

Bose-Einstein Kondensate in magnetischen Mikrofallen

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Mathematik und Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von
József Fortágh
aus Budapest

2003

Tag der mündlichen Prüfung: 11. März 2003

Dekan: Prof. Dr. Herbert Müther

1. Berichterstatter: Prof. Dr. Claus Zimmermann

2. Berichterstatter: Prof. Dr. Tilman Esslinger

3. Berichterstatter: Prof. Dr. Rudolf Grimm

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Ultrakalte Atome in magnetischen Fallen	9
	2.1 Magnetisches Speichern ultrakalter Atome.....	9
	Magnetische Mikrofallen	10
	Die Joffe-Falle	12
	Adiabatische Kompression in der Mikrofalle, Verdampfungskühlen	14
	2.2 Bose-Einstein Kondensate	16
	Dimension des wechselwirkenden Bose-Gases in harmonischen Fallenpotentialen	19
	Energieskalen.....	19
3	Lithographisch hergestellte Mikrofallen	23
	3.1 Herstellung und elektrische Eigenschaften.....	23
	3.2 Fallengeometrien.....	26
	3.3 Montage	28
4	Apparatur	31
	4.1 Vakuumsystem	31
	4.2 Elektromagnete	33
	Geometrische Anordnung und Funktionsweise der Elektromagnete	33
	Technische Ausführung der Elektromagnete	36

4.3	Dispenser-Quellen für Rubidiumatome	39
4.4	Optische Anlage	40
	Lasersystem	40
	Absorptionsabbildung	42
4.5	Elektronische Steuerung	43
5	Bose-Einstein Kondensation, Charakterisierung ultrakalter Gase in der Mikrofalle	45
5.1	Ablauf des Experiments.....	45
	Präparation atomarer Wolken.....	45
	Adiabatischer Transfer zur Mikrofalle und Kondensation	46
5.2	Interpretation der Absorptionsbilder	48
5.3	Das Bose-Einstein Kondensat.....	50
	Lebensdauer des Kondensates	52
5.4	Lebensdauer und Heizraten thermischer Wolken	53
	Lebensdauer und Heizraten in der Joffe-Falle	53
	Lebensdauer und Heizraten in der Mikrofalle	54
	Diskussion	60
6	Oberflächenpotentiale	65
6.1	Struktur des Fallenpotentials an der Leiteroberfläche	65
6.2	Bestimmung der Potentialeigenschaften	69
	Periodizität	69
	Potentialtiefe	72
6.3	Nachweis einer longitudinalen Magnetfeldkomponente entlang des Stromleiters.....	75
6.4	Mögliche Ursachen der anomalen Magnetfeldkomponente	78
	Magnetische Dipole	78
	Modulation des Strompfades	82
	Zusammenfassung	83
7	Zusammenfassung und Ausblick.....	85

8	Anhang	89
	A: Theoretische Ansätze zur Beschreibung der Lebensdauer	89
	B.1: Einfluss der vertikalen Variation der Leiterbahnposition auf das Potential eines magnetischen Wellenleiters	94
	B.2: Einfluss transversal ausgerichteter magnetischen Dipole auf das Potential eines magnetischen Wellenleiters	94
	B.3: Elektrostatische Effekte in einem magnetischen Wellenleiter...	95
9	Literaturverzeichnis.....	97

1 Einleitung

Die Entwicklung der Laserkühlung in den 80er Jahren legte den Grundstein für das neue Forschungsgebiet der Physik mit ultrakalten atomaren Gasen [N98]. Bereits nach den ersten Erfolgen, Atome bei Temperaturen von einigen hundert Mikrokkelvin zu präparieren, wurden magnetische und optische Fallen entwickelt, die das Speichern und die Manipulation von atomaren Ensembles erlauben [Pri83, Chu86]. Eine große Herausforderung war dabei, die von Einstein 1925 vorhergesagte Kondensation bosonischer Teilchen in den quantenmechanischen Grundzustand der Falle zu beobachten [Bose24, Ein25]. Der Durchbruch gelang 1995 und stellte die Bose-Einstein Kondensate in den Brennpunkt der Forschungsaktivitäten [And95]. Neben detaillierten theoretischen Arbeiten, welche die Theorie des idealen Bose-Gases [Hua63] zur Beschreibung der verdünnten Gase ultrakalter Alkaliatome erweitert haben [Dal99], wurde eine Vielzahl von Experimenten durchgeführt. Die Phasenkohärenz des Bose-Einstein Kondensates wurde in Interferenzexperimenten [Andr97] und durch die Beobachtung quantisierter Vortices im wirbelfreien Fluss [Abo01] nachgewiesen. Die Wechselwirkung zwischen den Teilchen führt zur nichtlinearen Dynamik des Kondensates und erlaubt eine stabile Ausbreitung von dunklen [Bur99] und hellen Solitonen [Str02]. Jüngere Experimente verwenden Kondensate zur Herstellung komplexerer physikalischer Systeme. Besonders eindrucksvolle Beispiele sind die Auskopplung eines kohärenten Materiewellenstrahls aus dem Kondensat, der „Atomlaser“ [Blo00], der kohärente Materiewellenverstärker [Ino99], das langsame Licht (*slow-light*) im Kondensat [Liu01] und der vor kurzem demonstrierte Quanten-Phasenübergang von der supraflüssigen Phase zum Mott-Isolator Zustand [Gre02]. Inzwischen ist auch das fermionische Gegenstück des Bose-Einstein Kondensates, das entartete Fermi-Gas aus Alkaliatomen, experimentell zugänglich [DeMa99]. Eine weitere Zielsetzung für zukünftige Experimente ist die Kopplung fermionischer Atome zu Quasiteilchen mit ganzzahligem Spin, analog zu Cooper-Paaren in Supraleitern [Hol00].

Derzeit werden weltweit in etwa vierzig Laboratorien Experimente an Bose-Einstein Kondensaten (BEC) durchgeführt. Wegen ihrer Schlüsselrolle bei der Etablierung dieses jungen, rasch expandierenden Forschungsgebietes wurde den Entwicklern der Laserkühlung 1997 der Nobelpreis verliehen [N98]. Die erste experimentelle Beobachtung der

Bose-Einstein Kondensation, sowie die ersten grundlegenden Studien an Kondensaten wurden im Jahr 2001 ebenfalls mit den Nobelpreis gewürdigt [N01].

Parallel zur Erforschung der Kondensate begann die Entwicklung neuartiger Fallen, die der Erkenntnis Rechnung tragen, dass ultrakalte Atome bereits in schwachen Magnetfeldern gefangen werden können, sofern sie steile Gradienten bzw. große Krümmungen und somit große quantenmechanische Niveauabstände aufweisen. Das Konzept der magnetischen Mikrofallen [Wein95] verwendet miniaturisierte magnetfelderzeugende Elemente. Die Feldstärke in der Nähe einer magnetischen Spitze, Schneide oder eines dünnen stromführenden Leiters nimmt hohe Werte an, die über eine kurze Distanz stark abfallen. Daher bieten Elemente mit genügend kleinen Abmessungen optimale Fallenparameter. Das ursprüngliche Ziel, entartete Quantengase in diesen Fallen zu erzeugen, hat sich über Jahre hinausgezögert, da das Befüllen dieser Fallen mit einer ausreichenden Anzahl von Atomen nicht möglich war. Nach der Präparation in einer magneto-optischen Falle (MOT) lassen sich Atome leicht in einer sphärischen Magnetfalle einfangen, deren Volumen aber das Fangvolumen der Mikrofaller um Größenordnungen übersteigt. Erste Erfolge zum Befüllen von Mikrofallen sind durch den adiabatischen Transfer magnetisch gefangener Atome erzielt worden [Vul98, For98]. Alternativ dazu wurden Ladetechniken durch direktes magnetisches Speichern aus magneto-optischen Fallen an Oberflächen entwickelt [Rei99]. Obwohl diese Methoden zunächst nur eine geringe Umladeeffizienz und kleine Phasenraumdichten der Gase ermöglichten, wurden Miniaturfallen und die Manipulation von Atomen in Miniaturfallen in den letzten Jahren intensiv untersucht [Fol02]. Das Forschungsfeld erweiterte sich überdies durch die parallele Entwicklung optischer Mikrofallen [Gre01b, Gre02, Dum02, Ham02].

Im Laufe des letzten Jahres gelang es unserer Gruppe, gefolgt von der Münchener Gruppe um Prof. Hänsch, Bose-Einstein Kondensate in magnetischen Mikrofallen herzustellen [Ott01, Hän01]. Anfang dieses Jahres gelang es ebenfalls der Gruppe von Prof. Ketterle am Massachusetts Institut of Technology, ein Kondensat in eine Mikrofaller zu laden [Gus02]. Vor kurzer Zeit berichteten die Gruppen um Prof. Hinds an der University of Sussex [Jon02], um Prof. Schmiedmayer an der Universität Heidelberg [Schn02] und erst vor wenigen Wochen die Gruppe um Prof. Cornell an der University of Colorado [Schw02] die Präparation von Kondensaten in magnetischen Mikrofallen. Dass diese Stoßrichtung in dem hoch aktiven Umfeld der Kondensatforschung eine eigenständige Rolle eingenommen hat, lässt sich mit Erwartungen an experimentell vielseitige Einsatzmöglichkeiten erklären. Mit Standard-Mikrostrukturierungstechniken lassen sich miniaturisierte stromführende Leiter oder Permanentmagnete auf Substrate aufbringen, mit deren Hilfe Fallenpotentiale in verschiedenen Geometrien und mit variablen Fallenparametern erzeugt werden können. In diesen Miniaturfallen kann unter gegebenen Bedingungen ein schnelles Verdampfungskühlen stattfinden und die Erzeugung von Kondensaten beschleunigt werden. Das Verändern der Fallenparameter erlaubt darüber hinaus eine kohärente Manipulation von Kondensaten bzw. das Überführen des atomaren Gases in extrem langgestreckte Fallengeometrien. Dies ist z.B. zur Präparation eines eindimensionalen Ensembles notwendig. Interessant erscheint auch die Strukturierung des Kondensates innerhalb seiner Kohärenzlänge, wie es in optischen Potentialen bereits durchgeführt

wird [Gre01b], oder die gleichzeitige Erzeugung räumlich getrennter Kondensate, an denen parallele Experimente durchgeführt werden können.

Im Rahmen dieser Doktorarbeit wurde eine experimentelle Apparatur aufgebaut [For02c], mit der es zum ersten Mal gelungen ist, Bose-Einstein Kondensate in einer magnetischen Mikrofalle zu präparieren [For01, Ott01]. Eine Schlüsselrolle spielte dabei die Entwicklung eines Ladeschemas, bei dem Atome aus einer Joffe-Falle mit großem Fangvolumen durch adiabatisches Umformen des Fallenpotentials verlustfrei in die Mikrofalle überführt werden [Ott02]. Mit diesem Ladeschema ist es gelungen, die bislang größten Atomzahlen, bis zu 2×10^7 Atome, in eine magnetischen Mikrofalle einzufangen. Das atomare Gas wird in der Mikrofalle in nur wenigen Sekunden zur Bose-Einstein Kondensation gekühlt. Das pure Kondensat enthält bis zu 8×10^5 Atome und ist damit um einen Faktor 100 größer, als es von anderen Gruppen nach dem Laden der Mikrofalle aus einer Oberflächen-MOT erreicht werden kann [Hän01, BPS]. Ähnlich große Kondensate konnten erst vor kurzem von der Gruppe um W. Ketterle und D. Pritchard durch ein wesentlich komplexeres Ladeprinzip, den Transport eines Kondensates mit einer optischen Pinzette in die Mikrofalle geladen werden [Gus02]. Beim Laden aus der optischen Pinzette konnten maximal zwei Millionen Atomen in die Mikrofalle überführt werden.

Unsere Mikrofalle wird an extrem dünnen Leiterbahnen einer lithographisch hergestellten Mikrostruktur erzeugt. Die Mikrostruktur besteht aus sieben parallelen $2 \mu\text{m}$ dicken Leitern mit der Länge von 20 mm und Breiten von 3, 11 und $30 \mu\text{m}$ [For02]. Entlang einer stromdurchflossenen Leiterbahn entsteht ein zylindersymmetrisches Fallenpotential: Der radiale Einschluss der Falle wird über das Magnetfeld der Leiterbahn, der axiale Einschluss über einen separaten Elektromagneten eingestellt. Die schmale Geometrie der Leiter erlaubt eine extreme Steigerung der radialen Oszillationsfrequenz, wodurch die Anisotropie des Fallenpotentials kontinuierlich um fünf Größenordnungen erhöht werden kann. Frühere Arbeiten berichteten über die Herstellung vergleichbar schmalen Strukturen [Drn98] und zeigten ihre Anwendung als „Wellenleiter“, an dessen Potentialminimum Atome entlang geführt werden können [Dek00]. Dennoch stellt die $3 \mu\text{m}$ Leiterbahn unserer Mikrostruktur bislang den schmalsten Stromleiter dar, an dem Atome in einer geschlossenen Falle gefangen worden sind.

Die Miniaturisierung der Leiter ermöglicht es, Atome in die unmittelbare Nähe von Oberflächen zu bringen. In dieser Arbeit wird zum ersten Mal eine systematische Untersuchung der Wechselwirkung zwischen ultrakalten Atomen und der Mikrofallenoberfläche vorgenommen. Einflüsse machen sich erst bemerkbar, wenn man die Wolke näher als $200 \mu\text{m}$ an stromdurchflossene Leiter heranführt. Sie manifestieren sich zunächst in einer reduzierten Lebensdauer der gefangenen Wolke [For02b]. In dem oberflächennahen Regime beobachten wir ein überraschendes, völlig neues Phänomen: Die Dichteverteilung der Atome in einer langgestreckten Falle parallel zu den Leiterbahnen zeigt eine räumlich periodische Struktur [For02b]. Die Strukturierung mit einer Periode von $200 - 300 \mu\text{m}$ tritt allgemein in Mikrofallenenexperimenten mit stromdurchflossenen Kupferleitern auf [Lea02, Jon02, Schw02]. In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass die Strukturierung der Atomwolken auf magnetische Potentiale zurückzuführen ist. Die Potential-eigenschaften werden mit Hilfe von ultrakalten atomaren Wolken charakterisiert. Es

wurde dabei experimentell bewiesen, dass die Potentialstruktur durch eine anomale, parallel zur Stromrichtung ausgerichtete, periodische Magnetfeldkomponente hervorgerufen wird [Kra02].

In der vorliegenden Arbeit wird die experimentelle Apparatur, die Erzeugung von Bose-Einstein Kondensaten in der Mikrofalle und Aspekte der Physik magnetischer Mikrofallen im oberflächennahen Regime beschrieben. Hierbei werden Bose-Einstein Kondensate, die kältesten Objekte, die man herstellen kann, in Kontakt mit einer Oberfläche bei Raumtemperatur gebracht. Damit liegt hier die erste Studie über die Wechselwirkung dieser neuen Art der kohärenten Materie mit normaler Materie vor. Die Kohärenzeigenschaften des Kondensates werden durch die Oberfläche stark beeinflusst, indem das Kondensat strukturiert wird. Umgekehrt eignen sich Kondensate als extrem empfindliche Sensoren für Magnetfelder. Im Ultrahochvakuum können Kondensate trotz der extremen Temperaturdifferenz von neun Größenordnungen auf wenige Mikrometer Entfernung an die Oberfläche herangeführt werden und befüllen dort den Grundzustand des anliegenden Potentials.

In größeren Abständen zur Fallenoberfläche ($> 200 \mu\text{m}$) sind die Einflüsse der Oberfläche auf das ultrakalte Gas vernachlässigbar klein und es können grundlegende Experimente zur Physik des Bose-Einstein Kondensates durchgeführt werden. Interessante Fragestellungen ergeben sich zur Dynamik und zum Kohärenzverhalten des Kondensates bei seiner Manipulation in der Mikrofalle. In unserem Experiment haben wir die Schwingung des Kondensates in einem anharmonischen Wellenleiter systematisch untersucht [Ott02b]. Durch die Anharmonizität entsteht eine Kopplung zwischen inneren und äußeren Freiheitsgraden des schwingenden Kondensates. Die nichtlineare Dynamik des Kondensates lässt sich über die Gross-Pitaevskii Gleichung präzise beschreiben, für extreme Auslenkungen kann sogar chaotisches Verhalten auftreten [Ott02c]. Diese Aspekte der Physik des Bose-Einstein Kondensates in der Mikrofalle werden in der Doktorarbeit von Herwig Ott [Ott02] diskutiert, die parallel zu dieser Arbeit vorgelegt wird.

2 Ultrakalte Atome in magnetischen Fallen

In diesem Kapitel werden Begriffe zu magnetischen Mikrofallen und zu Bose-Einstein Kondensaten eingeführt, die in weiterem Verlauf der Arbeit verwendet werden.

2.1 Magnetisches Speichern ultrakalter Atome

Der Einschluss neutraler Atome in eine magnetische Falle beruht auf der Wechselwirkung des mit dem Spin verbundenen atomaren magnetischen Momentes $\boldsymbol{\mu}$ mit einem äußeren Feld der magnetischen Induktion \mathbf{B} (im Folgenden Magnetfeld)¹. Das magnetische Moment eines Atoms mit dem Gesamtspin \mathbf{F} ist für moderate Magnetfelder im Zeeman-Bereich gegeben durch

$$(2.1) \quad \bar{\boldsymbol{\mu}} = -g_F \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{F}.$$

g_F ist der gyromagnetische Faktor des betrachteten Hyperfeinzustandes, μ_B das Bohrsche Magneton und $\hbar = h/2\pi$, mit der Planck-Konstante h . Die Potentielle Energie des magnetischen Moments im Magnetfeld ist gegeben durch

$$(2.2) \quad U = -\bar{\boldsymbol{\mu}} \cdot \vec{B}.$$

Atome, deren magnetisches Moment antiparallel zur Feldrichtung ausgerichtet ist, verringern ihre Energie an Orten niedrigen Magnetfeldes und können im lokalen Betragsminimum eines geeigneten Feldverlaufes gefangen werden. Da im freien Raum nur lokale Betragsminima oder Sattelpunkte des Magnetfeldes erzeugt werden können, sind stati-

¹ Dem allgemeinen Sprachgebrauch folgend bezeichnen wir die magnetische Induktion \mathbf{B} in dieser Arbeit durchgängig als Magnetfeld. Zum Magnetfeld \mathbf{H} besteht die Relation $\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H}$.

sche Fallen nur für diese „*low-field-seeking*“ Zustände möglich. Die Atome können jedoch nur dann gefangen bleiben, wenn die Ausrichtung des magnetischen Moments während der Bewegung des Atoms durch die Falle der Richtung des Magnetfeldes adiabatisch folgen kann. Dies ist der Fall solange die Larmor-Frequenz

$$(2.3) \quad \omega_L = \frac{g_F \mu_B |\vec{B}|}{\hbar},$$

mit der das magnetische Moment um die Richtung des Magnetfeldes präzediert, deutlich größer ist, als ihre relative zeitliche Änderung entlang der Flugbahn:

$$(2.4) \quad d\omega_L/dt < \omega_L^2.$$

Mit der Bedingung (2.4) wird das bindende Potential, das ein Atom spürt, zu

$$(2.5) \quad U = g_F \mu_B m_F |\vec{B}|.$$

m_F bezeichnet die magnetische Quantenzahl bezüglich der Magnetfeldrichtung. In Experimenten der vorliegenden Arbeit werden ^{87}Rb Atome im $5s_{1/2}, F=2, m_F=2$ Zeeman-Zustand mit $g_F=1/2$ präpariert.

Magnetische Mikrofallen

Die Basisanordnung magnetischer Mikrofallen an einem vom Strom I durchflossenen Leiter und einem zum Stromfluss senkrechten Magnetfeld B_{bias} ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Der Leiter erzeugt ein tangenciales Magnetfeld der Stärke

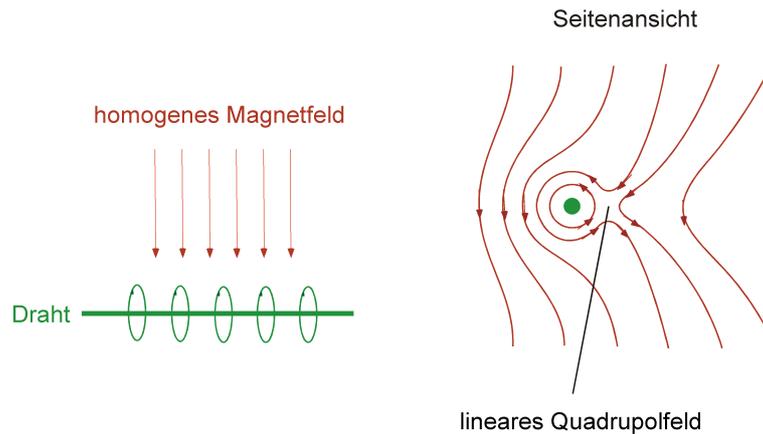
$$(2.6) \quad B(r) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}.$$

μ_0 ist die Induktionskonstante, r der Abstand zum Leitermittelpunkt. Durch die Überlagerung eines homogenen Magnetfeldes B_{bias} senkrecht zum Leiter kompensieren sich die Magnetfelder entlang einer Linie parallel zum Leiter im Abstand von

$$(2.7) \quad r = \frac{\mu_0 I}{2\pi B_{\text{bias}}}$$

und erzeugen ein in erster Näherung lineares Quadrupolfeld. In diesem Feld ist nur der radiale Einschluss der Atome möglich, das Potential ist in axialer Richtung offen. Die Tiefe des linearen Quadrupolpotentials wird durch das homogene Offsetfeld B_{bias} bestimmt, die Steilheit des Potentials ist gegeben durch:

$$(2.8) \quad \frac{dB}{dr} = -\frac{\mu_0 I}{2\pi r^2}.$$

**Abbildung 2.1**

Schema einer linearen Mikrofalle. Ein stromdurchflossener linearer Leiter erzeugt ein tangentiales Magnetfeld. Durch die Superposition eines zum Leiter senkrechten homogenen Magnetfeldes entsteht an der Seite des Leiters eine Linie, an der das Magnetfeld verschwindet. Um diese Linie steigt das Magnetfeld in radialer Richtung linear an, es kann in erster Näherung durch einen linearen Quadrupol beschrieben werden.

Durch (2.8) wird eine wichtige Eigenschaft magnetischer Mikrofallen beschrieben: Große Magnetfeldgradienten erfordern nicht notwendigerweise hohe Ströme! In der Nähe von miniaturisierten Leitern nimmt der Gradient selbst bei kleineren Strömen hohe Werte an. Mit einer guten Wärmeanbindung an die Umgebung, wie sie bei mikrostrukturierten Leitern gegeben ist, können darüber hinaus höhere Stromdichten erreicht werden als in ausgedehnten Leitern.

In der Mitte des linearen Quadrupolpotentials verschwindet das Magnetfeld und mit ihm die Larmor-Frequenz. Die Bedingung der Adiabaticität (2.4) ist in der Nähe des Fallenminimums nicht mehr erfüllt und Atome, deren Flugbahn durch diesen Bereich führt, können den sogenannten „Majorana spin-flip“ erleiden: Wenn sich die relative Orientierung zwischen dem lokalen Magnetfeld und dem magnetischen Moment ändert, kehrt sich das Vorzeichen des zuvor bindenden Potentials um und beschleunigt das Atom aus der Falle heraus [Pet95]. Dieser Verlustmechanismus kann vermieden werden, indem dem linearen Quadrupolfeld ein axiales Magnetfeld B_0 überlagert wird. Dieses endliche Feld führt zur Ausrichtung der magnetischen Momente im Fallenzentrum, wodurch sie beim Durchflug durch die Fallenmitte ihre Orientierung zum Magnetfeld beibehalten und in der Falle verbleiben. Das Potential hat in erster Näherung einen radial parabolischen Verlauf mit der Oszillationsfrequenz von

$$(2.9) \quad \omega_r = \sqrt{\frac{\mu_B g_F m_F}{m} \frac{(dB/dr)^2}{B_0}} = \frac{2\pi}{\mu_0} \sqrt{\frac{\mu_B g_F m_F}{m B_0} \frac{B_{bias}^2}{I}}$$

Magnetfallen mit parabolischer Potentialform sind als Joffe-Pritchard-Fallen bekannt [Pri83]. Den axialen Einschluss des linearen Potentials kann man durch das Abknicken des stromführenden linearen Leiters an beiden Enden zu einer „Z“-Form [Den99] oder durch zusätzliche Elektromagnete erzeugen. Letzteres soll am Beispiel der Joffe-Falle,

die in den Experimenten der vorliegenden Arbeit verwendet wird [For00], veranschaulicht werden.

Die Joffe-Falle

In unserem Experiment entsteht die Joffe-Falle durch die Überlagerung eines sphärischen und eines linearen Quadrupolfeldes. Die Falle wird mit einem Spulenpaar in der Anti-Helmholtz Konfiguration und einem linearen Leiter, im folgenden auch Joffe-Draht genannt, erzeugt. Der lineare Leiter verläuft durch die Spulen im Abstand d parallel zu der Spulenachsen (Abbildung 2.2). Das Feld des Spulenpaars lässt sich in erster Näherung durch einen sphärischen Quadrupol beschreiben, dessen Gradient b_z in axialer Richtung doppelt so groß ist als der Gradient b_r in radialer Richtung. Fließt ein Strom durch den Draht, wird das Zentrum des sphärischen Quadrupols verschoben. Gleichzeitig kompensiert das Feld der Spulen das tangentielle Feld des stromdurchflossenen Leiters. Damit entsteht am Leiter ein annähernd lineares Quadrupolfeld [For00]. Bei konstantem Spulengradienten und gleichzeitiger Erhöhung des Stromes im Joffe-Draht wandern die zwei Quadrupole entlang einer Kreisbahn aufeinander zu und vereinen sich zu einer Joffe-Falle, wenn der Strom den Wert

$$(2.10) \quad I_0 = \frac{1}{2} \cdot \frac{\pi}{\mu_0} \cdot b_z \cdot d^2$$

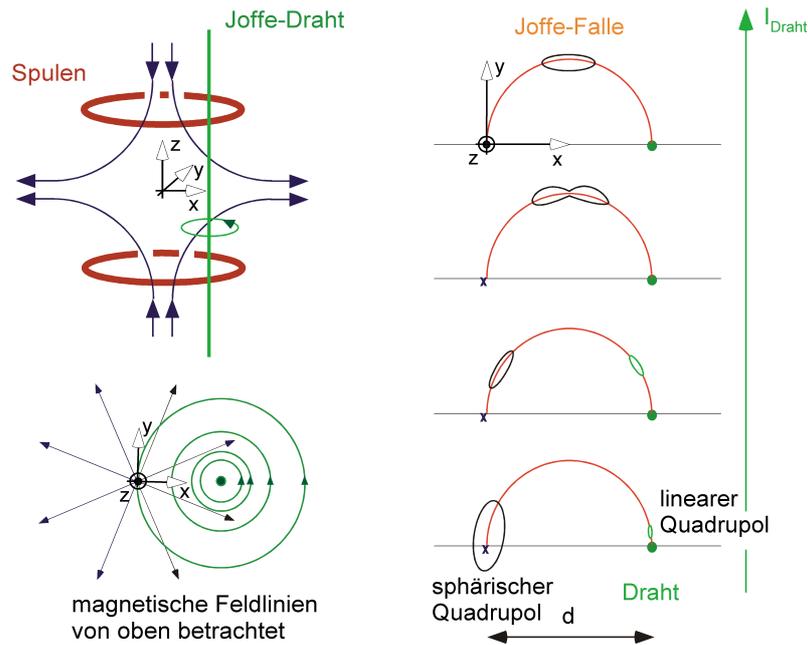
übersteigt. Zur Beschreibung der Magnetfelder führen wir ein kartesisches Koordinatensystem ein: Die x - und y -Richtungen liegen in der horizontalen Ebene, die positive z -Richtung zeigt nach oben. Den Ursprung setzen wir in das Zentrum des sphärischen Quadrupols, die x -Koordinatenachse legen wir durch die Mitte des linearen Leiters (Abbildung 2.2). Dieses Koordinatensystem wird in der vorliegenden Arbeit zur Beschreibung von Magnetfeldern und Fallengeometrien verwendet.

Die Joffe-Falle befindet sich im Punkt $x=d/2$, $y=d/2$. Die Feldgradienten in x -, y - und z -Richtung sowie die Krümmung des Magnetfeldes β_x in x -Richtung sind im Punkt $(x, y, z)=(d/2, d/2, 0)$ gegeben durch [For00]:

$$(2.11) \quad \frac{d|B|}{dy} = \frac{d|B|}{dz} = b_z,$$

$$(2.12) \quad \frac{d|B|}{dx} = 0 \quad \text{und}$$

$$(2.13) \quad \beta_x = \frac{d^2|B|}{dx^2} = \frac{b_z}{d}.$$


Abbildung 2.2

Die Joffe-Falle und das kartesische Koordinatensystem zur Beschreibung der Magnetfelder. Der lineare Leiter verläuft durch das Quadrupol-Spulenpaar im Abstand d parallel zu der Spulenachsen. Das Magnetfeld des Stromflusses verschiebt das Zentrum des sphärischen Quadrupolfeldes, gleichzeitig entsteht am Draht ein annähernd lineares Quadrupolfeld. Beim Erhöhen des Stromes im Draht wandern die zwei Quadrupole entlang einer kreisförmigen Trajektorie aufeinander zu und überlagern sich bei dem kritischen Strom zu der Joffe-Falle.

Die Gradienten in y - und z -Richtung sind gleich groß und identisch mit dem Gradienten in z -Richtung des sphärischen Quadrupols. Die Krümmung in x -Richtung verhält sich bei gegebenem Abstand d proportional zum Gradienten b_z des sphärischen Quadrupols und kann linear mit den Spulenströmen und dem kritischen Strom I_0 im Joffe-Draht erhöht werden. Beim Erhöhen des Stromes im Joffe-Draht über den kritischen Strom hinaus wird dem beschriebenen Feld eine weitere Komponente hinzugefügt, die man zunächst in seine x - und y -Komponenten zerlegen kann. Die y -Komponente bewirkt eine Verschiebung des Fallenminimums entlang der positiven y -Richtung, während sich die x -Komponente dem parabolischen Verlauf überlagert und zum Verschwinden des Nullpunktes im Fallenzentrum führt. Die rotationssymmetrische Falle kann in y - und z -Richtung durch die radiale Oszillationsfrequenz

$$(2.14) \quad \omega_r = \sqrt{\frac{\mu_B g_F m_F}{m} \left(\frac{(dB/dr)^2}{B_0} - \frac{\beta_x}{2} \right)}$$

charakterisiert werden [Berg87]. dB/dr steht für den radialen Gradienten, der in der rotationssymmetrischen Joffe-Falle gleich den Gradienten $dB/dy = dB/dz$ ist. β_x ist die axiale Krümmung der Falle, B_0 das Offsetfeld in axialer Richtung.

Die radiale Oszillationsfrequenz der Joffe-Falle kann durch eine Verstärkung des radialen Gradienten erhöht werden. Das ist z.B. der Fall, wenn der Joffe-Falle entlang ihrer

Symmetrieachse in x-Richtung ein lineares Quadrupolfeld überlagert wird. Eine solche Anordnung erlaubt außerdem eine überwiegend separate Kontrolle der Fallenfrequenzen: Die axiale Oszillationsfrequenz ist hauptsächlich durch die Joffe-Falle bestimmt, während sich die radiale Frequenz mit der Stärke des radialen Gradienten des überlagerten linearen Quadrupolfeldes einstellen lässt. Durch diese Kombination der Joffe-Falle mit einem Quadrupolkanal kann eine flache Joffe-Falle mit entsprechend großem Fangvolumen *adiabatisch* in die Geometrie einer Mikrofalle überführt werden. In der vorliegenden Arbeit wird dieses Konzept verwendet, um ein Bose-Einstein Kondensat in die Mikrofalle zu laden [Ott02].

Adiabatische Kompression in der Mikrofalle, Verdampfungskühlen

Nach der Präparation magneto-optisch vorgekühlter Atome in der Magnetfalle ist das Gas noch sehr verdünnt. Bei typischen Dichten von einigen 10^{10} cm^{-3} und Temperaturen um $100 \text{ } \mu\text{K}$ zeigt das Gas aus Rubidiumatomen ein rein klassisches Verhalten. Zur Erzeugung eines Quantengases muss die Phasenraumdicke

$$(2.15) \quad \Lambda = n \lambda_{dB}^3,$$

den Wert von 2,6124 übersteigen [Ein25]. Die Phasenraumdicke beträgt für die oben genannten Parameter etwa 5×10^{-8} und muss bis zur Quantenentartung weiter, um mehr als sieben Größenordnungen erhöht werden. In der Definitionsgleichung (2.15) bezeichnet n die Teilchendichte des Gases und

$$(2.16) \quad \lambda_{dB} = \frac{h}{\sqrt{2\pi m k_B T}}$$

die thermische de-Broglie Wellenlänge eines Atoms der Masse m bei der Temperatur T . k_B ist die Boltzmann-Konstante, h die Planck-Konstante. Die Erhöhung der Phasenraumdicke muss innerhalb der durch das Vakuum begrenzten Lebensdauer stattfinden und erfolgt in der Praxis durch das sogenannte Verdampfungskühlen [Hess87]: Mittels Radiofrequenz werden Übergänge in magnetisch ungefangene Zeeman-Zustände induziert. Dabei entfernt man Atome aus der Falle, deren Energie die mittlere thermische Energie übersteigt. Nach der Thermalisationszeit von etwa 3 bis 5 Stoßzeiten, stellt sich eine niedrigere Gleichgewichtstemperatur ein. Im Anschluss dazu oder auch gleichzeitig wird die Radiofrequenz weiter abgesenkt. Besonders effizient ist der Kühlmechanismus, wenn die Stoßrate aufgrund der Dichteerhöhung trotz erniedrigten Temperaturen zunimmt [Lui96]. In diesem „run-away“ Regime ist es möglich, die Phasenraumdicke atomarer Gase innerhalb der durch das Vakuum begrenzte Lebensdauer bis in das entartete Regime zu erhöhen. Allerdings verliert man dabei typischerweise 99% der Teilchen. Da nach der Präparation der Atome in der Magnetfalle nur einige Stöße pro Sekunde stattfinden, muss die Stoßrate anfänglich durch eine adiabatische Kompression der Wolke erhöht werden.

Bei der adiabatischen Kompression werden die Gradienten bzw. die Krümmungen der Falle so erhöht, dass sich die relative Besetzung der Energieniveaus nicht ändert, d.h. die Phasenraumdicke konstant bleibt:

$$(2.17) \quad n \lambda_{dB}^3 = \text{konst.}$$

Diese Bedingung ist erfüllt, solange die relative Änderung der Schwingungsfrequenz der Atome in der Falle kleiner ist als die Schwingungsfrequenz selbst: $d\omega/dt < \omega^2$. Die Kompression führt zur Erhöhung der Temperatur T und damit zur Erhöhung der Stoßrate. Die Stoßrate γ im Gas ist über die Teilchendichte n , die mittlere Geschwindigkeit der Atome v und den elastischen Stoßquerschnitt σ definiert:

$$(2.18) \quad \gamma = \sigma n v.$$

Die Wechselwirkung zwischen den Atomen ist im experimentell gegebenen Temperaturbereich unter 1 mK überwiegend durch die s-Wellenstreuung bestimmt. Der Stoßquerschnitt für thermische Atome lässt sich damit über die s-Wellenstreulänge a_0 ausdrücken:

$$(2.19) \quad \sigma = 4\pi a_0^2.$$

Für ununterscheidbare Teilchen, beispielsweise für Atome im Kondensat, ist im Ausdruck (2.19) 4π durch 8π zu ersetzen. Aus den proportionalen Zusammenhängen $\lambda \propto T^{-1/2}$ und $v \propto T^{1/2}$ folgt, dass bei der adiabatischen Kompression (2.17) die Stoßrate proportional zum Quadrat der Temperatur zunimmt:

$$(2.20) \quad \gamma \propto T^2.$$

Die Temperaturerhöhung bei der adiabatischen Kompression lässt sich für verschiedene Potentialformen bestimmen, indem man das Fallenvolumen, das einem Teilchen mittlerer thermischer Energie zugänglich ist, über die Fallengradienten bzw. Krümmungen ausdrückt und in den Ausdruck (2.17) einsetzt. Für eine dreidimensionales Quadrupolpotential ergibt die Rechnung

$$(2.21) \quad T \propto (b_x b_y b_z)^{2/9} = b_x^{2/9} b_r^{4/9} \quad \text{sowie}$$

$$(2.22) \quad \gamma \propto (b_x b_y b_z)^{4/9} = b_x^{4/9} b_r^{8/9}.$$

Für eine harmonische Falle erhält man

$$(2.23) \quad T \propto (\beta_x \beta_y \beta_z)^{1/6} = \beta_x^{1/6} \beta_r^{1/3} \propto \omega_x^{1/3} \omega_r^{2/3} \quad \text{und}$$

$$(2.24) \quad \gamma \propto (\beta_x \beta_y \beta_z)^{1/3} = \beta_x^{1/3} \beta_r^{2/3} \propto \omega_x^{2/3} \omega_r^{4/3}.$$

An der rechten Seite der Gleichungen (2.21) – (2.22) wurde die Temperatur bzw. die Stoßrate für eine zylindersymmetrische Quadrupolfalle mit $b_r \equiv b_y = b_z$, in (2.23) – (2.24) für eine zylindersymmetrische Joffe-Falle mit $\beta_r \equiv \beta_y = \beta_z$ ausgewertet. Der jeweils letzte Ausdruck in (2.23) und (2.24) berücksichtigt den proportionalen Zusammenhang zwi-

schen der Oszillationsfrequenz und der Wurzel der Krümmung. Gleichung (2.14) zeigt, dass sich die radiale Oszillationsfrequenz der zylindersymmetrischen Joffe-Falle sowie ihrer Kombination mit dem magnetischen Kanal eines linearen Leiters, bei praktikablen experimentellen Parametern ($b_r > 50 \text{ G/cm}$, $B_0 = 1$, $\beta_x = 120 \text{ G/cm}^2$), annähernd proportional zum radialen Gradienten verhält. Damit zeigt die Stoßrate in der harmonischen Falle eine stärkere Abhängigkeit vom radialen Gradienten als die in der Quadrupolfalle.

