiterpotential, die dies verhindern, sind daher tunlichst zu vermeiden.

Genau solche Korrugationen sind jedoch kürzlich in der Tübinger [114], der Sussexer [125], der MIT- [126] und der JILA-Gruppe [127] beobachtet worden. In ihren Experimenten werden Bose-Kondensate in elongierte Chipfallen geladen; anstatt daß sich aber die Kondensate innerhalb des Wellenleiters ausdehnen, bleiben sie auf kleine Raumbereiche beschränkt: Dem berechneten Fallenpotential sind Unebenheiten aufgeprägt, die groß genug sind, um die Ausdehnung der Kondensate zu verhindern, und deren Ursache bisher völlig unverstanden ist.

Allen vier Experimenten ist gemein, daß sie Leiterbahnen aus Kupfer verwenden. Wie die Tübinger Gruppe zeigen konnte, tritt das Phänomen auch auf, wenn die Mikrofalle durch einen stromführenden, an der Seite ihres Trägersubstrats befestigten Kupferdraht mit $90\ \mu\text{m}$ Durchmesser erzeugt wird, so daß man damit wohl das Substrat und auch die im galvanischen Herstellungsprozeß verwendeten Substanzen als Ursache ausschließen kann, sondern eher das Kupfer selbst als Ursache in Betracht ziehen muß⁷.

Es ist daher von hohem Interesse zu sehen, ob die Korrugationen auch auftreten, wenn ein anderes Leiterbahnmaterial als Kupfer gewählt wird, so wie im vorliegenden Fall Gold.

In Tübingen ist die Modulation des Potentials klar sichtbar, wenn man eine thermische Wolke bei rund $1\ \mu\text{K}$ in ein Fallenpotential mit berechneten Fallenfrequenzen von weniger als $\nu_{\text{ax}} = 14\ \text{Hz}$ [114, 128] und $\nu_{\perp} \approx 1\ \text{kHz}$ in einem Abstand von etwa $150\ \mu\text{m}$ von der Oberfläche gefangen hält; man sieht dann deutlich mehrere Bereiche unterschiedlicher Dichte, sowohl in der Falle als auch in der freien Expansion der Wolke. Der Abstand benachbarter Dichtemaxima liegt bei rund $300\ \mu\text{m}$, wenn sich das Fallenzentrum $150\ \mu\text{m}$ von der Chipoberfläche entfernt befindet. Verringert man den Abstand zur Oberfläche, so bleiben die Position und die Periode der Fragmentierung erhalten, doch bildet sich darüberhinaus noch eine Feinstruktur mit einer Periode von etwa $50\ \mu\text{m}$ aus. Die radiale Fallenfrequenz wurde über eine Größenordnung verändert, ohne daß sich etwas in der Fragmentierung geändert hat⁸.

⁷In [114] sind die offenkundigsten möglichen Ursachen wie Unebenheiten in der Leiterbahn und eine eventuelle Restmagnetisierung ausgeschlossen.

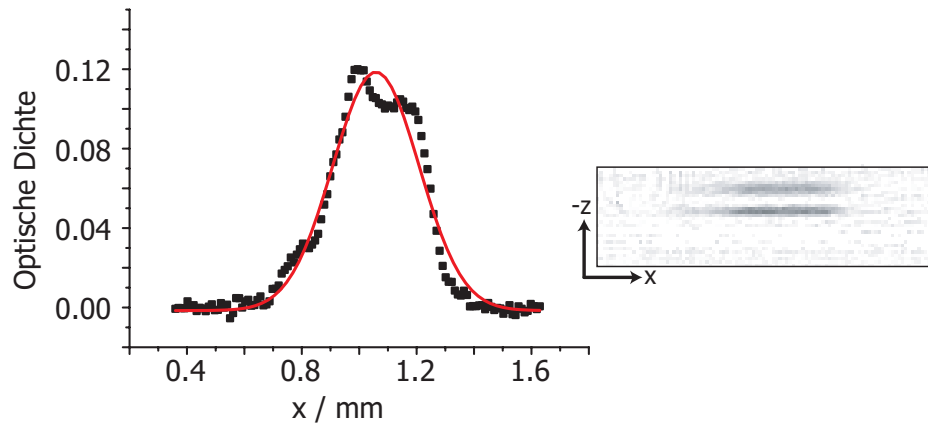


Abbildung 5.17: Der Graph ist ein über 29 Bilder gemittelter Schnitt durch Absorptionsabbildungen. Rechts ist eine solche gezeigt. Sie ist 0,2 ms nach Ausschalten der Falle aufgenommen. Da die Atome nur etwa $20 \mu\text{m}$ von der Spiegeloberfläche entfernt sind, ist der Detektionsstrahl zur Oberfläche hin gekippt, so daß die Wolke, gespiegelt in der Substratoberfläche, doppelt abgebildet wird. Am Graph und der Anpassung durch eine Gaußfunktion erkennt man, daß eventuell sehr leichte Korrugationen im Potential vorhanden sein können.

Im MIT-Experiment [126] erkennt man ab einem Oberflächenabstand von $150 \mu\text{m}$ Fragmentationen in einem etwa 1,5 bis 1,8 mm langen Bose-Einstein-Kondensat. Ihre Periode beträgt etwa 100 bis $150 \mu\text{m}$; die Fallenfrequenzen⁹ liegen bei einem Oberflächenabstand von $55 \mu\text{m}$ bei $\nu_{\perp} \approx 1900 \text{ Hz}$ und $\nu_{\text{ax}} \approx 4 \dots 10 \text{ Hz}$.

Um eine vergleichende Aussage treffen zu können, haben wir eine Atomwolke an Position 1 (vgl. Abb. 5.2 auf S. 83) mit denselben Schritten, wie wir sie zur Bose-Einstein-Kondensation verwenden (vgl. Abschnitt 4.4.4 auf S. 64), bis kurz vor den Phasenübergang zum Kondensat gekühlt. Darauf haben wir innerhalb von 400 ms den Drahtstrom I_0 von 2 A auf 1 A gesenkt und gleichzeitig B_x von 0 auf 20 G erhöht. Mit $B_y = 40 \text{ G}$ liegt damit das Fallenminimum etwa $45 \mu\text{m}$ von der Drahtoberfläche entfernt. Die Fallenfrequenzen haben wir zu $\nu_{\perp} = (1720 \pm 10) \text{ Hz}$ und $\nu_{\text{ax}} = 13 \text{ Hz}$ gemessen, die Temperatur der 5000 bis 15000 Atome in dieser Falle zu $1 \mu\text{K}$.

Da sich die Atome direkt nach dem Abschalten der Falle nur rund $20 \mu\text{m}$ von der Spiegeloberfläche entfernt befinden (bei etwa $45 \mu\text{m}$ Abstand von der Leiteroberfläche), war es notwendig, den Detektionsstrahl nach oben zu

⁸Nicht klar wird in [114], in welchem Bereich die Fallenfrequenz verändert wurde.

⁹Berechnet aus den angegebenen Parametern.

kippen und die Atome gespiegelt in der Oberfläche zu detektieren. Dabei erhält man zwei Bilder (s. Abb. 5.17). Diese Abbildung zeigt weiterhin links einen drei Pixel breiten, horizontalen Schnitt durch das Zentrum der Wolke und die Anpassung durch eine Gaußkurve. Es scheint, daß in unserem Fall die Wolke nur sehr leicht korrigiert ist: Man kann an drei, jeweils etwa $120 \mu\text{m}$ auseinander liegenden Positionen Abweichungen von der symmetrischen Form erkennen. Es läßt sich jedoch eine Höhe der Korrigierungen von etwa $1 \mu\text{K} \cdot k_B$, wie sie in [114] unter ähnlichen Bedingungen beobachtet wird, sicher ausschließen: Als Obergrenze können wir für die Potentialmodulationen $250 \text{ nK} \cdot k_B$ angeben.

