

INAUGURAL - DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Naturwissenschaftlich - Mathematischen

Gesamtfakultät

der Ruprecht - Karls - Universität

Heidelberg

vorgelegt von

Dipl.-Phys. Karolina Brugger

aus Rain

Tag der mündlichen Prüfung: 23. April 2004

Experimente mit mikroskopischen atomoptischen Elementen

Gutachter:

Prof. Dr. Jörg Schmiedmayer

Prof. Dr. Markus Oberthaler

Experimente mit mikroskopischen atomoptischen Elementen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Experimente mit kalten thermischen ^7Li -Atomen in miniaturisierten Fallen und Leitern durchgeführt. Die fallenerzeugenden geladenen und stromdurchflossenen Strukturen auf dem Atomchip sind bis zu $1\ \mu\text{m}$ klein. Damit konnten Magnetfallen erzeugt werden, die sehr stark komprimiert sind ($60\ \text{kG/cm}$), große Abstände der Energieniveaus aufweisen ($\sim h \times 200\ \text{kHz}$) und extrem genau lokalisiert sind. Zum ersten Mal wurde ein magnetischer richtungsunabhängiger Atomleiter mit hohen Krümmungen auf dem Atomchip demonstriert. Monte-Carlo Simulationen zur Ausbreitung von Atomen in einem solchen Atomleiter stimmen sehr genau mit den experimentellen Daten überein. Erstmals wurden Atomfallen aus kombinierten elektrischen und magnetischen Potentialen erzeugt. Mit diesen wurde ein kontrollierter Transport und ein Aufspalten und wieder Vereinen einer Atomwolke ermöglicht. Die getesteten Fallen und Leiter können u.a. zur Erzeugung symmetrischer Materiewelleninterferometer, stark anisotroper Fallen und zustandsabhängiger Fallen eingesetzt werden.

Experiments with microscopic atomoptical devices

This thesis describes experiments with cold thermal ^7Li atoms in miniaturized traps and guides. The smallest size of the charge and current carrying structures that are used to produce the trapping potentials is 1 micron. The magnetic traps are strongly compressible ($60\ \text{kG/cm}$), exhibit large energy level spacing ($\sim h \times 200\ \text{kHz}$), and provide extreme atom localization. An omnidirectional magnetic atom guide with high curvature has been demonstrated for the first time. Monte-Carlo simulations accurately reproduce the experimentally observed expansion of atomic clouds in such a guide. A novel type of atom trap based on a combination of electric and magnetic potentials was designed. Trapping of atoms as well as splitting and recombining thermal atomic samples in these traps was demonstrated experimentally. In addition, a cloud of atoms was transported in a controlled way by means of dynamic electric fields. The tested traps and guides can, for example, be used to implement symmetric matter wave interferometers and highly anisotropic and state dependent trapping potentials.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	5
2.1	Wechselwirkung Atom – Magnetfeld	5
2.2	Magnetische Drahtfallen	6
2.2.1	Der Side-Guide	7
2.2.2	Miniaturisierung der Drahtmagnetfallen	11
2.2.3	Vertikaler Atomleiter	13
2.2.4	Zweidrahtleiter mit horizontalem Zusatzfeld	18
2.2.5	Einschluss in drei Dimensionen: U- und Z-Falle	20
2.2.6	Doppel-U-Falle mit horizontalem Zusatzfeld	23
2.2.7	Vertikale Fallen	23
2.3	Wechselwirkung Atom – elektrisches Feld	26
2.4	Fallen mit elektrischen Feldern	26
3	Experimentaufbau	29
3.1	Erzeugung kalter Atome	29
3.1.1	Die magneto-optische Falle	30
3.1.1.1	Die Spiegel-MOT	33
3.1.1.2	Die realisierte Lithium-MOT	34
3.1.2	Das Lasersystem	35
3.1.3	Die Vakuumkammer	38
3.1.4	Spulen für die externen Magnetfelder	40
3.2	Der Atomchip	42
3.2.1	Design	42
3.2.2	Herstellung und Aufbau	42
3.2.3	Im Experiment eingesetzte Atomchips	44
3.2.4	Halterung	44
3.2.5	Strom- und Spannungsquellen für den Atomchip	45
3.3	Experimentsteuerung und Signalauslese	46
3.3.1	Experimentsteuerung mit LabView	46
3.3.2	Detektion der Atome	47