In Mikrofallen kann die adiabatische Kompression eines Gases auf besonders elegante Weise durchgeführt werden. Wie am Beispiel des magnetischen Wellenleiters an einem stromführenden Leiter veranschaulicht wurde, ist der Maximalwert des radialen Gradienten der Falle bei gleichbleibender Fallentiefe ausschließlich durch die radiale Ausdehnung des Leiters begrenzt (2.8). Wird die Falle beispielsweise an einem dünnen Leiter mit $50 \mu\text{m}$ Durchmesser bei einem Strom von 1 A und der Tiefe von 4 G im Abstand von $500 \mu\text{m}$ zum Mittelpunkt des Leiters erzeugt, so wächst die Stoßrate bei Annäherung der Falle auf $50 \mu\text{m}$ zum Mittelpunkt des Leiters durch Reduktion des Stromes auf 100 mA im Quadrupolpotential auf das 7,7fache, in einem parabolischen Potential mit 1 G axialem Offsetfeld und damit nur 3 G Fallentiefe auf das 21,5fache ihres Anfangswertes an. Die Experimente in dieser Arbeit sind unter vergleichbaren Bedingungen durchgeführt worden. Über die erfolgreiche Erhöhung der Stoßrate und dem effizienten Verdampfungskühlen hinaus, welche die Präparation eines Bose-Einstein Kondensates in einer Mikrofaller ermöglichen, konnten wir Grenzen dieser Kompression beobachten: Einerseits setzen bei Dichten von etwa 10^{15} cm^{-3} starke Verluste ein, die sich auf inelastische Dreikörperverluste zurückführen lassen [Fed96], andererseits beobachten wir, dass bei der Annäherung der Mikrofaller an die Oberfläche zusätzliche Verlustmechanismen einsetzen, die die Lebensdauer der magnetisch gespeicherten Wolke reduzieren. Deswegen muss die Thermalisationszeit jeweils mit einer lokalen Lebensdauer verglichen werden (Kapitel 5.4).

2.2 Bose-Einstein Kondensate

Die Präparation von verdünnten Gasen ultrakalter Alkaliatome in optischen oder magnetischen Fallenpotentialen erlaubt die Untersuchung von quantenstatistischen Phänomenen. Bei extrem tiefen Temperaturen und entsprechenden Dichten überlappen sich die atomaren Wellenpakete und die Teilchen verlieren ihre Unterscheidbarkeit. Zwischen Teilchen mit halbzahligen Spin findet auf Grund der Forderung einer antisymmetrischen Gesamt-Wellenfunktion eine Abstoßung statt, was dazu führt, dass die Teilchen im Fermi-Gas die niedrigsten quantenmechanischen Fallenniveaus einzeln besetzen. Teilchen mit ganzzahligen Spin unterliegen der Bose-Statistik und befüllen im Bose-Einstein Kondensat gemeinsam den quantenmechanischen Grundzustand. In Experimenten mit Alkaliatomen ist das Bose-Einstein Kondensat ein „Tropfen“ ultrakalter Atome, der den Grundzustand eines räumlich begrenzten Potentials besetzt. Alle kondensierten Teilchen haben dieselbe Wellenfunktion, in diesem Sinne ist die Wellenfunktion makroskopisch. Die Besetzung eines Zustandes mit vielen Bosonen verleiht dem Gas eine

besondere Stabilität: Da das Geschwindigkeitsfeld über die Phase der Wellenfunktion gegeben ist, bleibt die Bewegung kondensierter Teilchen auch dann kohärent, wenn einzelne Teilchen aus dem Kondensat gestreut werden und verloren gehen. Aus der Ableitung des Geschwindigkeitsfeldes als Gradient der Phase ergibt sich außerdem die Wirbelfreiheit der Kondensatströmung.

Bose-Einstein Kondensate in Gasen ultrakalter Alkaliatome werden bei relativ kleinen Dichten von etwa 10^{15} Atomen/cm³ erzeugt [Ing99]. Dies ist bei extrem kleinen Temperaturen im Mikrokkelvin-Bereich möglich, wenn die de-Broglie Wellenlänge sich über den interatomaren Abstand ausdehnt: $n \lambda_{dB}^3 > 1$. Die Reichweite des interatomaren Potentials ist zugleich viel kleiner als der mittlere Abstand zwischen den Teilchen $n |a_0^3| \ll 1$, sodass die Wechselwirkung in diesem verdünnten Gas auf Zweikörperstöße beschränkt ist. Sie wird in dem gegebenen Temperaturbereich von $T < 1$ mK durch die s-Wellen Streuung beschrieben [Dalf99]. Die Wechselwirkung zwischen den Atomen wird mit dem effektivem Potential

$$(2.25) \quad V(\mathbf{r}-\mathbf{r}') = g \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}'),$$

und dem Wechselwirkungsparameter

$$(2.26) \quad g = 4\pi \hbar^2 a_0 / m$$

berücksichtigt. Die Wechselwirkung zwischen ⁸⁷Rb Atomen ist repulsiv und gegeben durch die positive s-Wellen Streulänge $a_0=5,77$ nm. Durch die Einführung des Wechselwirkungspotentials (2.25) kann das Vielteilchenproblem N wechselwirkender Bosonen in der Bogoliubov *mean-field* Theorie beschrieben werden [Bog47]. Die Kondensatwellenfunktion $\Phi(\mathbf{r},t)$ erhält man als Lösung der Schrödinger Gleichung eines einzelnen Teilchens, das sich im Fallenpotential $V_{ext}(\mathbf{r})$ und im effektiven Potential der anderen Teilchen $g |\Phi(\mathbf{r},t)|^2$ bewegt:

$$(2.27) \quad i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Phi(\vec{r},t) = \left(-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V_{ext}(\vec{r}) + g |\Phi(\vec{r},t)|^2 \right) \Phi(\vec{r},t).$$

Das ist die sogenannte Gross-Pitaevskii Gleichung. Sie beschreibt sowohl Gleichgewichtszustände als auch die Dynamik des Kondensates [Dalf99]. Ihre Gültigkeit beschränkt sich auf verdünnte Gase mit $n |a_0^3| \ll 1$, was jedoch in den aktuellen Experimenten mit Bose-Einstein Kondensaten stets erfüllt ist. Wie jede quantenmechanische Wellenfunktion lässt sich die Kondensatwellenfunktion durch zwei reelle Felder $n(\mathbf{r},t)$ und $S(\mathbf{r},t)$ ausdrücken:

$$(2.28) \quad \Phi(\vec{r},t) = n(\vec{r},t)^{1/2} e^{iS(\vec{r},t)}.$$

Der Betragsquadrat der Wellenfunktion $|\Phi(\mathbf{r},t)|^2$ wird mit der kondensierten Dichte $n(\mathbf{r},t)$ identifiziert. $S(\mathbf{r},t)$ ist die Phase, deren Gradient $\nabla S(\mathbf{r},t)$ das Geschwindigkeitsfeld des Kondensates festlegt.

Zur Beschreibung von Bose-Einstein Kondensaten der Alkaliatome mit repulsiver Wechselwirkung genügt oft eine Näherungsform der Gross-Pitaevskii Gleichung. Wenn die Atome im Kondensat annähernd homogen verteilt sind, ändert sich die Dichte nur am Rande des Kondensates ausschlaggebend. Die quantenkinetische Energie liefert zur Gesamtenergie nur im Randbereich einen signifikanten Beitrag und im Inneren des Kondensates kann sie neben der Wechselwirkungsenergie $E_{\text{int}} = ng$ vernachlässigt werden:

$$(2.29) \quad \frac{E_{\text{kin}}}{E_{\text{int}}} \ll 1.$$

Mit (2.29) nimmt die Gross-Pitaevskii Gleichung (2.27) die vereinfachte Form an:

$$(2.30) \quad \frac{1}{g} \left(\mu - V_{\text{ext}}(\vec{r}) \right) = \left| \Phi(\vec{r}, t) \right|^2.$$

In dieser Thomas-Fermi Näherung [Dalf99] füllt das Kondensat das Fallenpotential $V_{\text{ext}}(\mathbf{r})$ bis zur Energie μ , dem chemischen Potential, auf. Das Dichteprofil des Kondensates nimmt die Form des umschließenden Potentials an. In einer harmonischen Falle ist die Dichteverteilung parabolisch. Den Radius r_i des Kondensates in i -Richtung erhält man auf diese Weise aus der Beziehung

$$(2.31) \quad \mu = \frac{1}{2} m \omega_i^2 r_i^2.$$

ω_i sind die Fallenfrequenzen der entsprechenden Richtungen. Aus der Normierungsbedingung der Wellenfunktion $\Phi(\mathbf{r}, t)$ erhält man das chemische Potential

$$(2.32) \quad \mu = \frac{1}{2} \hbar \omega_{ho} \left(\frac{15 N a_0}{a_{ho}} \right)^{\frac{2}{5}}.$$

Die gemittelte Oszillationsfrequenz der Falle beträgt $\omega_{ho} = (\omega_a \omega_r^2)^{1/3}$, der Oszillatorlänge $a_{ho} = (\hbar / m \omega_{ho})^{1/2}$. Aus der Gleichung (2.30) erhält man die Dichte im Fallenzentrum zu

$$(2.33) \quad n(0,0,0) = \mu / g.$$

Die Relationen (2.32) und (2.33) zeigen, dass unter üblichen experimentellen Bedingungen für Alkaligase die Wechselwirkungsenergie groß gegenüber dem quantenmechanischen Niveauabstand der Falle ist. Dennoch hat sich bei den verdünnten Gasen der Alkalis die Bezeichnung „schwach wechselwirkend“ eingebürgert, da bei ihnen die Wechselwirkungsenergie zweier Teilchen immer noch acht Größenordnungen kleiner ist als im supraflüssigen Helium [Fli99], dem früheren Modellsystem für Bose-Einstein Kondensate.

Dimension des wechselwirkenden Bose-Gases in harmonischen Fallenpotentialen

Bose-Einstein Kondensate werden in harmonischen Fallen präpariert, die eine dreidimensionale Bewegung der Atome erlauben. Die Form der Potentiale kann jedoch verändert werden, sodass im Extremfall die Bewegung der Atome in einer oder zwei Raumrichtungen ausfrieren kann. Auf dieser Weise können zwei- und eindimensionale Systeme thermischer oder entarteter Gase erzeugt werden. Im Gegensatz zu unendlich ausgedehnten Systemen, bei denen im thermodynamischen Limes die Ausbildung der makroskopischen Ordnung in ein und zwei Dimensionen durch thermische Fluktuationen verhindert wird [Hua63], kann in Fallen endlicher Ausdehnung das Kondensat stabil existieren, solange seine Ausdehnung kleiner ist als die charakteristische Länge der Fluktuationen.

Die Form des Fallenpotentials kann in aktuellen Experimenten mit Hilfe von optischen Potentialen wesentlich beeinflusst werden [Gre01]. Alternative Methoden zur Einschränkung der Bewegungsfreiheitsgrade der Atome bieten sich durch die Verwendung miniaturisierter Magnetfallen an. In der magnetischen Mikrofalle an einem linearen Leiter (Abbildung 2.1) kann die atomare Wolke, die zunächst in einer zylindersymmetrischen Falle kleiner Anisotropie mit $\omega_r/\omega_a \approx 10$ präpariert wird und sich dreidimensional verhält, durch das Erhöhen der radialen Oszillationsfrequenz der Falle kontinuierlich in stark anisotrope Fallengeometrien überführt werden. Das Verhalten des Gases und die effektive Dimensionalität des Systems wird durch das Verhältnis von Energieskalen bestimmt, die Einfluss auf die Schwerpunktsbewegung des Atoms haben. Durch Gegenüberstellung dieser Energieskalen kann man Regime identifizieren, die nachfolgend beschrieben werden. Von besonderem, aktuellen Interesse ist die experimentelle Erforschung von eindimensionalen Systemen.

Energieskalen

Für ein wechselwirkendes Gas in einem zylindersymmetrischen harmonischen Fallenpotential charakterisiert durch die Frequenzen ω_a und ω_r , sind folgende Energieskalen relevant: die thermische Energie ($k_B T$), die Wechselwirkungsenergie ($n g$) und der Energieabstand der radialen Fallenniveaus ($\hbar \omega_r$). Demnach lassen sich natürlicher Weise folgende, experimentell zugängliche Regime definieren:

$$(2.34) \quad k_B T > n g > \hbar \omega_r \quad \text{„quasihomogenes“ Regime [Dal99]},$$

$$(2.35) \quad k_B T > \hbar \omega_r > n g \quad \text{„confined“ Regime [Gör01]},$$

$$(2.36) \quad \hbar \omega_r > k_B T > n g \quad \text{„quasi“ 1D Regime [Gre01b]}.$$

Im quasihomogenen Kondensat ist die Wechselwirkungsenergie der Teilchen größer als der radiale Niveauabstand der Falle, sodass das Kondensat in der Thomas-Fermi-Näherung beschrieben werden kann. Es nimmt die Form des Fallenpotentials an, die in den meisten Experimenten durch eine Parabel gegeben ist. Über die Erhöhung der radia-

len Oszillationsfrequenz der Falle oder durch ein Erniedrigen der Dichte, wie es im Experiment von Görlitz *et al.* durchgeführt wurde [Gör01], kann das *confined Regime* erreicht werden, in dem die Niveauseparation die Wechselwirkungsenergie übersteigt. Das Gas als Ganzes verhält sich weiterhin dreidimensional, die Form des Bose-Einstein Kondensat ist jedoch in radialer Richtung durch die Gaußsche Dichteverteilung der Oszillatorgrundzustandes gegeben. Von einem quasi eindimensionalen Regime kann man sprechen, wenn das Gas kinematisch auf eine Dimension eingeschränkt ist. Dazu ist es notwendig, dass der radiale Niveauabstand der Falle sowohl die Wechselwirkungsenergie als auch die thermische Energie der Atome übersteigt. In diesem Fall sind keine radialen Anregungen mehr möglich, die Bewegung der Atome ist auf eine Dimension ausgefroren. Der starke Anstieg der radialen Oszillationsfrequenz in der Nähe von dünnen Leitern motiviert eine Anwendung der Mikrofallen auf solche quasi eindimensionale Systeme: Nach der Präparation eines ultrakalten Gases in einer dreidimensionalen Falle könnte die Anisotropie (ω_r/ω_a) des Fallenpotentials soweit erhöht werden, dass das Gas kontinuierlich die Regime (2.34)-(2.36) durchläuft. Interessant wären Untersuchungen zur Natur der Quantenentartung und zur Dynamik des Gases bei kontinuierlicher Einschränkung der Bewegungsfreiheitsgrade.

In den letzten Jahren ist das theoretische Verhalten von Gasen in eindimensionalen harmonischen Fallenpotentialen intensiv untersucht worden. Für ein wechselwirkendes Bose-Gas sind Regime wie das Kondensat mit fluktuierender Phase, das „*true condensate*“ und das Tonks-Gas, festgestellt worden [Pet00]. In kürzlich durchgeführten Experimenten an 1D Systemen konnte die Phasenkorrelation benachbarter Kondensate beobachtet werden, was auf das Regime des eindimensionalen „*true condensate*“-s hindeutet [Gre01b]. In einem anderen Experiment wurden Phasenfluktuationen bereits an einem dreidimensionalen Kondensat in anisotropen Fallen beobachtet [Det01].

Weitere interessante Effekte werden für wechselwirkungsfreie Teilchen in stark anisotropen Fallen erwartet. Wenn in einer zylindersymmetrischen harmonischen Falle die Bedingungen

$$(2.37) \quad E_{\text{int}} \ll \hbar \omega_a,$$

$$(2.38) \quad N [g_3(1)]^{\frac{1}{2}} [\ln(2N)]^{-\frac{3}{2}} \ll \frac{\omega_r}{\omega_a},$$

$$(2.39) \quad \hbar \omega_r \ll k_B T_{3D}$$

erfüllt sind, soll die Bose-Einstein Kondensation in zwei aufeinanderfolgenden Schritten stattfinden [Dru97]: Beim Kühlen des Ensembles erfolgt die Kondensation zunächst in den radialen Grundzustand der Falle, die axialen Oszillatorzuständen bleiben weiterhin thermisch besetzt. Erst beim Unterschreiten einer zweiten Übergangstemperatur findet die Kondensation in den axialen Grundzustand statt. Die Bedingung (2.37) verlangt, dass die Wechselwirkungsenergie zwischen zwei Teilchen wesentlich kleiner ist als der Abstand der axialen Energieniveaus der Falle. Der Ausdruck (2.38) stellt eine Bedingung zwischen der Anisotropie der Falle und der Teilchenzahl, Ausdruck (2.39) zwischen dem

radialen Fallenpotential und der dreidimensionalen Kondensationstemperatur dar. In Experimenten mit ^7Li , ^{23}Na und ^{87}Rb ist die Wechselwirkungsenergie zwischen den Atomen viel zu stark, sodass die Bedingung (2.37) unter praktikablen Fallenparametern stark verletzt wird. Geeignete Systeme könnten jedoch mit ^{85}Rb Atomen, deren Wechselwirkung sich über ein angelegtes Magnetfeld, über Feshbach-Resonanzen einstellen lässt [Rob00], in optischen oder magnetischen Mikropotentialen realisiert werden.

3 Lithographisch hergestellte Mikrofallen

Magnetische Mikrofallen mit steilen Potentialen und komfortablen Bedingungen zum Verdampfungskühlen können auf einfache Weise an magnetischen Spitzen [Vul98] oder stromführenden Drähten [For98] erzeugt werden. Eine zusätzliche Kontrolle über die räumliche Verteilung oder den Bewegungszustand des eingeschlossenen Gases bedarf jedoch das Hinzufügen von optischen Potentialen [Sche00, Gre01], oder die Verwendung von komplexen, geometrisch präzise angeordneten Mikroelektromagneten. Heutige Mikrostrukturierungstechniken ermöglichen die Herstellung von metallischen und supra-leitenden Leiterbahnen ebenso wie von permanentmagnetischen Strukturen mit Abmessungen bis hinunter zu wenigen Mikrometern. In diesem Kapitel wird die Mikrostruktur beschrieben, welche bei unseren Experimenten Anwendung findet.

3.1 Herstellung und elektrische Eigenschaften

Die Mikrostruktur besteht aus sieben parallelen Leiterbahnen mit einer Länge von 22 mm und Breiten von 30, 11, 3, 3, 3, 11 und 30 μm . Die Leiter haben eine Höhe von 2 μm , der nominale Abstand zwischen den Bahnen beträgt 1 μm . Das Leitermaterial ist Kupfer, als Substrat dient eine Al_2O_3 -Platte mit einer geringen Restrauigkeit von weniger als 1 μm (Abbildung 3.1 und 3.2).

Die Mikrostruktur wurde mit bekannten Technologien der Photolithographie und der Galvanisierung hergestellt [Schl01]. Im ersten Schritt wurden auf ein Al_2O_3 -Substrat eine 7 nm dünne Chromschicht als Haftvermittler und eine 120 nm dünne Kupferschicht als Kontakt für die Galvanisierung aufgedampft. Dem folgte das Aufschleudern des Photolacks. Der Verlauf der Leiterbahnen wurde durch das Belichten des Photolacks über eine mit Elektronenstrahl-Lithographie geschriebene optische Maske abgebildet. Nach der Entwicklung des Photolacks wurden die Leiterbahnen in einem CuSO_4 -Bad aufgalvanisiert. Dafür wurde das Verfahren der gepulsten Galvanik verwendet. Bei diesem Prozess wurde eine bis 2 μm hohe Kupferschicht mit einer Reinheit von 99,99 % und einer Dichte

von $8,9 \text{ g/cm}^3$ abgeschieden. Die Herstellung schloss mit dem Entfernen des Photolacks und dem Abätzen der aufgedampften Kupfer- und Chromschichten ab. Die fertige Struktur ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Die Reinheit der aufgalvanisierten Kupferleiter und des Substrates wurde durch eine energiedispersive Röntgenanalyse (EDX) überprüft. Bei der Analyse wurden weder ferromagnetische noch andere Verunreinigungen festgestellt [Wha]. Vor dem Einbau ins Vakuum wurde die Mikrostruktur in Aceton und Isopropanol gereinigt, der Verlauf der Bahnen unter einem Lichtmikroskop optisch geprüft und der Widerstand der Leiter gemessen. Die $30 \text{ }\mu\text{m}$ breiten Bahnen haben einen Widerstand von $7 \text{ }\Omega$, die $11 \text{ }\mu\text{m}$ breiten Bahnen von $21 \text{ }\Omega$ und die $3 \text{ }\mu\text{m}$ breiten Bahnen von $70 \text{ }\Omega$.

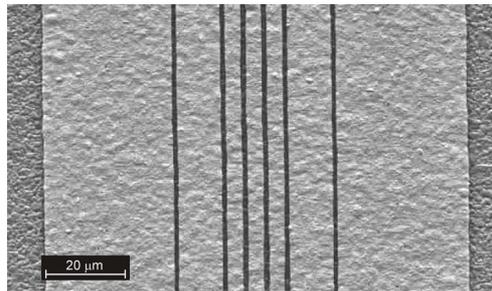


Abbildung 3.1

Die Elektronenmikroskop-Aufnahme zeigt einen Ausschnitt aus dem Verlauf der Leiterbahnen. Die Leiter haben die Breite von $30, 11, 3, 3, 3, 11$ und $30 \text{ }\mu\text{m}$. Der nominale Abstand zwischen den einzelnen Leiterbahnen beträgt $1 \text{ }\mu\text{m}$. Die Rauigkeit der Kupferleiter ist durch die Restrauhigkeit des Al_2O_3 -Substrates bedingt und ist kleiner als 500 nm .

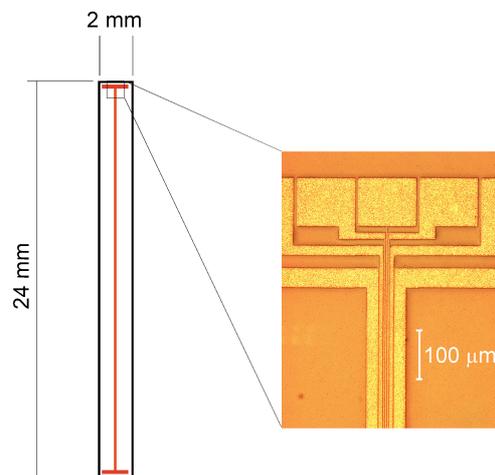


Abbildung 3.2

Die Leiterbahnen mit der Länge von 22 mm und einer Gesamtbreite von etwa $100 \text{ }\mu\text{m}$ befinden sich auf einem 24 mm langen, 2 mm breiten und $630 \text{ }\mu\text{m}$ dicken Al_2O_3 -Substrat. Die Aufnahme mit dem Lichtmikroskop (*rechts*) zeigt die geometrische Anordnung der Bahnen und der elektrischen Kontaktflächen am Ende der Struktur.

Um die kritischen Ströme zu bestimmen, bei denen die einzelnen Leiterbahnen thermisch aufbrechen, haben wir den Widerstand der Leiterbahnen für verschiedene Ströme gemessen. Die Messung wurde an Luft und bei Raumtemperatur durchgeführt. Die Teststrukturen mit der Leiterbahnhöhe von $1,6\ \mu\text{m}$ haben wir an einen Kühlkörper aus Kupfer montiert, die Bahnen an beiden Enden über jeweils drei Aluminium-Bonddrähte mit dem Durchmesser von $20\ \mu\text{m}$ und der Länge von $700\ \mu\text{m}$ kontaktiert. Bei der Erhöhung des Stromes um einige zehn Milliampère erreicht der Leiter seine Gleichgewichtstemperatur innerhalb von ca. 10 s. Dementsprechend wurde der Strom alle 10 s in Schritten von 10 mA in der $3\ \mu\text{m}$ breiten und in Schritten von 50 mA in den $11\ \mu\text{m}$ und $30\ \mu\text{m}$ breiten Leiterbahnen erhöht und die Spannung am thermalisierten Leiter gemessen. Die letzten Messpunkte der in Abbildung 3.3 dargestellten Charakteristik zeigen den letzten stabilen Stromwert bevor, die Leiter aufbrachen.

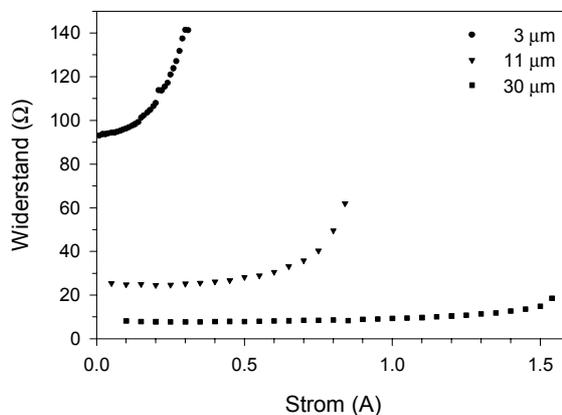


Abbildung 3.3

Widerstand der Leiterbahnen der Breite von $3\ \mu\text{m}$ (●), $11\ \mu\text{m}$ (▼) und $30\ \mu\text{m}$ (■) als Funktion der anliegenden Stromstärke. Der letzte Punkt der Charakteristik markiert den maximalen stabilen Strom. Die Testbahnen mit der Leiterhöhe von $1,6\ \mu\text{m}$ hatten bei Raumtemperatur einen um 15% größeren Widerstand als die $2\ \mu\text{m}$ hohen Bahnen der Mikrostruktur, welche für die Experimente eingebaut wurde.

Aus der Messung können wir die maximalen Stromdichten für die Leiterbahnen ableiten. Für die $3\ \mu\text{m}$ breite Bahn ergibt sich $6,5 \times 10^6\ \text{A/cm}^2$, für die $11\ \mu\text{m}$ breite $4,8 \times 10^6\ \text{A/cm}^2$ und für $30\ \mu\text{m}$ breite Bahn $3,1 \times 10^6\ \text{A/cm}^2$. Die maximale Stromdichte erhöht sich also mit abnehmender Breite der Bahnen, was möglicherweise auf der besseren Wärmeabfuhr von schmalen Geometrien beruht. Bis zum Durchbrennstrom erhöhte sich der Widerstand von den 11 und $30\ \mu\text{m}$ breiten Bahnen um einen Faktor von 2,3 bzw. 2,5. Mit dem thermischen Widerstandskoeffizienten von Kupfer $\alpha = 0,004\ \text{K}^{-1}$ können wir die mittlere Temperaturerhöhung der Bahnen zu 350 K abschätzen. Demnach wäre die mittlere Temperatur eines homogenen Leiters 650 K. Schwachstellen sind jedoch in den 22 mm langen Leitern unvermeidbar. Sie lassen sich in zwei Gruppen einordnen: Verengungen des Leiterquerschnitts und Stellen mit geringerer Haftung an das Substrat. An diesen Stellen kann die lokale Temperatur den mittleren Wert übersteigen. Wenn sie den Schmelzpunkt von Kupfer bei 1350 K erreicht, hat das zur Folge, dass der Leiter

durchbrennt. Der Widerstand der 3 μm breiten Bahn erhöhte sich bis zum Durchbrennstrom nur um den Faktor 1,5. Die mittlere Temperatur stieg somit auf 450 K. Diese Beobachtung deutet auf einen stärkeren Einfluss von Schwachstellen als bei den breiteren Leiterbahnen hin. Sie signalisiert zugleich eine Begrenzung der Länge dünner Leiterbahnen, die mit dieser Technologie hergestellt werden können. Die kritischen Stromdichten, die wir für Kupferleiterbahnen bei Raumtemperatur bestimmt haben, liegen in derselben Größenordnung wie die kritischen Stromdichten von Hochtemperatur-Supraleitern [Wein95]. Sie liegen um einen Faktor von 15 unter den kritischen Stromdichten, die von Drndic *et al.* für Goldleiterbahnen auf einkristallinem Saphirsubstrat bei der Temperatur von flüssigem Helium gemessen wurden [Drm98]. Während der Experimente mit ultrakalten Atomen befindet sich die Mikrostruktur im Ultrahochvakuum und wird auf eine Temperatur von etwa $-15\text{ }^\circ\text{C}$ abgekühlt. Bei dieser Temperatur ist der Widerstand von Kupfer bereits 14% niedriger als bei Raumtemperatur und es werden größere kritische Stromdichten erwartet.

3.2 Fallengeometrien

Die Anordnung von parallelen linearen Leitern an der Mikrostruktur erlaubt die Konstruktion einer Vielzahl radialer Fallenpotentiale (Abbildung 3.4). Im einfachsten Fall werden gleichzeitig alle Leiterbahnen mit parallelen Strömen betrieben. Die Falle entsteht im gemeinsamen Feld der Stromleiter und einem seitlichen Offsetfeld. Mit dem Ausschalten des Stromes in den äußeren Leitern verschiebt sich das Fallenzentrum in Richtung der mittleren Leiter (2.7) und der radiale Gradient nimmt zu (2.8). Der Gradient kann weiter erhöht werden, wenn der Strom in den äußeren Leitern invertiert wird. Da die Fallentiefe durch das seitliche Offsetfeld bestimmt ist, bleibt sie während der Kompression unverändert. Auf diese Weise kann der radiale Gradient des Fallenpotentials an der Mikrostruktur kontinuierlich in einem extrem großen Bereich von einigen zehn G/cm bis zu mehreren hunderttausend G/cm verändert werden.

Den maximal erreichbaren Gradienten können wir über die Geometrie der Leiter und die gemessenen kritischen Stromdichten abschätzen. Bei einem Strom von 200 mA im mittleren Leiter und -325 mA in den benachbarten Leitern befindet sich die Falle in einer Entfernung von 3 μm zum Leiter. Die Tiefe der Falle beträgt 133 G – eine Tiefe von 8 mK für ^{87}Rb im $5s_{1/2}, F=2, m_F=2$ Zeeman-Zustand – und der Gradient steigt über 500 kG/cm. Mit einem axial angelegten homogenen Magnetfeld von 1 G erreicht die radiale Krümmung einen Wert von $\beta_r = 2,5 \times 10^{11}\text{ G/cm}^2$, die Oszillationsfrequenz $\omega_r = 2\pi \times 600\,000\text{ s}^{-1}$. Bei einem festen axialen Einschluss von $\omega_a = 2\pi \times 5\text{ s}^{-1}$, der mit einem separaten Elektromagnet vorgegeben werden kann, sollte es möglich sein, die Anisotropie des Fallenpotentials kontinuierlich von $\omega_r/\omega_a \approx 10$ bis zu $\omega_r/\omega_a \approx 100\,000$ zu erhöhen. Eine derart starke Kompression ist nur in magnetischen Mikrofallen an extrem dünnen Leiterbahnen möglich.

Eine parallele Anordnung linearer Leiter erlaubt interessante experimentelle Möglichkeiten an magnetischen „Wellenleitern“, die parallel zueinander verlaufen. Das

Offsetfeld kompensiert das Magnetfeld zweier mit parallelen Strömen betriebenen Leitern jeweils an zwei Linien entlang der Leiter (Abbildung 3.4). Bei einem schwachen Offsetfeld befinden sich die Wellenleiter übereinander (d), bei einem starken Offsetfeld sind sie nebeneinander (e) angeordnet. Sind die Ströme gleich und das Offsetfeld genau senkrecht zu der Ebene der Leiter, können die Quadrupolkanäle zusammengeführt werden [Hin01]. Der Koaleszenzpunkt liegt auf der Mitte des Halbkreises, der die zwei Leiterzentren verbindet. Das Potential wird in diesem Punkt durch einen linearen Hexapol beschrieben. Erhöht man das Offsetfeld, trennt sich der Hexapol in zwei zueinander entgegengerichtete Quadrupole, die sich auf dem Halbkreis nach links und rechts auseinander bewegen. Beim Verringern des Offsetfeldes trennt sich der Hexapol in senkrechter Richtung und die Quadrupolkanäle wandern auf der senkrechten Mittellinie zwischen den Leitern auseinander. Diese Basisanordnung von parallelen Wellenleitern bietet sich für interferometrische Anwendungen an, bei denen ultrakalte Wolken getrennt und wieder zusammengeführt werden sollen.

Das Fallenpotential an linearen Leitern hat zunächst nur Radialkomponenten. Zum axialen Einschluss von Atomen muss ein inhomogenes Magnetfeld, z.B. von zwei gleichgepolten Spulen, parallel zum Wellenleiter angelegt werden [Pri83]. In unserem Experiment erreichen wir den axialen Einschluss durch die Überlagerung der Joffe-Falle (Kapitel 2.1), deren Symmetrieachse parallel zu den linearen Leitern steht.

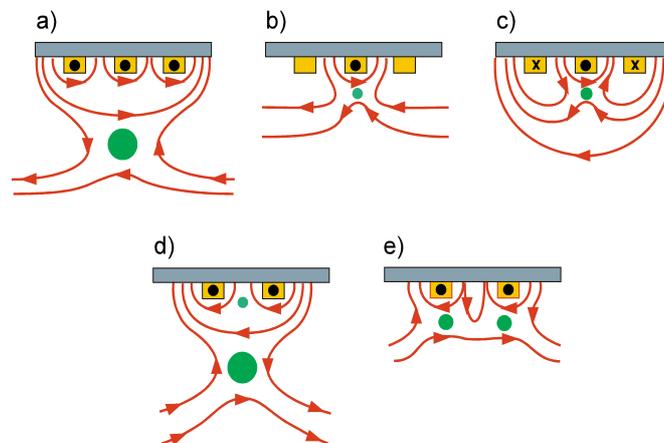


Abbildung 3.4

Wellenleitergeometrien an parallelen, stromführenden Leitern. Die Stromrichtung ist durch einen ● bzw. ein × markiert. Die Pfeile zeigen den schematischen Verlauf des Magnetfeldes. Die Fallenmittelpunkte sind durch Kreise dargestellt. a) und b) zeigen Wellenleiter, die als Überlagerung von Magnetfeldern der Stromleiter und eines homogenen Offsetfeldes entstehen. In c) wird das Offsetfeld direkt an der Mikrostruktur erzeugt. d) und e) zeigen Wellenleiterpaare. Abhängig von der Stärke des Offsetfeldes befinden sich die Wellenleiter über- oder nebeneinander.

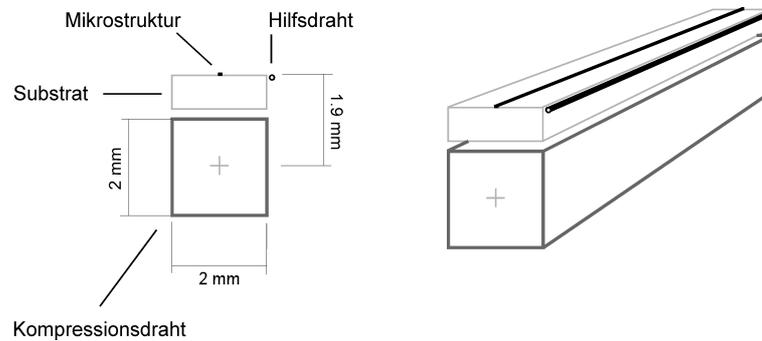
3.3 Montage

Zum Einbau in die experimentelle Anlage wird die Mikrostruktur auf einen Halter geklebt und kontaktiert. An dem Halter, der während der Experimente auch als Kühlkörper funktioniert, befinden sich weitere Elektromagnete, insbesondere ein dicker Kupferleiter mit einem quadratischen Querschnitt von 2×2 mm, der parallel zur Mikrostruktur verläuft. Er wird zur Erzeugung des äußeren Magnetfeldes für die Mikrostruktur benutzt. Die Mikrostruktur klebt direkt auf diesem „Kompressionsdraht“, der Abstand zwischen der Mitte des Kompressionsdrahtes und der mikrostrukturierten Bahnen beträgt 1,9 mm. Die geometrische Anordnung der Mikroelektromagnete ist in Abbildung 3.5, ihre Anordnung am Halter in Abbildung 3.6 dargestellt. Der Kompressionsdraht ist U-förmig im Kühlkörper versenkt und mit einem wärmeleitenden, elektrisch isolierenden Keramikkleber eingeklebt [Res920]. Die Mikrostruktur befindet sich an der Oberfläche und hat über den Kompressionsdraht und die Kleberschichten eine gute Wärmeanbindung an den Kühlkörper. Die Mikrostruktur wurde mittels üblicher Bondtechnik mit $20 \mu\text{m}$ dicken und etwa $700 \mu\text{m}$ langen Aluminiumdrähten mit einer „Kontaktplatte“ elektrisch verbunden. Die $3 \mu\text{m}$ breiten Bahnen sind über zwei, die $11 \mu\text{m}$ breiten Bahnen über drei, die $30 \mu\text{m}$ breiten Leiterbahnen über fünf Bonddrähte kontaktiert. Die Leiter an einem Ende der Mikrostruktur wurden zu einem elektrisch gemeinsamen Punkt zusammengeführt. Die Kontaktplatte wurde ähnlich wie die Mikrostruktur auf ein Al_2O_3 -Substrat mit der Dicke von $630 \mu\text{m}$, jedoch mit einer $6 \mu\text{m}$ dicken Kupferschicht hergestellt. Auf ihr befinden sich rechteckige, $1,7 \text{ mm} \times 2\text{-}3 \text{ mm}$ große Kontaktflächen. Der Strom wird über gefederte Druckkontakte auf die Kontaktplatte geführt.