Anzumerken ist fernerhin, daß dynamische Effekte der gefangenen Atome die beobachtete Feinstruktur in der Dichteverteilung erklären können.

5.6 Ausblick

In den letzten Jahren sind mit der Chiptechnik sehr schöne Experimente an thermischen Atomensembles durchgeführt worden (s. zusammenfassend [13, 59]). Die schnellen Erfolge, teils durch die bereits viel weiter gediehenen Experimente in gewöhnlichen Magnetfallen stimuliert, vor allem aber die Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats in einer Chipfalle, haben zu einer Vielzahl von neuen Experimentiervorschlägen geführt und haben ein weites Gebiet für Anwendungen der Chiptechnik eröffnet.

5.6.1 Interferometer und Tunneleffekte

In unserer Arbeitsgruppe ist ein Interferometer erdacht worden, das mit dreidimensional magnetisch gefangenen Atomen in einem zeitabhängigen Potential arbeitet [19]. So wie in einem Atomstrahlinterferometer atomare Wellenpakete an einem Strahlteiler aufgeteilt werden, über zwei oder mehr mögliche Wege frei fliegen können, um in einem Punkt wieder zusammengeführt zu werden, wird ein ähnlicher Prozeß mit Atomen in einer Magnetfalle durchgeführt. Eine einfache Falle, die ein oder wenige Atome im Vibrationsgrundzustand enthält, wird in zwei aufgetrennt, was dem Strahlteiler in existierenden Interferometern entspricht, für eine nahezu völlig frei wählbare Zeit und variablen Abstand separiert gehalten, und schließlich wiedervereint¹⁰ (s. Abb. 5.18).

¹⁰Es wird über den gesamten Prozeß hinweg angenommen, daß die Falle in den nicht gezeigten Dimensionen viel steiler ist als in der gezeigten. Damit kann man den Prozeß eindimensional betrachten.

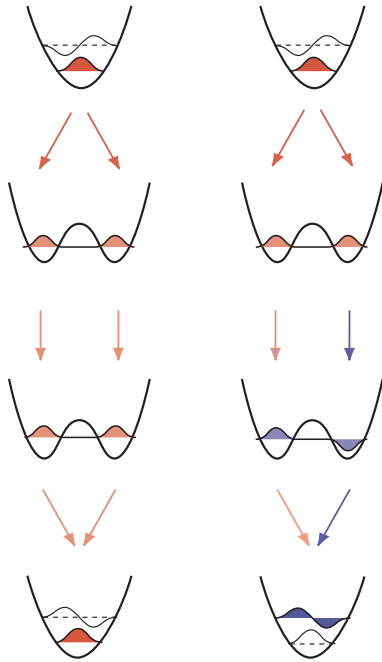


Abbildung 5.18: Prinzip des Interferometers mit gefangenen Atomen: Ausgangszustand ist der Vibrationsgrundzustand in einer Falle. Diese wird sodann geteilt, und für eine frei wählbare Zeit werden die zwei Fallen getrennt gehalten; zuletzt werden sie wieder vereinigt. Die beiden Ausgangskanäle des Interferometers sind der Vibrationsgrundzustand und der erste angeregte Zustand. Die linke Spalte zeigt die völlig symmetrische Phasenentwicklung, hingegen ist in der rechten Spalte angedeutet, daß die beiden Wellenpakete eine relative Phase von π aufnehmen. Im symmetrischen Fall wird der symmetrische Grundzustand, im antisymmetrischen Fall der antisymmetrische, erste angeregte Zustand besetzt.

Je nach relativer Phase der Atome in den beiden Fallen werden sie sich nach dem Vereinigungsprozeß wieder im Grundzustand in der vereinten Falle befinden oder aber im ersten angeregten Zustand. Dies ist durch die Symmetrie der Wellenfunktion einzusehen: Werden die Fallen wiedervereint, wenn die Atome in den beiden Potentialmulden eine relative Phase von π aufgenommen haben, so ist ihre Gesamtwellenfunktion antisymmetrisch. Da der Vereinigungsprozeß vollständig symmetrisch abläuft, können die Atome daher nicht im symmetrischen Grundzustand der vereinten Falle enden, sondern sie enden im nächsten antisymmetrischen, dem ersten angeregten Zustand. Die Energieerhaltung ist dabei nicht verletzt, da der Prozeß nicht ohne das die Atome einschließende Magnetfeld betrachtet werden darf; aus ihm beziehen die Atome die Anregungsenergie.

Wolfgang Hänsel hat die Dynamik des Interferometerprozeß' für einzelne Atome ausführlich untersucht und Ergebnisse für die Zeitskalen des Trennens und Vereinigens erhalten, die für eine baldige Realisierung sehr ermutigend sind¹¹ [19]. In [130] ist kürzlich gezeigt worden, daß ungewollte Anregungen während des Trenn- und Vereinigungsvorgangs noch weiter unterdrückt werden können, wenn die Anregungswahrscheinlichkeit des Trennvorgangs destruktiv mit der des Vereinigungsvorgangs interferiert.

¹¹Ein verwandter Vorschlag zu einem Interferometer mit dreidimensional gefangenen Atomen findet sich in [129].

Mit zwei nah beieinander liegenden, durch eine variable Potentialbarriere getrennten Fallen können außerdem Phänomene rund um den Josephson-Effekt untersucht werden. So sind spezielle Eigenheiten für gekoppelte Bose-Einstein-Kondensate vorhergesagt, die bisher nicht beobachtet werden konnten, da sie nur von bosonischen, nicht aber von supra-leitenden Josephson-Verbindungen gezeigt werden, beispielsweise eine Asymmetrie in der Fallenspopulation fern des Gleichgewichts (macroscopic quantum self-trapping genannt) [20].

5.6.2 Niederdimensionale Quantengase

Während die letztgenannten Vorschläge die Möglichkeit ausnutzen, zeitabhängige komplexe Potentiale mit Chipfallen realisieren zu können, wird ein weiteres sehr interessantes Gebiet durch die erzielbaren enorm großen Krümmungen und Aspektverhältnisse eröffnet.

Allein die großen Aspektverhältnisse führen zu interessanten Effekten, wie sie bereits in sehr elongierten Kondensaten in moderat steilen Fallen (mit Frequenzen von $\nu_{\perp} \approx 400$ Hz und $\nu_{\text{ax}} \approx 4$ Hz) beobachtet wurden [131]: Dort kann zwar die Dichteverteilung noch einer Thomas-Fermi-Verteilung entsprechen, doch fluktuiert die Phase entlang der langen Achse des Kondensats; dies stellt ein sog. Quasikondensat dar. Aus der Stärke der Phasenfluktuationen kann in dieser Fallengeometrie auch bei fast reinen Kondensaten die Temperatur gemessen werden [132, 133].