4 Experimente und Ergebnisse	49
4.1 Vertikale Doppel-U-Fallen	50
4.1.1 Realisierung auf dem Atomchip	50
4.1.2 Potentiale der vertikalen Fallen	51
4.1.3 Laden der Fallen	54
4.1.3.1 Von der MOT in eine Draht-Magnetfalle	54
4.1.3.2 Von der Silberdraht-Magnetfalle in die vertikalen Doppel-U-Fallen auf dem Chip	54
4.1.4 Lebenszeit der Fallen	58
4.1.4.1 Experimentelle Ergebnisse	58
4.1.4.2 Monte-Carlo Simulationen zum Verständnis der Verluste aus der Falle	60
4.2 Die Spirale - Ein vertikaler Atomleiter	63
4.2.1 Realisierung auf dem Chip	63
4.2.2 Das Potential der Spirale	64
4.2.3 Laden der Spirale	65
4.2.3.1 Monte-Carlo Simulation zum Laden der Spirale	69
4.2.4 Expansion der Atome in der Spirale	70
4.2.4.1 Datenaufnahme	70
4.2.4.2 Zeitliche Entwicklung der Atomdichte entlang der Spirale	72
4.2.4.3 Monte-Carlo Simulation zur Expansion der Atome in der Spirale	75
4.2.5 Lebenszeit aus Experiment und Monte-Carlo Simulation	80
4.3 Die elektrischen Fallen	84
4.3.1 Design der elektrischen Fallen	84
4.3.2 Potentiale für die elektrischen Fallen	85
4.3.3 Demonstration der elektrischen Fallen	88
4.3.4 Lebenszeit der elektrischen Fallen	92
4.3.5 Atomtransport in einer elektrischen Falle	94
4.4 Zeitabhängige Strahlteiler	96
4.4.1 Strahlteiler aus elektrischen Fallen	96
4.4.2 Doppel-U-Falle mit zeitabhängigem Zusatzfeld	97
4.5 Stark komprimierte Falle	99
5 Zusammenfassung und Ausblick	101
A Das Element Lithium	105

Kapitel 1

Einleitung

Nach Formulierung der Quantenmechanik zu Beginn des letzten Jahrhunderts wurde eine Reihe von Experimenten durchgeführt, die die neuen Theorien aufgriffen und überprüften. Vor allem die Hyperfeinstruktur des Wasserstoffs wurde mit immer empfindlicheren spektroskopischen Methoden bestimmt [1, 2]. Hierbei wurden die internen Zustände der Atome mittels Radiofrequenz-Strahlung kontrolliert manipuliert. Zur Präparierung der internen Atomzustände wird heute bevorzugt optisches Pumpen eingesetzt.

Durch die Entwicklung der Laserkühlung von neutralen Atomen können auch die externen Freiheitsgrade von Atomen kontrolliert werden [3, 4]. In magneto-optischen Fallen ist es möglich, Atome auf Geschwindigkeiten von wenigen cm/s abzubremesen und zu speichern. Die kalten Atome können dann mit solch geringen Kräften manipuliert werden, wie sie durch die Wechselwirkung mit elektrischen und magnetischen Feldern entstehen. Basierend auf diese Wechselwirkungen konnten drei verschiedene Arten von Atomfallen realisiert werden: optische Dipolfallen, die auf die elektrische Dipolkraft mit stark verstimmt Laserlicht beruhen [5]; magnetische Fallen, die auf Grund der Wechselwirkung zwischen dem magnetischen Moment der Atome und statischen magnetischen Feldern entstehen [6] und Fallen mit statischen elektrischen Feldern, die neben der magnetischen Kraft oder optischen Dipolkraft noch die statische Polarisierbarkeit neutraler Atome zur Fallenbildung einsetzen [7]. Die beiden letztgenannten haben den Vorteil, dass sie konservative Fallenpotentiale besitzen.

Die ersten Magnetfallen für neutrale Atome wurden mit Spulenanordnungen erzeugt. Diese haben den Nachteil, dass die realisierbaren Fallengeometrien sehr beschränkt sind. So lassen sich schon einfache Konfigurationen wie eine Reihe eng benachbarter Fallen nicht erzeugen.

In der Nähe von magnetischen oder stromdurchflossenen Elementen herrschen hohe Magnetfelder und Feldgradienten, die sich zur Erzeugung von Magnetfallen verwenden lassen [8]. Neue Experimente mit Bose-Einstein Kondensaten setzen häufig solche Mikrofallen ein [9, 10, 11]. Mit lithographischen oder anderen Prozessen zur Oberflächenstrukturierung können komplexe Leiterstrukturen mit