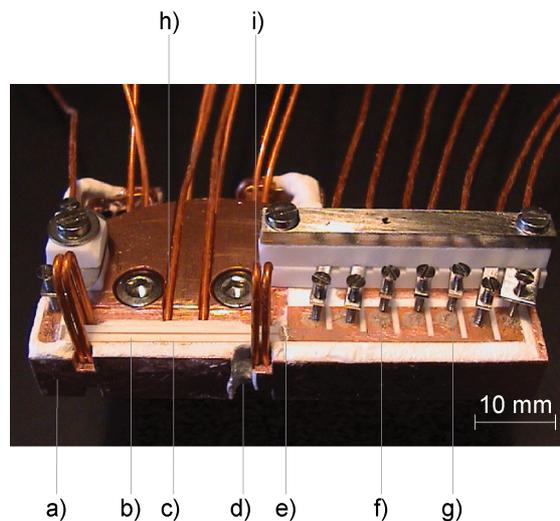
Parallel zur Mikrostruktur haben wir einen dünnen, runden Draht mit einem Durchmesser von $90 \mu\text{m}$ eingebaut (Abbildung 3.5). Dieser „Hilfsdraht“ wurde direkt an die Kante des Al_2O_3 -Substrates geklebt. Er dient als alternativer linearer Stromleiter zur Erzeugung einer linearen Mikrofaller. Der Hilfsdraht kann mit Strömen von bis zu 3 A belastet werden. Damit bietet er exzellente Fallenparameter. Seine Oberfläche schließt bündig mit der Substratoberfläche ab, der Abstand zwischen der Mitte des Hilfsdrahtes und des Kompressionsdrahtes beträgt 2,1 mm.

Unterhalb der Mikrostruktur und an ihren beiden Enden befinden sich jeweils zwei Paare von Drahtschlaufen, die der Erzeugung axialer Offsetfelder oder Feldgradienten dienen. In die quadratische Aussparung (Abbildung 3.6.d) am Kühlkörper wird beim Zusammenbau der Elektromagnete ein senkrechter Leiter, der „Joffe-Draht“, eingefügt.

Der Kühlkörper mit den Mikroelektromagneten wird über zwei Schrauben am oberen Spulenkörper der „Transfer-Spulen“, eines Quadrupol-Spulenpaars, das zur Erzeugung des Fallenfeldes mit verwendet wird, befestigt (Kapitel 4.2). Die Oberfläche der Mikroelektromagnete ist dabei nach unten gerichtet. Demzufolge können nach dem Ausschalten des Fallenfeldes, aus der Mikrofaller ausgelöste atomare Wolken bei ihrer freien Expansion im Gravitationsfeld der Erde beobachtet werden (Fallzeitbilder).

**Abbildung 3.5**

Geometrische Anordnung der Mikroelektromagnete. Der Kompressionsdraht mit einem rechteckigem Querschnitt (2×2 mm) verläuft parallel zu den Leiterbahnen der Mikrostruktur. Der Abstand zwischen der Substratoberfläche und der Mitte des Kompressionsdrahtes beträgt 1,9 mm. Der Hilfsdraht mit $90 \mu\text{m}$ Durchmesser befindet sich an der Seite des Substrates mit dem Querschnitt von $0,63 \times 2$ mm.

**Abbildung 3.6**

Zusammenbau der Mikroelektromagnete. a) Kühlkörper, b) Mikrostruktur, c) Hilfsdraht, d) Aussparung für den Joffe-Draht, e) Bonddrähte, f) Kontaktplatte, g) Federkontakte, h) und i) Drahtschleifen. Der Kompressionsdraht ist im Kühlkörper, unter der Mikrostruktur eingesenkt und an den Enden der Mikrostruktur nach hinten gebogen.

4 Apparatur

Die Experimente mit ultrakalten Atomen finden bei Ultrahochvakuum-Bedingungen (UHV) unter 10^{-11} mbar statt. In das Vakuum werden Rubidium-Atome verdampft, die anschließend in einer magneto-optischen Falle eingefangen und mit Hilfe von Elektromagneten gespeichert und manipuliert werden. Die Elektromagnete und eine kompakte thermische Quelle für Rubidiumatome sind an einem Vakuumeinsatz montiert und im Vakuum eingebaut. Diese Anordnung der Elektromagnete im Vakuum und die Verwendung von Diodenlasern erlauben die Aufstellung einer sehr kompakten Apparatur, an der Experimente, die über einen Prozessrechner gesteuert werden, mehrere Stunden lang automatisch und störungsfrei durchgeführt werden können. In diesem Kapitel werden die technischen Merkmale des Vakuumsystems, der Elektromagnete, des Lasersystems und der elektronischen Steuerung zusammengefasst.

4.1 Vakuumsystem

Das Vakuumsystem besteht aus einer Vakuumkammer, einer Titan-Sublimationspumpe und einer Ionengetter-Pumpe (Abbildung 4.1). Die Edelstahl-Vakuumkammer hat fünf Glasfenster. Zwei große Fenster mit einem Durchmesser von 143 mm befinden sich einander gegenüber seitlich an der Kammer. Senkrecht zu dieser Richtung, ebenfalls seitlich an der Kammer, sind zwei kleinere, einander gegenüberliegende Fenster mit einem Glasdurchmesser von 37 mm angeordnet. Das dritte kleine Fenster befindet sich oben am Kammerdeckel. Die Sichtfenster haben eine Antireflexbeschichtung für 780 nm und senkrechten Einfallswinkel des Lichts. Sie werden benutzt, um sechs separate Laserstrahlen für die magneto-optische Falle und Laserstrahlen zum optischen Pumpen sowie zum Abbilden von Atomen in die Kammer zu führen. Die elektrisch beheizte Rubidiumquelle und die Elektromagnete wurden an den Kammerdeckel montiert und über Stromdurchführungen nach außen kontaktiert. Die Titan-Sublimationspumpe mit einer Saugleistung von 2500 l/s und die Trioden-Ionengetter-Pumpe mit einer Saugleistung von 80 l/s schließen sich unten an die Kammer an. Der Basisdruck in der Kammer beträgt bei Raumtemperatur $1,5 \times 10^{-11}$ mbar, gemessen mit einer Leybold Ionivac IE 514 Vakuummessröhre zwischen der Kammer und der Titan-Sublimationspumpe. Während der Experimente wird flüssiger Stickstoff in den dafür

vorgesehenen Behälter der Titan-Sublimationspumpe gefüllt, was den Basisdruck auf 7×10^{-12} mbar absenkt. Bei der Freisetzung von Rubidium und bei einem durch Erwärmung erhöhten Abdampfen der Elektromagnete steigt der Druck und stellt sich bei etwa $1,0 \times 10^{-11}$ mbar ein. Die Erwärmung der Elektromagnete wird durch eine am Kammerdeckel angebrachte Kühldurchführung, die außerhalb der Kammer in flüssigen Stickstoff getaucht wird, kompensiert (Abbildung 4.4).

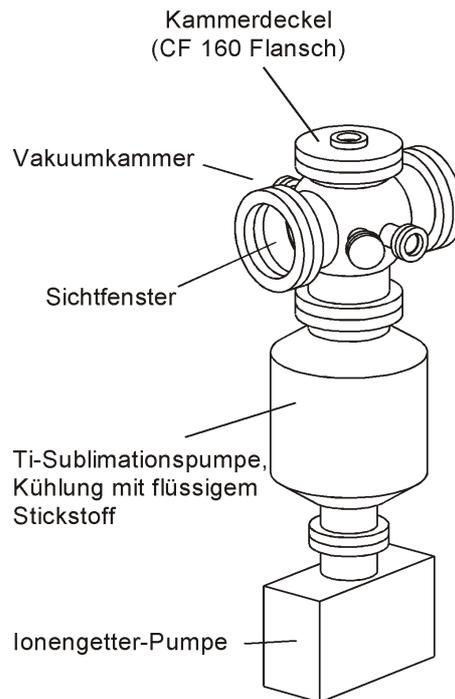


Abbildung 4.1

Das Vakuumsystem besteht aus der Vakuumkammer mit Sichtfenstern, der Ti-Sublimationspumpe und der Ionengetter-Pumpe. Die Mikroelektromagnete sind am Kammerdeckel montiert. Der Basisdruck in der Vakuumkammer beträgt $1,5 \times 10^{-11}$ mbar. Durch Kühlen der Ti-Sublimationspumpe mit flüssigem Stickstoff stellt sich der Basisdruck bei 7×10^{-12} mbar ein.

Bei der ersten Inbetriebnahme des Vakuumsystems (nach dem Verschließen der Vakuumkammer) wird das System über eine Vakuum-Vorpumpe und eine Turbomolekularpumpe abgepumpt. Dazu ist ein Ventil zwischen der Kammer und der Titan-Sublimationspumpe vorgesehen. Die Ionengetter-Pumpe wird eingeschaltet, wenn der Druck 1×10^{-5} mbar unterschreitet. Die Kammer, die Ti-Sublimations-Pumpe und die Ionengetter-Pumpe werden mit Heizband sowie mit Aluminiumfolie zur thermischen Isolation umgewickelt und in Schritten von 10 °C/Stunde auf 180 °C aufgeheizt. Erfahrungsgemäß verringert sich der Druck nach fünf Tagen bei dieser Temperatur von anfänglich 1×10^{-6} auf 1×10^{-7} mbar. Bei dieser Temperatur werden die Titanstäbe der Ti-Sublimations-Pumpe einzeln ausgeheizt, indem ein Heizstrom, der jeweils für ca. eine Minute eingeschaltet wird, schrittweise von 20 auf 45 A erhöht wird. Beim Abkühlen der Kammer auf 100 °C werden die Dipenser-Quellen für Rubidium ausgeheizt [SAES]. Dazu wird der Heizstrom durch den Dispenser für einige Sekunden auf 5 A geschaltet,

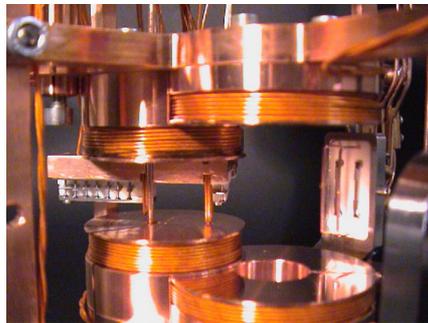
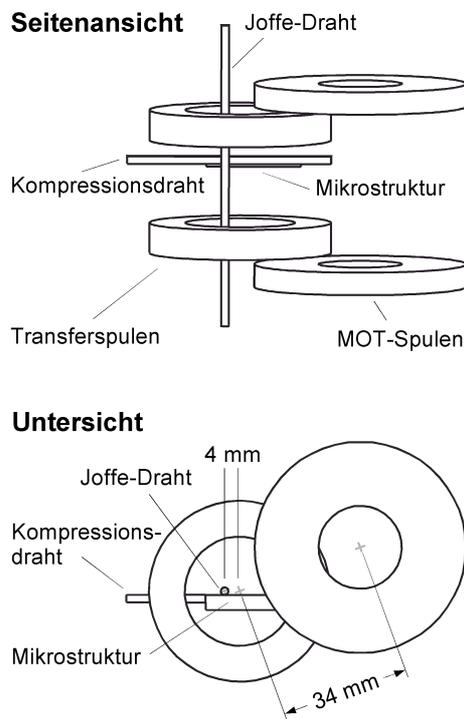
sodass der Druck in der Kammer 1×10^{-5} mbar nicht übersteigt. Nachdem die Dispenser bei einem Strom von 5 A keinen Einfluss mehr auf das Vakuum bei ca. 5×10^{-9} mbar haben, wird der Heizstrom wiederholt für wenige Sekunden auf 10 A erhöht. Nach diesem Ausheizvorgang stellt sich der Druck von etwa 2×10^{-9} mbar ein. Die Turbomolekularpumpe wird durch das Ventil abgetrennt. Nach dem kompletten Abkühlen der Apparatur wird das Ausheizen der Ti-Stäbe und der Dispenser wiederholt. Die Ti-Stäbe sind sauber, wenn innerhalb von 15 s nach dem Einschalten des Heizstromes der Druck anfängt zu sinken. Die Dispenser sind gut ausgeheizt, wenn nach dem Einschalten des Heizstromes von 4 A keine plötzliche Verschlechterung des Vakuums festzustellen ist.

Nach dem Ausheizen stellt sich der Druck typischerweise zunächst bei 4×10^{-11} mbar ein. Mit Stickstoff in der Ti-Sublimationspumpe sinkt der Druck auf 1×10^{-11} mbar. Der stationäre Basisdruck bei $1,5 \times 10^{-11}$ mbar stellt sich etwa 4 Wochen nach dem Ausheizen ein. Die Versorgung der Ionengeräte-Pumpe mit 6,2 kV Spannung erfolgt über einen Gleichspannungstransformator, der bei Stromausfall automatisch von Netz- auf Batteriebetrieb umschaltet. In der Titan-Sublimationspumpe wird einmal in zwei Monaten Titan freigesetzt, indem einer, der in der Pumpe angeordneten Ti-Stäbe, elektrisch mit einem Strom von 45 A für 2 Minuten aufgeheizt wird.

4.2 Elektromagnete

Geometrische Anordnung und Funktionsweise der Elektromagnete

Das Magnetfeld für die Experimente wird mit Hilfe von zwei Spulenpaaren (MOT-Spulen und Transferspulen), dem Joffe-Draht, dem Kompressionsdraht und linearen Leitern an der Mikrostruktur, bzw. am Hilfsdraht, der parallel zur Mikrostruktur verläuft, erzeugt (Abbildung 4.2). Die Atome werden in einer magneto-optischen Falle zwischen den MOT-Spulen präpariert. Wenn die Spulen mit gegenläufigen Strömen betrieben werden, erzeugen sie ein magnetisches Quadrupolfeld, in dem Atome nach dem optischen Pumpen in einen *low-field-seeking* Zustand magnetisch gespeichert werden können. In einer Entfernung von 34 mm zu den MOT-Spulen befinden sich die Transferspulen. Die beiden Spulenpaare haben einen Überlapp, wodurch magnetisch gespeicherte Atome adiabatisch in das Quadrupolfeld der Transferspulen überführt werden können [Ott02]. Beim Erhöhen des Stromes in den Transferspulen und gleichzeitigem Verringern des Stromes in den MOT-Spulen bewegt sich das Fallenzentrum in einer geraden Linie auf die Mitte der Transferspulen zu. Parallel zur Symmetrieachse der Transfer-Spulen verläuft der Joffe-Draht. Der Versatz von 4 mm zu der Spulenchse bestimmt die Position der Joffe-Falle, die damit auf dem Halbkreis mit dem Radius von 2 mm zwischen Zentrum des Joffe-Drahtes und der Spulenchse liegt (Kapitel 2.1). Die vertikale Position der Joffe-Falle kann über den Strom in den Transferspulen eingestellt werden. Die mikrostrukturierten Leiterbahnen und der Hilfsdraht mit 90 μm Durchmesser verlaufen parallel zur Symmetrieachse der Joffe-Falle. Sie liegen 2,2 mm über der Mittelebene der Spulen und sind an der unteren Seite des Kompressionsdrahtes angeordnet (Kapitel 3.3).

**Abbildung 4.2**

Anordnung der Elektromagnete. Die MOT wird an der rechten Seite zwischen den MOT-Spulen erzeugt. Die magnetische Mikrofalle befindet sich an der linken Seite zwischen den Transfer-Spulen, deren Mitte 34 mm von der Mitte der MOT-Spulen entfernt ist. Die Joffe-Falle wird mit Hilfe des Joffe-Drahtes erzeugt, dessen Mitte 4 mm von der Achse der Transferspulen entfernt ist. Die Mikrostruktur mit sieben parallelen Leiterbahnen und ein zu denen paralleler Hilfsdraht befinden sich 2,2 mm über der Mittelebene der Transferspulen, an der unteren Seite des Kompressionsdrahtes. Die Leiterbahnen laufen parallel zu dem Kompressionsdraht, sie haben eine Entfernung von 2 mm zur Mitte des Joffe-Drahtes und liegen damit in der vertikalen Ebene, in der die Joffe-Falle verschoben werden kann. Die Mikrofalle entsteht unterhalb der Mikrostruktur. Unten: Zusammenbau der *in-vacuo* Elektromagnete. Rechts die MOT-Spulen, links die Transfer-Spulen und die Mikrofalle. An der rechten Seite, hinter den MOT-Spulen erkennt man die Rubidium-Dispenser auf dem weißen Untergrund der Halterkeramik.

Der Kompressionsdraht verläuft parallel zu den Leiterbahnen und kann dazu benutzt werden, ein seitliches Offsetfeld – ein Kompressionsfeld – für die Mikrofall entlang der Leiterbahnen anzulegen. Beim Verringern des Stromes in der oberen Transferspule bewegt sich die Joffe-Falle auf die Mikrofall zu. Die senkrecht zur Symmetrieachse der Joffe-Falle ausgerichtete Feldkomponente der Spule kann dabei kontinuierlich von dem tangentialen Feld der stromdurchflossenen Leiterbahn übernommen werden. Mit einem Strom im Kompressionsdraht, der antiparallel zum Strom in der Leiterbahn fließt, ist das Überführen der Joffe-Falle in die Mikrofall vervollständigt. In dieser Konfiguration wird das radiale Fallenpotential überwiegend von der linearen Mikrofall (magnetischem Wellenleiter) bestimmt, während das axiale Fallenpotential weiterhin über die Joffe-Falle kontrolliert werden kann. Abbildung 4.3 zeigt das adiabatische Umformen der Joffe-Falle mit ausgedehntem Fangvolumen in langgestreckte Geometrie der Mikrofall.

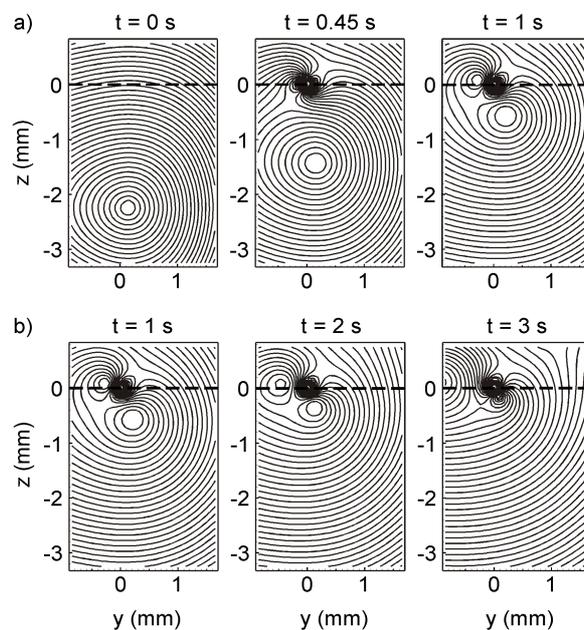


Abbildung 4.3

Transfer und Kompression der Joffe-Falle in die Mikrofall an einer mikrostrukturierten Leiterbahn. Die Abbildung zeigt magnetische Konturlinien in der senkrechten Ebene zur Leiterbahn, durch die Mitte der Joffe-Falle (Linienabstand 0,5 G). Die gestrichelte Linie markiert die Oberfläche der Mikrostruktur. Die mikrostrukturierte Leiterbahn befindet sich bei den Koordinaten $y=0$, $z=0$, die Joffe-Falle bei $y=0$, $z=-2,2$. Die Symmetrieachse der Joffe-Falle steht senkrecht zu der dargestellten Ebene. Die Zeiten über den einzelnen Bildern geben den typischen experimentellen Zeitverlauf an. a) Verschiebung der Joffe-Falle an die Mikrostruktur innerhalb einer Sekunde. Die Leiterbahn führt einen Strom von 0,4 A. Die Verschiebung der Joffe-Falle erfolgt durch das Absenken des Stromes in der oberen Transferspule von 3 auf 2,3 A. Die untere Transferspule trägt einen Strom von 3 A, der Joffe-Draht 13 A. Am Ende des Transfers befindet sich die Joffe-Falle 600 μm von der Leiterbahn entfernt. b) Kompression der Mikrofall innerhalb von 2 s. Der Strom im Kompressionsdraht wird auf $-2,7$ A erhöht, während der Strom in der oberen Transferspule weiter auf 2 A abgesenkt wird. Mit dieser Reduktion des Stromes in der Transferspule wird vermieden, dass der Sattelpunkt in die Mikrofall wandert [Ott02]. Nach der Kompression befindet sich die Mikrofall 200 μm von der Mitte der Leiterbahn entfernt.

Durch die räumliche Trennung der magneto-optischen Falle und der magnetischen Mikrofalle gewinnt man einen freien optischen Zugang zum Betrieb einer magneto-optische Falle mit sechs separaten Laserstrahlen und damit beste Bedingungen für die Präparation einer großen Anzahl von Atomen. Das Fangvolumen des sphärischen Quadrupolfeldes der MOT-Spulen kann alle Atome aus der MOT aufnehmen und ermöglicht ein effizientes Umladen. Magnetisch gespeicherte Atome können mit dem beschriebenen Verfahren verlustfrei in die Joffe-Falle und die magnetische Mikrofalle überführt werden. Das vorgestellte Ladekonzept zeigt entscheidende Vorteile gegenüber alternativen Techniken des Laden einer Mikrofalle: Die Atomzahlen sind erheblich größer als beim Laden aus magneto-optischen Fallen an spiegelnden Mikrofallenoberflächen [Rei99]. Außerdem ist der technische Aufwand wesentlich geringer als bei Ladetechniken aus einem Doppel-MOT-System [Mya96] oder mit einer optischen Pinzette [Gus02], welche mit vergleichbaren Atomzahlen arbeiten.

Technische Ausführung der Elektromagnete

Die MOT-Spulen wurden aus kaptonisoliertem Kupferdraht mit einem Leiterdurchmesser von 0.6 mm um Kupfer-Spulenkörper gewickelt. Sie bestehen aus jeweils 130 Windungen. Der Innendurchmesser der Spulen beträgt 22 mm, der Außendurchmesser 56 mm, die Höhe 6 mm, und ihr Abstand 42 mm (lichte Weite). Der elektrische Widerstand einer Spule beträgt $2,7 \Omega$, die Induktivität $440 \mu\text{H}$. Der Spulenkörper ist in radialer Richtung aufgeschnitten, um die Entstehung von Wirbelströmen zu verhindern. Bei gleicher Stromstärke und entgegengesetzter Stromrichtung erzeugen die Spulen ein zylindersymmetrisches, in erster Näherung quadrupolförmiges Magnetfeld, dessen axialer Gradient b_z doppelt so groß ist wie der Gradient b_r in radialer Richtung. Der Gradient des Quadrupolfeldes hängt proportional von der Stromstärke ab und beträgt entlang der Spulenachsen 15 G/cm bei 1 A (numerische Berechnung). Beim Laden der MOT werden die Spulen mit 1 A betrieben. Für das magnetische Speichern wird der Strom in den Spulen auf $2,5 \text{ A}$ erhöht. Damit werden die Atome in einem Fallenpotential mit $b_z=2b_r=37,5 \text{ G/cm}$ gespeichert. Die Spulen können dauerhaft maximal 3 A Strom tragen. Bei höheren Strömen fängt die Isolierung des Drahtes an, wegen der Erwärmung auszugasen.

Die Transfer-Spulen wurden ebenfalls aus kaptonisoliertem Kupferdraht mit dem Leiterdurchmesser von 0.6 mm um Kupfer-Spulenkörper gewickelt. Abweichend von den MOT-Spulen hat hier die Spulenkörper kein Loch im Zentrum, sie wurden jedoch bis zur Mitte aufgeschnitten, um beim Schalten des Stromes die Wirbelströme zu reduzieren. Die Spulen bestehen aus jeweils 80 Windungen. Der Innendurchmesser der Spulen beträgt 31 mm , der Außendurchmesser 48 mm , die Höhe 8 mm und ihr Abstand 22 mm (lichte Weite). Der elektrische Widerstand einer Spule beträgt $1,9 \Omega$, die Induktivität $130 \mu\text{H}$. Bei der Stromstärke von 1 A und entgegengesetzter Stromrichtung in den Spulen beträgt der axiale Gradient b_z des von den Spulen erzeugten Quadrupolfeldes $19,33 \text{ G/cm}$. Beim Transfer der Atome aus dem Quadrupolfeld der MOT-Spulen werden die Transferspulen bis zu einem Strom von 3 A betrieben. Der Gradient des Quadrupolfeldes beträgt dabei $b_z=2b_r=58 \text{ G/cm}$.

Der Joffe-Draht aus Kupfer mit dem Durchmesser von 2 mm und einem runden Querschnitt wird durch Bohrungen an dem Spulenkörper der Transferspulen geführt. Als Abstandshalter zum Spulenkörper wurden Keramikringe aus MACOR verwendet. Der Draht wird in den Experimenten mit Strömen von maximal 20 A belastet. Bei 3 A in den Transferspulen und 11,6 A im Joffe-Draht entsteht eine Joffe-Falle (2.10). Die axiale Krümmung der Falle beträgt $\beta_x=145 \text{ G/cm}^2$ (2.13), die zugehörige Oszillationsfrequenz für ^{87}Rb Atome im $|F=2, m_f=2\rangle$ Zeeman-Zustand ist $\omega_x=2\pi \times 15,3 \text{ s}^{-1}$. Beim Erhöhen des Stromes im Joffe-Draht auf 13 A erhält man ein Offsetfeld von 0,4 G entlang der Symmetrieachse der Falle. Mit (2.14) beträgt die radiale Krümmung des Potentials $\beta_r=8410 \text{ G/cm}^2$ und die Oszillationsfrequenz $\omega_r=2\pi \times 116 \text{ s}^{-1}$. Die bei 13 A im Joffe-Draht gemessene axiale Oszillationsfrequenz beträgt $\omega_x=2\pi \times 14,25 \text{ s}^{-1}$.

Der in dem Kupferkühlkörper vormontierte Kompressionsdraht, die daran befestigte Mikrostruktur und der Hilfsdraht (Kapitel 3.3) werden über zwei Schrauben an dem oberen Spulenkörper der Transferspulen befestigt. Damit wird die in Abbildung 4.2 skizzierte Anordnung der Elektromagnete vollständig.

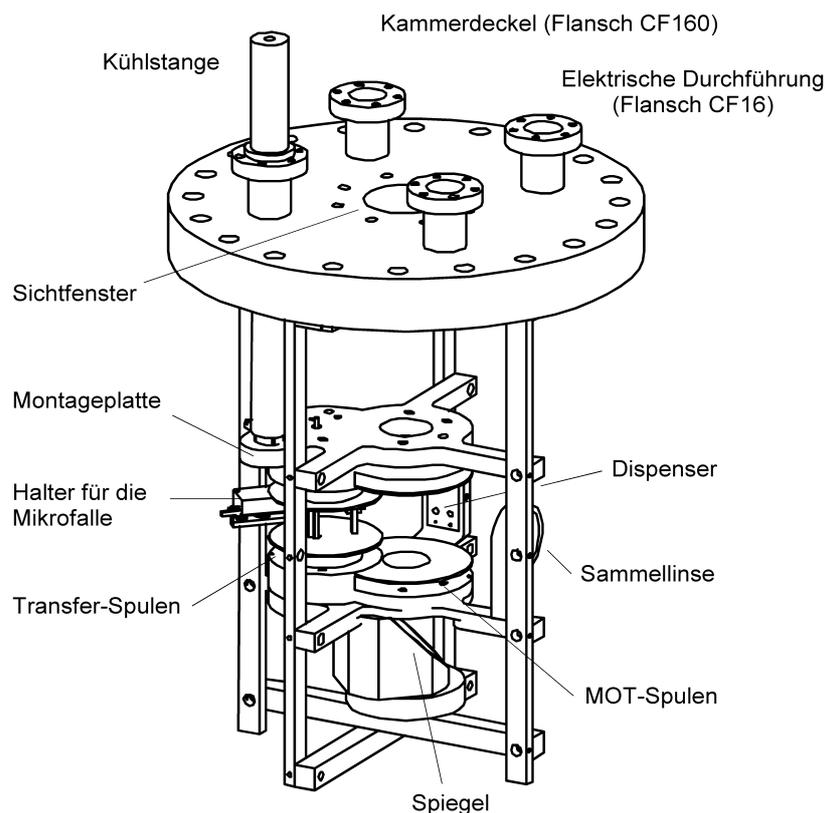


Abbildung 4.4

Das Kernstück des Experiments: Vakuumeinsatz mit Elektromagneten, optischen Komponenten und Dispenser-Quellen für thermische Atome. Der Aufbau ist kompatibel mit UHV-Bedingungen unter 1×10^{-11} mbar.

Der geometrisch präzise Aufbau der Elektromagnete ist die Voraussetzung für eine zuverlässige Simulation der Magnetfelder, für die Optimierung der experimentellen Parameter und die Auswertung der Ergebnisse. Infolgedessen wurde der Vakuumeinsatz mit den Elektromagneten nach der Dimensionierung der Magnetfelder [Ott02] mit Hilfe eines CAD-Programms mit dreidimensionaler Entwicklungsumgebung entworfen [ACAD] und an CNC-Maschinen hergestellt [Stock]. Abbildung 4.2 zeigt den fertigen Aufbau der Elektromagnete. Die Spulenkörper sind oben und unten an Halterplatten aus Kupfer befestigt, die sich über Kupferstangen an den Deckel der Vakuumkammer anschließen. Die Elektromagnete werden über drei Stromdurchführungen am Kammerdeckel auf Flansch CF-16 und zehn Leiter pro Durchführung nach außen kontaktiert. Die einzelnen Leiter können maximal 10 A Strom tragen, die maximale Strombelastbarkeit der Durchführung beträgt jeweils 50 A. Die vier Magnetfeldspulen wurden an jeweils einem Pol zu einer gemeinsamen Masse verbunden und aus der Kammer herausgeführt. Auch die mikrostrukturierten Leiterbahnen und der Hilfsdraht werden über eine gemeinsame Masse aus der Kammer geführt. Der Joffe-Draht und der Kompressionsdraht wurden jeweils einzeln kontaktiert. Zusätzlich zu den beschriebenen Elektromagneten wurde eine Spule mit fünf Windungen auf die obere Transferspule gewickelt. Sie dient als Radiofrequenz-Antenne für das Verdampfungskühlen.

Während des Experiments entsteht Wärme durch dissipierte Leistung an den Elektromagneten. Hauptverursacher sind die Transferspulen mit 9 W, die Mikrostruktur mit bis zu 10 W, der Joffe-Draht sowie der Kompressionsdraht mit jeweils 2 W. Damit diese Wärme nicht zum Abdampfen von der Oberfläche der Bauteile und zur Verschlechterung des Vakuums führt, wird sie über eine massive Kupferstange mit 15 mm Durchmesser abgeführt. Die Kupferstange ist an der oberen Montageplatte der Elektromagnete befestigt und wird über einen CF-16 Flansch aus der Kammer geführt (Abbildung 4.4). Bei der Herstellung der Kühlstange wurde in der Höhe der Vakuumdurchführung ein Ring mit 21 mm Durchmesser und 3 mm Breite ausgebildet, der als Vakuumdichtring der Durchführung dient. Außerhalb der Kammer wird eine Verlängerung der Kühlstange in flüssigen Stickstoff eingetaucht und sichert somit eine Temperatur von etwa -15°C an der Mikrostruktur.

Der komplette Vakuumeinsatz am CF-160 Flansch mit einem Sichtfenster, drei elektrischen Durchführungen und einer Kühldurchführung ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Neben den Elektromagneten befinden sich zwei Rubidiumquellen, eine Glas-Sammellinse und ein dielektrischer Spiegel an dem Vakuumeinsatz. Der dielektrische Spiegel steht unter einem Winkel von 45° zur horizontalen Ebene. Er reflektiert einen MOT-Strahl, der seitlich an einem großen Fenster in die Vakuumkammer geführt wird, von unten in die vertikale Achse der magneto-optischen Falle. Mit der Sammellinse wird das Fluoreszenzlicht der MOT auf eine Photodiode außerhalb der Kammer fokussiert. Dies bietet die Möglichkeit einer kontinuierlichen Messung der Atomzahl in der MOT.

4.3 Dispenser-Quellen für Rubidiumatome

Als Quelle für thermische Rubidiumatome verwenden wir zwei elektrisch geheizte Dispenser [SAES]. Der Dispenser ist eine kompakte, UHV-taugliche thermische Quelle, die im allgemeinen zur Erzeugung von Alkalimetall-Schichten in der Oberflächenphysik verwendet wird [Gro96]. Er besteht aus einem Stahlcontainer, der Rubidiumchromat als Gettermaterial enthält. Beim Widerstandsheizen des Dispensers mit einem Wechsel- oder Gleichstrom wird oberhalb einer Grenztemperatur von ca. 400 °C Rubidium freigesetzt. Das Rubidium verlässt den Dispenser durch einen schmalen Spalt an der Vorderseite. Nach Abschalten des Heizstromes kühlt sich der Dispenser innerhalb weniger Sekunden ab. Die Freisetzung von Rubidium hört unterhalb der Grenztemperatur auf und ein dünner Draht verschließt die Austrittsöffnung an der Vorderseite des Metallcontainers. Mit diesen Merkmalen bietet sich der Dispenser als eine einfache, schaltbare Quelle zum Laden von magneto-optischen Fallen an: die MOT kann nach einem Heizpuls aus dem thermischen Atomstrahl des Dispensers und dem im Vakuum verbleibenden Rubidium-Restgas geladen werden [For98b, For02c].

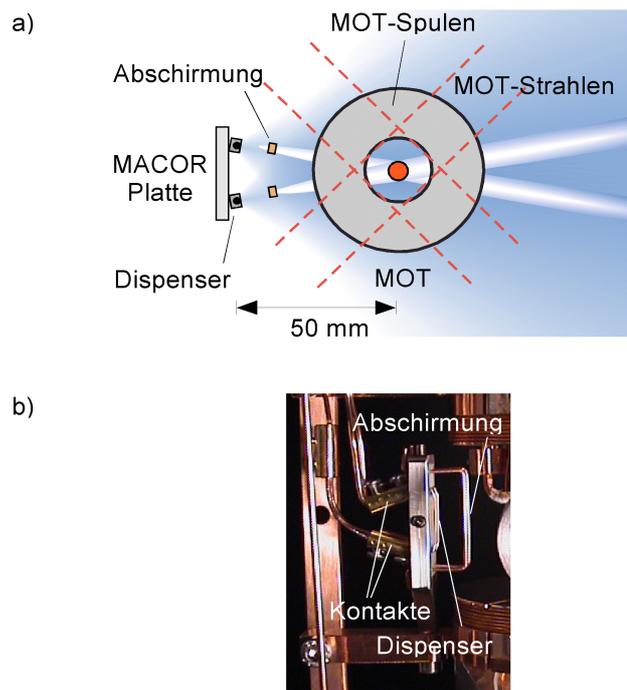


Abbildung 4.5

a) Laden der MOT aus zwei Dispenser-Quellen. Die Dispenser sind an einer Keramikplatte symmetrische, im Abstand von 50 mm von der magneto-optische Falle entfernt angeordnet. Der direkte Einfall von thermischen Atomen auf die ultrakalte Wolke wird abgeschirmt. b) Seitenansicht der Rubidiumquellen.

In unserer Apparatur sind zwei Dispenser im Abstand von 50 mm symmetrisch und parallel zu der Achse der MOT-Spulen angeordnet. Ihre Austrittsöffnung ist auf den Fangbereich der MOT gerichtet (Abbildung 4.5). Der thermische Atomstrahl deckt das Fangvolumen der MOT vollständig ab. Die magneto-optisch gefangenen Atome müssen jedoch vor dem direkten Einfall von thermischen Atomen und Verunreinigungen vom geheizten Dispenser geschützt werden. Dazu dient jeweils ein Draht mit dem Durchmesser von 1 mm zwischen der MOT und den Dispensern. Die Dispenser werden mit entgegengerichteten Strömen betrieben, um einen Versatz des magnetischen Quadrupolfeldes während des Betriebs der magneto-optischen Falle zu vermeiden. Zum Einbau wurden die elektrischen Zuführungen an beiden Enden des Metallcontainers zurückgebogen und durch Bohrungen in einer Keramikplatte geführt. Auf der Rückseite wurden nun die Enden des Metallcontainers mit Schraubkontakten an die elektrischen Zuleitungen aus massivem Kupferdraht mit 1,4 mm Durchmesser befestigt. Diese Halterung ermöglicht eine präzise Positionierung und erlaubt die thermische Ausdehnung der Quellen. Bei der Justage der magneto-optischen Falle werden die Dispenser kontinuierlich, typischerweise mit einem Strom von zwischen 3 und 4 A betrieben. Bei der periodischen Wiederholung von Experimenten mit einem Zyklusdauer von einer Minute werden sie für 12 s mit einem Strom von 6 A Strom gepulst.

Zum Aufbau des Vakuumeinsatzes wurden Edelstahl, massives OFHC-Kupfer, MACOR-Keramik, Al_2O_3 Keramik, Keramikkleber [Res920], Kupferdrähte, Alumel Schraubkontakte und kaptonisierte Drähte verwendet. Die Bauteile wurden vor dem Einbau im Ultraschallbad in Aceton und Isopropylalkohol gereinigt.

4.4 Optische Anlage

Das optische Pumpen und das Laserkühlen von Alkaliatomen [Hän75] setzt schmalbandige Laserquellen im Einmodenbetrieb voraus. Diese müssen genau an der atomaren Resonanz bzw. wenige MHz daneben stabilisiert werden. Solche Anforderungen sind in unserem Experiment durch die Verwendung dreier gitterstabilisierten Halbleiterlaser [Ric95], die mittels dopplerfreier Spektroskopie [Dem95] stabilisiert werden, und einem Einmoden-Laserverstärker [Zac98, Bey00] erfüllt.