Vergrößert man den radialen Einschluß der Falle weiter, so kann man ein Regime erreichen, in dem

$$\hbar\omega_{\perp} \gg k_B T; \quad (5.5)$$

damit ist die Bewegung und Anregung des Kondensats entlang der radialen Richtung „eingefroren“ und so nur noch eindimensional. In einer solchen Umgebung verhalten sich die Atome völlig anders als in der „dreidimensionalen Welt“. In zwei Experimenten wurden erste Einflüsse der reduzierten Dimensionalität bereits beobachtet, obwohl Gl. 5.5 noch nicht erfüllt war [134, 135]. Bei ausreichend geringer Dichte kann sich zudem ein Gas undurchdringlicher Bosonen (auch Tonks- oder Tonks-Girardeau-Gas genannt) bilden, in dem als einzige Streuprozesse Totalreflexionen auftreten [24]. Dieses System ist insbesondere interessant, da es ein ungewöhnliches Beispiel der Bosonen-Fermionen-Dualität darstellt: Seine elementaren Anregungen gehorchen der Fermi-Statistik, obwohl seine Bestandteile Bosonen sind [136]. In einer rein zweidimensionalen Falle, die in axialer Richtung durch ein Kastenpotential mit einer Länge von einem Millimeter angenähert ist und die radiale Fallenfrequenzen von 100 kHz besitzt, müssen sich nach [24] weniger als 10.000

Atome in der Falle befinden, um das Tonks-Gas-Verhalten beobachten zu können. Diese Parameter scheinen gut erreichbar zu sein; allerdings könnte eine residuelle axiale Krümmung ein Problem darstellen.

Auch wenn die erforderlichen experimentellen Parameter einige Anstrengung kosten werden, so sind sie doch prinzipiell zugänglich; hält man sich den rasanten Fortschritt der Experimente in den letzten Jahre vor Augen, so werden diese theoretischen Überlegungen vielleicht bald verwirklicht werden können.

5.6.3 Quantengatter

Erweitert man die Chipfallen noch um die Möglichkeit, elektrostatische Felder anlegen zu können, so kann ein Vorschlag von T. Calarco et al. [137] verwirklicht werden, der ein Phasengatter, ein elementares Quantengatter, darstellt. Befinden sich demnach zwei Atome mit internen Zuständen a und b in zwei benachbarten Fallen 1 und 2, so können diese durch eine geschickte Wahl der Fallenparameter *zustandsselektiv* vereint und wieder getrennt werden. In Abb. 5.19 ist ein Potential gezeigt, daß die beiden Atome in einer einzigen Falle einschließt, wenn beide im Zustand b sind, jedoch die Atome getrennt hält, wenn auch nur eines im Zustand a ist. Damit nehmen die Atome nur dann eine Kollisionsphase auf, wenn beide im Zustand b sind. Dies stellt einen ersten Schritt in Richtung der Quanteninformationsverarbeitung mit Neutralatomen dar. Ihr Vorteil liegt auf diesem Gebiet darin, daß sie nur sehr schwach an ihre Umgebung koppeln und so große Kohärenzzeiten ermöglichen [138].

5.6.4 Weitere Integration

Für die nicht-destruktive Detektion von wenigen bis hin zu einzelnen Atome in einer magnetischen Mikrofalle wird in unserer Arbeitsgruppe an zwei Ansätzen gearbeitet, Miniaturresonatoren auf das Chipsubstrat zu integrieren. Das Herzstück des einen Ansatz' ist ein Mikrosphären-Resonator, der aus einer Quarzglas-Sphäre mit einem Radius von etwa hundert Mikrometer besteht, in der das Licht entlang des Äquators durch Totalreflexion geführt wird (in einer sog. Flüstergaleriemode¹²). Bringt man gefangene Atome auf weniger als einen Mikrometer an einen solchen Resonator heran, so sollte es möglich sein, das Atom allein dadurch zu detektieren, daß es über das evaneszente Feld die Resonanzeigenschaften des Resonators ändert, ohne dabei angeregt zu werden [139, 140, 141, 142]. Ganz analog kann dieses Detektions-

¹²Engl. whispering gallery mode

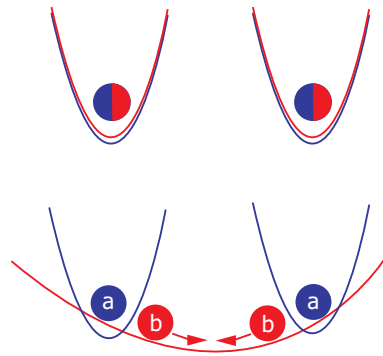


Abbildung 5.19: Durch die Kombination von elektrischen und magnetischen Feldern kann man ein Fallenpotential erzeugen, das abhängig vom internen Zustand der Atome zwei getrennte Fallen oder eine einzelne Falle bildet. Oben sind zunächst die beiden Atome unabhängig von ihrem internen Zustand in zwei Fallen gehalten, die unten für die Aufnahme der Kollisionsphase im Atomzustand b vereint sind.

verfahren auch mit einem Faserresonator aufgebaut werden, was wir ebenfalls verfolgen [143].

Auch Ferromagnete ließen sich integrieren: Sie sind in anderen Arbeitsgruppen in Form von periodisch magnetisiertem Videoband als Spiegel und Förderband für kalte Atome benutzt worden [144]. In derselben Gruppe wird auch untersucht, magneto-optische Materialien für die Atommanipulation zu verwenden. Ebenso können optische Dipolkräfte eingebunden werden; beispielsweise kann man durch Retroreflexion eines Laserstrahls an der spiegelnden Chipoberfläche sehr einfach ein optisches Gitter erzeugen und könnte dadurch einen Fock-Zustand mithilfe des Mott-Isolator-Übergangs erzeugen [77], der als Ausgangszustand für das Quantengatter dienen könnte.

Schließlich kann die hohe Stoßrate in den Chipfallen zum effizienten sympathischen Kühlen genutzt werden. Bei diesem Kühlmechanismus wird die Temperatur einer Atomsorte durch Verdampfungskühlen verringert und die Temperatur einer zweiten Atomsorte durch Kollisionen mit der ersten Sorte abgesenkt. So können gemischte Kondensate oder, allgemeiner, gemischte ultrakalte Quantengase erzeugt werden.

Inspiziert durch die ersten Erfolge auf dem Weg zu einem Molekül-Bose-Einstein-Kondensat [145] kann man vermuten, daß aus dem Atomchip gar ein „Molekülchip“ werden kann, ein Forschungslabor für ultrakalte Chemie, in dem beispielsweise Bose-Kondensate unterschiedlicher Spezies in separaten Bereichen hergestellt, durch das magnetische Förderband zusammengeführt, kontrolliert vereinigt und zur ultrakalten chemischen Reaktion gebracht wer-

den könnten.

Der Nutzen der Chipfallentechnik für die Erforschung ultrakalter Gase wurde in dieser Arbeit erläutert. Sie stellt insofern einen Durchbruch dar, als erstmals kohärente Materie viel einfacher als je zuvor produziert wurde. Nicht absehbar ist die langfristige Entwicklung dieser jungen Technologie; immerhin steht fest, daß bislang mindestens zehn Arbeitsgruppen auf vier Kontinenten die neue Technik übernehmen. Zum einen tun sie dies wegen der Vereinfachung der Kondensatherstellung, zum anderen wegen der in diesem Kapitel geschilderten Perspektiven. Wird die Chipfallentechnologie darüberhinaus noch weitere Anwendungen finden, wird es in der Zukunft insbesondere portable Meßgeräte mit Atomchips geben? Heute sind diese Fragen noch nicht zu beantworten. Es sei jedoch angemerkt, daß in jeder Fernsehröhre ein Vakuum herrscht, in dem mit der in dieser Arbeit vorgestellten Technik kohärente Materie erzeugt werden kann.