hoher Präzession und Flexibilität hergestellt werden. Die strukturierten Oberflächen werden häufig als „Atomchip“ bezeichnet [12]. Die Strukturen können bis zu einigen hundert Nanometer klein sein und Atomfallen bilden, die nahe an der Chipoberfläche liegen. Die Abstände der Energieniveaus in solchen Fallen können einige hundert Kilohertz betragen und die Ausdehnung des Grundzustandes in der Größenordnung der de Broglie-Wellenlänge kalter Atome liegen. Sie erlauben einerseits eine sehr genaue örtliche Kontrolle über die Atome, andererseits wird die Anregung höherer Moden durch den großen Abstand der Energieniveaus unterdrückt. Mit dem Atomchip kann eine Vielfalt von stabilen atomoptischen Elementen gestaltet werden. So wurden bereits Elemente wie Fallen, Leiter, Strahlteiler und ein Förderband mit Hilfe von Magnetfeldern stromdurchflossener Leiterstrukturen auf Atomchips realisiert [13, 14, 15, 16, 17]. Dabei wurden die Atomleiter meist aus nur einem stromdurchflossenen Leiter und einem zum Atomchip parallelen externen Magnetfeld erzeugt. Durch die gegebene Geometrie sind diese Atomleiter auf die Richtung senkrecht zum externen Magnetfeld eingeschränkt und können keiner gekrümmten Bahn folgen.

Für diese Arbeit wurden kalte thermische $^7\text{Lithium}$ -Atome in neuartigen Fallen und Leitern auf dem Atomchip manipuliert. Für eine Reihe von Experimenten wurden externe Magnetfelder verwendet, die senkrecht auf dem Atomchip stehen [18] (Kapitel 4.1 und 4.2). Zusammen mit zwei parallelen stromdurchflossenen Leiterstrukturen entstehen Atomleiter, die rotationsinvariant unter Drehungen um die Achse des Magnetfeldes sind. Auf der Chipebene können solche Atomleiter in beliebige Richtungen verlaufen, ohne ihre charakteristischen Fallengrößen zu verändern. Das wurde experimentell durch die Ausbreitung einer Atomwolke in einem spiralförmigen Atomleiter untersucht und bestätigt.

Erstmals wurden neben den magnetischen auch statische elektrische Felder zum Fangen von Atomen auf dem Atomchip verwendet. Dazu bildeten wir Fallen aus kombinierten elektrischen und magnetischen Potentialen und setzten diese u.a. dazu ein, eine Atomwolke kontrolliert zu transportieren [19] (Kapitel 4.3). Die elektrischen Felder stellen einen weiteren Freiheitsgrad bei der Gestaltung von Fallenpotentialen dar. So werden beispielsweise auch zustandsabhängige Potentialformen möglich, die mit rein magnetischen Kräften nicht realisierbar sind.

Zudem wurde das magnetische Potential eines zeitabhängigen Strahlteilers mit Hilfe einer Zweidrahtfalle erzeugt. Eine thermische Atomwolke konnte darin aufgespalten und wieder vereinigt werden, indem die Stärke des externen Feldes zeitabhängig variiert wurde (Kapitel 4.4.2). Daneben konnten sehr steile Magnetfallen mit einem Atomchip erzeugt werden, auf dem eine Leiterstruktur mit einem Querschnitt von $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ zur Verfügung stand (Kapitel 4.5).

Mit der Erzeugung von Bose-Einstein Kondensaten und der Entwicklung des Atomlasers stehen kohärente Quellen für eine integrierte Atomoptik auf dem Atomchip zur Verfügung [20]. Damit werden aus zukünftigen Experimenten neue Einblicke in die Quantenphysik erwartet. Beispielsweise können Kohärenzeigenschaften von Atomen in den Mikrofallen und das Verhalten niederdimensionaler

entarteter Quantengase studiert werden. Daneben sind Anwendungen von hochempfindlichen Sensoren bis hin zur Quanteninformation denkbar.

Kapitel 2

Theorie

Neutrale Atome können auf Grund ihres magnetischen Momentes $\vec{\mu}$ und ihrer elektrischen Polarisierbarkeit α mit magnetischen und elektrischen Feldern manipuliert werden. Ihre Wechselwirkung mit den Feldern kann zur Erzeugung von Fallen und Leitern für die Atome eingesetzt werden. Optische Dipol-Fallen basieren auf der Wechselwirkung von neutralen Atomen mit dem hochfrequenten elektrischen Feld von Licht [5, 21]. In dieser Arbeit werden dagegen Fallen für neutrale Atome aus *statischen* magnetischen und elektrischen Feldern untersucht. Nach einer kurzen Beschreibung der Wechselwirkung zwischen neutralen Atomen und Magnetfeldern (Kapitel 2.1) werden in Kapitel 2.2 Magnetfallen diskutiert, die mit Hilfe von verschiedenen angeordneten stromdurchflossenen Drähten entstehen. Besonderes Augenmerk wird bei der Gestaltung der Fallen auf die Miniaturisierbarkeit gelegt, d.h. auf die Möglichkeit, die Drähte durch strukturierte Oberflächen zu ersetzen. Danach werden elektrische Felder in das Konzept der Atomfallen aufgenommen, die durch den zusätzlichen Freiheitsgrad neuartige, z.B. zustandsabhängige Potentiale erschließen (Kapitel 2.3 und 2.4).