Lasersystem

Ein Referenzlaser mit der Ausgangsleistung von etwa 20 mW wird im Absorptionszentrum des $5s_{1/2}, F=2 \rightarrow 5p_{3/2}, F=3$ Übergangs von ^{87}Rb [Ari77] mittels Polarisationspektroskopie [Dem95] stabilisiert. Das Licht des Lasers wird dreifach aufgeteilt und als Referenzfrequenz für die Stabilisierung des MOT-Lasers, zur resonanten Absorptionsabbildung und zum optischen Pumpen von den Atomen verwendet. Für das optische Pumpen wird die Frequenz des Laserstrahls an einem akusto-optischen Modulator (AOM) um 267 MHz, zum $5s_{1/2}, F=2 \rightarrow 5p_{3/2}, F=2$ Übergang von ^{87}Rb verstimmt. Der MOT-Laser ist ein weiterer gitterstabilisierter Halbleiterlaser mit einer Ausgangsleistung von etwa

20 mW. Er stellt die Laserfrequenz zum optischen Kühlen, bei ca. 20 MHz Rotverstimmung zum geschlossenen Kühlübergang $5s_{1/2}, F=2 \rightarrow 5p_{3/2}, F=3$ von ^{87}Rb , bereit. Das Fehlersignal zur Stabilisierung des MOT-Lasers wird aus dem Schwebungssignal mit dem um 267 MHz rot verstimmt Laserstrahl des Referenzlasers gewonnen. Die Stabilisierung über das Schwebungssignal ermöglicht eine flexible Einstellung und kontinuierliche Verstimmung der Frequenz um bis zu 100 MHz. Dieser Frequenzbereich wird zum magneto-optischen Kühlen [Raa87] und anschließendem Molassenkühlen [Chu85, N98] von Atomen benötigt. Das Licht des MOT-Lasers wird durch einen Einmoden-Laserverstärker auf etwa 500 mW verstärkt. Der Strahl des Laserverstärkers hat ein stark untergliedertes Profil, weshalb das Licht zur räumlichen Filterung durch eine optische Faser geführt wird. Hinter der Faser beträgt die Leistung etwa 160 mW. Ein dritter gitterstabilisierter Halbleiterlaser mit der Ausgangsleistung von etwa 20 mW wird mittels Sättigungsspektroskopie [Dem95] bei etwa 5 MHz Rotverstimmung an dem $5s_{1/2}, F=1 \rightarrow 5p_{3/2}, F=2$ Übergang von ^{87}Rb stabilisiert. Das Licht des Lasers wird verwendet, um Atome aus dem $5s_{1/2}, F=1$ Hyperfein-Grundzustand über den angeregten $5p_{3/2}, F=2$ Zustand in den $5s_{1/2}, F=2$ Grundzustand und damit in den Kühlkreislauf zurückzupumpen. Die Rotverstimmung des Rückpump lasers ist durch die Stabilisierungstechnik prinzipiell vorhanden. Um eine gute Rückpumpeffizienz zu erhalten, wird sie aber gering gehalten (um 5 MHz).

Das verstärkte Licht des MOT-Lasers wird mit einem Teleskop auf einen $1/e^2$ -Durchmesser von etwa 40 mm aufgeweitet und kollimiert. Der Randbereich des Strahles wird mit einer Kreisblende abgeschattet, sodass ein Strahl mit einem Durchmesser von 25 mm und einem flachen Intensitätsprofil durchgelassen wird. Der MOT-Strahl wird an Polarisationsstrahlteilern mit Hilfe von $\lambda/2$ -Phasenplatten auf sechs Teilstrahlen aufgeteilt und in die Vakuumkammer zu der magneto-optischen Falle geführt. Dabei haben die Laserstrahlen entlang der senkrechten Achse der MOT-Spulen die doppelte Leistung im Vergleich zu den Laserstrahlen in der horizontalen Ebene. Bevor die Laserstrahlen die Vakuumfenster passieren, wird ihre Polarisation mit $\lambda/4$ -Phasenplatten zirkular eingestellt. Bezüglich der Quantisierungsachse, die durch das Quadrupol-Magnetfeld der MOT-Spulen festgelegt wird, laufen die Laserstrahlen von jeder Seite mit σ^+ -Polarisation in die Kammer ein. Das auf etwa 20 mm $1/e^2$ -Durchmesser aufgeweitete Licht des Rückpump lasers mit einer Gesamtleistung von 18 mW wird dem MOT-Strahl vor dessen Aufteilung, überlagert.

Zum Umladen der Atome aus der magneto-optischen Falle in die magnetische Quadrupolfalle wird mit den MOT-Spulen zunächst ein vertikal ausgerichtetes, homogenes Magnetfeld angelegt und die Laserfrequenz des $5s_{1/2}, F=2 \rightarrow 5p_{3/2}, F=2$ Übergangs mit σ^+ -Polarisation entlang des Magnetfeldes eingestrahlt. Der Umpumpstrahl hat eine Leistung von 150 μW und einem $1/e^2$ -Strahldurchmesser von 7 mm. Er pumpt innerhalb von 400 μs die zuvor auf alle fünf Zeeman-Zustände gleich verteilten Atome in den *low-field-seeking* $5s_{1/2}, F=2, m_F=2$ Dunkelzustand. Dem Umpumpstrahl wird ein Laserstrahl bei der Rückpumpeffizienz mit einer Leistung von 500 μW und einem $1/e^2$ -Strahldurchmesser von 7 mm überlagert. Beide Strahlen durchlaufen vor der Überlagerung eine optische Faser und haben dementsprechend ein räumlich gefiltertes Strahlprofil.

Die Laser werden jeweils mit mechanischen Lichtverschlüssen geschaltet. Zusätzlich wird der Abbildungsstrahl mit einem elektro-optischen Modulator (EOM) und der Laserstrahl zum Umpumpen mit dem akusto-optischen Modulator (AOM), den er zur Frequenzverstimmung bereits durchläuft, geschaltet. Der mechanische Lichtverschluss besteht aus zwei Komponenten: aus einem elektronischen Schaltrelais, das mit einer 1 mm breiten Metallzunge den Laserstrahl im Fokus eines Teleskops blockiert und einer elektronisch schaltbaren Irisblende. Mit dem Schaltrelais werden Schaltzeiten von 40 μs bei Schwankungen des Schaltzeitpunktes unter 15 μs erzielt. Da die dünne Metallzunge Streulicht nicht vollständig abblockt, wird der Weg des Lichtstrahls zusätzlich mit einer großen Irisblende verschlossen. Die Irisblenden schließen innerhalb einer Millisekunde bei Schwankungen des Schaltzeitpunktes von 1 ms. Sie werden erst angesteuert, wenn die kleinen Schaltrelais bereits den Strahl blockiert haben. Die Anordnung dieser zwei Verschlüsse schaltet den MOT-Strahl und die Rückpumpstrahlen. Das Umpumplicht wird zugleich durch einen AOM geschaltet. Auch hier verhindern mechanische Verschlüsse Streulicht. Der Laserstrahl zum Abbilden wird über einen EOM mit einer Schaltzeit von unter 100 ns geschaltet. Zusätzlich steht eine mechanische Irisblende mit der Schließzeit von etwa 40 μs und Schwankungen um 200 μs im Laserstrahl. Die Laser und die Lichtverschlüsse befinden sich unter einer Abdeckung, sodass kein Streulicht zu der magnetischen Falle vordringen kann.

Absorptionsabbildung

Der Nachweis der magnetisch gespeicherten Atome erfolgt über eine Absorptionsabbildung [Ket99]. Dabei wird der Schatten der atomaren Wolke in einem aufgeweiteten, resonanten Laserstrahl auf eine CCD-Kamera (Hitachi KP-M2) mit 8 bit Signaltiefe abgebildet. Das Strahlprofil des Abbildungsstrahls wird an einer polarisationserhaltenden optischen Faser räumlich gefiltert. Hinter der Faser beträgt die Leistung 130 μW , der $1/e^2$ -Durchmesser des Strahls ist 11 mm. Die maximale Intensität in der Strahlmitte mit 45 $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ liegt deutlich unterhalb der Sättigungsintensität von Rubidium von 1,6 mW/cm^2 , demnach müssen keine Sättigungseffekte bei der Aufnahme berücksichtigt werden. Das Licht wird mit linearer Polarisation, senkrecht zur Ausrichtung der mikrostrukturierten Leiterbahnen (entlang der y-Koordinate) durch den Bereich unterhalb der Magnetfalle geführt. In 220 mm Entfernung zu der Magnetfalle, außerhalb der Vakuumkammer, befindet sich eine achromatische Linse mit einer Brennweite von 120 mm und einem Durchmesser von 50 mm. Diese bildet die atomare Wolke mit einer Vergrößerung von 1,2 auf eine CCD-Kamera mit 740×560 Pixel der Größe $8,6 \mu\text{m} \times 8,3 \mu\text{m}$ ab. Aus der Kamera kann nur jede zweite horizontale Zeile ausgelesen werden, die Hälfte der Bildpunkte geht verloren. Bei der gegebenen Abbildungsgeometrie ergibt sich eine optische Auflösung von 15–20 μm , sodass aufgrund des Verlustes der Bildpunkte keine Information über die vertikale Verteilung der Atome verloren geht. Die Abbildung erfolgt über eine Zeitdauer von 150 μs . Die atomare Wolke mit der Dichteverteilung $n(x,y,z)$ und dem Photonenstreuquerschnitt σ_π für linear polarisiertes Licht hinterlässt im Absorptionsstrahl laut Absorptionsgesetz einen Schatten:

$$(4.1) \quad I(x, z) = I_0(x, z) e^{-\sigma_\pi \int n(x, y, z) dy}.$$

Nach Aufnahme des Absorptionssignals (S) werden zwei weitere Bilder aufgenommen: ein Offsetbild (O) mit dem Abbildungsstrahl ohne Atome und ein Untergrundbild (U) ohne Abbildungsstrahl. Die Aufnahmen sind durch die endliche Größe der Bildpunkte der CCD-Kamera gerastert. Aus den drei Aufnahmen berechnen wir die optische Dichte der Wolke

$$(4.2) \quad D(x_n, z_m) = \sigma_\pi \int n(x_n, y, z_m) dy = -\ln \frac{I(x_n, z_m)}{I_0(x_n, z_m)} = -\ln \frac{S - O}{U - O}.$$

In der Gleichung (4.2) bezeichnet (x_n, z_m) die Koordinaten der einzelnen Bildpunkte. Die optische Dichte dient als Ausgangspunkt bei der Bestimmung der Atomzahl und Temperatur der Wolke (Kapitel 5.2).

4.5 Elektronische Steuerung

Die Steuerung des Experimentes auf der Mikrosekundenskala bedarf einer sorgfältigen Konzeption: stabile Lichtverschlüsse mit reproduzierbaren Schaltzeiten, ansteuerbare elektronische Geräte und einen zuverlässigen Prozessrechners. Unser Experiment wird von einem Keithley AD-Pro Prozessrechner gesteuert. Es werden insgesamt 16 analoge Steuerausgänge mit 16 bit Auflösung und 32 digitalen Ausgänge verwendet. Das System bietet eine überschaubare Programmierumgebung unter AD-Basic, einer auf Basic basierenden Programmiersprache, zur Erstellung des Prozessablaufs. Der Prozess wird mit einer Zeitauflösung von 1 μ s und einer absoluten Genauigkeit von 25 ns durchgeführt.

Die Steuerung der Elektromagnete erfolgt über analog geregelte Präzisionsstromquellen, die speziell für dieses Experiment entwickelt worden sind [HF&PM]. Bei der Konzeption der Quellen und dem Anschluss der Elektromagnete wurden Erdschleifen sorgfältig vermieden. Die Stromquellen werden über analoge Führungssignale gesteuert und vor der Absorptionsabbildung über einen Triggerimpuls ausgeschaltet. Die Ausschaltzeit der Magnetfelder der Falle liegt unter 200 μ s.

Zum Verdampfungskühlen der Wolke wird das Spannungssignal eines Wavetek 190 Funktionsgenerators verwendet. Nach einer Kalibrierung kann die Hochfrequenz über ein analoges Führungssignal von 20 MHz kontinuierlich bis auf 200 kHz eingestellt werden. Der Frequenzgenerator erlaubt ein An- und Ausschalten des Signalausgangs über einen Triggerimpuls, jedoch keine elektronische Steuerung der Signalamplitude. Die Signalamplitude nimmt in dem erwähnten Frequenzbereich etwa auf ein zehntel ihres Anfangswertes von ± 10 V an 50 Ω ab.

Das Schalten der Lichtverschlüsse erfolgt über digitale Triggerimpulse (TTL-Pulse). Der Ablauf der Absorptionsabbildung wird nach einem Startimpuls von einem separaten Laborrechner über eine Framegrabber-Karte (Eltec, PC-EYE1) gesteuert. An dem selben Rechner findet auch die Analyse der Absorptionsaufnahmen statt [WinSis, Ritt&Ruder].

5 Bose-Einstein Kondensation, Charakterisierung ultrakalter Gase in der Mikrofalle

In diesem Kapitel wird das experimentelle Vorgehen zur Präparation eines Bose-Einstein Kondensate in der Mikrofalle sowie die Auswertung der Messergebnisse vorgestellt. In unserem Experiment werden zunächst Atome in einer magneto-optischen Falle gefangen und vorgekühlt. Anschließend wird die ultrakalte Wolke in eine Magnetfalle mit großen Fangvolumen umgeladen und in einer Joffe-Falle durch Verdampfungskühlen weitergekühlt. Das vorgekühlte Ensemble wird durch adiabatisches Umformen des Fallenpotentials in eine Mikrofalle überführt. Dort findet schließlich der letzte Kühlschritt zur Bose-Einstein Kondensation statt.

5.1 Ablauf des Experiments

Präparation atomarer Wolken

In den ersten 25 s des Experimentes werden ^{87}Rb Atome in der magneto-optische Falle gefangen. Dazu werden die Dispenser 12 s lang bei einem Strom von 6,5 A geheizt. Nach 7 s erreichen diese die Dissoziationstemperatur für Rubidium, welches in den Fangbereich der MOT emittiert wird. Der Gradient des magnetischen Quadrupolfeldes, in dem die magneto-optische Falle betrieben wird, beträgt $b_z=2b_r=15\text{ G/cm}$. Die Frequenz des MOT-Lasers wird mit einer Rotverstimmung von 20 MHz am $5s_{1/2}, F=2 \rightarrow 5p_{3/2}, F=3$ Hyperfeinübergang von ^{87}Rb stabilisiert. Die Atomzahl in der MOT nimmt in den ersten 12 s auf $1,5 \times 10^8$ zu. Nach dem Abschalten der Dispenser wird die MOT aus dem Rubidium Restgas für weitere 13 s geladen. 25 s nach Beginn des Experimentes ist der Rubidiumdampf an der Position der Falle bereits abgepumpt, die Lebensdauer der Wolke erreicht Werte um 60 s. Zu diesem Zeitpunkt befinden sich in der MOT etwa 3×10^8 ^{87}Rb

Atome bei einer Temperatur von $100\ \mu\text{K}$. Die Wolke wird während eines $10\ \text{ms}$ langen Molassenkühlens auf eine Temperatur von $30\ \mu\text{K}$ abgekühlt und anschließend in $400\ \mu\text{s}$ optisch in den $5s_{1/2}, F=2, m_F=2$ Zeeman-Zustand gepumpt. Zum Molassenkühlen werden die Magnetfelder innerhalb einer Millisekunde ausgeschaltet und die Frequenz des MOT-Lasers um weitere $40\ \text{MHz}$ rot verstimmt. Zum Umpumpen wird mit den MOT-Spulen ein homogenes Magnetfeld von $2\ \text{G}$ erzeugt und der Umpumpstrahl mit σ^+ -Polarisation auf die Wolke eingestrahlt. Nach dem Umpumpen wird ein magnetisches Quadrupolfeld mit einem Gradienten von $b_z=2b_r=37,5\ \text{G/cm}$ erzeugt, in dem etwa 2×10^8 ^{87}Rb Atome bei einer Temperatur von $100\ \mu\text{K}$ im *low-field-seeking* $5s_{1/2}, F=2, m_F=2$ Zeeman-Zustand magnetisch gespeichert werden.

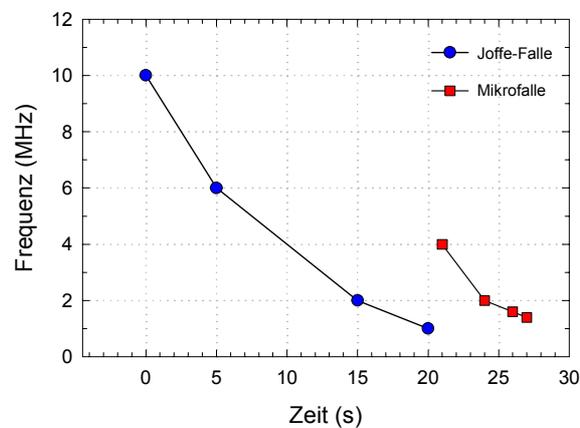


Abbildung 5.1

Frequenzgang zum Verdampfungskühlen. Die Wolke wird in der Joffe-Falle (axiale Oszillationsfrequenz $\omega_x=2\pi \times 14\ \text{s}^{-1}$, radiale Oszillationsfrequenz $\omega_r=2\pi \times 120\ \text{s}^{-1}$) in $20\ \text{s}$ von etwa $100\ \mu\text{K}$ auf $5\ \mu\text{K}$ abgekühlt. Das weitere Kühlen findet in der Mikrofalle mit der axialen Oszillationsfrequenz von $\omega_x=2\pi \times 14\ \text{s}^{-1}$ und radialen Frequenzen im Bereich von $\omega_r=2\pi \times 200\ \text{s}^{-1}$ bis $2\pi \times 2000\ \text{s}^{-1}$ statt. Die Kreise und Rechtecke markieren die Stützpunkte der linearen Frequenzrampen. Der letzte Frequenzwert wird je nach Fallenparametern eingestellt.

Adiabatischer Transfer zur Mikrofalle und Kondensation

Die magnetisch gespeicherte Wolke wird innerhalb einer Sekunde um $34\ \text{mm}$ von den MOT-Spulen in das Quadrupolfeld der Transferspulen mit einem Gradienten von $b_z=2b_r=58\ \text{G/cm}$ verschoben und in die Joffe-Falle umgeladen. Die Transferspulen führen einen Strom von jeweils $3\ \text{A}$, der Joffe-Draht von $13\ \text{A}$. Die Joffe-Falle hat eine axiale Oszillationsfrequenzen von $\omega_x=2\pi \times 14\ \text{s}^{-1}$ und eine radiale Oszillationsfrequenz von $\omega_r=2\pi \times 120\ \text{s}^{-1}$. Das axiale Offsetfeld in der Fallenmitte beträgt $0,4\ \text{G}$. Der Transfer in die Joffe-Falle erfolgt ohne Temperaturerhöhung und verlustfrei. Die Dichte im Fallenzentrum beträgt $5 \times 10^{10}\ \text{cm}^{-3}$, die Phasenraumdicke liegt bei 10^{-7} und die Stoßrate in der Größenordnung von 1 pro Sekunde. In der Joffe-Falle wird die Wolke durch Verdampfungskühlen auf eine Temperatur von $5\ \mu\text{K}$ abgekühlt. Der Frequenzgang des $20\ \text{s}$ langen Kühlvorgangs ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Nach dem Kühlen bleiben in der Falle

2×10^7 Atome übrig. Die Dichte im Fallenzentrum erhöht sich auf $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, die Phasenraumdichte auf 10^{-3} und die Stoßrate auf 60 s^{-1} . Im nächsten Schritt² wird die vorgekühlte Wolke adiabatisch in die Mikrofalle überführt (Abbildung 4.3). Der Strom in einer Leiterbahn der Mikrostruktur wird mit 0,3 A eingeschaltet. Die Joffe-Falle wird innerhalb einer Sekunde zur Leiterbahn hin verschoben, indem der Strom in der oberen Transferspule von 3 auf 2,3 A abgesenkt wird. Zur Kompression der Mikrofalle wird der Strom im Kompressionsdraht innerhalb 2 s auf -4 A erhöht und der Strom in der oberen Transferspule auf 2 A abgesenkt. Während des Transfers und der Kompression ist die Radiofrequenz zum Verdampfungskühlen ausgeschaltet. Nach der Kompression befindet sich die Mikrofalle $100 \mu\text{m}$ von der Mitte der Leiterbahn entfernt. Die Oszillationsfrequenzen sind $\omega_x = 2\pi \times 14 \text{ s}^{-1}$ und $\omega_r = 2\pi \times 500 \text{ s}^{-1}$. Die Temperatur der Wolke erhöht sich um einen Faktor 2,6 und die Stoßrate steigt auf einige hundert pro Sekunde an. Durch ein 5 s langes Verdampfungskühlen des Ensembles erreicht man die kritische Temperatur für Bose-Einstein Kondensation mit typischerweise 10^6 Atomen bei $1 \mu\text{K}$. Der radiale Einschluss der Mikrofalle kann breit variiert werden von $2\pi \times 100 \text{ s}^{-1}$ bis $2\pi \times 2000 \text{ s}^{-1}$. Dementsprechend verkürzt oder verlängert sich der Kühlprozess um einige Sekunden, was eine Änderung der kritischen Temperatur und der Eigenschaften des Kondensates zur Folge hat. Für die meisten Experimente verwenden wir eine Leiterbahn mit der Breite von $30 \mu\text{m}$. Es ist aber auch möglich, sie am Hilfsdraht mit $90 \mu\text{m}$ Durchmesser unter ähnlichen Bedingungen durchzuführen. Abbildung 5.2 zeigt den Transfer und die Kompression der Joffe-Falle in die Mikrofalle, Schritte des Verdampfungskühlens und den freien Fall des Kondensates, nachdem die Magnetfalle ausgeschaltet wurde.

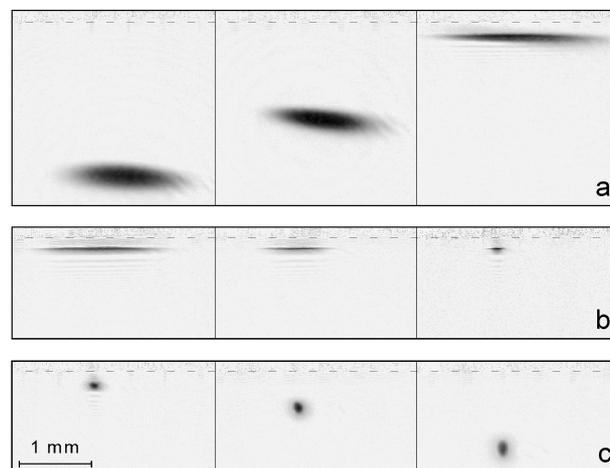


Abbildung 5.2

Absorptionsoptische Aufnahmen des a) Transfers und der Kompression der Joffe-Falle in die Mikrofalle, b) Verdampfungskühlens in der Mikrofalle und c) freien Falls des Kondensates nach 5, 10 und 15 ms *time-of-flight*.

² Wenn die Wolke in der Joffe-Falle weitere 10 s gekühlt wird, erreicht man die Bose-Einstein Kondensation mit etwa 2×10^4 Atomen in der Falle. Das steile Potential der Mikrofalle bietet jedoch wesentlich günstigere Bedingungen für die Kondensation.

5.2 Interpretation der Absorptionssbilder

Der Nachweis der Kondensate erfolgt durch Absorptionssaufnahmen, oft nachdem die Falle ausgeschalt wurde und das Kondensat sich beim freien Fall einige Millisekunden lang ausdehnen konnte (*time-of-flight* Aufnahmen). Die thermodynamischen Größen der Wolken, Teilchenzahl, Temperatur, Dichte und chemisches Potential, werden aus den Absorptionssaufnahmen und den Fallenparametern abgeleitet. Die Gesamtzahl der abgebildeten Atome erhalten wir aus der Summe der optischen Dichte $D(x,z)$ über alle Bildpunkte der CCD-Kamera

$$(5.1) \quad N = \frac{1}{\sigma_\pi} \sum_n \sum_m D(x_n, z_m) \Delta x \Delta z$$

unter Berücksichtigung des Photonenstreuquerschnitts von ^{87}Rb für linear polarisiertes Licht [Die01] von

$$(5.2) \quad \sigma_\pi = \frac{7}{15} \frac{3\lambda^2}{2\pi} \frac{1}{1 + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma}\right)^2}.$$

Für Δx und Δz werden die Breite und Höhe der Bildpunkte eingesetzt, λ steht für die Wellenlänge des Abbildungslasers, Δ für die Frequenzverstimung von der atomaren Resonanz und Γ für die natürliche Linienbreite des atomaren Übergangs.

Die Temperatur einer thermischen Wolke bestimmen wir aus dem Absorptionssbild über den 1/e-Radius des optischen Dichteprofiles. Die Atome werden einige Millisekunden nach dem Ausschalten der Falle, nachdem sich die Wolke im freien Fall ausgedehnt hat, aufgenommen (*time-of-flight* Aufnahme). Ausgehend von einer punktförmigen Anfangsverteilung zeigt die Ortsverteilung der Atome im Fallzeitbild die ursprüngliche Impulsverteilung, die sie beim Ausschalten der Falle hatten. Eine thermische Wolke breitet sich isotrop aus, das optische Dichteprofil hat eine Gauß'sche Form. Die Temperatur erhält man aus dem 1/e-Radius r des Dichteprofiles nach einer Expansionszeit von τ zu [Ket99]:

$$(5.3) \quad T = \frac{m}{2 k_B} \frac{r^2}{\tau^2}$$

Im interessanten Temperaturbereich von einigen Mikrokkelvin beträgt der Radius der Wolke in der Falle einige Mikrometer und erreicht einige hundert Mikrometer nach 20 ms *time-of-flight*. Damit ist die Näherung mit einer punktförmigen Anfangsverteilung anwendbar.

Die Dichte der thermischen Verteilung in der Falle berechnen wir aus der gemessenen Atomzahl, Temperatur und den Fallenparametern. In der harmonischen Falle hat die Dichte die Form (Anhang A)

$$(5.4) \quad n(x, y, z) = N \omega_x \omega_y \omega_z \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{1}{2} m (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) / k_B T} .$$

Die Fallenfrequenzen entnehmen wir einer numerischen Simulation unserer Falle [Silber&Ott], die zuvor für verschiedene Ströme in den Elektromagneten durch die Messung der Fallenfrequenzen und des Fallenbodens kalibriert wurde. Die Frequenzmessung erfolgte dabei über eine sinusförmige Modulation des Fallenfeldes und der anschließenden Messung der Temperatur der thermischen Wolke. In Resonanz beobachtet man ein stark erhöhtes Heizen. Zur Bestimmung des Fallenbodens wurden Atome durch radiofrequenz-induzierte Zeeman-Üergänge aus der Falle entfernt. Die Frequenz ν , bei der die Verluste einsetzen, entspricht dem vorhandenen Offsetfeld:

$$(5.5) \quad B_{\text{off}} = 1,43 \times \nu \text{ G/MHz}.$$

Die Fallen zeigen eine annähernd zylindersymmetrische Form und werden über die Oszillationsfrequenzen von ω_x und $\omega_r = \omega_y = \omega_z$ charakterisiert.

Die kritische Temperatur T_c , bei der Bose-Einstein Kondensation eintritt, ist durch die Bedingung (2.15) und den Zusammenhang (2.16) zwischen Temperatur T und thermischer Wellenlänge λ eines Atoms gegeben. Für ein harmonisches Fallenpotential kann die kritische Temperatur T_c , bei der der quantenmechanische Grundzustand makroskopisch besetzt wird, über die Fallenfrequenzen ω_x , ω_y , ω_z und der Atomzahl N ausgedrückt werden [Dalf99]:

$$(5.6) \quad k_B T_c = \hbar (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3} \left(\frac{N}{\zeta(3)} \right)^{1/3} = 0.94 \hbar (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3} N^{1/3} .$$

Der Wert der Riemannschen Zeta-Funktion $\zeta(3)$ mit dem Argumenten 3 beträgt 1,202. Unterhalb der kritischen Temperatur besetzt ein makroskopischer Anteil der Teilchen den Grundzustand der Falle. Das Verhältnis der kondensierten und nichtkondensierten Atome N_0/N ist in der dreidimensionalen harmonischen Falle durch

$$(5.7) \quad \frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^3$$

gegeben. Die Berechnung gilt streng genommen für ein wechselwirkungsfreies Gas, die Experimente zeigen jedoch, dass sie für Alkaliatome in einer Falle in guter Näherung die richtige kritische Temperatur liefert.

Das chemische Potential eines Bose-Einstein Kondensates können wir aus dem Radius des Kondensates nach einigen Millisekunden *time-of-flight* bestimmen. Da die

Kondensation im quasi homogenen Regime stattfindet (2.34), ist die harmonische Falle bis zum chemischen Potential mit Atomen befüllt (2.31). Beim Ausschalten der Falle wandeln sich Wechselwirkungsenergie und quantenkinetische Energie in Bewegungsenergie um. Das Kondensat expandiert mit einer einheitlichen Geschwindigkeit und behält die parabolische Dichteverteilung während der Expansion [Kag96] bei. Die radiale Ausdehnung des Kondensates entwickelt sich im freien Fall gemäß [Cas96]

$$(5.8) \quad R(\tau) = R(0) \sqrt{1 + \omega_r^2 \tau^2} .$$

$R(0)$ steht für die halbe radiale Ausdehnung des Kondensates in der Falle, $R(\tau)$ für die halbe Ausdehnung nach der Expansion. Aus der Messung von $R(\tau)$ berechnen wir das chemische Potential mit (2.31) und (5.8) zu

$$(5.9) \quad \mu = \frac{1}{2} m R(\tau)^2 \frac{\omega_r^2}{1 + \omega_r^2 \tau^2} .$$

Die Dichte in der Fallenmitte ist durch (2.33) gegeben und die Atomzahl kann mit Kenntnis des chemischen Potentials aus (2.32) berechnet werden.

5.3 Das Bose-Einstein Kondensat

In Abbildung 5.3 ist die Bose-Einstein Kondensation eines ^{87}Rb Gases an Absorptionbildern nach 20 ms *time-of-flight* dargestellt. Die Atome wurden in einer zylindersymmetrischen harmonischen Falle mit den Oszillationsfrequenzen von $\omega_x = 2\pi \times 14 \text{ s}^{-1}$ und $\omega_r = 2\pi \times 840 \text{ s}^{-1}$ präpariert. Die kritische Temperatur für 10^6 Atome kann damit zu etwa 900 nK berechnet werden [Dalf99]. Die thermische Wolke mit 10^6 Atomen bei der Temperatur von 970 nK zeigt eine Gaußverteilung (Abbildung 5.3.a). Bei der Temperatur von 730 nK erkennt man die Kondensation an der bimodalen Verteilung der Wolke: auf dem gaußschen Untergrund der thermischen Wolke erscheint die parabolische Verteilung des Bose-Einstein Kondensates (Abbildung 5.3.b). Die Atomzahl im Kondensat wurde zu 2×10^5 , das chemische Potential zu $\mu = k_B \times 285 \text{ nK}$ und die Dichte im Fallenzentrum zu $7 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ bestimmt. Beim Weiterkühlen des Ensembles nimmt die Anzahl der kondensierten Atome zu. In Abbildung 5.3.c haben wir bei einer Temperatur unter 500 nK die Atomzahl zu 4×10^5 , das chemische Potential zu $\mu = k_B \times 380 \text{ nK}$ und die Dichte im Fallenzentrum zu $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ bestimmt. Die Lebensdauer des Kondensats ist bei dieser hohen Dichte durch Verluste aufgrund inelastischer Stöße auf einige hundert Millisekunden begrenzt. Durch Verringern der Fallenfrequenzen erreichen wir eine deutlich längere Lebensdauer bis über 3 s.

Die Atomzahl im Kondensat hängt sehr stark von der Anfangsatomzahl und der Temperatur der Wolke nach dem Umladen von der MOT in die Quadrupolfalle ab. Dementsprechend ist die Positionierung der magneto-optischen Falle bezüglich der ersten Magnetfalle ein kritischer Justageparameter (*mode-matching*). Die Anfangsatomzahl

kann daneben durch ein Erhöhen des Dispenserstromes deutlich vergrößert werden. Es stellte sich jedoch heraus, dass bei der periodischen Wiederholung des Experiments mit einer Zyklusdauer von einer Minute und 12 s langem Heizen der Dispenser, Heizströme über 6,5 A zur Verschlechterung des Vakuums führen und somit die Lebensdauer verkürzen. Bei einem Dispenserstrom von 6,5 A stellt sich nach ca. 30 experimentellen Zyklen ein Vakuum von 1×10^{-11} mbar ein. Damit kann das Experiment mehrere Stunden lang stabil bei konstanten Atomzahlen im Kondensat von etwa $1,5 \times 10^5$ Atome wiederholt werden. Die Atomzahl ist demnach nicht durch den Fangbereich der MOT oder durch das Umladen der Atome in die Magnetfalle begrenzt. In einer komplexeren experimentellen Anordnung, mit dem Laden der MOT aus einem vorgekühlten und ausschaltbaren Atomstrahl, beispielsweise aus einem Zeeman-Abbremsler [Pro85], könnte sowohl die Endatomzahl als auch die Repetitionsrate des Experimentes weiter erhöht werden.

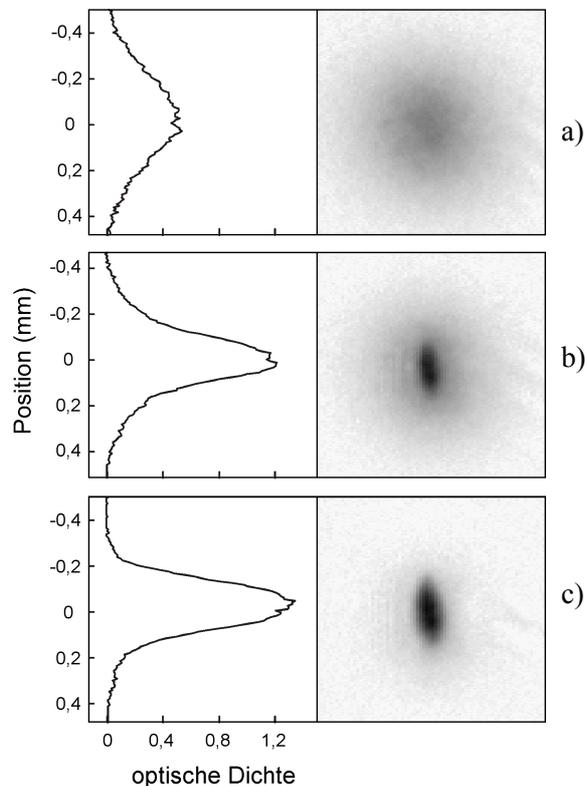


Abbildung 5.3

Absorptionsspektren zur Bose-Einstein Kondensation. Die Aufnahmen erfolgten bei verschiedenen Temperaturen nach 20 ms *time-of-flight*. a) Thermische Wolke: $T=970$ nK, $N=1 \times 10^6$, $n(0,0,0)=2 \times 10^{14}$ cm $^{-3}$. b) Thermische Wolke und Kondensat: $T=730$ nK, $N=7,5 \times 10^5$, $N_0=2 \times 10^5$, $n(0,0,0)=7 \times 10^{14}$ cm $^{-3}$. c) Überwiegend kondensierte Wolke: $T<500$ nK, $N=5 \times 10^5$, $N_0=4 \times 10^5$, $n(0,0,0)=1 \times 10^{15}$ cm $^{-3}$. Die thermodynamischen Größen der Wolken sind aus dem vertikalen Profil der optischen Dichte und den Fallenfrequenzen $\omega_x=2\pi \times 14$ s $^{-1}$ und $\omega_r=2\pi \times 840$ s $^{-1}$ berechnet worden.

Lebensdauer des Kondensates

Das Bose-Einstein Kondensat in der Falle ist stets im thermischen Gleichgewicht mit der thermischen Wolke. Für jede Temperatur stellt sich nach Gleichung (5.7) ein neues Verhältnis zwischen kondensierten und thermischen Atomen ein. Ein Heizen wirkt sich somit auf die Lebensdauer des Kondensates aus. Nach dem Verdampfungskühlen, insbesondere beim extrem schnellen Kühlen in steilen Potentialen, ist die Kondensatslebensdauer aufgrund von inelastischen Verlustprozessen bei hohen Dichten auf einige zehn bis hundert Millisekunden begrenzt (s. Anhang A). Diese schnellen Verluste können durch eine Reduktion der Dichte vermieden werden. Durch Verringern der Fallenfrequenzen erzielen wir im Experiment Kondensatlebensdauern bis zu 3 s. Abbildung 5.4 zeigt das typische Verhalten nachdem die Fallenfrequenzen von $\omega_x=2\pi \times 12 \text{ s}^{-1}$ und $\omega_r=2\pi \times 500 \text{ s}^{-1}$ auf $\omega_x=2\pi \times 9 \text{ s}^{-1}$ und $\omega_r=2\pi \times 200 \text{ s}^{-1}$ reduziert wurden. Bei dem Experiment wurde eine Radiofrequenz mit 1,5 MHz, etwa 0,3 MHz über den Fallenboden eingestrahlt. Damit wurden Atome, deren Temperatur 1,4 μK übersteigt, aus der Falle kontinuierlich entfernt. Für das Kondensat erhalten wir eine kürzere 1/e-Lebensdauer ($\tau_K=3,2 \text{ s}$) als für die Gesamtteilchenzahl ($\tau=7,2 \text{ s}$). Dabei stellt sich die Frage nach Heizmechanismen in der Mikrofalle. Selbst die für die Gesamtteilchenzahl gemessene Lebensdauer liegt um ein Faktor 10 unter dem Wert, der im Ultrahochvakuum bei 10^{-11} mbar erwartet wird. Diese Ergebnisse geben Anlass, im folgenden Abschnitt die Lebensdauer und Heizraten in der Mikrofalle zu diskutieren.

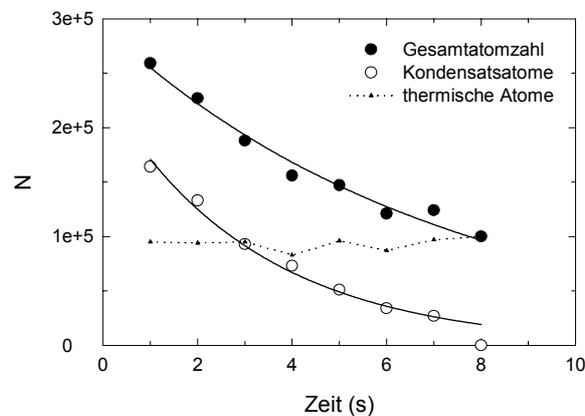


Abbildung 5.4

Gesamtatomzahl, Anzahl der Atome im Kondensat und in der thermischen Wolke nach verschieden langem Speichern in der Mikrofalle. Die Falle ist charakterisiert durch die Oszillationsfrequenzen $\omega_x=2\pi \times 9 \text{ s}^{-1}$ und $\omega_r=2\pi \times 200 \text{ s}^{-1}$. Die Entfernung der Falle zur Oberfläche der 30 μm breiten Leiterbahn beträgt 210 μm . Die numerische Anpassung der Exponentialfunktion (A.8) an die Datenpunkte (durchgezogene Linien) ergibt eine 1/e-Lebensdauer von $\tau=7,2 \text{ s}$ für die Gesamtatomzahl und $\tau_K=3,2 \text{ s}$ für die Atomzahl im Kondensat. In der Exponentialfunktion wurde jeweils nur eine Zeitkonstante $\tau=1/\alpha$ bzw. $\tau_K=1/\alpha$ berücksichtigt.