Anhang A

Rampen

A.1 Einfache Rampe

Damit die Änderung der Fallenfrequenzen adiabatisch geschieht, ist die Rampe, mit der eine experimentelle Größe (beispielsweise B_0) erhöht wird, derart gewählt, daß sich weder B_0 noch $\partial B_0/\partial t$ weder zu Beginn noch am Ende der Rampe ändern, das heißt

$$\frac{\partial B(t=0, T_0)}{\partial t} = 0 \text{ und } \frac{\partial B'(t=0, T_0)}{\partial t} = 0; \quad (\text{A.1})$$

weiterhin soll die Rampe innerhalb von T_0 von 0 auf 1 gehen und ein Polynom niedrigster Ordnung sein, das diese Anforderungen erfüllt. Man findet dann, daß die gesuchte Funktion (TurnOn genannt) von der Form

$$\text{TurnOn} \left(\frac{t}{T_0} \right) = 6t^5 - 15t^4 + 10t^3 \quad (\text{A.2})$$

sein muß (s. Abbildung A.1).

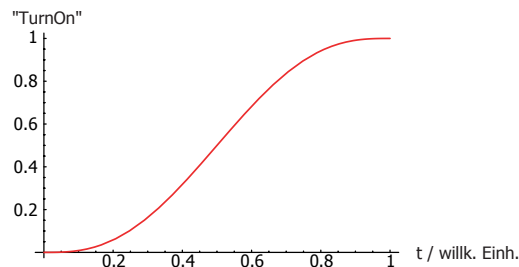


Abbildung A.1: Mit dieser Funktion werden im Experiment alle Größen ruckfrei von einem Wert auf einen anderen gefahren.

A.2 Blackman-Puls

Der Blackman-Puls [146] ist die Darstellung einer Pulsform, die Fourier-transformiert den geringsten Anteil in Nebenmoden besitzt. Er schreibt sich in der Geschwindigkeit als

$$v(t, T) = \frac{1}{T} \left(1 - \frac{25}{21} \cos\left(2\pi \frac{t}{T}\right) + \frac{4}{21} \cos\left(4\pi \frac{t}{T}\right) \right) \quad (\text{A.3})$$

und kann bequem integriert werden, so daß man die Funktion $s(t)$ erhält (s. Abbildung A.2).

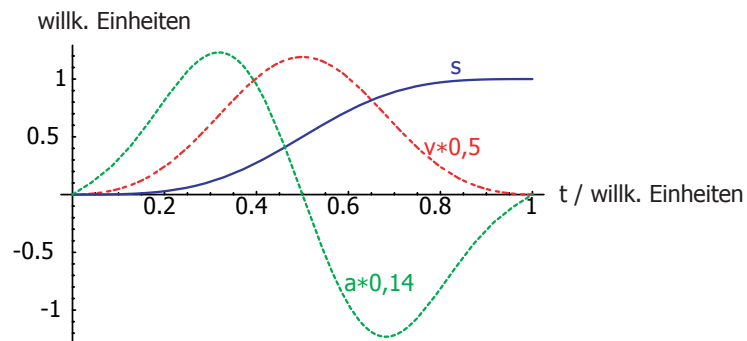


Abbildung A.2: Graph des Blackman-Pulses in der Geschwindigkeit (gestrichelt). Die Beschleunigung (strichpunktirt) und die zurückgelegte Strecke sind ebenso eingezeichnet.

Anhang B

Konstanten und Daten

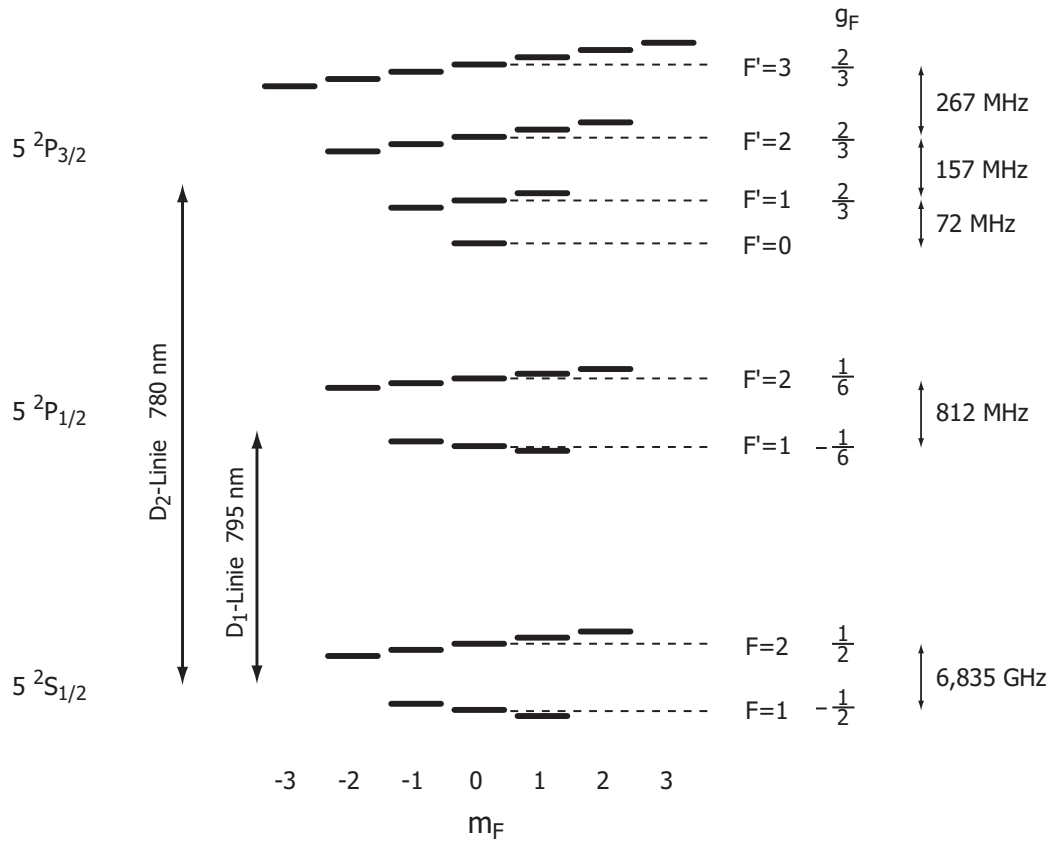
In diesem Anhang sind häufig benutzte Konstanten und Umrechnungsfaktoren angegeben. Wenn sie nicht mit einem Literaturverweis versehen sind, sind sie aus [147] (Rubidium-Daten) bzw. die von CODATA [148] empfohlenen Werte. Wenn kein Fehler angegeben ist, ist der Wert genauer bekannt, als hier abgedruckt (oder definiert, wie angegeben).

Name	Symbol	Wert	Einheit
^{87}Rb -Masse	m_{Rb}	86,9902	u
^{87}Rb -Kernspin	I	$1,44451 \cdot 10^{-25}$ 3/2	kg
^{87}Rb -Triplet-Streulänge [149]	a	98,98(4)	a_0
^{87}Rb -Singulett-Streulänge [149]	a_s	$5,238(2) \cdot 10^{-9}$ 90,4(2)	m a_0
Vakuum-Wellenlänge D2-Übergang	λ	$4,78(1) \cdot 10^{-9}$ 780,241	m nm
Natürliche Linienbreite D2-Übergang	Γ	$2\pi \cdot 6,01$	MHz
Sättigungsintensität	I_{sat}	1,654	mW/cm ²
Dreikörper-Verlustrate kondensierter ^{87}Rb -Atome in $ F = 2, m_F = 2\rangle$ [91, 106]	K_3	$(1,8 \pm 0,5) \cdot 10^{-29}$	cm ⁶ /s
Dreikörper-Verlustrate thermischer ^{87}Rb -Atome in $ F = 2, m_F = 2\rangle$ [91, 106]	$6 \cdot K_3$	$(1,1 \pm 3) \cdot 10^{-28}$	cm ⁶ /s
Grundzustands-Hyperfein-Aufspaltung [150]	ν_{hfs}	6,834682	MHz

Tabelle B.1: Daten zum ^{87}Rb

Name	Symbol	Wert	Einheit
Permeabilitätskonstante	μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7}$	N/A ²
Plancksches Wirkungsquantum	h	$6,6261 \cdot 10^{-34}$	Js
	\hbar	$h/(2\pi) = 1,0546 \cdot 10^{-34}$	Js
Boltzmann-Konstante	k_B	$1,3807 \cdot 10^{-23}$	J/K
	k_B/h	$2,0837 \cdot 10^{10}$	Hz/K
	k_B/h	20,837	kHz/ μ K
Bohr-Magneton	μ_B	$9,2740 \cdot 10^{-24}$	J/T
	μ_B/k_B	0,67171	K/T
	μ_B/k_B	67,171	μ K/G
Bohrradius	μ_B/h	$13,9963 \cdot 10^9$	Hz/T
	μ_B/h	1,39963	MHz/G
	a_0	$5,2918 \cdot 10^{-11}$	m

Tabelle B.2: Konstanten und Umrechnungsfaktoren

Abbildung B.1: Zustände und Übergänge im ^{87}Rb . Die Zustandsaufspaltung in einem Magnetfeld ist angedeutet.

Literaturverzeichnis

- [1] G. E. Moore, Cramming more components onto integrated circuits, *Electronics* **38**, 114 (1965).
- [2] P. S. Percy, The drive to miniaturization, *Nature* **406**, 1023 (2000).
- [3] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor, *Science* **269**, 198 (1995).
- [4] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).
- [5] C. C. Bradley, C. A. Sackett, and R. G. Hulet, Bose-Einstein Condensation of Lithium: Observation of Limited Condensate Number, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 985 (1997).
- [6] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett, and R. G. Hulet, Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687 (1995).
- [7] D. J. Han, R. H. Wynar, P. Courteille, and D. J. Heinzen, Bose-Einstein condensation of large numbers of atoms in a magnetic time-averaged orbiting potential trap, *Phys. Rev. A* **57**, R4114 (1998).
- [8] W. Hänsel, P. Hommelhoff, T. W. Hänsch, and J. Reichel, Bose-Einstein condensation on a microelectronic chip, *Nature* **413**, 498 (2001).
- [9] V. Vuletic, C. Zimmermann, and T. W. Hänsch, Steep magnetic trap for ultra cold atoms, *Europhys. Lett.* **36**, 349 (1996).
- [10] V. Vuletic, T. Fischer, M. Praeger, T. W. Hänsch, and C. Zimmermann, Microscopic Magnetic Quadrupole Trap for Neutral Atoms with Extreme Adiabatic Compression, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1634 (1998).

-
- [11] J. D. Weinstein and K. G. Libbrecht, Microscopic magnetic traps for neutral atoms, *Phys. Rev. A* **52**, 4004 (1995).
- [12] J. Reichel, W. Hänsel, and T. W. Hänsch, Atomic Micromanipulation with Magnetic Surface Traps, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3398 (1999).
- [13] W. Hänsel, Dissertation: Magnetische Mikrofallen für Rubidiumatome, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2000.
- [14] L. V. Hau, M. M. Burns, and J. A. Golovchenko, Bound states of guided matter waves: An atom and a charged wire, *Phys. Rev. A* **45**, 6468 (1992).
- [15] J. Schmiedmayer, A wire trap for neutral atoms, *Appl. Phys. B* **60**, 169 (1995).
- [16] J. Fortagh, A. Grossmann, C. Zimmermann, and T. W. Hänsch, Miniaturized Wire Trap for Neutral Atoms, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5310 (1998).
- [17] J. Denschlag, D. Cassettari, and J. Schmiedmayer, Guiding Neutral Atoms with a Wire, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2014 (1999).
- [18] W. Hänsel, J. Reichel, P. Hommelhoff, and T. W. Hänsch, Magnetic Conveyer Belt for Transporting and Merging Trapped Atom Clouds, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 608 (2001).
- [19] W. Hänsel, J. Reichel, P. Hommelhoff, and T. W. Hänsch, Trapped-Atom Interferometer in a Magnetic Microtrap, *Phys. Rev. A* **64**, 063607 (2001).
- [20] S. Raghavan, A. Smerzi, S. Fantoni, and S. R. Shenoy, Coherent oscillations between two weakly coupled Bose-Einstein condensates: Josephson effects, pi oscillations, and macroscopic quantum self-trapping, *Phys. Rev. A* **59**, 620 (1999).
- [21] K. von Klitzing, The quantized Hall effect, *Rev. Mod. Phys.* **58**, 519 (1986).
- [22] H. Monien, M. Linn, and N. Elstner, Trapped one-dimensional Bose gas as a Luttinger liquid, *Phys. Rev. A* **58**, R3395 (1998).
- [23] A. Recati, P. Fedichev, W. Zwerger, and P. Zoller, Spin-charge separation in ultra-cold quantum gases, Vorabdruck in arXiv: cond-mat/0206424 (2002).

-
- [24] M. Olshanii, Atomic Scattering in the Presence of an External Confinement and a Gas of Impenetrable Bosons, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 938 (1998).
- [25] L. Tonks, The Complete Equation of State of One, Two and Three-Dimensional Gases of Hard Elastic Spheres, *Phys. Rev.* **50**, 955 (1936).
- [26] S. Bose, *Z. Phys.* **26**, 178 (1924).
- [27] A. Einstein, Quantentheorie des einatomigen idealen Gases, *Sitzungsber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss.* 261 (1924).
- [28] A. Einstein, Quantentheorie des einatomigen idealen Gases, *Zweite Abhandlung*, *Sitzungsber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss.* 3 (1925).
- [29] F. Dalfovo, S. Giorgini, L. P. Pitaevskii, and S. Stringari, Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 463 (1999).
- [30] V. S. Bagnato, G. P. Lafyatis, A. G. Martin, E. L. Raab, R. N. Ahmad-Bitar, and D. E. Pritchard, Continuous stopping and trapping of neutral atoms, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2194 (1987).
- [31] W. Ketterle and N. J. van Druten, Bose-Einstein condensation of a finite number of particles trapped in one or three dimensions, *Phys. Rev. A* **54**, 656 (1996).
- [32] S. Grossmann and M. Holthaus, *Z. Naturf.* **50a**, 921 (1995).
- [33] E. Donley, N. R. Claussen, S. L. Cornish, J. L. Roberts, E. A. Cornell, and C. E. Wieman, Dynamics of collapsing and exploding Bose-Einstein condensates, *Nature* **412**, 295 (2001).
- [34] N. Bogoliubov, On the theory of superfluidity, *J. Phys. (Moskau)* **11**, 23 (1947).
- [35] P. Sokol, in *Bose-Einstein Condensation*, edited by A. Griffin, D. W. Snoke, and S. Stringari (Cambridge University Press, Cambridge, 1995).
- [36] K. Huang, *Statistical Mechanics* (John Wiley & Sons, New York, 2. Auflage 1987).
- [37] K. Burnett, P. S. Julienne, P. D. Lett, E. Tiesinga, and C. J. Williams, Quantum encounters of the cold kind, *Nature* **416**, 225 (2002).