Die Kohärenzlänge, die mit der Ausdehnung des Kondensates identifiziert wird [Dalf99], geht innerhalb der Lebensdauer kontinuierlich zurück. Unbeeinflusst bleibt jedoch die Phasenkohärenz des Ensembles. Damit können am Kondensat trotz Teilchenverluste innerhalb der Lebensdauer auf der Phasenkohärenz basierende Experimente durchgeführt werden. Längere Lebensdauern werden für Kondensate im unteren Hyperfein-Grundzustand von ^{87}Rb erwartet. Experimente an diesem Hyperfeinzustand sind in der Fortführung dieser Arbeit geplant.

5.4 Lebensdauer und Heizraten thermischer Wolken

Wir haben die Lebensdauer thermischer Wolken und die Heizraten in Mikrofallen in verschiedenen Abständen (20 – 300 μm) zu stromdurchflossenen Leitern charakterisiert. Als Referenz für große Entfernungen wurden diese Messungen auch in der Joffe-Falle (Kapitel 2.1) durchgeführt, deren Abstand zu der Mikrostrukturoberfläche zwei Millimeter beträgt. Die Experimente haben wir mit thermischen Wolken bei Temperaturen im Mikrokkelvin-Bereich durchgeführt. Die theoretische Modellierung der Lebensdauer basiert auf den im Anhang A dargestellten theoretischen Ansätzen.

Lebensdauer und Heizraten in der Joffe-Falle

Die Lebensdauer- und Heizratenmessung in der Joffe-Falle ($\omega_a = 2\pi \times 13.5 \text{ s}^{-1}$, $\omega_r = 2\pi \times 76 \text{ s}^{-1}$) erfolgte an thermischen Wolken bei der Temperatur von $T = 5 \mu\text{K}$. In einer Serie von Experimenten wurden thermische Wolken mit $N = 6.8 \times 10^6$ Atomen präpariert und die zeitliche Entwicklung der Atomzahl sowie der Temperatur gemessen. Die Atomzahl wurde aus der Absorption, die Temperatur aus dem vertikalen Radius der Wolke nach 10 ms *time-of-flight* berechnet. Bei der Bestimmung der Temperatur haben wir angenommen, dass die Wolke beim Starten der Expansion punktförmig ist und die Ausbreitung mit der Maxwell-Boltzmannschen Geschwindigkeitsverteilung erfolgt. Die Messergebnisse sind in Abbildung 5.5 aufgetragen.

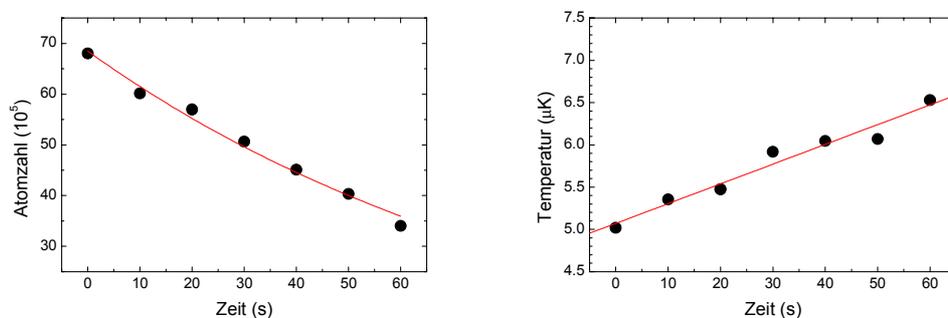


Abbildung 5.5

Atomzahl und Temperatur in der Joffe-Falle als Funktion der Speicherzeit. Die Linie im rechten Diagramm stellt die numerisch angepasste Exponentialfunktion (A.8) dar. Die Linie im linken Diagramm ist die numerische Anpassung der Funktion (5.10).

Die Anzahl der Atome in der Falle geht in dem beobachteten Zeitintervall von 60 s auf die Hälfte zurück. Bei den Startdichten, die wir für das Fallenzentrum aufgrund der Atomzahl und Temperatur mit Gleichung (A.2) zu $n_0=8.0 \times 10^{11} \text{ 1/cm}^3$ berechnet haben, können Verlustprozesse durch inelastische Stöße vernachlässigt werden. Zur Bestimmung der 1/e-Lebensdauer τ_α benutzen wir eine einfache Exponentialfunktion der Form von (A.8). Die numerische Anpassung der Funktion an die Datenpunkte liefert $\tau_\alpha=93\pm 5 \text{ s}$. Das ist die Lebensdauer, die sich im stationären Zustand des Experimentes aufgrund von Stößen mit dem Restgas einstellt. Bei der Beobachtung der Atomzahl in der Magnetfalle über ein längeres Zeitintervall stellt man fest, dass die Lebensdauer τ_α innerhalb des experimentellen Zyklus einen charakteristischen zeitabhängigen Verlauf hat [For00]. Der Grund liegt in der Änderung des Restgasdrucks. Das Gleichgewicht, das sich zwischen Abdampfraten der Vakuumbauteile und Saugleistung der Pumpen einstellt, wird bei laufendem Experiment durch die Emission von Rubidiumatomen aus den Dispensern [For02] sowie durch erhöhte Abdampfraten der Spulen und Stromleiter, die sich während der magnetischen Speicherzeit erwärmen, beeinträchtigt. Dementsprechend braucht die Anlage nach dem Anschalten eine Vorlaufzeit von etwa 30 experimentellen Zyklen, bis sich der stationäre Verlauf des Restgasdrucks einstellt. Die mittlere Lebensdauer beträgt dann je nach Intensität der Rubidium-Emission und Erwärmung der Stromleiter zwischen 60 und 100 Sekunden.

Die Temperatur der Wolke (Abbildung 5.5) zeigt im untersuchten Zeitintervall von 60 s einen annähernd linearen Anstieg. Daraus ergibt sich eine Heizrate von $\chi=23\pm 3 \text{ nK/s}$. Hierbei wurde χ aus der numerischen Anpassung der Funktion

$$(5.10) \quad T(t)=T_0+\chi t$$

an die Messpunkte ermittelt. Die Heizrate liegt damit in demselben Bereich wie in üblichen Magnetfallen zur Bose-Einstein Kondensation [Cor99].

Lebensdauer und Heizraten in der Mikrofalle

Bei Annäherung der Mikrofalle an die Fallenoberfläche beobachten wir die stetige Abnahme der Lebensdauer magnetisch gefangener thermischer Wolken. Die Heizrate nimmt in der Mikrofalle erhöhte Werte an, es kann aber über einen Bereich von einigen 100 μm keine Abstandsabhängigkeit zugeordnet werden. Die experimentellen Ergebnisse in Mikrofallen an der Mikrostruktur und am Hilfsdraht unterscheiden sich nicht wesentlich.

Zur Messung der Lebensdauer und der Heizrate am Hilfsdraht wurden thermische Wolken bei Temperaturen um 2 μK in jeweils festen Abständen zum Leiter präpariert. Die Positionierung der Wolken erfolgte über die Ströme im Hilfsdraht und im Kompressionsdraht. Die Atomzahl und Temperatur wurde nach verschiedenen langen Speicherzeiten aus Absorptionenaufnahmen nach 15 ms *time-of-flight* bestimmt. Die Parameter, die die Falle und die Wolke nach der Präparation charakterisieren, sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Die Fallenfrequenzen ω_a und ω_r sowie die Abstände d zur Leitermitte wurden mit Hilfe einer numerischen Simulation unserer Magnetfalle berechnet [Silber&Ott].

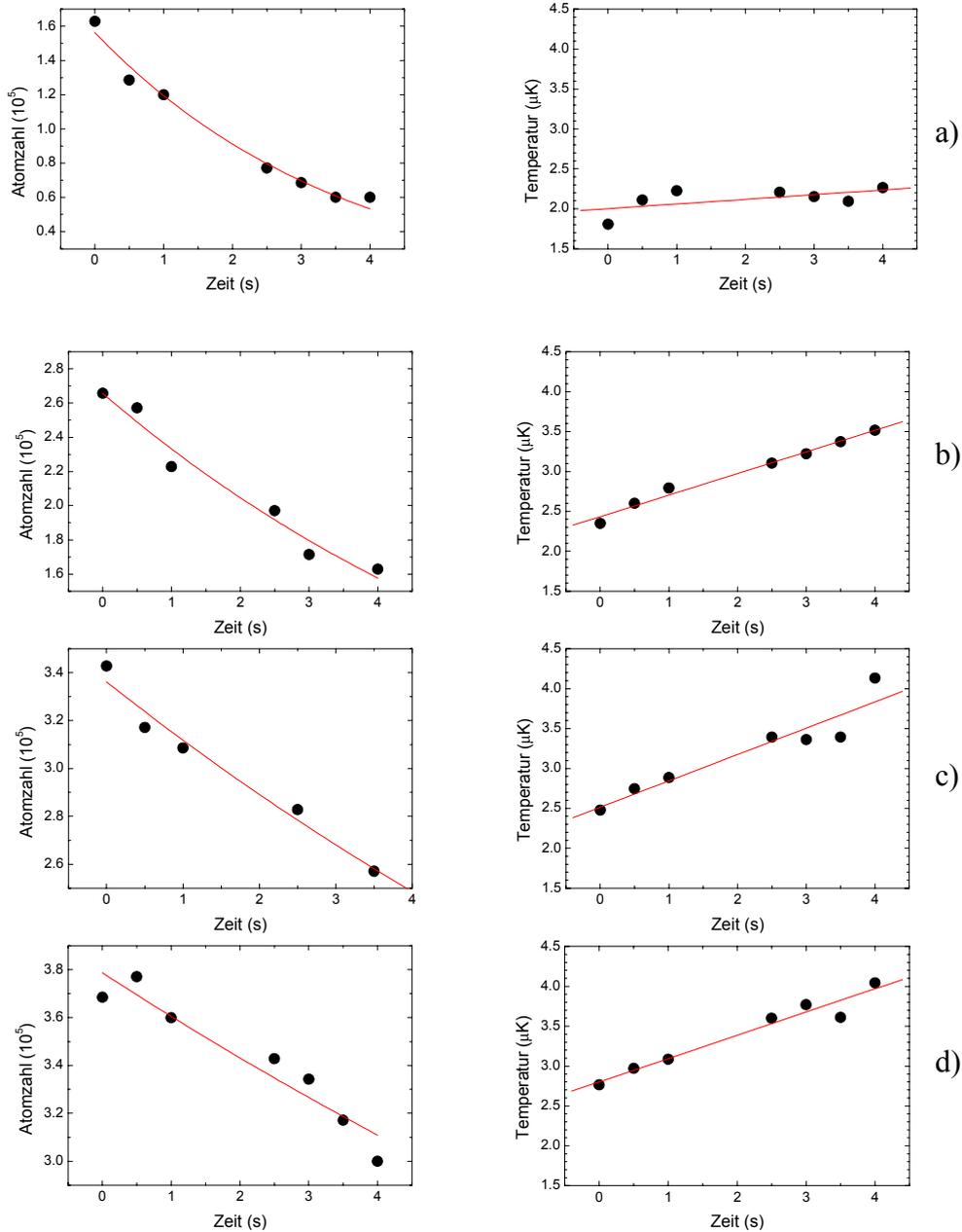


Abbildung 5.6

Zeitliche Entwicklung der Atomzahl und der Temperatur in der Mikrofalle am Hilfsdraht für die Abstände a) 91 μm , b) 148 μm , c) 214 μm und d) 285 μm zur Leitermitte. Die Linien in der linken Spalte stellen die Exponentialfunktionen (A.8) zur Beschreibung der Lebensdauer dar. Die Linien in der rechten Spalte stellen die linearen Funktionen (5.10) zur Beschreibung der Temperaturerhöhung dar.

Die Startdichte $n(0,0,0)$ in der Fallenmitte wurde aufgrund der gemessenen Atomzahl und der Temperatur mit Gleichung (A.2) bestimmt. Die zeitliche Entwicklung der Atomzahl in der Magnetfalle ist für die vier untersuchten Abstände in Abbildung 5.6 dargestellt. Zur Bestimmung der Lebensdauer wird eine Exponentialfunktion (A.8) mit einer Zeitkonstante τ_β numerisch an die Messpunkte angepasst. Die Anwendung der Exponential-

funktion mit einer einzelnen Zeitkonstante ist durch den bei den gegebenen Dichten geringen Einfluss inelastischer Verlustprozesse (Anhang A) und den im Vergleich zur restgasbedingten Lebensdauer τ_α schnellen Zerfall begründet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Es kann festgestellt werden, dass bei Annäherung der Falle an den Stromleiter die Lebensdauer kontinuierlich abnimmt. Obwohl in oberflächennahen Fallen die Wolken bei tendenziell höheren Dichten präpariert wurden, konnte kein relevanter Einfluss von Verlustprozessen durch inelastische Stöße beobachtet werden.

Die Temperatur als Funktion der Speicherzeit für die vier untersuchten Abstände ist in Abbildung 5.6 aufgetragen. Die Heizrate χ bestimmen wir aus der numerischen Anpassung der Funktion (5.10) an die Messpunkte. Das Ergebnis ist in Tabelle 5.2 zusammengefasst. In Mikrofallen am Hilfsdraht beobachten wir Heizraten im Bereich zwischen 58 ± 35 nK/s und 330 ± 51 nK/s.

I_d (A)	I_K (A)	ω_a ($2\pi \times \text{s}^{-1}$)	ω_r ($2\pi \times \text{s}^{-1}$)	d (μm)	N_{start}	T_{start} (μK)	$n(0,0,0)_{\text{start}}$ (10^{14} cm^{-3})
0.495	1.995	16.5	931	91	163000	1.81	0.16
0.880	2.660	16.6	632	148	266000	2.35	0.08
1.375	3.325	16.7	488	214	343000	2.48	0.06
1.980	4.000	16.8	409	285	369000	2.76	0.04

Tabelle 5.1

Experimentelle Parameter für die Messung der Lebensdauer und der Heizrate am Hilfsdraht. Abkürzungen: I_d Stromstärke im Hilfsdraht; I_K Strom im Kompressionsdraht; ω_a axiale Oszillationsfrequenz der Falle; ω_r radiale Oszillationsfrequenz der Falle; d Abstand zur Leitermitte; N_{start} Atomzahl bei $t=0$; T_{start} Temperatur bei $t=0$; $n(0,0,0)_{\text{start}}$ Dichte in der Fallenmitte bei $t=0$.

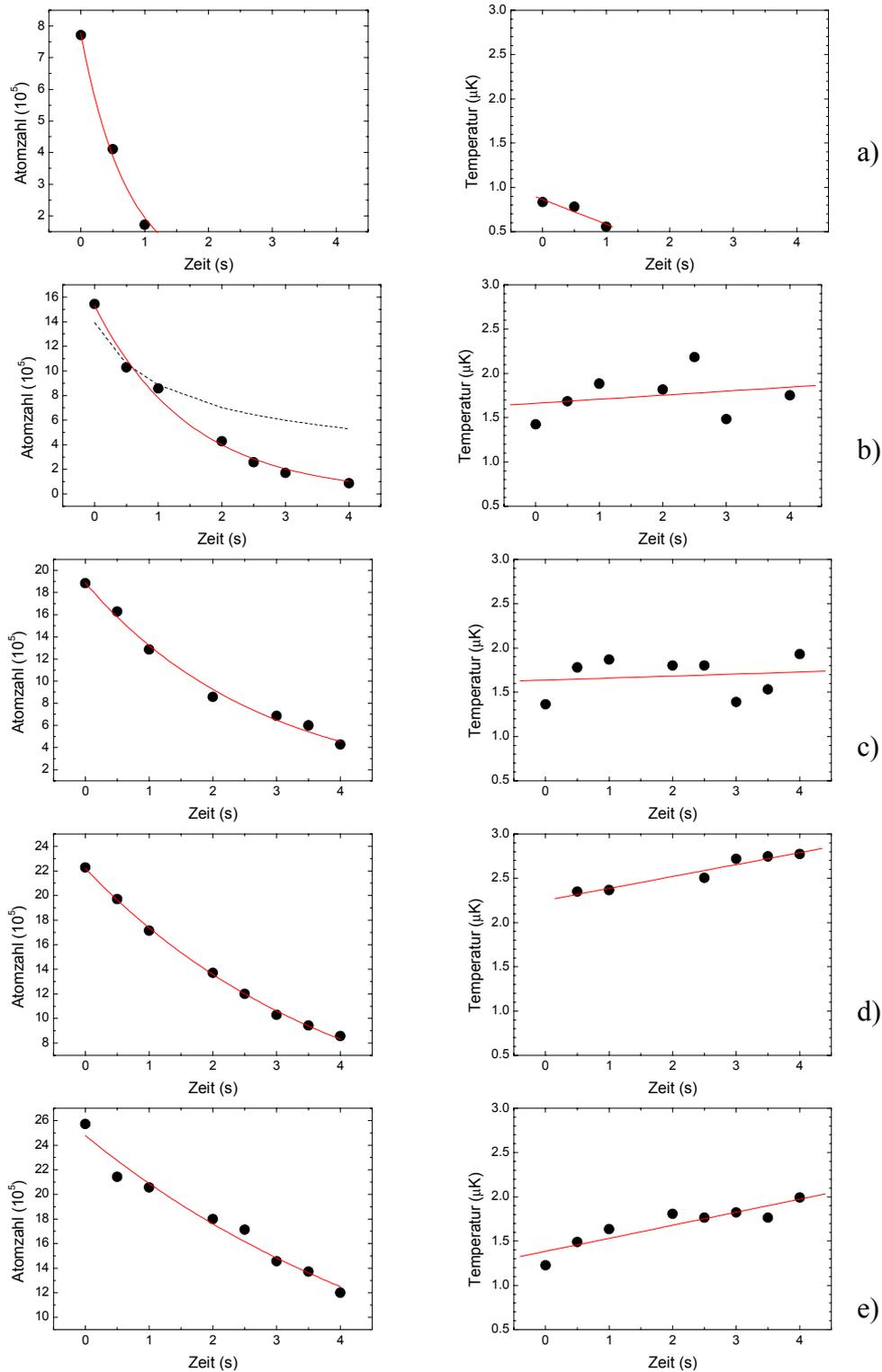
d (μm)	τ (s)	τ_{err} ($\pm\text{s}$)	χ (nK/s)	χ_{err} ($\pm\text{nK/s}$)
91	3.7	0.2	58	35
148	7.7	0.7	270	15
214	13.3	1.3	330	51
285	20.3	2.8	292	30

Tabelle 5.2

Lebensdauer und Heizraten am Hilfsdraht. Abkürzungen: d Abstand zur Leitermitte; τ Lebensdauer; τ_{err} Fehler im numerisch ermittelten Wert der Lebensdauer; χ Heizrate; χ_{err} Fehler im numerisch ermittelten Wert der Heizrate.

Die Messung der Lebensdauer und Heizraten haben wir in Mikrofallen an einer $30\ \mu\text{m}$ breiten Leiterbahn der Mikrostruktur wiederholt. Die Parameter, die die Falle und die Wolke nach der Präparation charakterisieren sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst. Die zeitliche Entwicklung der Atomzahl für die fünf untersuchten Abstände ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Bei den hohen Dichten der untersuchten Wolken werden aufgrund der Theorie von Esry *et al.* [Esry99] und den Messungen von Söding *et al.* [Söd99] bereits Verluste durch inelastische Dreikörperstöße erwartet. Die Datenpunkte lassen sich jedoch erst nach Hinzunehmen eines weiteren Verlustprozesses beschreiben. Dieses Verhalten haben wir in Abbildung 5.7.b, für die Wolke, bei die größte Anfangsdichte gemessen wurde, exemplarisch dargestellt: Die gestrichelte Linie zeigt die beste Anpassung eines reinen Dreikörperzerfalls an die Datenpunkte mit dem Verlustkoeffizienten $K_3=2,3 \times 10^{-28}\ \text{cm}^6/\text{s}$ [Esry99, Söd99]. Die durchgezogene Linie zeigt die Anpassung der Funktion (A.15), die sowohl Dreikörper- als auch dichteunabhängige Verlustprozesse berücksichtigt. Dabei werden die Datenpunkte genau beschrieben. Dass der Zerfall im betrachteten Zeitintervall überwiegend durch einen dichteunabhängigen Verlustprozess dominiert wird, erkennt man nach der Anpassung der Exponentialfunktion (A.8). Mit der einzigen Zeitkonstante τ_β reproduziert sie bei vergleichbar kleinen numerischen Fehlern dieselbe $1/e$ -Lebensdauer der Wolke, wie die Funktion (A.15). Die Ergebnisse der numerischen Anpassung der Exponentialfunktion (A.8) sind in Tabelle 5.4 zusammengefasst. Die Lebensdauer nimmt bei Annäherung der Wolken an die Leiterbahn kontinuierlich ab. Die Messergebnisse zeigen, dass in der Nähe der Leiterbahn dichteunabhängige Verlustmechanismen einsetzen, die zur Reduktion der Lebensdauer magnetisch gespeicherter Wolken führen.

Die Temperatur der untersuchten Wolken als Funktion der Speicherzeit ist in Abbildung 5.7 aufgetragen. Die Heizrate χ bestimmen wir aus der numerischen Anpassung der Funktion (5.10) an die Messpunkte. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.4 zusammengefasst. An der Mikrostruktur beobachten wir ein erhöhtes Heizen, das jedoch geringer als am Hilfsdraht ist. Für den Abstand bei $21\ \mu\text{m}$ beobachten wir ein Kühlen, das mit der Berührung der Substratoberfläche in Verbindung gebracht werden kann. Wenn das Offsetfeld, welches das Magnetfeld vom Leiter kompensiert, nicht parallel zur Substratoberfläche ausgerichtet ist, wird die Falle mit der Symmetrieachse des Leiters als Drehachse in Richtung des Substrates gekippt. Atome am Fallenrand können somit die Substratoberfläche berühren und die Falle verlassen. Diese Art von Verdampfungskühlen wurde erstmals bei Reichel *et al.* beobachtet [Rei99]. In unabhängigen Experimenten ist es uns gelungen, eine in der Joffe-Falle auf $5\ \mu\text{K}$ vorgekühlte Wolke mit Hilfe dieses Oberflächenkühlens bis auf etwa $1\ \mu\text{K}$ abzukühlen. Die kritische Phasenraumdichte zur Bose-Einstein Kondensation konnte auf diese Weise jedoch nicht erreicht werden.

**Abbildung 5.7**

Zeitliche Entwicklung der Atomzahl und der Temperatur an der Mikrostruktur für die Abstände a) 21 μm , b) 44 μm , c) 65 μm , d) 89 μm und e) 114 μm zum Leiter. Die Linien in der linken Spalte stellen die Exponentialfunktionen (A.8) zur Beschreibung der Lebensdauer dar. Die gestrichelte Linie im Diagramm (b) zeigt die numerische Anpassung der Funktion (A.17) für ausschließlich inelastische Dreikörperverluste mit dem Literaturwert der Verlustrate von $K_3 = 2,3 \times 10^{-28} \text{ cm}^6/\text{s}$ [Esry99, Söd99]. Die Linie in der rechten Spalte ist die lineare Funktion (5.10) zur Beschreibung der Temperaturerhöhung.

I_7 (A)	I_K (A)	ω_a ($2\pi \times \text{s}^{-1}$)	ω_r ($2\pi \times \text{s}^{-1}$)	d (μm)	N_{start}	T_{start} (μK)	$n(0,0,0)_{\text{start}}$ (10^{14} cm^{-3})
0.045	2.000	11.5	1335	21	771000	0.83	3.51
0.105	3.000	11.5	896	44	1543000	1.42	1.42
0.180	4.000	11.5	754	65	1885000	1.36	1.31
0.282	5.000	11.5	656	89	2228000	2.35	0.52
0.405	6.000	11.5	595	114	2571000	1.23	1.30

Tabelle 5.3

Experimentelle Parameter für die Messung der Lebensdauer und der Heizrate an der Mikrostruktur. Abkürzungen: I_7 Stromstärke in der $30 \mu\text{m}$ breiten Leiterbahn; I_K Strom im Kompressionsdraht; ω_a axiale Oszillationsfrequenz der Falle; ω_r radiale Oszillationsfrequenz der Falle; d Abstand zur Leitermitte; N_{start} Atomzahl bei $t=0$; T_{start} Temperatur bei $t=0$; $n(0,0,0)_{\text{start}}$ Dichte in der Fallenmitte bei $t=0$.

d (μm)	τ (s)	τ_{err} ($\pm\text{s}$)	χ (nK/s)	χ_{err} ($\pm\text{nK/s}$)
21	0.7	0.1	-280	100
44	1.5	0.1	46	77
65	2.8	0.1	23	62
89	4.0	0.1	134	18
114	5.8	0.4	147	29

Tabelle 5.4

Lebensdauer und Heizraten an der $30 \mu\text{m}$ breiten Leiterbahn der Mikrostruktur. Abkürzungen: d Abstand zur Leitermitte; τ Lebensdauer; τ_{err} Fehler im numerisch ermittelten Wert der Lebensdauer; χ Heizrate; χ_{err} Fehler im numerisch ermittelten Wert der Heizrate.

Diskussion

In Abbildung 5.8 sind die Lebensdauern aus den Messreihen, am Hilfsdraht und an der Mikrostruktur, als Funktion des Abstandes zur Leitermitte aufgetragen. Die Messpunkte ergänzen sich zu einem Kurvenverlauf, der sich mit einer Funktion der Form $y = b \cdot x^c$ und den numerisch bestimmten Parametern $b=0,007 \pm 0,001$ und $c=1,4 \pm 0,03$ modellieren lässt. Eine Auftragung der Lebensdauer zur Leiteroberfläche ergibt keinen stetigen Kurvenverlauf für die zwei Messreihen. Störquellen an der Oberfläche erscheinen damit unwahrscheinlich. Vielmehr wird die Reduktion der Lebensdauer von einem Effekt verursacht, bei dem sich der Leiter als unendlich dünner Draht vorstellen lässt.

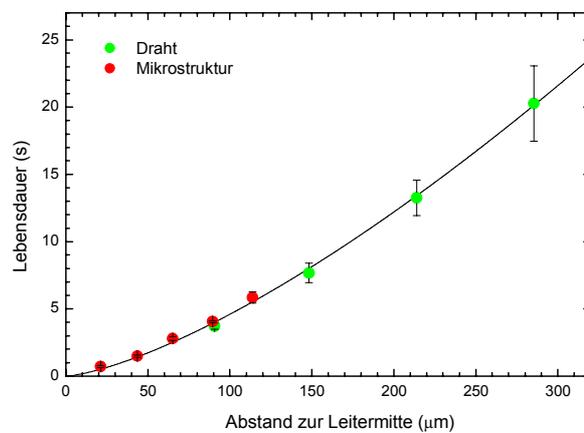


Abbildung 5.8

Lebensdauer als Funktion des Abstandes zur Leitermitte. Die mit (●) gekennzeichneten Datenpunkte sind an der Mikrostruktur gemessen worden, die mit (●) am Hilfsdraht.

In Abwesenheit von inelastischen Prozessen gibt es drei Verlustmechanismen für Atome in der Mikrofalle: Stöße mit Fremdatomen, Stöße mit der Oberfläche und elektromagnetisch induzierte Übergänge in nichtgefangene Zeeman-Zustände (Spin-Flip Übergänge). Die ersten zwei dieser Verlustmechanismen sind Oberflächeneffekte und bei dem dargestellten Zusammenhang zwischen den Messreihen unwahrscheinlich. Ihr möglicher Einfluss sei hier trotzdem kurz geschildert. Abhängig von der Form der Quelle, von der thermische Fremdatome emittiert werden, erwartet man verschiedene funktionale Zusammenhänge zwischen der Lebensdauer der Wolke und dem Abstand zur Oberfläche. Das Ausgasen einer unendlich ausgedehnten Fläche ergibt eine vom Abstand unabhängige Lebensdauer. Da bei der Messung die Oberfläche im Prinzip den halben Raumwinkel für die Wolke abdeckt, lässt sich das Ausgasen der gesamten Fläche als Ursache für die erhöhten Verluste ausschließen. Eine punktförmige Verunreinigung als Quelle für Fremdatome würde die Lebensdauer umgekehrt proportional zum Quadrat des Abstandes reduzieren. Die Daten wurden jedoch an zwei verschiedenen Stromleitern gemessen, deren Abstand 1 mm beträgt. Die Fallen wurden dabei in verschiedenen axialen Positionen erzeugt. Eine Punktquelle, die die Lebensdauer der Wolke in beiden Mikrofällen

ähnlich beeinflusst, kann also ausgeschlossen werden. Eine linienförmige Quelle reduziert die Lebensdauer proportional zum reziproken Abstand. Es stellt sich daher die Frage, ob der stromführende lineare Leiter thermische Fremdatome abdampft. Bei der Annäherung der Oberfläche wird der Strom I im Leiter reduziert. Dabei nimmt die dissipierte Leistung P proportional zum Quadrat des Stromes ab, so dass für kleinere Abstände die Temperatur des Leiters niedriger ist. Damit sinkt die Abdampfrate und die Lebensdauer der Wolke sollte sich verlängern. Die in einem Kupferleiter mit der Querschnittsfläche A , bei der Stromdichte j pro Länge dissipierte Leistung P ist proportional zu Aj^2 . In den Experimenten wurden für gleiche Abstände zum Mittelpunkt des Hilfsdrahtes und zur Mikrostruktur ähnliche Lebensdauern gemessen, obwohl die während des Experimentes abgegebene thermische Energie verschieden war (Tabelle 5.1 und Tabelle 5.3). Somit kann das Ausgasen der Leiteroberfläche als zentrale Ursache der Verluste ausgeschlossen werden. Eine Berührung der Oberfläche wurden nur bei der Messreihe in 21 μm Entfernung zur mikrostrukturierten Leiterbahn beobachtet und kann bei der gegebenen geometrischen Anordnung der Elektromagnete in allen anderen Messreihen ausgeschlossen werden.

Übergänge von gefangenen in ungefangene Zeeman-Zustände können durch Magnetfeldfluktuationen im Frequenzbereich bei einigen MHz induziert werden. Obwohl wir keine Quelle für solche Störungen gefunden haben, kann man nicht ausschließen, dass die Stromkreise, über welche die mikrostrukturierten Leiterbahnen bzw. der Hilfsdraht versorgt werden, Störungen aus der Umgebung einfangen. In theoretischen Arbeiten werden thermisch induzierte Stromfluktuationen in metallischen Leitern diskutiert, die zu einer ähnlichen Reduktion der Lebensdauer führen sollen [Henk99]. Diese Hypothese kann jedoch erst nach sorgfältiger Eliminierung technischer Störungen überprüft werden. Im Falle der Einkopplung von technischem Rauschen wirkt der dünne Leiter, an dem die Atome gefangen sind, als Antenne und sendet elektromagnetische Wellen aus. Im Nahfeld (für 1 MHz bis zu Abständen von 300 m) fällt die abgestrahlte Leistung quadratisch mit dem reziproken Abstand zur Antenne ab. Werden die Atome über dieses Feld ausgekoppelt, ist ein quadratischer Zusammenhang zwischen der Lebensdauer der Wolke und dem Abstand zum Leiter zu erwarten. Diese Überlegung gilt für ein weißes Rauschspektrum. Da für technisches Rauschen kein weißes Frequenzspektrum zu erwarten ist, spielen bei der Lebensdauerermessung die Temperatur der Wolke und der Betrag des Magnetfeldes im Fallenminimum eine entscheidende Rolle: Durch die Temperatur und das Offsetfeld ist die Besetzungswahrscheinlichkeit der Fallenzustände gegeben, an denen die eingekoppelte Radiofrequenz angreifen kann. Bei einer vorgegebenen Störfrequenz und Temperatur sollte es möglich sein, durch Änderung des Offsetfeldes die Lebensdauer der Wolke drastisch zu verändern. Bei den in Abbildung 5.8 zusammengefassten Messungen war die Temperatur nicht konstant. Das Offsetfeld änderte sich zwischen den Messreihen an der Mikrostruktur und am Draht um 0,25 G. Somit erlaubt das Diagramm keine quantitative Analyse des funktionalen Zusammenhangs zwischen Lebensdauer und Abstand zum Leiter. Verluste durch inelastische Stöße können sich auf die Kurvenform ebenfalls auswirken. Der Kurvenverlauf mit einem Startpunkt bei der Leitermitte deutet jedoch sehr stark auf Verlustprozesse durch hochfrequenzinduzierte Spin-Flip Übergänge hin.

Die Hypothese hochfrequenzinduzierter Spin-Flip Übergänge an metallischen Leitern wird durch den Vergleich mit aktuellen experimentellen Daten anderer Forschungsgruppen unterstützt. Im Experiment von Hammes *et al.* [Ham02] wurde die Lebensdauer einer ultrakalten Cäsiumwolke in einer optischen Mikrofalle, nur wenige Mikrometer von einer dielektrischen Oberfläche entfernt zu etwa 1,5 s gemessen. Das ist eine wesentlich längere Lebensdauer als sie in unseren magnetischen Mikrofallen für dieselbe Entfernung, begrenzt durch dichteunabhängige Verlustprozesse, erwartet werden kann. Im Experiment von Leanhardt *et al.* [Lea02b] wurde die Lebensdauer eines Natrium Kondensates in einer magnetischen Mikrofalle in Abständen zum Stromleiter zwischen 90 und 500 μm gemessen. Es wurde keine Abstandsabhängigkeit der Kondensatslebensdauer beobachtet, die Messpunkte streuen im Bereich von 19 – 32 s. Das Kondensat hatte dabei ein chemisches Potential von $k_B \times 100$ nK. Die Breite des Frequenzbandes, das Atome aus diesem ultrakalten Ensemble auskoppeln kann, beträgt damit 2 kHz. Im Bild einzelner Frequenzkomponenten im MHz-Bereich kann das Kondensat mit dem Magnetfeldbetrag im Fallenzentrum zu einem „stillen“ Frequenzband geschoben werden. Die Streuung der Lebensdauer bei dem zitierten Experiment könnte sich demzufolge aus Unsicherheiten des Feldbetrages im Fallenzentrum ergeben. Obwohl die Autoren hochfrequenzinduzierte Verluste an Mikrofallenoberflächen diskutieren, gehen sie auf eine vergleichbare Interpretation der Messdaten nicht ein. Experimentell stellt sich die Aufgabe, das Frequenzspektrum in der Nähe der Mikrofallenoberfläche genau zu charakterisieren, beispielsweise durch die Lebensdauer von Bose-Einstein Kondensaten für verschiedene Offsetfelder im Fallenzentrum.

Heizen entsteht durch die Anregung der atomaren Schwerpunktsbewegung bei den Fallenfrequenzen, deren Hälfte oder Harmonischen. Dabei erwartet man keine Abhängigkeit der Heizrate von Abstand zur Fallenoberfläche. Interessanter ist die Abhängigkeit von den Fallenfrequenzen. In Abbildung 5.9 sind die Werte aus Tabelle 5.2 und Tabelle 5.4 über die radialen Oszillationsfrequenzen aufgetragen. Der axiale Einschluss variierte bei den Messungen am Hilfsdraht und an der Mikrostruktur unwesentlich und war am Hilfsdraht im Bereich von $2\pi \times 16,6$ s^{-1} und an der Mikrostruktur $2\pi \times 11,5$ s^{-1} . Das Diagramm zeigt, dass das Heizen in Fallen mit Frequenzen über $2\pi \times 700$ s^{-1} , die bei den vorliegenden Experimenten gerade am nächsten zur Mikrofallenoberfläche erzeugt worden sind, stark unterdrückt ist. Magnetfeldfluktuationen im niederfrequenten Bereich (z.B. elektronische Störungen aus dem Versorgungsnetz) und akustische Wellen können daher atomare Wolken in extrem steilen Mikropotentialen nicht heizen.

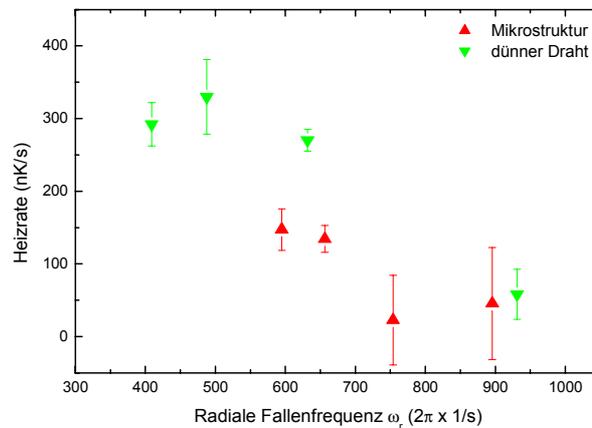


Abbildung 5.9

Heizrate als Funktion der radialen Oszillationsfrequenz ω_r der Falle. Datenpunkte mit (▲) sind an der Mikrostruktur, Datenpunkte mit (▼) am Hilfsdraht gemessen worden. Die axiale Oszillationsfrequenz an der Mikrostruktur beträgt $2\pi \times 16,5$ bis $2\pi \times 16,8 \text{ s}^{-1}$, am Hilfsdraht $2\pi \times 11,5 \text{ s}^{-1}$.