-
- [38] J. Weiner, V. S. Bagnato, S. Zilio, and P. S. Julienne, Experiments and theory in cold and ultracold collisions, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 1 (1999).
- [39] E. Gross, Structure of quantized vortex in boson systems, *Nuovo Cimento* **20**, 454 (1961).
- [40] L. Pitaevskii, Vortex lines in an imperfect Bose gas, *Sov. Phys. JETP* **13**, 451 (1961).
- [41] E. Gross, *J. Math. Phys.* **4**, 195 (1963).
- [42] G. Baym and C. Pethick, Ground state properties of magnetically trapped Bose-condensed Rubidium gas, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 6 (1996).
- [43] M. D. Barrett, J. A. Sauer, and M. S. Chapman, All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 010404 (2001).
- [44] W. H. Wing, On Neutral Particle Trapping in Quasistatic Electromagnetic Fields, *Prog. Quant. Electr.* **8**, 181 (1984).
- [45] E. Majorana, Atomi Orientati in Campo Magnetico Variabile, *Nuovo Cimento* **9**, 43 (1932).
- [46] D. G. Fried, T. C. Killian, L. Willmann, D. Landhuis, S. C. Moss, D. Kleppner, and T. J. Greytak, Bose-Einstein Condensation of Atomic Hydrogen, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3811 (1998).
- [47] T. C. Killian, D. G. Fried, L. Willmann, D. Landhuis, S. C. Moss, T. J. Greytak, and D. Kleppner, Cold Collision Frequency Shift of the 1S-2S Transition in Hydrogen, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3807 (1998).
- [48] K. S. Eikema, J. Walz, and T. W. Hänsch, Continuous Coherent Lyman-Alpha Excitation of Atomic Hydrogen, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5679 (2001).
- [49] A. Pahl, Dissertation: Erzeugung von kontinuierlicher kohärenter Lyman- α -Strahlung zur 1S-2P-Spektroskopie an Antiwasserstoff, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2002.
- [50] J. Reichel, W. Hänsel, P. Hommelhoff, and T. W. Hänsch, Applications of Integrated Magnetic Microtraps, *Appl. Phys. B* **72**, 81 (2001).
- [51] Y. V. Gott, M. S. Ioffe, and V. G. Tel'kovskii, *Nuclear Fusion Supplement* **3**, 1045 (1962).

-
- [52] D. E. Pritchard, Cooling Neutral Atoms in a Magnetic Trap for Precision Spectroscopy, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1336 (1983).
- [53] S. Gov, S. Shtrikman, and H. Thomas, Magnetic Trapping of Neutral Particles: Classical and Quantum-Mechanical Study of a Ioffe-Pritchard Type Trap, *J. Appl. Phys. D* **87**, 3989 (2000).
- [54] J. Schmiedmayer, Quantum wires and quantum dots for neutral atoms, *Eur. Phys. J. D* **4**, 57 (1998).
- [55] N. H. Dekker, C. S. Lee, V. Lorent, J. H. Thywissen, S. P. Smith, M. Drndić, R. M. Westervelt, and M. Prentiss, Guiding Neutral Atoms on a Chip, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1124 (2000).
- [56] D. Müller, E. A. Cornell, M. Prevedelli, P. D. D. Schwindt, A. Zozulya, and D. Z. Anderson, Waveguide atom beamsplitter for laser-cooled neutral atoms, *Optics Lett.* **25**, 1382 (2000).
- [57] D. Cassettari, B. Hessmo, R. Folman, T. Maier, and J. Schmiedmayer, Beam Splitter for Guided Atoms, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5483 (2000).
- [58] R. Folman, P. Krüger, D. Cassettari, B. Hessmo, T. Maier, and J. Schmiedmayer, Controlling Cold Atoms using Nanofabricated Surfaces: Atom Chips, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4749 (2000).
- [59] J. Reichel, Microchip traps and Bose-Einstein condensation, *Appl. Phys. B* **75**, 469 (2002).
- [60] H. Ott, J. Fortagh, G. Schlotterbeck, A. Grossmann, and C. Zimmermann, Bose-Einstein Condensation in a Surface Microtrap, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 230401 (2001).
- [61] T. Esslinger, I. Bloch, and T. W. Hänsch, Bose-Einstein condensation in a quadrupole-Ioffe-configuration trap, *Phys. Rev. A* **58**, R2664 (1998).
- [62] K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller, and J. T. M. Walraven, Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms, *Phys. Rev. A* **58**, 3891 (1998).
- [63] M. Greiner, I. Bloch, T. W. Hänsch, and T. Esslinger, Magnetic transport of trapped cold atoms over a large distance, *Phys. Rev. A* **63**, 031401 (2001).

- [64] J. Fortagh, A. Grossmann, T. W. Hänsch, and C. Zimmermann, Fast loading of a magneto-optical trap from a pulsed thermal source, *J. Appl. Phys.* **84**, 6499 (1998).
- [65] B. P. Anderson and M. A. Kasevich, Loading a vapor-cell magneto-optic trap using light-induced atom desorption, *Phys. Rev. A* **63**, 023404 (2001).
- [66] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. Pritchard, Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987).
- [67] T. W. Hänsch and A. L. Schawlow, Cooling of Gases by Laser Radiation, *Optics Comm.* **13**, 68 (1975).
- [68] D. Wineland and H. Dehmelt, Proposed $10^{14}\Delta\nu/\nu$ Laser Fluorescence Spectroscopy on Ti^+ Mono-Ion Oscillator III, *Bull. Am. Phys. Soc.* **20**, 637 (1975).
- [69] T. Pfau and J. Mlynek, A 2D quantum gas of laser cooled atoms, *OSA Trends in Optics and Photonics* **7**, 33 (1997).
- [70] K. I. Lee, J. A. Kim, H. R. Noh, and W. Jhe, Single-beam atom trap in a pyramidal and conical mirror, *Optics Lett.* **21**, 1177 (1996).
- [71] X. Zhu and D. Cassidy, Modulation spectroscopy with a semiconductor diode laser by injection-current modulation, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 1945 (1997).
- [72] NewFocus, FM spectroscopy with tunable diode lasers, Application Note 7 .
- [73] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, Laser Cooling Below the Doppler Limit by Polarizations Gradients, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2023 (1989).
- [74] W. Demtröder, *Laserspektroskopie* (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 4. Auflage, 1999).
- [75] F. Renzoni, S. Cartaleva, G. Alzetta, and E. Arimondo, Enhanced absorption Hanle effect in the configuration of crossed laser beam and magnetic field, *Phys. Rev. A* **63**, 065401 (2001).
- [76] W. Ketterle, D. S. Durfee, and D. M. Stamper-Kurn, in *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", Course CXL*, edited by M. Inguscio, S. Stringari, and C. Wieman (IOS, Amsterdam, 1999), pp. 67–176.

- [77] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hänsch, and I. Bloch, Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms, *Nature* **415**, 39 (2002).
- [78] W. Ketterle, K. B. Davis, M. A. Joffe, A. Martin, and D. E. Pritchard, High densities of cold atoms in a dark spontaneous-force optical trap, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2253 (1993).
- [79] H. Hess, Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen, *Phys. Rev. B* **34**, 3476 (1986).
- [80] N. Masuhara, J. M. Doyle, J. C. Sandberg, D. Kleppner, T. Greytak, H. Hess, and G. Kochanski, Evaporative cooling of spin-polarized hydrogen, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 935 (1988).
- [81] W. Ketterle and N. J. van Druten, in *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics*, edited by B. Bederson and H. Walther (Academic Press, San Diego, 1996), Vol. 37, pp. 181–236.
- [82] C. R. Monroe, E. A. Cornell, C. A. Sackett, C. J. Myatt, and C. E. Wieman, Measurement of Cs-Cs elastic scattering at $T = 30\mu K$, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 414 (1993).
- [83] V. Bagnato, D. E. Pritchard, and D. Kleppner, Bose-Einstein condensation in an external potential, *Phys. Rev. A* **35**, 4354 (1987).
- [84] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. A. Joffe, M. R. Andrews, and W. Ketterle, Evaporative Cooling of Sodium Atoms, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 5202 (1995).
- [85] W. Petrich, M. A. Anderson, J. R. Ensher, and E. A. Cornell, Stable, Tightly Confining Magnetic Trap for Evaporative Cooling of Neutral Atoms, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3352 (1995).
- [86] Y. Castin and R. Dum, Bose-Einstein Condensates in Time Dependent Traps, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 5315 (1996).
- [87] Y. Kagan, E. L. Surkov, and G. V. Shlyapnikov, Evolution of a Bose-condensed gas under variations of the confining potential, *Phys. Rev. A* **54**, R1753 (1996).
- [88] U. Ernst, A. Marte, F. Schreck, J. Schuster, and G. Rempe, Bose-Einstein condensation in a pure Ioffe-Pritchard field configuration, *Europhys. Lett.* **41**, 1 (1998).