Zusammenfassend kann man feststellen, dass hochfrequente Störungen im Stromleiter einer Mikrofalle die Lebensdauer thermischer Wolken entscheidend beeinflussen können. Kondensate sollten jedoch in einem „stillen“ Frequenzband unmittelbar an die Leiteroberfläche herangeführt werden können. Für die Untersuchung theoretisch vorhergesagter Verluste an metallischen Oberflächen [Henk99] empfehlen sich beispielsweise ^{87}Rb Ensembles im unteren Hyperfein-Grundzustand und geringen Dichten, damit inelastische Verlustkanäle stark unterdrückt sind (Anhang A). Ein wesentlicher Punkt ist dabei die genaue Charakterisierung des technischen Hochfrequenzspektrums. Die Heizraten nehmen in Mikrofallen trotz kleiner Abstände zwischen der Wolke und der Fallenoberfläche nicht dramatisch zu. Bei geeigneter Wahl der Fallenfrequenzen unterhalb und oberhalb der Frequenzen akustischer Schwingungen und des niederfrequenten elektronischen Rauschens wird eine große Temperaturstabilität erwartet.

6 Oberflächenpotentiale

In oberflächennahen Mikrofallen beobachten wir ein überraschendes, völlig neues Phänomen: Die Dichteverteilung der Atome in einer langgestreckten Falle parallel zu einem stromdurchflossenen Kupferleiter zeigt eine räumlich periodische Struktur. Sie lässt sich auf magnetische Potentiale zurückzuführen, die sich mit einer Periode von 200–300 μm dem Potential der Mikrofalle oder des Wellenleiters überlagern. Die Position der Potentialminima und Maxima ist ortsfest zum Stromleiter. Die Potentialstruktur wurde zum ersten Mal im Rahmen dieser Arbeit beobachtet und charakterisiert. In diesem Kapitel werden experimentelle Anordnungen vorgestellt, in denen die Potentialstruktur sichtbar wird. Die Potentialeigenschaften werden mit Hilfe von ultrakalten atomaren Wolken charakterisiert. Es wird experimentell bewiesen, dass die Potentialstruktur durch eine anomale, parallel zur Stromrichtung ausgerichtete, periodische Magnetfeldkomponente hervorgerufen wird. Diese Feldkomponente ist etwa 1000–10000 mal schwächer als das üblich zirkulare Magnetfeld des stromdurchflossenen Leiters. Als mögliche Ursachen werden Variationen des Strompfades in einem linearen Leiter und die Ausrichtung von Elektronenspins diskutiert.

6.1 Struktur des Fallenpotentials an der Leiteroberfläche

Beim Kühlen von atomaren Wolken in oberflächennahen Fallen kann die Ausbildung mehrerer Kondensate beobachtet werden. Die Bilderfolge in Abbildung 6.1 zeigt die Kondensation in zwei verschiedenen Entfernungen zur Leiteroberfläche des Hilfsdrahtes. Im Abstand von (a) 175 μm zur Oberfläche kann die charakteristische Bilderfolge der Bose-Einstein Kondensation der Wolke beobachtet werden: oberhalb der kritischen Temperatur T_c zeigt die räumliche Verteilung der Atome nach 15 ms Fallzeit eine Gaußverteilung, unterhalb von T_c eine bimodale Verteilung. Im Abstand von (b) 80 μm zur Oberfläche wird hingegen die Ausbildung zweier Kondensate beobachtet. In beiden Fällen wurde ein parabolisches Fallenpotential mit einem Fallenminimum angelegt (Joffe-Falle), sodass jeweils die Ausbildung eines einzelnen Kondensates erwartet wird.

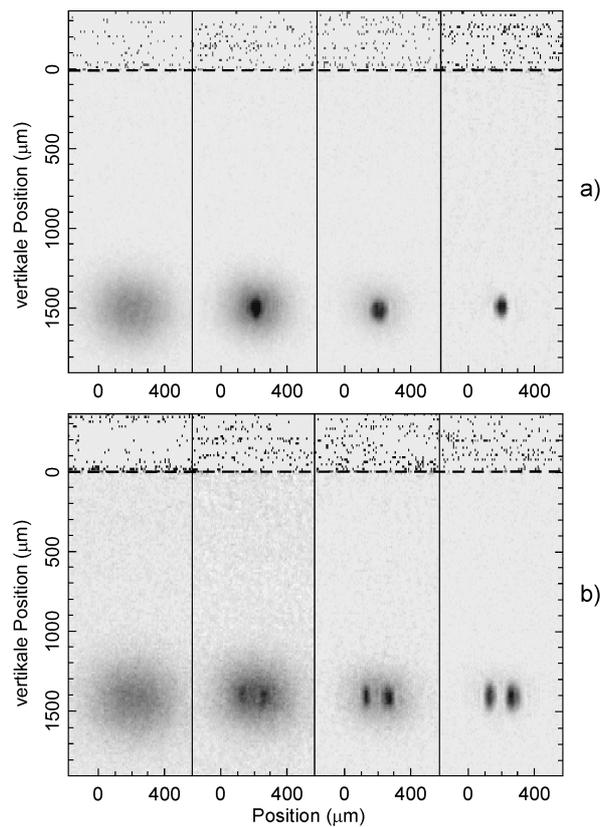


Abbildung 6.1

Ausbildung des Kondensates in einer Entfernung von a) 175 μm und b) 80 μm zu der Oberfläche. Die Abbildung zeigt Absorptionsspektroskopische Aufnahmen der Dichteverteilung der Atome nach 15 ms *time-of-flight*. Die gestrichelte Linie markiert die Substratoberfläche und die Ausrichtung der Leiterbahn. Die Temperatur der Wolke nimmt von links nach rechts ab. In a) befüllt das Kondensat das Minimum des angelegten parabolischen Fallenpotentials. Die Ausbildung zweier Kondensate in (b) deutet auf ein Doppelmulden-Potential in der Nähe des dünnen Leiters hin. Fallenparameter: a) Strom im Hilfsdraht $I_d=1,9$ A, Strom im Kompressionsdraht $I_K=9$ A, axiale Oszillationsfrequenz der Falle $\omega_a=2\pi \times 16,6$ s $^{-1}$, radiale Oszillationsfrequenz $\omega_r=2\pi \times 705$ s $^{-1}$. b) $I_d=1,1$ A, $I_K=9$ A, $\omega_a=2\pi \times 16,6$ s $^{-1}$, $\omega_r=2\pi \times 1170$ s $^{-1}$.

Um eine interatomare Wechselwirkung als Ursache für die Aufspaltung auszuschließen, haben wir ein Experiment durchgeführt, bei dem eines der Kondensate mit einem fokussierten, resonanten Laserstrahl entfernt wurde. Das andere Kondensat blieb dabei unbeeinflusst an seiner ursprünglichen Position. Der Platz des entfernten Kondensates wurde von thermischen Atomen erneut befüllt. Somit gibt es offensichtlich keine Wechselwirkung zwischen den beiden Kondensaten. Die Beobachtung deutet daher auf ein Potential mit zwei Minima hin. Solch ein Doppelmulden-Potential kann entstehen, wenn dem parabolischen Potential der Joffe-Falle ein zusätzliches „Oberflächenpotential“ überlagert wird (Abbildung 6.8). Um dieser Hypothese nachzugehen, verschieben wir den Mittelpunkt der Joffe-Falle parallel zum Leiter. Die Verschiebung erfolgt durch das Erhöhen des Stromes im Joffe-Draht, dem die Position der Joffe-Falle annähernd linear folgt. Nach Positionierung der Falle wird die atomare Wolke bis zur Kondensation gekühlt und abgebildet (Abbildung 6.2).

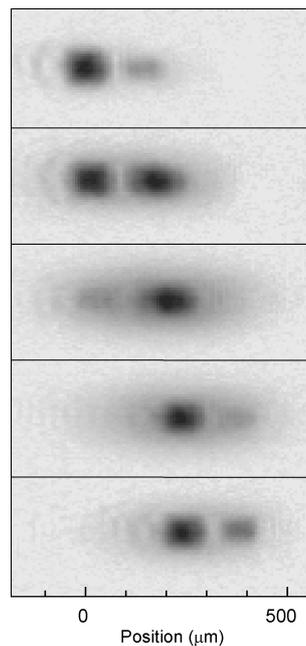
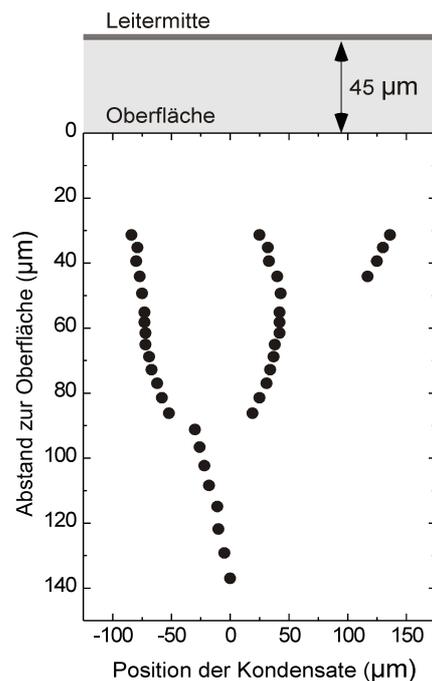


Abbildung 6.2

Verschiebung der Joffe-Falle parallel zum linearen Leiter der Mikrofalle. Die Bilderfolge zeigt Absorptionsspektren von Bose-Einstein-Kondensaten (10 ms *time-of-flight*), die an verschiedenen Positionen und entlang des Leiters, in 80 μm Entfernung zur Leiteroberfläche erzeugt worden sind. Die Strukturierung des Kondensates spiegelt eine Strukturierung des Fallenpotentials wieder. Der Hilfsdraht wurde bei dem Experiment mit einem Strom von $I_d=1$ A, der Kompressionsdraht mit $I_k=9$ A betrieben. Der axiale Einschluss der Falle war durch die Joffe-Falle mit $\omega_a=2\pi \times 16,6$ s $^{-1}$ gegeben.

Wir beobachten, dass das Kondensat eine Potentialstruktur „abtastet“, die sich als Überlagerung der Joffe-Falle und eines zusätzlichen Oberflächenpotentials entsteht. Die Minima und Maxima des Oberflächenpotentials erscheinen ortsfest zum Leiter. Je nach Positionierung der Joffe-Falle sind die benachbarten Potentialmulden verschieden tief. Die in Abbildung 6.2 dargestellte Bilderfolge setzt sich parallel zum linearen Stromleiter periodisch fort.

In einem weiteren Experiment haben wir ein symmetrisches Doppelmulden-Potential eingestellt und den Abstand der Fallenmitte zum Leiter verändert. In Abbildung 6.3 sind die Mittelpunkte benachbarter Kondensate aufgetragen, die in verschiedenen Abständen zum Hilfsdraht erzeugt worden sind. Der Strom im Hilfsdraht war während der Messreihe konstant (0,7 A), die Wolke wurde durch das Erhöhen des Stromes im Kompressionsdraht an die Oberfläche herangeführt. Das Doppelmulden-Potential beobachtet man für Abstände, die kleiner sind als 90 μm . Unter 50 μm werden weitere Potentialminima mit Atomen befüllt. Um eine eventuelle Welligkeit des Kompressionsdrahtes, welches das seitliche Biasfeld für die Mikrofalle erzeugt, als Ursache der Potentialmodulation auszuschließen, haben wir dieses Biasfeld durch das homogene Magnetfeld eines externen Helmholtz-Spulenpaares ersetzt. Die Experimente konnten dabei mit identischen Resultaten durchgeführt werden.

**Abbildung 6.3**

Position der Mittelpunkte von Bose-Einstein Kondensaten in Fallen bei verschiedenen Abständen zur Leiteroberfläche. Die Messreihe wurde am Hilfsdraht bei einem konstanten Strom von $I_d=0,7$ A durchgeführt. Die Falle wurde durch das Erhöhen des Stromes im Kompressionsdraht an die Oberfläche herangeführt. Der axiale Einschluss der Falle war durch die Joffe-Falle mit $\omega_a=2\pi \times 16,6$ s⁻¹ vorgegeben.

Diese Experimente zeigen, dass in der Nähe eines stromdurchflossenen Kupferleiters das Potential der Mikrofalle von einer zusätzlichen Potentialstruktur überlagert wird. Die Oberflächenpotentiale treten sowohl am Hilfsdraht (runder Querschnitt, 90 µm Durchmesser) als auch an den Leiterbahnen der Mikrostruktur (rechteckiger Querschnitt, Höhe 2 µm, Breite 3, 11 und 30 µm) auf. Sie wurden vor Kurzem in weiteren drei Arbeitsgruppen beobachtet: Am Massachusetts Institut of Technology [Lea02], an der Sussex University [Jon02] und an der University of Colorado, Boulder [Schw02]. In jedem dieser Experimente werden stromdurchflossene Kupferleiter zur Erzeugung magnetischer Mikrofallen für ultrakalte Atome verwendet. Arbeitsgruppen, die mit Goldleiterbahnen arbeiten, meldeten bislang keine ähnliche Beobachtungen. Die Suche nach der Ursache dieses überraschenden Phänomens beginnt mit der Charakterisierung seiner Eigenschaften. Dieses experimentelle Vorgehen wird im folgenden Abschnitt geschildert.

6.2 Bestimmung der Potentialeigenschaften

Periodizität

Den räumlichen Verlauf der Potentialstruktur parallel zu einem stromdurchflossenen Leiter bestimmen wir aus der Dichtemodulation thermischer Wolken, die am Leiter langgestreckte Wellenleiter (2,5 mm) befüllen. Die Potentialstruktur moduliert die räumliche Verteilung der Atome und wird dadurch im Absorptionbild sichtbar.

Für diese Experimente werden thermische Wolken bei Temperaturen um 1 μK in einer Mikrofalle am entsprechenden linearen Stromleiter präpariert. Der Wellenleiter wird mit Atomen befüllt, indem der axiale Einschluss der Mikrofalle innerhalb von 400 ms ausgeschaltet wird. Um den radial parabolischen Einschluss des Potentials beizubehalten und dadurch Majorana-Verluste zu verhindern, wird gleichzeitig ein zum Stromleiter paralleles, homogenes Magnetfeld angelegt. Die Abbildung der Atomwolke erfolgt weitere 100 ms später. Die Dichteverteilung des Gases zeigt nach dieser Expansionszeit eine periodische Modulation (Abbildung 6.4). Die Periode der Dichtemodulation beträgt im Wellenleiter an der 30 μm breiten Leiterbahn der Mikrostruktur 260 μm , im Wellenleiter am Hilfsdraht 15 % weniger, 220 μm . In Wellenleitern an der 3 μm und 11 μm breiten Leiterbahnen wurden ebenfalls Perioden um 260 μm bestimmt. Sie wurden im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter untersucht sondern sind für zukünftige Studien vorgesehen.

Um eine eventuelle Stromabhängigkeit der Periode festzustellen, haben wir die Experimente an der 30 μm breiten Leiterbahn der Mikrostruktur für vier verschiedene Stromstärken (0,045 A; 0,2 A; 0,4 A; 0,6 A) wiederholt. Die Schnittlinien durch die Absorptionaufnahmen der expandierten Wolken zeigen (Abbildung 6.5), dass im Rahmen unserer optischen Messgenauigkeit (Kapitel 4.4) weder eine Änderung der Periode noch eine Änderung der Position der Potentialstruktur beobachtet werden kann. Die Fourier-Analyse der Absorptionsprofile ergibt jeweils eine Periodenlänge, die im Bereich von $260 \pm 15 \mu\text{m}$ liegt. Bei den Messungen variierte die radiale Fallenfrequenz in einem Bereich von $2\pi \times 600$ bis $2\pi \times 1300 \text{ s}^{-1}$, sodass die Abhängigkeit der Periodizität von den radialen Fallenparametern allenfalls schwach ist. Das axiale Offsetfeld war bei der Messung konstant ($B_0 = 2,6 \text{ G}$). Die Variation des Abstandes zwischen Wolke und Stromleiter hatte ebenfalls keinen Einfluss auf die Periode oder Position der beobachteten räumlichen Struktur.

Lässt man ein Bose-Einstein Kondensat im Wellenleiter in der Nähe der Leiteroberfläche auseinander fließen, kann man eine weitere Strukturierung – ähnlich wie in Abbildung 6.3 – beobachten. Abbildung 6.6 zeigt zwei Kondensate mit einer zueinander relativen Entfernung von 100 μm , im Abstand von 50 μm zur mikrostrukturierten Leiterbahn. Das Absorptionbild wurde 300 ms nach dem Ausschalten des axialen Fallenpotentials aufgenommen. Die Kondensate sind an der Oberfläche vollständig gefangen.

Als interessante Konsequenz der Oberflächenpotentiale kann man in Expansionsexperimenten eine Separation der thermischen und kondensierten Komponenten beobachten: im oberflächennahen Wellenleiter kann das Kondensat in einem Potentialminimum gefangen bleiben, während sich die thermische Komponente noch frei davon bewegt.

Abbildung 6.7 zeigt diese Trennung 200 ms nachdem der axiale Einschluss der Falle ausgeschaltet wurde. Die Bewegung der thermischen Komponente nach rechts in der Abbildung ist unbeabsichtigt und kann beispielsweise durch eine leichte Verkipfung der Mikrostruktur oder durch ein inhomogenes Magnetfeld hervorgerufen werden.

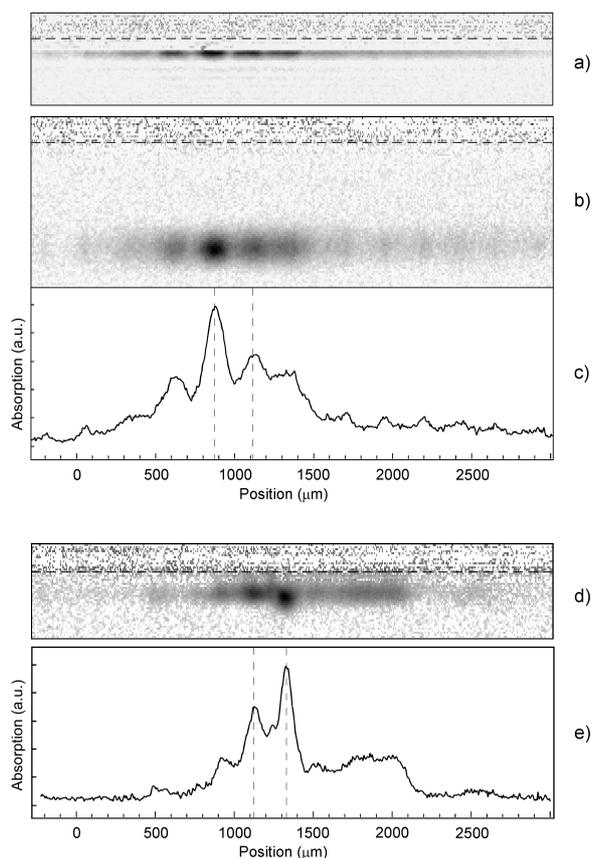


Abbildung 6.4

Freie Expansion ultrakalter thermischer Wolken ($T=1 \mu\text{K}$) im magnetischen Wellenleiter an der $30 \mu\text{m}$ breiten Leiterbahn der Mikrostruktur (a-c) und am Hilfsdraht (d-e). Die horizontale gestrichelte Linie markiert die Substratoberfläche und die Richtung der Leiterbahn. Die Absorptionsspektren zeigen eine periodische Modulation der Dichteverteilung der Wolken: a) im Wellenleiter und b) nach 10 ms *time-of-flight*. Von der vertikal aufaddierten Absorption der expandierten Wolke (c) kann eine Periode von $260 \mu\text{m}$ abgelesen werden. Parameter des Wellenleiters: $I_l=0,2 \text{ A}$ (Strom in der Leiterbahn), $I_k=2 \text{ A}$ (Strom im Kompressionsdraht), $B_0=2,6 \text{ G}$ (axiales Offsetfeld), $d=210 \mu\text{m}$ (Abstand zur Oberfläche) und $\omega_r=2\pi \times 65 \text{ s}^{-1}$ (radiale Fallenfrequenz). d) Dichteverteilung der Atome im Wellenleiter am Hilfsdraht nach 5 ms *time-of-flight*. Von der vertikal aufsummierten Absorption (e) kann ein Abstand zwischen zwei Absorptionsmaxima von $220 \mu\text{m}$ abgelesen werden. Die Modulation erscheint hier nicht exakt periodisch. Parameter des Wellenleiters: $I_d=0,2 \text{ A}$ (Strom im Hilfsdraht), $I_k=7 \text{ A}$, $B_0=2,6 \text{ G}$, $d=15 \mu\text{m}$ und $\omega_r=2\pi \times 890 \text{ s}^{-1}$.

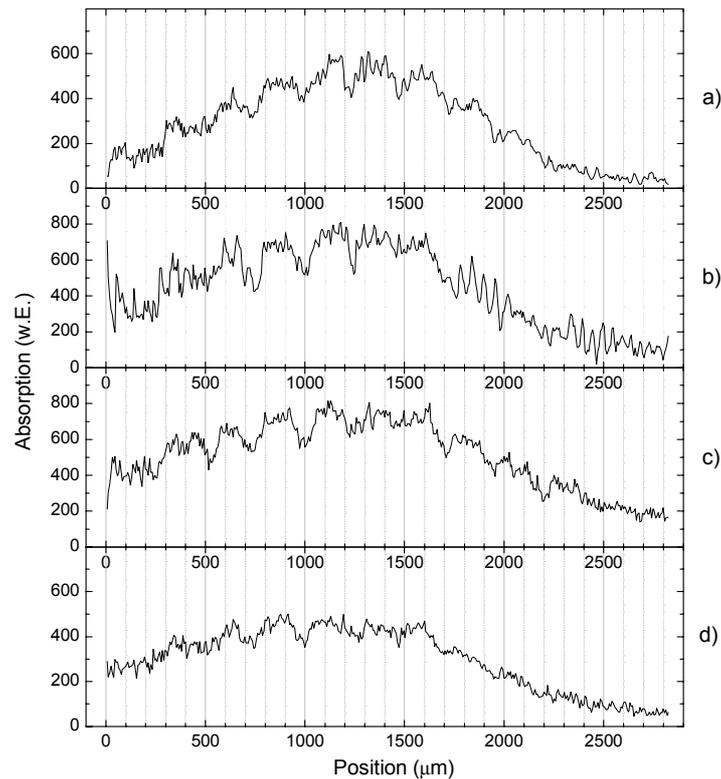
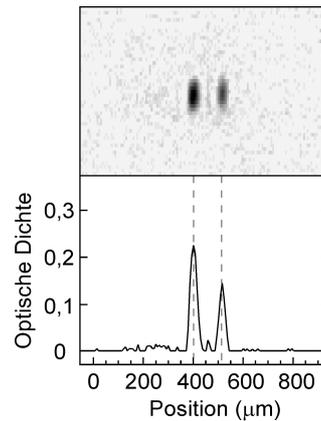


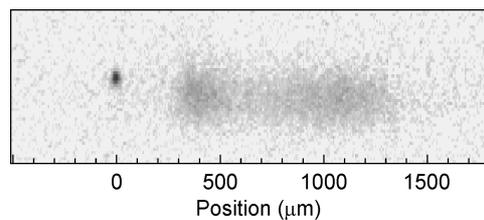
Abbildung 6.5

Schnittlinien durch die Absorptionenaufnahmen thermischer Wolken im magnetischen Wellenleiter an der $30\ \mu\text{m}$ breiten Leiterbahn der Mikrostruktur bei verschiedenen Stromstärken. Die Dichteverteilung der Wolke zeigt für jeden Stromwert dieselbe Periodizität und dieselbe Position der Potentialminima und Maxima. Die Wellenleiter werden durch die folgenden Parameter charakterisiert: Strom in der Leiterbahn I_L , Strom im Kompressionsdraht I_K , Abstand zur Oberfläche d , axiales Offsetfeld B_0 und radiale Fallenfrequenz ω_r .

- a) $I_L=0,045\ \text{A}$, $I_K=2\ \text{A}$, $d=44\ \mu\text{m}$, $B_0=2,6\ \text{G}$, $\omega_r=2\pi \times 610\ \text{s}^{-1}$.
- b) $I_L=0,2\ \text{A}$, $I_K=5\ \text{A}$, $d=79\ \mu\text{m}$, $B_0=2,6\ \text{G}$, $\omega_r=2\pi \times 810\ \text{s}^{-1}$.
- c) $I_L=0,4\ \text{A}$, $I_K=9\ \text{A}$, $d=88\ \mu\text{m}$, $B_0=2,6\ \text{G}$, $\omega_r=2\pi \times 1300\ \text{s}^{-1}$.
- d) $I_L=0,6\ \text{A}$, $I_K=9,9\ \text{A}$, $d=123\ \mu\text{m}$, $B_0=2,6\ \text{G}$, $\omega_r=2\pi \times 1000\ \text{s}^{-1}$.

**Abbildung 6.6**

Kondensate, die 300 ms nach dem Ausschalten des axialen Fallenpotentials an festen Orten im Wellenleiter gefangen sind (15 ms *time-of-flight*). Die 30 µm breite Leiterbahn trägt einen Strom von 0,1 A, der Kompressionsdraht 4 A, der Wellenleiter verläuft 50 µm von der Leiterbahn entfernt, das axiale Offsetfeld beträgt 2,6 G, die radiale Oszillationsfrequenz $2\pi \times 650 \text{ s}^{-1}$.

**Abbildung 6.7**

Nach dem Ausschalten des axialen Fallenpotentials bleibt das Kondensat im Wellenleiter in einer Potentialmulde gefangen, während sich die thermische Komponente nach rechts weg bewegt (15 ms *time-of-flight*). Der Hilfsdraht trägt einen Strom von 0,3 A, der Kompressionsdraht 6 A, der Wellenleiter verläuft 110 µm von der Drahtoberfläche entfernt, das axiale Offsetfeld beträgt 2,6 G, die radiale Oszillationsfrequenz $2\pi \times 350 \text{ s}^{-1}$.

Potentialtiefe

Zur Messung der Tiefe der Oberflächenpotentiale würden sich mehrere Methoden anbieten. Eine dieser Methoden beruht auf dem energiewahlweisen Entfernen von Atomen aus dem Wellenleiter durch radiofrequenzinduzierte Zeeman-Übergänge. Die Radiofrequenz wird dabei auf einer kurzen Zeitskala, die kürzer als die Thermalisationszeit ist, kontinuierlich von einigen MHz bis zu einer Endfrequenz knapp über den Fallenboden bei 1 MHz abgesenkt, sodass in der Dichteverteilung die komplette Trennung zwischen atomaren Wolken in benachbarten Potentialtöpfen sichtbar wird. Die Differenz zwischen der Endfrequenz und dem Fallenboden gibt die Potentialtiefe an. Eine andere Abschätzung der Potentialtiefe erhält man aus dem Doppelmulden-Potential Experiment. Hierbei

wird das Oberflächenpotential mit dem parabolischen Potential der Joffe-Falle überlagert. Wenn die Mitte der Joffe-Falle mit einem Maximum des Oberflächenpotentials zusammenfällt, beobachten wir ein symmetrisches Doppelmulden-Potential (Abbildung 6.8). Je tiefer das Oberflächenpotential ist, umso größer ist die Potentialbarriere in der Fallennitte. Sie kann das Kondensat in zwei Teile trennen, wenn ihre Höhe das chemische Potential übersteigt. Das chemische Potential des Bose-Einstein Kondensates kann experimentell aus einer *time-of-flight* Messung bestimmt werden. Im Falle, dass das Kondensat gerade aufgetrennt wird, erhalten wir über die Messung des chemischen Potentials eine gute Abschätzung für die Mindesthöhe der Barriere. Sie stellt die untere Grenze für die Tiefe des reinen Oberflächenpotentials dar, die je nach Potentialform (Sinus, Airy, usw.) die Tiefe des Doppelmulden-Potentials bis um eine Größenordnung übersteigen kann.

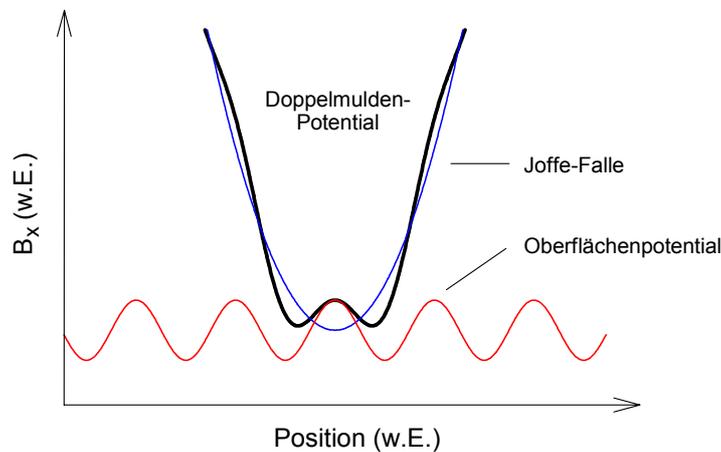


Abbildung 6.8

Modellpotential. Ein Oberflächenpotential mit sinusförmigem Verlauf überlagert sich der parabolischen Joffe-Falle. Das resultierende Potential hat zwei Minima. Fällt das Zentrum der Joffe-Falle mit einem Maximum des Oberflächenpotentials zusammen, ergibt sich ein symmetrisches Doppelmulden-Potential.

In unserem Experiment gehen wir nach der zweiten Methode vor. Dabei wollen wir insbesondere die absolute Tiefe des Doppelmulden-Potentials, eine eventuelle Stromabhängigkeit der Potentialtiefe und den räumlichen Abfall des Potentials bestimmen. Dazu präparieren wir Bose-Einstein Kondensate im symmetrischen Doppelmulden-Potentialen, wobei der axiale Einschluss durch die Joffe-Falle ($\omega_a = 2\pi \times 16,5 \text{ s}^{-1}$) vorgegeben wird. Bei einem festen Stromwert im Hilfsdraht wird die Wolke durch Erhöhen des Stromes im Kompressionsdraht soweit an die Leiteroberfläche herangefahren, bis eine Trennung des Kondensates in zwei gleiche Teile erkennbar wird. An dieser Stelle bestimmen wir das chemische Potential aus dem Radius des Kondensates nach 20 ms *time-of-flight* (5.9). Die Messergebnisse sind für verschiedene Strom-Abstand Paare in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

I_d (A)	d (μm)	ΔU ($k_B \times \text{nK}$)
0.3	96	90
0.5	112	190
0.7	108	220
0.9	112	220
1.1	133	190

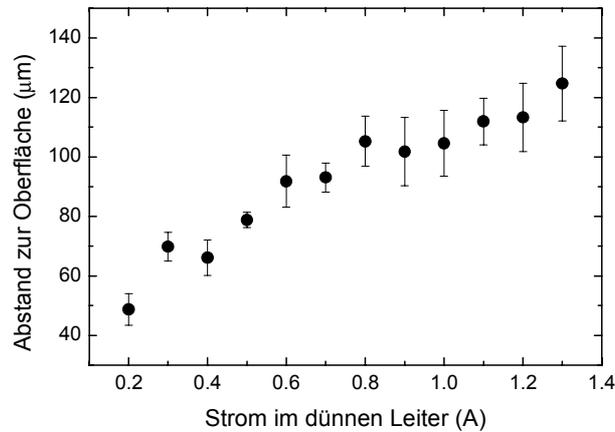
Tabelle 6.1

Höhe der Potentialbarriere ΔU im Doppelmulden-Potential für verschiedene Strom-Abstand Paare (I_d - d) am Hilfsdraht.

Die Höhe der Potentialbarriere ΔU identifizieren wir mit dem chemischen Potential. Tendenziell zeichnet sich eine Stromabhängigkeit der Potentialtiefe ab, die Auswertung der Messdaten in Bezug auf einen Funktionalen Zusammenhang ist aber wegen der Variation des chemischen Potentials nicht möglich. Wir erhalten jedoch die Größenordnung der Potentialbarriere im Doppelmuldenpotential, die in $100 \mu\text{m}$ Entfernung zur Oberfläche und bei einem Strom im Leiter um 1 A etwa $k_B \times 200 \text{ nK}$ ($2,8 \times 10^{-30} \text{ J}$) beträgt.

Um die Stromabhängigkeit der Potentialbarriere im Doppelmulden-Potential zu testen, können wir die Eigenschaft des Kondensates ausnutzen, dass es das Minimum des umschließenden Potentials genau markiert. Unter der Annahme, dass die Stromstärke die Form des Oberflächenpotentials nicht ändert (vergl. Abbildung 6.5) und der axiale Einschluss der Joffe-Falle gleich bleibt, charakterisiert ein bestimmter Abstand der Minima im Doppelmulden-Potential eine bestimmte Potentialbarriere. Bei dieser rein geometrischen Abhängigkeit geht in das Messergebnis des chemischen Potentials nicht mehr, nur die relative Position der Kondensate ein. In Abbildung 6.9 sind für verschiedene Ströme die Entfernungen zur Oberfläche aufgetragen, bei denen die Kondensate im Doppelmulden-Potential einen zueinander relativen Abstand von $80 \mu\text{m}$ hatten. Der Abstand zur Leiteroberfläche wurde für jeden Messpunkt aus einer Serie von Flugzeitbildern nach verschiedenen Fallzeiten numerisch bestimmt, wobei der erste Messpunkt im Diagramm mit der numerischen Simulation der Falle festgesetzt wurde.

Die in Abbildung 6.9 dargestellte Messreihe liefert einen eindeutigen Hinweis auf die monotone Zunahme der Potentialtiefe beim Erhöhen des Stroms. Eine quantitative Stromabhängigkeit kann von dem Diagramm nicht abgelesen werden, da die Abhängigkeit der Potentialtiefe vom Abstand zum Leiter nicht bekannt ist. Umgekehrt, in Kenntnis der Stromabhängigkeit könnte man die Messkurve direkt nach der Abstandsabhängigkeit auswerten. Für die Messung der Stromabhängigkeit würde sich ein Experiment anbieten, in dem bei einem festen Abstand zum Leiter das chemische Potential des Kondensates beim Verändern des Stromes immer so eingestellt wird, dass die Aufteilung des Kondensates im Doppelmulden-Potential gerade beobachtet werden kann.

**Abbildung 6.9**

Stromabhängigkeit der Oberflächenpotentiale. Die Messpunkte markieren die Entfernungen zur Drahtoberfläche, bei denen zwei benachbarte Kondensate im symmetrischen Doppelmulden-Potential einen Abstand von 80 µm zueinander haben.

6.3 Nachweis einer longitudinalen Magnetfeldkomponente entlang des Stromleiters

Ein lineares Quadrupolpotential, das am stromdurchflossenen Leiter im seitlich homogenen Biasfeld entsteht, verläuft parallel zum Leiter. Durch Anlegen eines homogenen Offsetfeldes parallel zur Quadrupolachse erhält man den magnetischen Wellenleiter mit radial parabolischen Einschluss. Das Potential ist im Idealfall translationsinvariant. Abweichungen von der Translationsinvarianz ergeben sich, wenn der Leiter nicht geradlinig verläuft oder wenn zusätzliche elektrische oder magnetische Felder auf ihn einwirken. Eine eventuelle Höhenmodulation der Leiterbahnen als Ursache der beobachteten Potentialstruktur konnte nach einem Vergleich der thermischen und potentiellen Energie der Atome, die sich im Wellenleiter unterhalb der horizontal ausgerichteten Mikrostruktur bewegen, und anhand einer Lichtmikroskopaufnahme ausgeschlossen werden (Anhang B.1). Auf ähnliche Weise konnten wir den Einfluss transversal ausgerichteter magnetischer Dipole auf das Potential des Wellenleiters ausschließen (Anhang B.2). Durch eine energiedispersive Röntgenanalyse (EDX) wurde gezeigt, dass die Kupferleiter und das Substrat keine ferromagnetischen Verunreinigungen haben [Wha]. Den Einfluss elektrostatischer Effekte kann man an den metallischen Leitern der Mikrostruktur und am Hilfsdraht ebenfalls ausschließen (Anhang B.3).

Die Stromabhängigkeit der Potentialtiefe deutet auf einen vom Strom induzierten magnetischen Effekt hin, welcher das Potential des Wellenleiters periodisch strukturiert. Die Fallenform reagiert dabei auf longitudinale Magnetfelder am empfindlichsten. Unabhängig davon, wie solche Felder entstehen, kann ihre Anwesenheit experimentell überprüft werden: Eine axiale Feldkomponenten des Oberflächenfeldes $B_x(x)$ addiert sich zum

axial angelegten Feld B_0 , sodass sich das gesamte Feld in axialer Richtung als $\pm B_0 + B_x(x)$ schreiben lässt. B_0 nehmen wir hier positiv an, seine Ausrichtung bezüglich $B_x(x)$ berücksichtigen wir durch das Vorzeichen. Das resultierende Potential für Atome entsteht durch Betragsbildung des Gesamtfeldes $|\pm B_0 + B_x(x)|$, was gleich ist mit $|B_0 \pm B_x(x)|$. Daraus folgt, dass das Umdrehen des Offsetfeldes äquivalent zum Invertieren des Oberflächenfeldes ist. Wenn sich $B_x(x)$ aus einer konstanten Komponente B_{x0} und einer periodischen Komponente $B_{x\text{mod}}(x)$ zusammensetzt, können wir folgendes feststellen: Während B_{x0} den Betrag des axial angelegten Feldes B_0 nur verschiebt, bewirkt ein Vorzeichenwechsel in $B_{x\text{mod}}(x)$, dass sich Potentialminima in Maxima umwandeln, und umgekehrt (Abbildung 6.10). Das ist eine spezifische Eigenschaft axialer Magnetfelder. Nichtmagnetische Potentiale oder das Potential von nichtaxialen Magnetfeldkomponenten addieren sich nach der Betragsbildung zum axialen Potential und die Potentialminima und Maxima befinden sich für beide Orientierungen des Offsetfeldes an der selben Stelle (s. Anhang B).

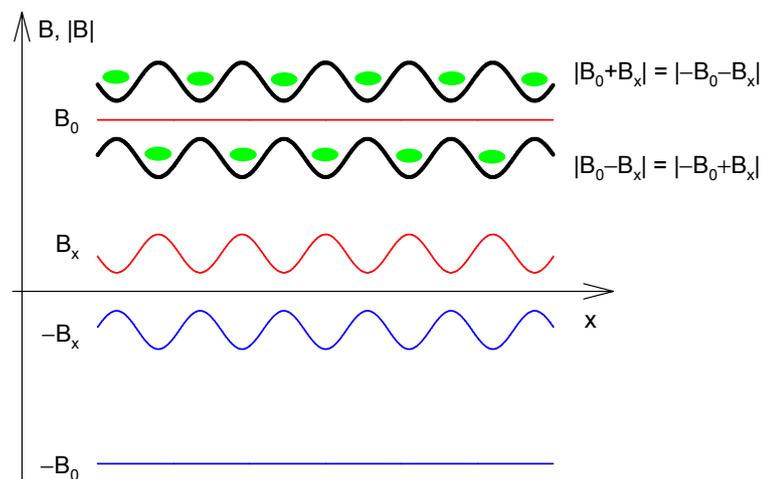


Abbildung 6.10

Das Fallenpotential $|\pm B_0 + B_x(x)| = |B_0 \pm B_x(x)|$ bei der Addition eines axialen Offsetfeldes B_0 und eines Oberflächenfeldes $B_x(x) = B_{x0} + B_{x\text{mod}}(x)$ für verschiedene Ausrichtungen der Felder. Die Potentialminima sind mit Punkten gekennzeichnet.

In den Experimenten am Wellenleiter liegt ein homogenes, axiales Magnetfeld B_0 bereits an. Die longitudinale Komponente eines zusätzlichen Magnetfeldes $B_x(x)$ würde sich diesem homogenen Feld als $\pm B_0 + B_x(x)$ überlagern und eine Strukturierung des Potentials bewirken. Im Experiment können wir sowohl die Richtung des Offsetfeldes als auch die Stromrichtung umdrehen und damit einerseits die Anwesenheit einer axial periodischen Magnetfeldkomponente, andererseits eine eventuelle Abhängigkeit von der

Stromrichtung prüfen. Angenommen, die Ausrichtung des zusätzlichen Magnetfeldes hänge von der Stromrichtung ab, kann man Potentialminima und Maxima nicht nur durch Invertieren des Offsetfeldes sondern auch durch Invertieren des Stromes im Leiter ineinander umwandeln.

Der experimentelle Beweis einer anomalen, axialen Magnetfeldkomponente entlang des stromdurchflossenen Kupferleiters ist in (Abbildung 6.11) dargestellt. Die Dichteverteilung der Atome bildet die Potentialminima im magnetischen Wellenleiter ab, die sich in Potentialmaxima umwandeln, wenn man das Vorzeichen des axialen Offsetfeldes B_0 umdreht. Das Invertieren des Stromes bei unverändertem Offsetfeld führt zum selben Ergebnis. Das heisst, dass die Ausrichtung der axial periodischen Magnetfeldkomponente $B_{\text{mod}}(x)$ von der Stromrichtung abhängt. Das Experiment kann man weiterführen: Die Verteilung der Atome zeigt bei invertiertem Strom und invertiertem Offsetfeld die ursprüngliche Struktur, die sich vertauscht, wenn man das Offsetfeld invertiert lässt aber den Strom in die anfängliche Richtung zurücksetzt.

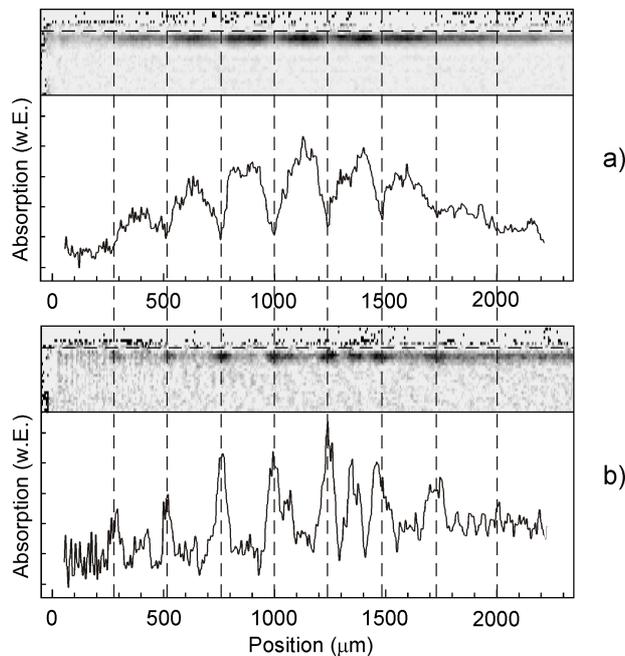


Abbildung 6.11

Dichteverteilung der Atome im Wellenleiter für entgegengesetzte axiale Offsetfelder in a) und b). Die waagerechte gestrichelte Linie markiert die Substratoberfläche und die Ausrichtung der Leiterbahn. Der Wellenleiter wird mit Atomen befüllt, indem der axiale Einschluss der Falle in 400 ms ausgeschaltet wird. Die 30 μm breite Leiterbahn trägt einen Strom von 0,045 A, das seitliche Offsetfeld beträgt 2 G, das axiale Offsetfeld 1,3 G. Der Wellenleiter verläuft im Abstand von 45 μm zum Leiter. a) zeigt die Dichteverteilung 450 ms nach Beginn der Expansion. b) Die Position der Potentialminima und Maxima vertauscht sich, wenn das axiale Offsetfeld umgedreht wird. Das axiale Offsetfeld wurde nach der 400 ms langen Expansion in 1 ms invertiert. Die Abbildung erfolgte weitere 50 ms später. Bei kleineren Atomzahlen in (b) werden zusätzlich Potentialminima bei der halben Periode aufgelöst (vergl. Abbildung 6.3, Abbildung 6.6).

Die Experimente wurden mit thermischen Wolken bei einiger Mikrokkelvin Temperatur im Wellenleiter an der 30 μm breiten Leiterbahn der Mikrostruktur durchgeführt. Der Wellenleiter wurde mit Atomen aus einer Mikrofaller befüllt, indem der axiale Einschluss einer Falle innerhalb von 400 ms ausgeschaltet wurde. Die Abbildung erfolgte 50 ms nach dem vollständigen Ausschalten des axialen Potentials. Ein Invertieren des Offsetfeldes oder des Stromes in der Leiterbahn erfolgte nach dem Ausschalten des axialen Fallenpotentials innerhalb 1 ms. Beim Invertieren des Stromes in der Leiterbahn wurde das seitliche Offsetfeld B_{bias} mit umgedreht. Die Abbildung der Wolken erfolgte jeweils 50 ms später. Bei dem Umpolen des axialen Feldes gehen Atome durch Majorana-Verluste, bei dem Invertieren des Stromes durch die kurzzeitige Abwesenheit des Fallenpotentials verloren. Es bleiben jedoch in jedem Fall genügend Atome übrig um die Potentialstruktur klar abbilden zu können. Der Wellenleiter, an dem die Experimente durchgeführt worden sind, ist durch die folgenden Parameter charakterisiert: Radiale Oszillationsfrequenz: $\omega_r = 2\pi \times 440 \text{ s}^{-1}$; Abstand zum Leiter: $d = 45 \mu\text{m}$; Axiales Offsetfeld: $B_0 = 1,7 \text{ G}$; Strom in der Leiterbahn: $I_l = 0,045 \text{ A}$; Strom im Kompressionsdraht: $I_K = 2 \text{ A}$.

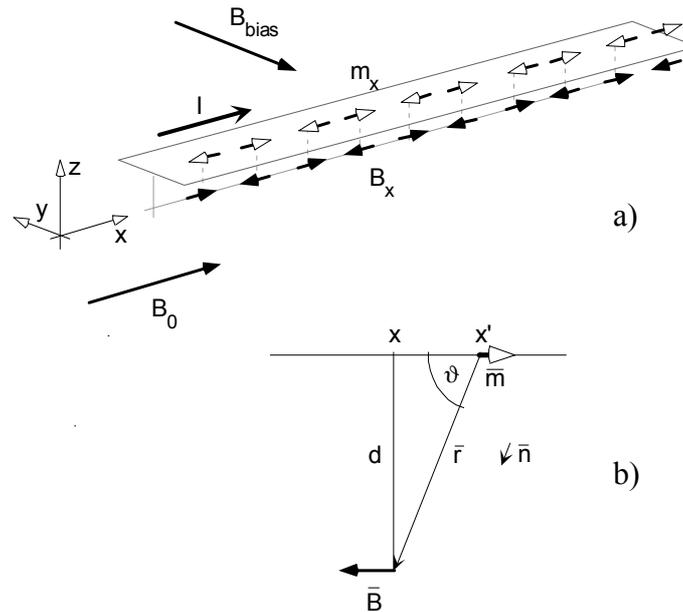
6.4 Mögliche Ursachen der anomalen Magnetfeldkomponente

Im Wellenleiter unterhalb eines stromdurchflossenen Leiters kann eine axiale Magnetfeldkomponente, deren Ausrichtung und Stärke vom Strom abhängt, durch eine horizontal periodische Variation des Strompfades oder durch strominduzierte magnetische Dipole entstehen. Wenn die Amplitude der axialen, periodischen Magnetfeldkomponente 1,5 mG beträgt, entstehen im Wellenleiter für ^{87}Rb Atome im $5s_{1/2}, F=2, m_F=2$ Zeeman-Zustand $k_B \times 200 \text{ nK}$ tiefe Potentialmulden. Die Potentialbarriere von $k_B \times 200 \text{ nK}$ wurde jedoch im Doppelmulden-Potential Experiment, im Abstand von 100 μm zum Leiter gemessen. Daraus kann man schließen, dass in 100 μm Abstand zum Leiter die Amplitude der axialen Magnetfeldkomponente den Wert von 1,5 mG übersteigt.

Magnetische Dipole

Axial ausgerichtete magnetische Dipole modifizieren das axiale Offsetfeld des Wellenleiters. Eine periodische Anordnung axialer magnetischen Dipole (oder entsprechender Kreisströme) erzeugt axiale Potentialbarrieren und somit eine periodische Anordnung von Potentialtöpfen (Abbildung 6.12). Um die Wirkung am Ort der Atome abzuschätzen, betrachten wir die magnetische Induktion $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ eines Dipols mit dem magnetischen Moments \mathbf{m} im Abstand \mathbf{r} [Jack75]

$$(7.1) \quad \vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3 \vec{n} (\vec{n} \cdot \vec{m}) - \vec{m}}{|\vec{r}|^3}.$$


Abbildung 6.12

a) Periodische Anordnung axial ausgerichteter magnetischer Dipole m_x an der Oberfläche des Stromleiters. Das Biasfeld B_{bias} zeigt in y -, das axiale Offsetfeld B_0 in x -Richtung. Bei einer Strom I in die positive x -Richtung entsteht der magnetische Wellenleiter unterhalb des Leiters. Die x -Komponente des Magnetfeldes der magnetischen Dipole $B_x(x)$ ist mit Pfeilen abwechselnder Orientierung symbolisiert. Sie addiert sich zum Offsetfeld B_0 und moduliert den Potentialverlauf. b) Geometrie zur Beschreibung des Magnetfeldes \mathbf{B} eines magnetischen Dipols \mathbf{m} am Ort x' .

Der Einheitsvektor \mathbf{n} ist parallel zum Ortsvektor \mathbf{r} . Die zum Wellenleiter parallele Feldkomponente axial ausgerichteter Dipole beträgt:

$$(7.2) \quad B_x(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3 (\cos \vartheta)^2 |m| - |m|}{|\vec{r}|^3}.$$

ϑ ist der Winkel, der zwischen der Achse des Leiters und dem Ortsvektor \mathbf{r} eingeschlossen wird. Um eine periodische Magnetfeldkomponente simulieren zu können, betrachten wir die differenzielle Form der Gleichung (7.2) und beschreiben die Anordnung der magnetischen Dipole über eine Liniendichte ρ_m . Das magnetische Moment einer dx langen Strecke beträgt somit $dm(x) = \rho_m(x) dx$. Das Feld einer solchen Verteilung im vertikalen Abstand d zum Leiter mit $r^2 = d^2 + (x-x')^2$ beträgt

$$(7.3) \quad B(d, x) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3 (\cos \vartheta)^2 - 1}{[d^2 + (x-x')^2]^{\frac{3}{2}}} \rho_m(x') dx' = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_m(x') g(d, x, x') dx',$$

wobei wir die Integralfunktion

$$(7.4) \quad g(d, x, x') = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{(3 (\cos \vartheta)^2 - 1)}{[d^2 + (x - x')^2]^{\frac{3}{2}}}$$

eingeführt haben. Sie beschreibt den Beitrag eines differentiellen Dipols bei der Koordinate x' zum Gesamtfeld im Punkt (d, x) (Abbildung 6.13.a). Für $\rho_m(x)$ setzen wir nun eine periodische Modellfunktion an, welche die zwei am Hilfsdraht beobachteten Fourier-Komponenten der Oberflächenpotentiale (Kapitel 6.2) berücksichtigt (Abbildung 6.13.b):

$$(7.5) \quad \rho_m(x) = -\rho_1 \cos(kx) - \rho_2 \cos(2kx).$$

Durch das Minuszeichen erhalten wir die magnetische Flussdichte bei $x=0$ mit positivem Vorzeichen. Das Integral (7.4) mit der Linienmagnetisierungsdichte (7.5) werten wir numerisch aus. Ihre Lösung im Abstand von $d=100 \mu\text{m}$ zur Oberfläche für $\rho_1 = 0,001 \times \rho_e \mu_B$, $\rho_2 = 0,01 \times \rho_e \mu_B$ und $k=28560 \text{ m}^{-1}$ ($\lambda=220 \mu\text{m}$) ist in Abbildung 6.13.c dargestellt. Hierbei haben wir für ρ_e die Liniendichte freier Elektronen in einem Leiterquerschnitt von $0,5 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$, einer Oberflächenschicht unserer Leiterbahn, zu $1,5 \times 10^{18} \text{ m}^{-1}$ angesetzt³. Die Lösung stellt ein axiales Magnetfeld dar, das seine Amplitude periodisch ändert. Die Amplituden ρ_1 und ρ_2 haben wir so gewählt, dass sie in einer Entfernung von $100 \mu\text{m}$ zu der Leiteroberfläche sowohl die Höhe der Potentialbarriere im Doppelmuldenpotential (etwa $k_B \times 200 \text{ nK}$) als auch den relativen Abstand der Kondensate (etwa $80 \mu\text{m}$) wiedergeben. Die Wellenzahlen k ($\lambda=220 \mu\text{m}$) und $2k$ ($110 \mu\text{m}$) haben wir so angesetzt, dass das Magnetfeld der Dipole im Wellenleiter sowohl die Strukturierung der thermischen Wolken als auch die feine Struktur, die mit Kondensaten beobachtet wird, beschreiben kann. Mit der doppelten Kosinus-Verteilung der Magnetisierung (7.5) sagt das Modell für einen Anstand von $100 \mu\text{m}$ zum Leiter eine Tiefe des Oberflächenpotentials von $\mu_B \times 4,4 \text{ mG}$ (etwa $k_B \times 300 \text{ nK}$) voraus, die mit den Expansionsexperimenten im guten Einklang steht. Abhängig von dem angesetzten Feldverlauf (Kosinus, Airy, usw.) kann die Tiefe der Oberflächenpotentiale die Potentialbarriere des Doppelmuldenpotentials bis um eine Größenordnung überschreiten.

Die modellierte Feldverteilung beruht auf dem Ansatz (7.5) mit den Amplituden ρ_1 und ρ_2 . Ausgehend von einer $30 \mu\text{m}$ breiten und $0,5 \mu\text{m}$ hohen Leiterbahn setzen diese Amplituden entweder ein Vorhandensein von ferromagnetischen Verunreinigungen voraus, z.B. von 1 % Eisen, oder in einem spekulativeren Bild die Ausrichtung der Spins von 1 % der Leitungselektronen. Da die energiedispersive Röntgen-Analyse keine ferromagnetische Verunreinigungen nachgewiesen hat [Wha] und eine regelmäßige Anordnung ferromagnetischer Störstellen, als allgemeine Eigenschaft von Kupferleitern verschiedener Herkunft, unwahrscheinlich erscheint, stellt sich die Frage, ob etwas eine Ausrichtung der Elektronenspins bewirken kann und warum die ortsfeste Periodizität auftritt.

³ Die Volumendichte freier Elektronen im Kupfer beträgt ca. 10^{29} m^{-3} .

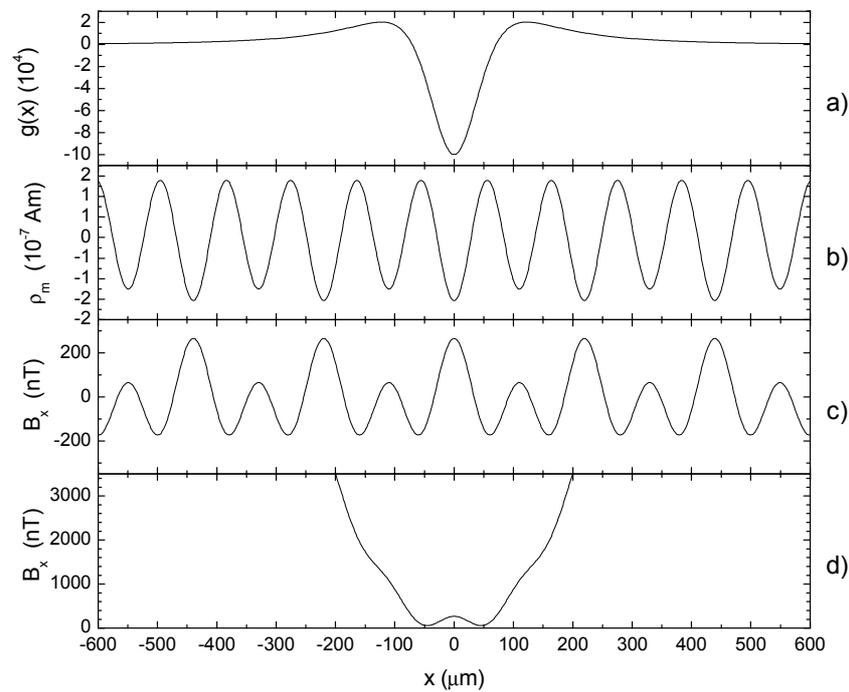


Abbildung 6.13

a) Die Integralfunktion (7.4) für $d=0,0001$ und $x'=0$. b) Axiale Linienmagnetisierungsdichte (7.5) mit $\rho_1=0,001 \times \rho_e \mu_B$, $\rho_2=0,01 \times \rho_e \mu_B$ und $\rho_e=1,5 \times 10^{18} \text{ m}^{-1}$. c) Das axiale Magnetfeld der Verteilung (b) in einer Entfernung von $100 \mu\text{m}$. Für Atome mit dem magnetischen Moment μ_B entsteht ein Potential der Tiefe von $k_B \times 300 \text{ nK}$. d) Doppelmulden-Potential, das als Überlagerung der Joffe-Falle ($\beta_x=168 \text{ G/cm}^2$) und des axialen Magnetfeldes (c) der Linienverteilung der magnetischen Dipole (b) in einer Entfernung von $100 \mu\text{m}$ entsteht. Der Abstand zwischen den Potentialminima beträgt $80 \mu\text{m}$, die Potentialbarriere für Atome mit dem magnetischen Moment μ_B beträgt $k_B \times 200 \text{ nK}$.

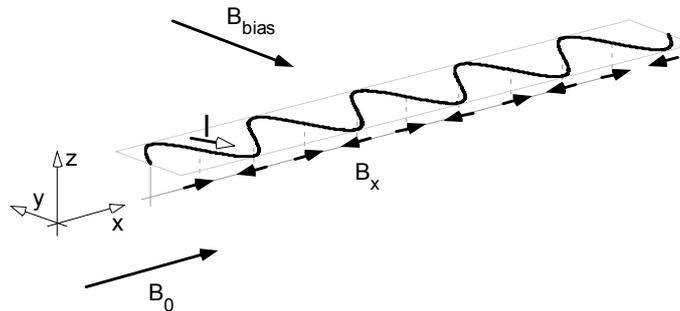
In diesem Zusammenhang können wir auf theoretische Festkörpermodelle hinweisen, die in Metallen eine ballistische Streuung von bewegten Elektronen an Streuzentren mit Drehimpuls vorhersagen [Hir99]. Dabei sollen die Elektronenspins in eine definierte Richtung ausgerichtet werden. Die Ladungsdichte soll konstant bleiben und es bestehe nur ein Spin-Ungleichgewicht an entgegengesetzten Seiten des Leiters (Spin-Hall Effekt). Die Verteilung der ausgerichteten Spins ist in diesem Bild translationsinvariant entlang der Leiterachse. Eine periodische Modulation der Verteilung setzt Störungen, eventuell das Auftreten von Spin-Interferenzen voraus. Für Interferenzeffekte wird eine Spinrelaxationslänge benötigt [Sar00], die größer ist als die Abmessungen des Leiterquerschnittes. Die Spinrelaxationslänge ist eine stromunabhängige und materialspezifische Größe, sie nimmt für Kupfer bei Raumtemperatur Werte zwischen $1 \mu\text{m}$ bis zu einigen $100 \mu\text{m}$ an [Mih]. Es wäre interessant, Vergleichsmessungen an anderen Metallen, wie z.B. Gold mit einer wesentlich geringeren Spinkohärenzlänge durchzuführen. Eine alternative Möglichkeit wäre die Implantation von Störstellen in den Kupferleiter, welche die Kohärenzlänge

herabsetzen. Im zitierten Modell ist die Ausrichtung der Spins durch die Stromrichtung festgelegt, welche in der Verteilung (7.5) durch die Addition eines konstanten Terms, der größer ist als $\rho_1 + \rho_2$, berücksichtigt werden kann. Das Modell sagt auch eine Stromabhängigkeit der Anzahl ausgerichteter Elektronenspins voraus. Damit ist die beobachtete Zunahme der Potentialtiefe und die stromunabhängige Periodenlänge der Potentialstruktur konsistent mit dem Modell. Die feste Position der Potentialminima könnte beispielsweise durch Randbedingungen, die durch die Endlichkeit des Leiters eingeführt werden, oder durch Störstellen im Leiter hervorgerufen werden. Die Ausrichtung der Elektronenspins im Stromfluss ist eine der wahrscheinlichsten Erklärungen des anomalen Magnetfeldes.

Modulation des Strompfades

Eine horizontale Variation des Stromverlaufes ändert sowohl die horizontale als auch die vertikale Position des magnetischen Wellenleiters: im homogenen Biasfeld B_{bias} verläuft die Fallenmitte entlang einer elliptischen Spirale. Die horizontale Position des Wellenleiters folgt dem horizontalen Verlauf des Stromflusses, die vertikale Position wird am meisten angehoben, wo die x-Komponente des Stromes am geringsten ist. Den stärksten Einfluss auf das Potential des Wellenleiters hat jedoch die Magnetfeldkomponente, die parallel zur x-Richtung entsteht. Zu diesem Resultat gelangt man bei der Berechnung des Magnetfeldes des in Abbildung 6.14 dargestellten Stromverlaufes mit dem Biot-Savart Gesetz. Für eine Stromstärke von 1 A erhält man bei der horizontalen Variation des Strompfades mit einer Sinusamplitude von 50 nm und der Periode von 220 μm eine axiale, periodische Magnetfeldkomponente $B_x(x)$, deren Amplitude 4 mG beträgt. Diese Komponente addiert sich auf das axial angelegte Offsetfeld B_0 und moduliert den Feldbetrag im Fallenzentrum. Die Position des Wellenleiters ändert sich horizontal um ± 50 nm und vertikal um ± 50 pm, was bei der Frage der Strukturierung vollständig vernachlässigt werden kann. Für ^{87}Rb Atome im $5s_{1/2}, F=2, m_F=2$ Zeeman-Zustand bedeutet eine axiale Feldamplitude von 4 mG Potentialbarrieren der Größe von $\mu_B \times 8$ mG.

Das Modell der Stromfadmodulation ist konsistent mit der beobachteten Stromabhängigkeit der Potentialtiefe und setzt eine extrem kleine aber periodische Variation des Stromverlaufes voraus. Die strenge Periodizität und das allgemeine Auftreten der Potentialstruktur an stromdurchflossenen Kupferleitern macht eine Variation der Leiterbreite als Ursache unwahrscheinlich. Periodische Modulationen des Strompfades sind aus der Plasma-Physik als „Kink-Instabilitäten“ bekannt [Jack75], es ist jedoch noch zu prüfen, wie sich diese Modelle für den Stromfluss im Kupfer anwenden lassen. Eine mehrfache Strukturierung des Potentials, wie sie mit Kondensaten beobachtet wurde, kann durch das Hinzunehmen weiterer Fourier-Komponenten der Stromfad-Modulation berücksichtigt werden. Die ortsfeste Position des modulierten Strompfades könnte in dieses Modell durch Randbedingungen an den Enden des Leiters oder an Störstellen eingeführt werden.

**Abbildung 6.14**

Sinusförmiger Stromverlauf in einer horizontalen, zur x-y parallelen Ebene, entlang der x-Koordinate. Das Biasfeld B_{bias} zeigt in y-, das axiale Offsetfeld B_0 in x-Richtung. Die in x-Richtung ausgerichtete Magnetfeldkomponente des Stromes $B_x(x)$ wurde mit Pfeilen abwechselnder Orientierung symbolisiert. Bei einem Strom von 1 A und einem Biasfeld von 20 G verläuft der Wellenleiter 100 μm unter dem Leiter. Die horizontale Modulation des Strompfades mit einer Sinus-Amplitude von 50 nm und 220 μm Wellenlänge erzeugt eine axiale, periodische Magnetfeldkomponente mit der Sinus-Amplitude von 4 mG.

Zusammenfassung

In Fallenpotentialen an der Oberfläche stromdurchflossener Kupferleiter wird eine Strukturierung ultrakalter atomaren Wolken beobachtet. Die Strukturierung ist periodisch und ortsfest am Leiter. Die Periode beträgt an verschiedenen Kupferleitern 200–300 μm . Es wurde experimentell bewiesen, dass die Strukturierung der Wolken auf einer Potentialstruktur beruht, die durch eine anomale, parallel zur Stromrichtung ausgerichtete, periodische Magnetfeldkomponente hervorgerufen wird. Die Richtung der anomalen Feldkomponente hängt von der Stromrichtung, ihr Betrag von der Stromstärke ab. Beim Erhöhen des Stromes nimmt die Stärke des longitudinalen Feldes zu. Im Abstand von 100 μm zur Leiteroberfläche und einem Strom von 1 A im Leiter beträgt die Amplitude der anomalen Feldkomponente einige Milligauss.

Dieses Oberflächenfeld überlagert sich dem Potentialverlauf magnetischer Mikrofallen. Experimente, die ein ungestörtes axiales Potential voraussetzen, können damit nur in größeren Abständen zur Leiteroberfläche ($>250 \mu\text{m}$) durchgeführt werden. Neben dem grundlegenden Interesse am Verständnis dieses neuen Phänomens erfordert die Entwicklung miniaturisierter atomoptischer Instrumente eine präzise Kontrolle der Magnetfelder an Oberflächen. Als mögliche Ursachen für die anomale Feldkomponente wurden hier magnetische Dipole, die durch den Stromfluss ausgerichtet werden, und die transversale Variationen des Strompfades diskutiert. Die Feststellung der genauen Ursache erfordert detaillierte theoretische Arbeiten. In Folgeexperimenten, an denen sich bereits mehrere

Forschergruppen^{4,5,6,7,8} beteiligen, planen wir eine Untersuchung der Geometrieabhängigkeit der Oberflächenpotentiale an verschiedenen langen und breiten Kupferleiterbahnen, sowie die Untersuchung der Materialabhängigkeit an Gold-, Silber- und Aluminiumleitern. Es werden Proben vorbereitet, bei denen die freie Weglänge der Leitungselektronen durch Gitterstörungen (Ionenimplantation, Neutronenbeschuss) beeinflusst wird.

⁴ Prof. Dr. D. Wharam, Institut für Angewandte Physik, Universität Tübingen.

⁵ Prof. Dr. N. Schopohl, Institut für Theoretische Physik, Universität Tübingen.

⁶ Prof. Dr. E. A. Hinds, Sussex Centre of Optical and Atomic Physics, University of Sussex.

⁷ Prof. Dr. G. Mihály, Department of Physics, Budapest University of Technology.

⁸ Prof. Dr. J. Gyulai, Research Institute for Materials Science, Hungarian Academy of Sciences.

7 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde ein neues Konzept zur Herstellung von Bose-Einstein Kondensaten entwickelt und umgesetzt. Das Fallenpotential für ultrakalte Atome entsteht an miniaturisierten Elektromagneten, die der Erkenntnis Rechnung tragen, dass ultrakalte Atome bereits in schwachen Magnetfeldern gefangen werden können, sofern sie steile Gradienten bzw. große Krümmungen aufweisen. Die Mikrofalle wird daher an einer Mikrostruktur mit extrem dünnen Leiterbahnen bzw. an einem dünnen Draht erzeugt. Die Mikrofalle wird mit einem neuartigen Lademechanismus befüllt. Dabei werden die ^{87}Rb Atome durch adiabatisches Umformen eines ausgedehnten magnetischen Fallenpotentials in die steile Geometrie der Mikrofalle überführt. Mit dieser Technik konnte zum ersten Mal ein Bose-Einstein Kondensat in der Mikrofalle präpariert werden. Die Kombination aus dreidimensionaler magneto-optischen Falle und magnetischem Transfer ermöglicht einen optimalen Einsatz der einzelnen Komponenten: das uneingeschränkte Fangvolumen der magneto-optischen Falle mit sechs separaten Laserstrahlen erlaubt die Präparation einer großen Anzahl von Atomen, die verlustfrei in die Mikrofalle mit idealen Bedingungen für Bose-Einstein Kondensation überführt werden. Die Vorzüge werden durch die Kondensate mit großen Atomzahlen in der Mikrofalle deutlich. Die Ladetechnik ist kompatibel mit einer beliebigen Anordnung von Mikroelektromagneten und bietet sich als allgemeiner Ausgangspunkt für zukünftige Experimente mit Oberflächenfallen an. Die Anordnung der Elektromagnete im Vakuum ermöglicht außerdem eine enorme Reduktion des technischen Aufwandes zur Herstellung Bose-Einstein Kondensate ohne sich negativ auf die Ultrahochvakuumbedingungen auszuwirken. Der kompakte Aufbau erwies sich als besonders stabil und erlaubte eine Automatisierung der Experimente, wodurch Langzeitmessungen, wie z.B. zur nichtlinearen Schwingung des Kondensates [Ott02], unterbrechungsfrei über Stunden durchgeführt werden können.

In der vorliegenden Arbeit wurden die Lebensdauer und die Heizrate atomarer Wolken charakterisiert. Es wurde dabei festgestellt, dass das Ausgasen der Mikrofallenoberfläche keinen relevanten Beitrag zu den Verlusten liefert, jedoch Hochfrequenzstörungen an metallischen Leitern die Lebensdauer der Wolken wesentlich beeinflussen können. Die Heizraten hängen wesentlich von den Fallenfrequenzen ab. Für steile Mikrofallen mit Frequenzen im kHz-Bereich sind sie daher auch für oberflächennahe Fallen unterdrückt.

Als weiteres wesentliches Resultat dieser Arbeit wurde ein neuer magnetischer Effekt an stromdurchflossenen Leitern entdeckt. Es zeigte sich, dass ein Kupferleiter, neben dem bekannten zirkularen Magnetfeld, ein bisher unbekanntes longitudinales Magnetfeld

erzeugt. Es wurde mit Hilfe ultrakalter thermischen Wolken und Bose-Einstein Kondensaten weitgehend charakterisiert.

Im Zusammenhang mit dieser Arbeit ist eine Reihe von Veröffentlichungen entstanden [For00, For01, Ott01, For02, For02b, For02c, Kra02, Zim02, Ott02b, Ott02c]. In die vorliegende Arbeit wurden Inhalte aus den ersten sieben dieser Veröffentlichungen eingearbeitet.

Das Fangen und die Manipulation ultrakalter Atome in Mikropotentialen ist ein sehr junges Forschungsfeld, das sich rasch entwickelt. Durch die Präparation eines Bose-Einstein Kondensates in magnetischen Mikrofallen haben die Forschungsaktivitäten einen zusätzlichen Impuls gewonnen: Es eröffnen sich neue Möglichkeiten zu grundlegenden Studien an Quantengasen sowie ein breites Spektrum an faszinierenden Anwendungen.

Der Potentialverlauf in magnetischen Mikrofallen kann räumlich und zeitlich auf beinahe beliebige Weise gestaltet werden, sodass eine präzise, lokale Kontrolle über die Form und Bewegungszustand des Kondensates möglich ist. Da in solchen Experimenten Mikropotentiale zwangsweise von der vergleichsweise einfachen Form eines parabolischen Potentials abweichen werden, ist das Verhalten in anharmonischen Potentialen ein wichtiger Gesichtspunkt. Hierbei ist die Bewegung des Massenmittelpunktes gekoppelt mit kollektiven Anregungen des Kondensates [Ott02b], im Grenzfall starker Anregungen ist sogar chaotisches Verhalten vorhergesagt [Ott02c]. Weitere physikalisch interessante Systeme ergeben sich beim Überführen des Gases in stark anisotrope und quasi eindimensionale Geometrien. Sowohl für bosonische (Kapitel 2.2) als auch für fermionische Quantengase [Won01] liegen ausführliche theoretische Studien vor, die Aussagen über das erwartete Verhalten treffen. In unseren Experimenten haben wir Bose-Einstein Kondensate durch eine Reduktion des axialen Fallenpotentials in langgestreckte Geometrien überführt [For02c] und das Eintreten des *confined Regimes* beobachtet [Ott02b], indem der energetische Abstand radialer Fallenzustände das chemische Potential des Kondensates übersteigt [Gör01].

Durch das Bose-Einstein Kondensat steht uns eine Materiewelle zur Verfügung, die eine Phasenkohärenz besitzt – wie man sie aus der Optik vom Laserlicht her kennt. Mit magnetischen, elektrostatischen und optischen Feldern lassen sich atomoptische Bauelemente für Materiewellen, wie Spiegel [Bon99, Blo01], Linsen, Resonatoren [Blo01], Wellenleiter [Bon01, For02, Lea02b, For02c], Strahlteiler [Den99] und Gitter [Ovc99] herstellen. Durch die Kombination dieser Elemente zu einem „Atomchip“ ließen sich komplexe atomoptische Instrumente konstruieren. Wenn beispielsweise ein Bose-Einstein Kondensat mit einem zeitlichen oder räumlichen Strahlteiler aufgetrennt werden kann, könnten durch Trennen und Zusammenführen dieser Materiewellen sensible Interferometer zur Messung von Rotationen und Beschleunigungen realisiert werden [Rei01, Fol02, Sti02]. Die Phasenkohärenz des Bose-Einstein Kondensates verleiht der Schwerpunktbewegung eine besondere Stabilität. Dies bietet eine interessante Grundlage für die Herstellung von hochpräzisen Oszillatoren [Ott02]. Funktionseinheiten atom-optischer Instrumente könnten als Oszillatoren gedacht werden, die über ihre Amplitude oder Phase gekoppelt sind. Magnetische oder optische [Gre01b, Gre02, Dum02, Ham02] Mikropotentiale können auch zur sensiblen Kontrolle der relativen Position zwischen Wolken oder einzelner Atome benutzt werden. Ausgehend von einem Bose-Einstein Kondensat kann

der quantenmechanische Grundzustand einzelner Gitterplätze befüllt werden [Gre02]: Eine ideale Ausgangsposition zur Verschränkung definierter Teilchenzustände und zur Konstruktion von Quanten-Gattern [Jak99]. Für künftige Atomchips ist außerdem eine Entwicklung empfindlicher Einzelatomdetektoren [Kuhr01] von grundlegendem Interesse.

Die Experimente der vorliegenden Arbeit haben gezeigt, dass die Nähe einer Oberfläche das Fallenpotential stark beeinflussen kann. Das legt nahe, ultrakalte thermische Wolken und Bose-Einstein Kondensate zur Untersuchung von Oberflächen zu verwenden. Die zu untersuchende Oberfläche könnte metallisch, dielektrisch oder eine Kombination aus beiden sein. Dabei könnten *festkörperphysikalische* Phänomene, die bislang mangels entsprechender Nachweismethoden unzugänglich waren [Hir99], basierend auf der Einwirkung elektrostatischer oder magnetischer Kräfte auf die Atome erforscht werden. Die räumliche Strukturierung der Atomwolken kann mit gut etablierten Abbildungstechniken direkt nachgewiesen werden, wobei die Auflösung des Abbildungssystems auf die Mikrometerskala begrenzt ist. Eine bessere Auflösung erhält man, wenn das Kondensat nach einigen Millisekunden Fallzeit abgebildet wird. Das Bild nach der freien Expansion im Gravitationsfeld spiegelt die anfängliche Impulsverteilung wieder, wodurch Information über Phasengradienten im Kondensat, die durch die Oberfläche aufgeprägt worden sind, gewonnen werden kann. Dieser Ansatz kann als Erweiterung eines aktuellen Experiments an einer Matrix eindimensionaler optischen Fallen betrachtet werden [Gre01b]. Durch das adiabatische Absenken des Gitterpotentials und anschließende ballistische Expansion ist es gelungen, die Besetzung der Energiebänder innerhalb der ersten Brillouin-Zone direkt abzubilden. Die Größe der Brillouin-Zone nimmt für kleinere Gitterkonstanten zu. Dies führt zu einer Vergrößerung des Fallzeitbildes. Auf diese Weise können im Fallzeitbild feine Strukturierungen nachgewiesen werden, deren direkte Abbildung, begrenzt durch die optische Auflösung der Abbildungssysteme, nicht möglich wäre. Bei der Zerlegung eines beliebigen Oberflächenpotentials in periodische Fourier-Komponenten könnte eine neue Art holographischer Oberflächenmikroskope entstehen.