- [89] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman, Very Cold Trapped Atoms in a Vapor Cell, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1571 (1990).
- [90] E. Cornell and C. Wieman, Bose-Einstein Condensation in a Dilute Gas: The First 70 Years and some Recent Experiments (Nobel Lecture), *ChemPhysChem* **3**, 476 (2002).
- [91] J. Söding, D. Guery-Odelin, P. Desbiolles, F. Chevy, H. Inamori, and J. Dalibard, Three-body decay of a rubidium Bose-Einstein condensate, *Appl. Phys. B* **69**, 257 (1999).
- [92] T. Rom, Diplomarbeit: Magnetisches Förderband für kohärenten Atomtransport über makroskopische Distanzen, Technische Universität München, experimentelle Arbeit durchgeführt an der Ludwig-Maximilians-Universität München, 2001.
- [93] C. F. H. Wu, Direct simulation of evaporative cooling, *J. Phys. B* **29**, L321 (1996).
- [94] D. W. Snoke and J. P. Wolfe, Population dynamics of a Bose gas near saturation, *Phys. Rev. B* **39**, 4030 (1989).
- [95] F. P. D. Santos, J. Léonard, J. Wang, C. Barrelet, F. Perales, E. Rasel, C. Unnikrishnan, M. Leduc, and C. Cohen-Tannoudji, Production of a Bose Einstein condensate of metastable helium atoms, *Eur. Phys. J. D* **19**, 103 (2002).
- [96] G. Modugno, G. Roati, F. Riboli, F. Ferlaino, R. J. Brecha, and M. Inguscio, Collapse of a Degenerate Fermi Gas, *Science* **297**, 2240 (2002).
- [97] E. A. Cornell, J. R. Ensher, and C. E. Wieman, in *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", Course CXL*, edited by M. Inguscio, S. Stringari, and C. Wieman (IOS, Amsterdam, 1999), pp. 15–66.
- [98] J. Oort, *Bull. Astron. Inst. Neth.* **11**, 91 (1950).
- [99] H. C. W. Beijerinck, Heating rates in collisionally opaque alkali-metal atom traps: Role of secondary collisions, *Phys. Rev. A* **62**, 063614 (2000).
- [100] B. Desruelle, V. Boyer, S. G. Murdoch, G. Delannoy, P. Bouyer, A. Aspect, and M. Lécroivain, Interrupted evaporative cooling of 87Rb atoms trapped in a high magnetic field, *Phys. Rev. A* **60**, R1759 (1999).

-
- [101] K. Dieckmann, Dissertation: Bose-Einstein condensation with high atom number in a deep magnetic trap, Universiteit van Amsterdam, 2001.
- [102] C. Myatt, Dissertation, University of Colorado, Boulder, USA, 1997.
- [103] K. Gibble, S. Kasapi, and S. Chu., Improved magneto-optic trapping in a vapor cell, *Optics Lett.* **17**, 526 (1992).
- [104] D. Cassetari, A. Chenet, R. Folman, A. Haase, B. Hessmo, P. Krüger, T. Maier, S. Schneider, and J. Schmiedmayer, Micromanipulation of neutral atoms with nanofabricated structures, *Appl. Phys. B* **70**, 721 (2000).
- [105] C. Chiffie, Diplomarbeit: Tools for magnetic microtraps: improved mirror-MOT and calculations for single atom detection with microspheres, Università degli studi di Pisa und Ludwig-Maximilians-Universität München, 2000.
- [106] B. D. Esry, C. H. Greene, and J. P. B. Jr., Recombination of Three Atoms in the Ultracold Limit, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1751 (1999).
- [107] Y. Kagan, B. V. Svistunov, and G. V. Shlyapnikov, *JETP Lett.* **42**, 209 (1985).
- [108] E. A. Burt, R. W. Ghrist, C. J. Myatt, M. J. Holland, E. A. Cornell, and C. E. Wieman, Coherence, Correlations, and Collisions: What One Learns about Bose-Einstein Condensates from Their Decay, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 337 (1997).
- [109] B. D. Esry, Persönliche Mitteilung (2002).
- [110] B. P. Anderson and M. Kasevich, Macroscopic quantum interference from atomic tunnel arrays, *Science* **282**, 1686 (1998).
- [111] F. S. Cataliotti, S. Burger, C. Fort, P. Maddaloni, F. Minardi, A. Trombettoni, A. Smerzi, and M. Inguscio, Josephson Junction Arrays with Bose-Einstein Condensates, *Science* **293**, 843 (2001).
- [112] M. Naraschewski, H. Wallis, A. Schenzle, J. I. Cirac, and P. Zoller, Interference of Bose condensates, *Phys. Rev. A* **54**, 2185 (1996).
- [113] M. R. Andrews, C. G. Townsend, H. J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, Observation of Interference Between Two Bose Condensates, *Science* **275**, 637 (1997).

- [114] J. Fortagh, H. Ott, S. Kraft, and C. Zimmermann, Surface effects on a Bose-Einstein Condensate in a magnetic microtrap, Vorabdruck in arXiv: cond-mat/0205310 (2002).
- [115] C. Henkel and M. Wilkens, Heating of trapped atoms near thermal surfaces, *Europhys. Lett.* **47**, 414 (1999).
- [116] C. Henkel, S. Pötting, and M. Wilkens, Loss and heating of particles in small and noisy traps, *Appl. Phys. B* **69**, 379 (1999).
- [117] C. Henkel and S. Pötting, Coherent transport of matter waves, *Appl. Phys. B* **72**, 73 (2001).
- [118] R. Folman, P. Krüger, J. Schmiedmayer, J. Denschlag, and C. Henkel, Microscopic atom optics: From wires to an atom chip, *Adv. At. Opt. Mol. Phys.* **48**, 263 (2002).
- [119] A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu, High-precision Gravity Measurements Using Atom Interferometry, *Metrologia* **38**, 25 (2001).
- [120] J. M. McGuirk, G. T. Foster, J. B. Fixler, M. J. Snadden, and M. A. Kasevich, Sensitive absolute-gravity gradiometry using atom interferometry, *Phys. Rev. A* **65**, 033608 (2002).
- [121] M. D. Girardeau, K. K. Das, and E. M. Wright, Theory of a one-dimensional double-X-junction atom interferometer, *Phys. Rev. A* **66**, 023604 (2002).
- [122] E. Andersson, T. Calarco, R. Folman, M. Andersson, B. Hessmo, and J. Schmiedmayer, Multimode Interferometer for Guided Matter Waves, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 100401 (2002).
- [123] M. Ol'shanii, Y. B. Ovchinnikov, and V. Lethokov, *Optics Comm.* **98**, 77 (1993).
- [124] S. Marksteiner, C. M. Savage, P. Zoller, and S. L. Rolston, Coherent atomic waveguides from hollow optical fibers: Quantized atomic motion, *Phys. Rev. A* **50**, 2680 (1994).
- [125] E. Hinds, Persönliche Mitteilung (2002).
- [126] A. Leanhardt, A. Chikkatur, D. Kielpinski, Y. Shin, T. Gustavson, W. Ketterle, and D. Pritchard, Propagation of Bose-Einstein condensates in a magnetic waveguide, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 040401 (2002).

-
- [127] E. Cornell, Vortrag: 7th Int. Workshop on Atom Optics and Interferometry, Lunteren (Niederlande) (2002).
- [128] H. Ott, Persönliche Mitteilung (2002).
- [129] E. A. Hinds, C. J. Vale, and M. G. Boshier, Two-Wire Waveguide and Interferometer for Cold Atoms, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1462 (2001).
- [130] E. Charron, E. Tiesinga, F. Mies, and C. Williams, Optimizing a Phase Gate Using Quantum Interference, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 077901 (2002).
- [131] S. Dettmer, D. Hellweg, P. Ryytty, J. J. Arlt, W. Ertmer, K. Sengstock, D. S. Petrov, G. V. Shlyapnikov, H. Kreutzmann, L. Santos, and M. Lewenstein, Observation of Phase Fluctuations in Bose-Einstein Condensates, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 160406 (2001).
- [132] D. S. Petrov, G. V. Shlyapnikov, and J. T. M. Walraven, Phase-Fluctuating 3D Bose-Einstein Condensates in Elongated Traps, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 050404 (2001).
- [133] P. Bouyer and A. Aspect, Poster und Vortrag auf ICAP2002, Cambridge, USA (2002).
- [134] A. Görlitz, J. M. Vogels, A. E. Leanhardt, C. Raman, T. L. Gustavson, J. R. Abo-Shaeer, A. P. Chikkatur, S. Gupta, S. Inouye, T. Rosenband, and W. Ketterle, Realization of Bose-Einstein Condensates in Lower Dimensions, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 130402 (2001).
- [135] F. Schreck, L. Khaykovich, K. L. Corwin, G. Ferrari, T. Bourdel, J. Cubizolles, and C. Salomon, Quasipure Bose-Einstein Condensate Immersed in a Fermi Sea, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 080403 (2001).
- [136] C. N. Yang and C. P. Yang, Thermodynamics of a One-Dimensional System of Bosons with Repulsive Delta-Function Interaction, *J. Math. Phys.* **10**, 1115 (1969).
- [137] T. Calarco, E. A. Hinds, D. Jaksch, J. Schmiedmayer, J. I. Cirac, and P. Zoller, Quantum gates with neutral atoms: Controlling collisional interactions in time-dependent traps, *Phys. Rev. A* **61**, 022304 (2000).
- [138] M. Greiner, O. Mandel, T. W. Hänsch, and I. Bloch, Collapse and revival of the matter wave field of a Bose-Einstein condensate, *Nature* **419**, 51 (2002).

- [139] F. Treussart, J. Hare, L. Collot, V. Lefèvre, D. S. Weiss, V. Sandoghdar, J. M. Raimond, and S. Haroche, Quantized atom-field force at the surface of a microsphere, *Optics Lett.* **19**, 1651 (1994).
- [140] D. W. Vernooy, A. Furusawa, N. P. Georgiades, V. S. Ilchenko, and H. J. Kimble, Cavity QED with high-Q whispering gallery modes, *Phys. Rev. A* **57**, R2293 (1998).
- [141] M. Cai, O. Painter, and K. Vahala, Observation of critical coupling in a fiber taper to silica-microsphere whispering gallery mode system, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 74 (2000).
- [142] R. Long, Dissertation in Vorbereitung, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2003.
- [143] T. Steinmetz, Diplomarbeit: Faserresonator für die Einzel-Atom-Detektion, Technische Universität München, experimentelle Arbeit durchgeführt an der Ludwig-Maximilians-Universität München, 2001.
- [144] P. Rosenbusch, B. V. Hall, I. G. Hughes, C. V. Saba, and E. A. Hinds, Manipulation of cold atoms using a corrugated magnetic reflector, *Phys. Rev. A* **61**, 031404(R) (2000).
- [145] E. A. Donley, N. R. Claussen, S. T. Thompson, and C. E. Wieman, Atom-molecule coherence in a Bose-Einstein condensate, *Nature* **417**, 529 (2002).
- [146] R. B. Blackman and J. W. Tukey, *The Measurement of Power Spectra From the Point of View of Communications Engineering*, p.98 (Dover Publications, New York, 1958).
- [147] A. A. Radzig and B. M. Smirnow, *Reference Data on Atoms, Molecules and Ions* (Springer, New York, Berlin, Heidelberg, 1985).
- [148] P. J. Mohr and B. N. Taylor, CODATA recommended values for the fundamental physical constants: 1998, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 351 (2000).
- [149] E. G. M. van Kempen, S. J. J. M. F. Kokkelmans, D. J. Heinzen, and B. J. Verhaar, Interisotope Determination of Ultracold Rubidium Interactions from Three High-Precision Experiments, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 093201 (2002).
- [150] S. Bize, Y. Sortais, M. S. Santos, C. Mandache, A. Clairon, and C. Salomon, High-accuracy measurement of the ground-state hyperfine splitting in an atomic fountain, *Europhys. Lett.* **45**, 558 (1999).

Danksagung

Herzlich bedanke ich mich bei Herrn Professor Hänsch für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die Möglichkeit, an einem seiner hochinteressanten Experimente diese Arbeit anfertigen zu können. Motiviert durch das anhaltende Interesse und die vielfältigen Vorschläge Professor Hänschs war es mir eine Freude, hier mitarbeiten zu dürfen.

Dr. Jakob Reichel danke ich, daß er mich als Doktoranden betreut und in die für mich neuen Experimentier- und Labortechniken eingeführt hat. Aufgelockert durch schöne Abende im Hause Reichel war die Atmosphäre sehr angenehm und anregend.

Weiterhin bedanke ich mich bei Dr. Wolfgang Hänsel; auch er hat mir viel beigebracht. Die gemeinsam mit ihm verbrachten Meßnächte waren so spannend wie lehrreich. Auch bleiben seine hervorragenden Konditorkünste in bester Erinnerung.

Tilo Steinmetz und Romain Long, meinen Mitdoktoranden, danke ich für die immer heitere und kollegiale Arbeitsatmosphäre.

Auch Chiara Chiffi und Tim Rom haben mit ihrer netten Art die Arbeitsgruppe bereichert.

Anton Scheich danke ich für die hervorragende Unterstützung in allen Fragen zur Elektronik und Karl Linner und Wolfgang Simon für die ebenso gute Werkstattunterstützung.

Bei Gabriele Gschwendtner und Rosemarie Lechner bedanke ich mich für jedwede Unterstützung in administrativer und organisatorischer Hinsicht.

Den weiteren Mitgliedern des Lehrstuhls Hänsch, sowohl in der Uni als auch am Max-Planck-Institut, danke ich für interessante Diskussionen, ihre Hilfsbereitschaft und die immer gute Arbeitsumgebung.

Jakob Reichel, Romain Long, Tilo Steinmetz und Astrid Richter danke ich, daß sie meine Dissertation gelesen und klare Verbesserungsvorschläge gemacht haben.

Meinen Eltern und meiner Schwester danke ich sehr herzlich für die fortwährende und umfassende Unterstützung während meiner gesamten Studienzeit.