8 Anhang

A: Theoretische Ansätze zur Beschreibung der Lebensdauer

Nach der Präparation der atomaren Wolke in der Magnetfalle nimmt die Anzahl der gefangenen Atome kontinuierlich ab. Die Verluste, die schließlich zur endlichen Lebensdauer τ des Ensembles führen, ergeben sich aus folgenden Prozessen: Stöße mit dem Restgas in der Vakuumkammer, inelastische Zwei- und Dreikörperprozesse sowie Auskopplung der Atome in ungefangene Zeeman-Zustände durch hochfrequente Magnetfeldfluktuationen. In Magnetfallen mit verschwindendem Feld im Fallenzentrum treten zusätzliche Verluste durch Majorana-Spin-Flips auf [Pet95]. Experimentell werden letztere durch die Verwendung von Fallen mit endlichem Offsetfeld im Fallenzentrum vernachlässigbar klein [Pri83]. Feldfluktuationen können in gewöhnlichen Magnetfallen effektiv abgeschirmt werden, für Mikrofallen nahe an der Oberfläche eines stromdurchflossenen Leiters kann jedoch ihr Einfluss zunehmen.

Die zeitliche Änderung der Atomzahl $N(t)$ in der Magnetfalle kann durch eine Differentialgleichung der folgenden Form beschrieben werden [Burt97]:

$$(A.1) \quad \frac{dN}{dt} = - \sum_p K_p \int_{-\infty}^{\infty} n^p(\vec{r}, t) dV \quad (p = 1, 2, 3).$$

$n(\vec{r}, t)$ ist die orts- und zeitabhängige Dichte und K_p sind die Ratenkoeffizienten der p -Körperverluste.

Der Term mit $p=1$ beschreibt Verluste, die dichteunabhängig auftreten. Solche Effekte sind beispielsweise Stöße mit dem Hintergrundgas oder Verluste durch Spin-Flip-Übergänge.

Der Term mit $p=2$ beschreibt inelastische Zweikörperprozesse, die proportional zur Dichte auftreten [Moe96, Boes96]. Für den $|F=2, m_F=2\rangle$ doppelt spin-polarisierten Zustand von ^{87}Rb in der Magnetfalle sind die Verluste auf die inelastische Spin-Dipol-Wechselwirkung zurückzuführen. Der Ratenkoeffizient K_2 für ein Kondensat in der Magnetfalle mit einem Offsetfeld von 1 G in der Fallenmitte wurde von Julienne *et al.*

auf $(1-2) \times 10^{-15} \text{ cm}^3/\text{s}$ berechnet [Juli97]. Für ein thermisches Ensemble erwartet man einen um den Faktor $2! = 2$ erhöhten Verlustkoeffizienten. Der Grund dafür ist die Unterdrückung der Dichtefluktuationen im Kondensat gegenüber den thermischen Wolken, die oft als „Kohärenz höherer Ordnung“ zitiert wird [Kag85].

Der Term mit $p=3$ beschreibt inelastische Dreikörperprozesse, die proportional zum Quadrat der Dichte auftreten [Fed96, Burt97, Söd99, Esry99]. Der theoretisch berechnete Ratenkoeffizient K_3 für thermische ^{87}Rb Atome im doppelt spinpolarisierten Zustand liegt bei $2.3 \times 10^{-28} \text{ cm}^6/\text{s}$ [Esry99]. Der experimentell bestimmte Ratenkoeffizient K_3 beträgt $2.2 \times 10^{-28} \text{ cm}^6/\text{s}$ [Söd99]. Der theoretische und der experimentelle Wert für K_3 zeigen hierbei eine sehr gute Übereinstimmung. Anders für den $|F=1, m_F=-1\rangle$ einfach spinpolarisierten Zustand von ^{87}Rb sagt die Theorie denselben Koeffizienten $K_3 = 2.3 \times 10^{-28} \text{ cm}^6/\text{s}$ voraus, welcher jedoch experimentell zu $K_3 = 9 \times 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$ gemessen wurde [Burt97]. Für kondensierte Wolken ist der Ratenkoeffizient K_3 um den Faktor $1/3! = 6$ verringert [Kag85, Burt97].

Bei gegebener Fallengeometrie und Temperatur kann die Differentialgleichung (A.1) anstatt der Dichte über die Atomzahlen ausgedrückt werden. Die Dichte des Ensembles in der Falle kann man in der Form

$$(A.2) \quad n(\vec{r}, t) = A e^{-\frac{E(\vec{r}, t)}{k_B T}}$$

schreiben. k_B bezeichnet die Boltzmann-Konstante, T die Temperatur. Die Normierungskonstante A ergibt sich aus der Integration der Dichte über das gesamte Volumen. Für ein thermisches Gas mit Atomen der Masse m in einer dreidimensionalen harmonischen Oszillatorpotential mit den Frequenzen von ω_x , ω_y , ω_z und der Energie

$$(A.3) \quad E = \frac{1}{2} m (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2)$$

berechnet sich A zu

$$(A.4) \quad A = N \omega_x \omega_y \omega_z \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}}.$$

Nach Einsetzen der Dichte (A.2) in (A.1) und Ausführen der Integration erhält man die Differentialgleichung:

$$(A.5) \quad \frac{dN(t)}{dt} = -\sum_p \alpha_p N(t)^p \quad \text{mit}$$

$$(A.6) \quad \alpha_p = K_p (\omega_x \omega_y \omega_z)^{p-1} \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}(p-1)} p^{-\frac{3}{2}} \quad \text{und} \quad p=(1,2,3),$$

wobei in (A.6) bereits die Normierung der Dichte für das dreidimensionale harmonische Potential (A.4) eingesetzt wurde. Wir fanden keine analytische Lösung der Gleichung (A.5), die alle Verlustkanäle gleichzeitig berücksichtigt. Die analytischen Lösungen für Spezialfälle mit nur dichteunabhängigen Verlusten ($p=1$), mit dichteunabhängigen und Zweikörperverlusten ($p=1$ und 2) bzw. mit dichteunabhängigen und Dreikörperverlusten ($p=1$ und 3) sind im folgenden angegeben.

Dichteunabhängige Verluste

Wenn dichteabhängige Verlustmechanismen vernachlässigt werden können ($p=1$), vereinfacht sich (A.5) zu

$$(A.7) \quad \frac{dN(t)}{dt} = -K_1 N(t).$$

K_1 kann eine Summe von Ratenkoeffizienten α , β , γ , ... einzelner dichteunabhängiger Verlustmechanismen sein. Die Lösung von (A.7) ist das Produkt von Exponentialfunktionen der Form

$$(A.8) \quad N(t) = N_0 e^{-(\alpha+\beta+\gamma+\dots)t}$$

mit $N_0=N(t=0)$ und den Zeitkonstanten $\tau_\alpha=1/\alpha$, $\tau_\beta=1/\beta$, $\tau_\gamma=1/\gamma$ usw. Die Zeitkonstante τ_α , welche die Lebensdauer der Wolke aufgrund von Stößen mit dem Restgas beschreibt, ist umgekehrt proportional zum Druck.

Dichteunabhängige und Zweikörperverluste

Das gleichzeitige Auftreten von dichteunabhängigen und Zweikörperverlusten ($p=1$ und 2) in der harmonischen Falle kann mit folgender Differentialgleichung beschrieben werden:

$$(A.9) \quad \frac{dN(t)}{dt} = -K_1 N(t) - \alpha_2 N(t)^2 \quad \text{mit}$$

$$(A.10) \quad \alpha_2 = K_2 (\omega_x \omega_y \omega_z) \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} 2^{-\frac{3}{2}}.$$

Wenn man bei der Lösung von (A.9) eine konstante Temperatur T voraussetzt, erhält man für die zeitliche Entwicklung der Atomzahl den Ausdruck

$$(A.11) \quad N(t) = N_0 \frac{K_1}{e^{K_1 t} (K_1 + \alpha_2 N_0) - \alpha_2 N_0}.$$

Aus dem Limes von (A.11) für K_1 gegen unendlich kann man die $1/e$ -Lebensdauer für reine Zweikörperzerfälle definieren, die nützlich sein kann, um die Stärke der konkurrierenden Verlustprozesse zu vergleichen (Abbildung 8.1):

$$(A.12) \quad \tau_2 = \frac{e-1}{\alpha_2 N_0} .$$

Dichteunabhängige und Dreikörperverluste

Das gleichzeitige Auftreten von dichteunabhängigen und Dreikörperverlusten ($p=1$ und 3) in der harmonischen Falle kann man mit der folgenden Differentialgleichung berücksichtigen:

$$(A.13) \quad \frac{dN(t)}{dt} = -K_1 N(t) - \alpha_3 N(t)^3 \quad \text{mit}$$

$$(A.14) \quad \alpha_3 = K_3 (\omega_x \omega_y \omega_z)^2 \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^3 3^{-\frac{3}{2}} .$$

Die Lösung von (A.13) für eine konstante Temperatur T ist gegeben durch den Ausdruck

$$(A.15) \quad N(t) = N_0 \sqrt{\frac{K_1}{e^{2K_1 t} (K_1 + \alpha_3 N_0^2) - \alpha_3 N_0^2}} .$$

Die $1/e$ -Lebensdauer für einen reinen Dreikörperzerfall ergibt sich zu

$$(A.16) \quad \tau_3 = \frac{e^2 - 1}{2\alpha_3 N_0^2} .$$

Entsprechende Ausdrücke zur Beschreibung der Lebensdauer von Bose-Einstein Kondensaten befinden sich in [Söd99]. Im Grenzfall ausschließlicher Dreikörperverluste ($K_1=0$) vereinfacht sich die Gleichung (A.15) zu

$$(A.17) \quad N(t) = \frac{N_0}{\sqrt{1 + 2\alpha_3 N_0^2 t}} .$$

Der Einfluss einzelner Verlustkanäle auf die Lebensdauer der Wolke hängt stark von den experimentellen Parametern ab. Setzt man die Verlustkoeffizienten von [Juli97] und [Söd99] in die Gleichungen (A.12) und (A.16) ein, kann man feststellen, dass bei idealem Vakuum und bei Dichten unterhalb von $3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ hauptsächlich Zweikörperverluste den Zerfall der ^{87}Rb Wolke im $|F=2, m_F=2\rangle$ Hyperfeinzustand in der Magnetfalle bestimmen würden (Abbildung 8.1). Bei größeren Dichten dominieren Dreikörperverluste. Da im Vakuum die Lebensdauer aufgrund von Stößen mit dem Restgas typischerweise

auf 60 bis 100 Sekunden begrenzt ist, kann man bei Dichten unterhalb von $3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ den Verlust aufgrund von Zwei- und Dreikörperstößen vernachlässigen. Bei größeren Dichten bewirken Dreikörperverluste eine schnellere Abnahme der Atomzahl.

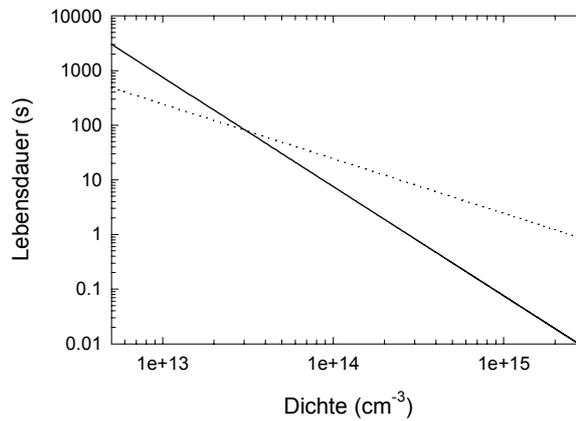


Abbildung 8.1

$1/e$ -Lebensdauer für reine Drei- (durchgezogene Linie) bzw. Zweikörperverluste (gepunktete Linie) des doppelt spinpolarisierten Hyperfeinzustandes von ^{87}Rb in der Magnetfalle als Funktion der Dichte. Das Diagramm setzt den von [Juli97] berechneten Ratenkoeffizienten $K_2=2 \times 10^{-15} \text{ cm}^3/\text{s}$ und des von [Söd99] gemessenen Ratenkoeffizienten $K_3=2.2 \times 10^{-28} \text{ cm}^6/\text{s}$ voraus.

B.1: Einfluss der vertikalen Variation der Leiterbahnposition auf das Potential eines magnetischen Wellenleiters

Ein Vergleich der thermischen Energie $E_{\text{th}} = 3 k_B T$ eines Atoms, das sich im Wellenleiter unterhalb der horizontal ausgerichteten Mikrostruktur bewegt, und seiner potentiellen Energie im Gravitationsfeld $E_{\text{pot}} = m g h$ zeigt, dass sich die vertikale Position der Leiterbahnen periodisch um $7 \mu\text{m}$ ändern müsste, um dem Wellenleiter die periodische Potentialstruktur der Tiefe von $k_B \times 250 \text{ nK}$ aufprägen zu können. Diese Höhenmodulation ist in unseren Experimenten nicht vorhanden (vgl. Lichtmikroskop-Aufnahme der Mikrostruktur in Abbildung 3.2). Elektronenmikroskop-Aufnahmen (Abbildung 3.1) zeigen eine Rauigkeit der Leiteroberfläche um 500 nm . Sie ist unregelmäßig und zeigt keine Periodizität. Damit scheidet eine Höhenmodulation der Stromleiter als Ursache der beobachteten Potentialstruktur aus. Das seitliche Offsetfeld wurde für die Experimente entweder mit dem Kompressionsdraht oder mit einem externen Spulenpaar erzeugt und war am Ort des Wellenleiters homogen.

B.2: Einfluss transversal ausgerichteter magnetischen Dipole auf das Potential eines magnetischen Wellenleiters

Transversal ausgerichtete magnetische Dipole, deren Achse parallel zur Leiteroberfläche steht, verstärken das Magnetfeld des Stromflusses oder sie schwächen es ab, je nach Orientierung. Im homogenen Offsetfeld bewirkt eine periodische Anordnung von transversal ausgerichteten magnetischen Dipolen, dass der Wellenleiter die Position ändert. Im Wellenleiter unterhalb der Leiterbahn (Abbildung 3.4) gewinnen magnetisch gespeicherte Atome potentielle Energie an Stellen, an denen das vom Leiter ausgehende Magnetfeld zunimmt. Hierzu kommt eine Änderung der radialen Oszillationsfrequenz. Sie ist proportional zum radialen Gradienten und nimmt umgekehrt proportional zum Abstand zwischen Leitermitte und Fallenzentrum zu. Im schwerelosen Raum würde allein dieser zweite Effekt zu einer periodischen Änderung des Fallenquerschnittes führen und könnte Atome, die den Grundzustand des radialen Potentials besetzen, axial einschließen. Für eine stark ausgeprägte Strukturierung thermischer Atomwolken ist jedoch die potentieller Energie, welche die Atome bei der Höhenänderung des Wellenleiters im Feld der transversalen Dipole gewinnen, ausschlaggebend. Für die Potentialtiefe von 250 nK in $100 \mu\text{m}$ Abstand zum Leiter, der einen Strom von $0,9 \text{ A}$ führt, ist eine Höhenmodulation von etwa $7 \mu\text{m}$ notwendig. Das zugehörige Magnetfeldmodulation kann aus dem Gradienten von 1400 G/cm zu 1 G bestimmt werden. Ein Magnetfeld dieser Stärke könnte ausschließlich durch ferromagnetische Verunreinigungen der Kupferleiter entstehen. Im Falle von periodisch angeordneten ferromagnetischen Verunreinigungen wäre der Einfluss senkrecht zur Oberfläche ausgerichteter Dipole entscheidend, da sie mit axialen Magnetfeldkomponenten das axial flache Potential des Wellenleiters würden. Sie können jedoch ausgeschlossen, da die energiedispersive Röntgenanalyse (EDX) der Mikrostruktur und des Hilfsdrahtes die Anwesenheit von ferromagnetischen Bestandteilen widerlegt hat [Wha].

B.3: Elektrostatische Effekte in einem magnetischen Wellenleiter

Rubidiumatome werden im elektrischen Feld E polarisiert. Ihr induziertes elektrisches Dipolmoment beträgt $d = \alpha E$, mit der dielektrischen Polarisierbarkeit von Rubidium $\alpha = 56,63 \times 10^{-40} \text{ Cm}^2/\text{V}$ [Wei00]. Die potentielle Energie des Dipols im elektrischen Feld beträgt

$$(7.6) \quad U_{el}(r) = -1/2 \alpha E^2(r).$$

Potentialminima entstehen an Stellen, an denen das elektrische Feld sein Maximum erreicht. Auf diese Weise können Dipolfallen [Gri00] beispielsweise im Fokus von Laserstrahlen erzeugt werden. Das statische Feld einer Ladungsverteilung nimmt sein Maximum bei der Quelle an. Damit ist es prinzipiell unmöglich, Fallenpotentiale allein mit elektrostatischen Feldern zu erzeugen. Bei statischen Feldern benötigt man ein zusätzliches, repulsives Potential – optische, magnetische oder Gravitationspotentiale –, um die Atome von der Quelle fernzuhalten. In unserem Fall ist das Fallenpotential durch den magnetischen Wellenleiter bereits vorhanden. Als nächstes wollen wir untersuchen, wie die Feldverteilung von elektrischen Ladungen am Leiter die Tiefe des Potentials beeinflusst und ob es möglich ist, dem magnetischen Wellenleiter die in Kapitel 6 beschriebene periodische Potentialstruktur mit einer geeigneten Ladungsverteilung aufzuprägen.

Eine Punktladung im Punkt P am Leiter verändert das Potential des magnetischen Wellenleiter auf der senkrechten Linie durch P wie folgt:

$$(7.7) \quad U(r) = \mu_B \sqrt{\left(\frac{a}{r} - B_{bias}\right)^2 + B_0^2} - \frac{c}{r^4}.$$

Der erste Term mit $a = \mu_0/2\pi I$ steht für das magnetische Potential, das durch das Magnetfeld des stromdurchflossenen Leiters im seitlichen homogenen Offsetfeld B_{bias} entsteht. Das axiale Feld B_0 wird angelegt, um Majorana-Verluste zu vermeiden. Der letzte Term beschreibt das elektrostatische Potential an einer Punktladung Q als Quelle mit $c = 1/2 \alpha Q^2 / (4\pi \epsilon_0)^2$. Das elektrische Feld senkt die Energie ab und beeinflusst die Fallenform. Die Situation ist in Abbildung 8.2 für einen fiktiven Satz von Modellparametern $a = B_{bias} = 5$; $B_0 = 0,5$; $c = 1/4$ und $\mu_B = 1$ veranschaulicht.

Mit (7.7) können wir die Punktladung Q , die das Potential des magnetischen Wellenleiters in einer Entfernung von $100 \mu\text{m}$ zur Oberfläche um $k_B \times 250 \text{ nK}$ absenkt, zu etwa $7 \times 10^{-14} \text{ C}$ abschätzen. Dies entspricht der Ladung von $4,4 \times 10^5$ Elektronen. Der Periodizität der Potentialstruktur können wir bereits in einem sehr vereinfachtem Bild Rechnung tragen, indem wir alle $220 \mu\text{m}$ entlang des Leiters Punktladungen platzieren. Das Bild vernachlässigt die zweite Fourier-Komponente, die im Experiment beobachtet wird und dass zur genauen Berechnung der Potentialtiefe mehrere benachbarte Punktladungen mitgenommen werden müssten. Selbst in diesem konservativen Bild und für die Mindestfallentiefe von $k_B \times 250 \text{ nK}$ können wir für die $110 \mu\text{m}$ lange Strecke, den halben Abstand zwischen zwei Punktladungen, einen Spannungsabfall von $5,7 \text{ V}$ berechnen. Für

weniger scharf lokalisierte Ladungsverteilungen und bei der Mitnahme der gesamten Ladungsverteilung bei der Berechnung der Potentialtiefe nimmt dieser Wert weiter zu. Da es sich um einen metallischen Leiter handelt, indem sich das Ladungsungleichgewicht ausgleicht, können wir diese periodische Anordnung von Punktladungen als Ursache der beobachteten Potentialstruktur ausschließen.

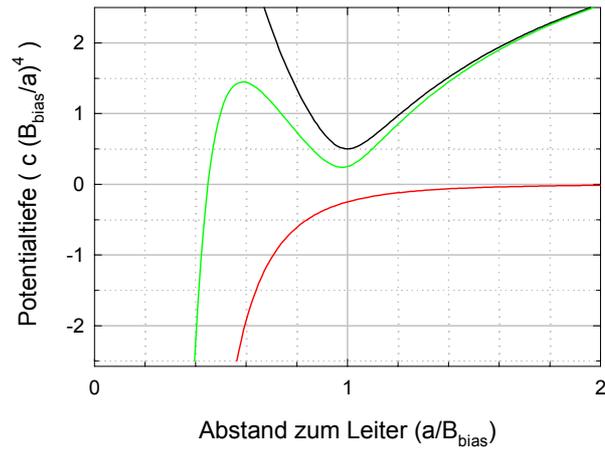


Abbildung 8.2

Das Potential (7.7) (*Mitte*) für die Parameter $a = B_{\text{bias}} = 5$; $B_0 = 0,5$; $c = 1/4$ und $\mu_B = 1$. Das Fallenpotential des magnetischen Wellenleiters (*oben*) ist über einer Punktladung um $\Delta U > c/r_0^4$ abgesenkt. Die untere Kurve zeigt den Verlauf des elektrostatischen Potentials.

9 Literaturverzeichnis

- Abo01 J.R. Abo-Shaer, C. Raman, J.M. Vogels, W. Ketterle, *Science* 292, 476 (2001).
- ACAD AutoCad 2000, Mechanical Desktop.
- And95 M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman, E.A. Cornell, *Science* 269, 189 (1995).
- Andr97 M.R. Andrews, C.G. Townsend, H.-J. Miesner, D.S. Durfee, D.M. Kurn, W. Ketterle, *Science* 275, 637 (1997).
- Ari77 E. Arimondo, M. Inguscio, P. Violino, *Rev. Mod. Phys.* 49, 31 (1977).
- Berg87 T. Bergman, G. Erez, and H.J. Metcalf, *Phys. Rev. A* 35, 35 (1987).
- Bey00 S. Beyertt, Diplomarbeit am Physikalisches Institut der Universität Tübingen (2000).
- Blo00 I. Bloch, T. Hänsch, and T. Esslinger, *Nature* 403, 166 (2000).
- Blo01 I. Bloch, M. Köhl, M. Greiner, T.W. Hänsch and T. Esslinger, *Phys. Rev. Lett.* 87, 030401 (2001).
- Boes96 H.M.J.M. Boesten, A.J. Moerdijk, and B.J. Verhaar, *Phys. Rev. A* 54, R29 (1996).
- Bog47 N. Bogoliubov, *J. Phys. (Moskau)* 11, 23 (1947).
- Bon01 K. Bongs, S. Burger, S. Dettmer, D. Hellweg, J. Arlt, W. Ertmer, and K. Sengstock, *Phys. Rev. A* 63, 031602(R) (2001).
- Bon99 K. Bongs, S. Burger, G. Birkl, K. Sengstock, W. Ertmer, K. Rzazewski, A. Sanpera, and M. Lewenstein, *Phys. Rev. Lett.* 83, 3577 (1999).
- Bose24 S.N. Bose, *Z. Phys.* 26, 178 (1924); A. Einstein, *Sitzungsber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss.* 1925, 3 (1925).

- BPS BEC Preprint Server,
<http://amo.phy.gasou.edu/bec.html/popular.html#news>.
- Bur99 S. Burger, K. Bongs, S. Dettmer, W. Ertmer, K. Sengstock, A. Sanpera, G.V. Shlyapnikov, and M. Lewenstein
Phys. Rev. Lett. 83, 5198 (1999).
- Burt97 E.A. Burt, R.W. Ghrist, C.J. Myatt, M.J. Holland, E.A. Cornell, and C.E. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* 79, 337 (1997).
- Cas96 Y. Castin and R. Dum, *Phys. Rev. Lett.* 77, 5315 (1996).
- Chu85 S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable, A. Ashkin, *Phys. Rev. Lett.* 55, 48 (1985).
- Chu86 S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, and A. Cable, *Phys. Rev. Lett.* 57, 314 (1986).
- Cor99 E.A. Cornell, J.R. Ensher and C.E. Wieman, in *Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi*, M. Inguscio, S. Stringari, and C. E. Wieman, IOS Press, Amsterdam (1999).
- Dalf99 F. Dalfovo, S. Giorgini, L.P. Pitaevskii, S. Stringari, *Rev.Mod. Phys.* 71, 463 (1999).
- Dek00 N.H. Dekker, C.S. Lee, V. Lorent, J.H. Thywissen, S.P. Smith, M. Drndic, R.M. Westervelt, and M. Prentiss, *Phys. Rev. Lett.* 84, 1124 (2000).
- Dem95 W. Demtröder, *Laser Spectroscopy*, zweite, erweiterte Ausgabe, Springer Verlag Berlin (1995).
- DeMa99 B. DeMarco and D.S. Jin, *Science* 285, 1703 (1999).
- Den99 J. Denschlag, D. Cassettari, A. Chenet, S. Schneider, and J. Schmiedmayer, *Appl. Phys. B* 69, 291 (1999).
- Det01 S. Dettmer, D. Hellweg, P. Ryytty, J.J. Arlt, W. Ertmer, and K. Sengstock, D.S. Petrov, and G.V. Shlyapnikov, H. Kreutzmann, L. Santos, and M. Lewenstein, *Phys. Rev. Lett.* 87, 160406 (2001).
- Die01 K. Dieckmann, *Dissertation an der Univeriteit van Amsterdam* (2001).
- Drn98 M. Drndic, K.S. Johnson, J.H. Thywissen, M. Prentiss, and R.M. Westervelt, *Appl. Phys. Lett.* 72, 2906 (1998).
- Dru97 N. J. van Druten and W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* 79, 549 (1997).
- Dum02 R. Dumke, M. Volk, T. Mütter, F. B. J. Buchkremer, G. Birkl, and W. Ertmer, *Phys. Rev. Lett.* 89, 097903 (2002).
- Ein25 A. Einstein, *Sitzungsber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss.* 1924, 261 (1924), *ibid.* 1925, 3 (1925).

- Esry99 B.D. Esry, Ch.H. Greene, and J.P. Bruke, Jr., Phys. Rev. Lett. 83, 1751 (1999).
- Fed96 P.O. Fedichev, M.W. Reynolds, and G.V. Shlyapnikov, Phys. Rev. Lett. 77, 2921 (1996).
- Fli99 T. Fließbach, Statistische Physik, 3. Auflage, Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg (1999).
- Fol02 R. Folman, P. Krüger, J. Schmiedmayer, C. Henkel, Adv. At. Mol. Opt. Phys. 48, 263 (2002).
- For00 J. Fortágh, H. Ott, A. Grossmann, and C. Zimmermann, Appl. Phys. B 70, 701 (2000).
- For01 J. Fortágh, H. Ott, G. Schlotterbeck, A. Grossmann, and C. Zimmermann, Laser Spectroscopy XV, Conference Proceedings, Snowbird (2001).
- For02 J. Fortágh, H. Ott, G. Schlotterbeck and C. Zimmermann, B. Herzog and D. Wharam, Appl. Phys. Lett. **81**, 1146 (2002).
- For02b J. Fortágh, H. Ott, S. Kraft, A. Günther and C. Zimmermann Physical Review A 66, 041604(R) (2002).
- For02c J. Fortágh, H. Ott, S. Kraft, A. Günther, and C. Zimmermann, Sonderheft von Appl. Phys. B zur Frühjahrstagung in Osnabrück (2002).
- For98 J. Fortágh, A. Grossmann, T. W. Hänsch, C. Zimmermann Phys. Rev. Lett. **81**, 5310 (1998).
- For98b J. Fortágh, A. Grossmann, T. W. Hänsch, C. Zimmermann, J.Appl.Phys. **84**, 6499 (1998).
- Gör01 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, Phys. Rev. Lett. 87, 130402 (2001).
- Gre01 M. Greiner, I. Bloch, O. Mandel, T.W. Hänsch and T. Esslinger Appl. Phys. B 73, 769-772, (2001).
- Gre01b M. Greiner, I. Bloch, O. Mandel, T.W. Hänsch and T. Esslinger, Phys. Rev. Lett. 87, 160405 (2001).
- Gre02 M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T.W. Hänsch and I. Bloch, Nature, 415, 39-44 (2002).
- Gri00 R. Grimm, M. Weidemüller, and Yu.B. Ovchinnikov Adv. At. Mol. Opt. Phys. 42, 95 (2000).
- Gro96 A. Grossmann, Dissertation, RTWH Aachen (1996).
- Gus02 T. L. Gustavson, A. P. Chikkatur, A. E. Leanhardt, A. Görlitz, S. Gupta, D. E. Pritchard, and W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. 88, 020401 (2002).

- Ham02 M. Hammes, D. Rychtarik, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Phys. Rev. A* 66, 051401(R) (2002).
- Hän01 W. Hänsel, P. Hommelhoff, T.W. Hänsch, and J. Reichel, *Nature* 413, 498 (2001).
- Hän75 T.W. Hänsch and A.L. Schawlow, *Opt. Comm.* 13, 68 (1975).
- Henk99 C. Henkel, S. Pötting, and M. Wilkens, *Appl. Phys. B* 69, 379 (1999).
- Hess87 H. Hess, G.P. Kochansky, J.M. Doyle, N. Masuhara, D. Kleppner, and T.J. Greytak, *Phys. Rev. Lett.* 59, 672 (1987).
- HF&PM HighFinesse GmbH, Auf der Morgenstelle 14, D-72076 Tübingen und Prolan-Mat Kft., Peterdy u. 3, H-1071 Budapest.
- Hin01 E.A. Hinds, C.J. Vale, and M.G. Boshier, *Phys. Rev. Lett.* 86, 1462 (2001).
- Hir99 J.E. Hirsch, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1834 (1999).
- Hol00 M.J. Holland, B. DeMarco, and D.S. Jin, *Phys. Rev. A* 61, 053610-1 (2000).
- Hua63 K. Huang, *Statistical Mechanics*, John Wiley & Sons (1963).
- Ing99 M. Inguscio, S. Stringari, and C. E. Wieman, *Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi*, IOS Press, Amsterdam (1999).
- Ino99 S. Inouye, T. Pfau, S. Gupta, A.P. Chikkatur, A. Görlitz, D.E. Pritchard and W. Ketterle, *Nature* 402, 641 (1999).
- Jack75 J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, J.Wiley & Sons, Inc. 1975 (London).
- Jak99 D. Jaksch, H.-J. Briegel, J. I. Cirac, C.W. Gardiner, and P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* 82, 1975 (1999).
- Jon02 M.P.A. Jones, C.J. Vale, K. Furusawa, and E.A. Hinds, *XVIII International Conference on Atomic Physics P-75*, Cambridge (2002).
- Juli97 P.S. Julienne, F.M. Mies, E. Tiesinga, and C.J. Williams, *Phys. Rev. Lett.* 78, 1880 (1997).
- Kag85 Y. Kagan, B.V. Svistunov, and G.V. Shlyapnikov, *JETP Lett.* 42, 209 (1985).
- Kag96 Y. Kagan, E.L. Surkov, and G.V. Shlyapnikov, *Phs. Rev. A* 54, R1753 (1996).

- Ket99 W. Ketterle, D.S. Durfee, and D.M. Stamper-Kurn in Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi, M. Inguscio, S. Stringari, and C. E. Wieman, IOS Press, Amsterdam (1999).
- Kra02 S. Kraft, A. Günther, H. Ott, D. Wharam, C. Zimmermann, and J. Fortágh, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 35, L 469 (2002).
- Kuhr01 S. Kuhr, W. Alt, D. Schrader, M. Müller, V. Gomer, D. Meschede, *Science* 293, 278 (2001).
- Lea02 A.E. Leanhardt, A.P. Chikkatur, D. Kielpinski, Y. Shin, T.L. Gustavson, W. Ketterle, and D.E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* 89, 040401 (2002).
- Lea02b A.E. Leanhardt, Y. Shin, A.P. Chikkatur, D. Kielpinski, W. Ketterle, and D.E. Pritchard, *cond-mat/0211345*.
- Liu01 Ch. Liu, Z. Dutton, C.H. Behroozi, and L.V. Hau, *Nature* 409, 490 (2001).
- Lui96 O.J. Luiten, M.W. Reynolds, and J.T.M. Walraven, *Phys. Rev. A* 53, 381 (1996).
- Mig85 A.L. Migdal, J.V. Prodan, W.D. Phillips, T.H. Bergman, and H.J. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* 54, 2596 (1985).
- Mih G. Mihály, *Fizikai Intézet, TU Budapest, persönliche Mitteilung*.
- Moe96 A.J. Moerdijk, H.M.J.M. Boesten, and B.J. Verhaar, *Phys. Rev. A* 53, 916 (1996).
- Mya96 C.J. Myatt, N.R. Newbury, R.W. Ghrist, S. Loutzenhiser, and C.E. Wieman, *Opt. Lett.* 21, 290 (1996).
- N01 E.A. Cornell and C. E. Wieman, *Rev. Mod. Phys.* 74, 875 (2002), M.R. Andrews, C.G. Townsend, H.-J. Miesner, D.S. Durfee, D.M. Kurn, W. Ketterle, *Science* 275, 637 (1997).
- N98 S. Chu, C.N. Cohen-Tanoudji, W.D. Phillips, *Nobel lectures in physics 1997, Rev. Mod. Phys.* 70, 685 (1998).
- Ott01 H. Ott, J. Fortágh, G. Schlotterbeck, A. Grossmann, and C. Zimmermann, *Phys. Rev. Lett.* 87, 230401 (2001).
- Ott02 H. Ott, *Dissertation an der Universität Tübingen* (2002).
- Ott02b H. Ott, J. Fortágh, S. Kraft, A. Günther, D. Komma, and C. Zimmermann, *zur Veröffentlichung eingereicht bei Phys. Rev. Lett, cond-mat/0212220*.
- Ott02c H. Ott, J. Fortágh, and C. Zimmermann, *zur Veröffentlichung eingereicht bei J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., cond-mat/0212193*.

- Ovc99 Yu.B. Ovchinnikov, J.H. Müller, M.R. Doery, E.J.D. Vredenburg, K. Helmerson, S.L. Rolston, and W.D. Phillips, *Phys. Rev. Lett.* 83, 284 (1999).
- Pet00 D. S. Petrov, G. V. Shlyapnikov, and J. T. M. Walraven, *Phys. Rev. Lett.* 85, 3745 (2000).
- Pet95 W. Petrich, M. H. Anderson, J. R. Ensher, and E. A. Cornell *Phys. Rev. Lett.* 74, 3352 (1995).
- Pri83 D. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* 51, 1336 (1983).
- Pro85 J. Prodan, A. Migdall, W.D. Phillips, I. So, H. Metcalf, and J. Dalibard, *Phys. Rev. Lett.* 54, 992 (1985).
- Raa87 E.L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu and D.E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* 59, 2631 (1987).
- Rei01 J. Reichel, W. Hänsel, P. Hommelhoff, and T. W. Hänsch, *Appl. Phys. B* 72, 81 (2001).
- Rei99 J. Reichel, W. Hänsel, T.W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* 83, 3398 (1999).
- Res920 „Resbond 920“ Keramikkleber, Contronics Corp. 3379 Shore Pkwy. Brooklyn, New York.
- Ric95 L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, and T.W. Hänsch, *Opt. Comm.* 117, 541 (1995).
- Ritt&Ruder G. Ritt, M. Ruder, Auswertungssystem für Absorptionenaufnahmen
- Rob00 J. L. Roberts, N. R. Claussen, S. L. Cornish, and C. E. Wieman *Phys. Rev. Lett.* 85, 728 (2000).
- SAES SAES Getters, Milano, Italien.
- Sar00 S. Das Sarma, J. Fabian, X. Hu, I. Zutic, *cond-mat/9912040* (2000).
- Sche00 R. Scheunemann, F.S. Cataliotti, T.W. Hänsch und M. Weitz, *Phys. Rev. A* 62, 051801 (R) (2000).
- Schl01 G. Schlotterbeck, Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Univ. Tübingen (2001), in Zusammenarbeit mit dem Institut für Angewandte Physik der Univ. Tübingen.
- Schn02 S. Schneider, A. Kasper, Ch. vom Hagen, M. Bartenstein, B. Engeser, T. Schumm, I. Bar-Joseph, R. Folman, L. Feenstra, and J. Schmiedmayer, *cond-mat/0210488* (2002).
- Schw02 P.D.D Schwind, Y. Wang, T. Kishimoto, V. Schweikhard, D.Z. Anderson, S. Frader-Thompson, V. Bright, and E.A. Cornell, 7th workshop on Atom Optics and Interferometry II-29, Lunternen (2002).

- Silber&Ott C. Silber, H. Ott, Mathematica Programm zur numerischen Simulation von Magnetfeldern.
- Söd99 J. Söding, D. Guéry-Odelin, P. Desbiolles, F. Chevy, H. Inamori, J. Dalibard, Appl. Phys. B 69, 257 (1999).
- Sti02 J.A. Stickney and A.A. Zozulya, Phys. Rev. A 66, 053601 (2002).
- Stock N. Stockmaier, Feinmechanikwerkstatt, Physikalisches Institut der Universität Tübingen.
- Str02 K.S. Strecker, G.B. Partridge, A.G. Truscott, and R.G. Hulet, Nature 417, 150 (2002).
- Vul98 V. Vuletic, T. Fischer, M. Praeger, T.W. Hänsch, C. Zimmermann, Phys. Rev. Lett. 80, 1634 (1998).
- Wei00 M. Weitz, IEEE J. Quantum El. 36, 1346 (2000).
- Wein95 J.D. Weinstein, K.G. Libbrecht, Phys. Rev. A 52, 4004 (1995).
- Wha D. Wharam, Institut für Angewandte Physik der Universität Tübingen, persönliche Mitteilung.
- WinSis WinSis 3.2, Theta Electronic Systems GmbH, Gröbenzell.
- Won01 W. Wonneberger, Phys. Rev. A 63, 063607 (2001).
- Zac98 A. Zach, Diplomarbeit an der Universität München (1998).
- Zim02 C. Zimmermann, J. Fortágh, H. Ott, S. Kraft, A. Günther; Atomic Physics 18 , Proceedings of ICAP 2002, Boston (2002).