2.1 Wechselwirkung Atom – Magnetfeld

Ein Atom mit dem Gesamtspin \vec{F} besitzt das magnetische Moment $\vec{\mu} = -\mu_B g_F \vec{F}$, wobei μ_B das Bohrsche Magneton und g_F der Landé-Faktor des Hyperfeinzustandes ist. In einem äußeren Magnetfeld \vec{B} erfährt das Atom das Potential

$$V_{mag}(\vec{r}) = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}(\vec{r}) = \mu_B g_F \vec{F} \cdot \vec{B}(\vec{r}). \quad (2.1)$$

Aus der vektoriellen Kopplung resultiert im Allgemeinen eine komplizierte Bewegung der Atome. Ist jedoch die Larmor-Präzession des magnetischen Momentes $\vec{\mu}$ um das Magnetfeld \vec{B} (beschrieben durch die Larmorfrequenz ω_L) viel schneller als die zeitliche Änderung der Magnetfeldrichtung im Ruhesystem des Atoms (die durch ω_B beschrieben sei), d.h.

$$\omega_L = \mu_B \cdot g_F \cdot \Delta m_F \cdot |\vec{B}|/\hbar \gg \omega_B, \quad (2.2)$$

dann folgt das präzedierende magnetische Moment adiabatisch der Magnetfeldrichtung. Gleichung 2.2 wird deshalb auch als Adiabazitätsbedingung bezeichnet. Die Projektion m_F des Gesamtspins \vec{F} auf das Magnetfeld \vec{B} ist unter dieser Bedingung konstant und das durch Gleichung 2.1 gegebene Potential vereinfacht sich damit zu

$$V_{mag}(\vec{r}) = \mu_B g_F m_F \cdot B(\vec{r}) \quad (2.3)$$

und ist proportional zum Betrag des Magnetfeldes $B(\vec{r}) = |\vec{B}(\vec{r})|$.

Abhängig von der Orientierung des magnetischen Momentes $\vec{\mu}$ zum Magnetfeld \vec{B} können zwei Fälle unterschieden werden:

1. Steht das magnetische Moment $\vec{\mu}$ parallel zum Magnetfeld \vec{B} , d.h. $\vec{\mu} \cdot \vec{B} > 0$ ($g_F \cdot m_F < 0$) und damit $V_{mag} < 0$, dann erfahren die Atome eine Kraft in Richtung des steigenden Magnetfeldes. Atome in diesem Zustand werden als *high-field seeker* bezeichnet. Potentialminima entstehen in diesem Fall an Orten mit maximalem Magnetfeld.
2. Stehen $\vec{\mu}$ und \vec{B} antiparallel zueinander ($\vec{\mu} \cdot \vec{B} < 0$, $g_F \cdot m_F > 0$ und $V_{mag} > 0$), so werden die Atome zu schwachen Magnetfeldern gedrückt (*low-field seeker*). Die Potentialminima liegen hier bei den Minima des Magnetfeldes.

Aus den Maxwellgleichungen folgt, dass im ladungsfreien Raum kein Magnetfeldmaximum erzeugt werden kann [22]. Sollen Atome im Magnetfeldmaximum gefangen werden, dann muss die Quelle des Magnetfeldes innerhalb der Falle liegen. Solche Fallen wurden mit freistehenden, stromdurchflossenen Drähten realisiert [23, 24, 25, 26]. Die Atome kreisen in diesen Fallen auf Keplerbahnen um den Draht. Sollen die Drähte auf Oberflächen (dem *Atomchip*) aufgebracht werden, (siehe Kapitel 2.2.2 und 3.2), ist dieser Typ von Fallen nicht anwendbar.

Magnetfeldminima hingegen können im ladungsfreien Raum realisiert werden. Deswegen sind Fallen für *low-field seeker*, deren Potentialminimum mit dem Magnetfeldminimum zusammenfallen, auch auf dem Atomchip möglich.

2.2 Magnetische Drahtfallen

Die erste realisierte Magnetfalle für neutrale Atome wurde durch das Quadrupolmagnetfeld eines Spulenpaares in Anti-Helmholtz-Konfiguration erzeugt [6]. In [27] sind die Magnetfelder für verschiedene Spulenanordnungen diskutiert, die Atomfallen bilden können. Spulen haben den Nachteil, dass sie den optischen Zugang zu den gefangenen Atomen erschweren und nicht geeignet sind, komplexe Potentiale zu erzeugen, wie z.B. Interferometer für Atome.

Auch aus Anordnungen mit Permanentmagneten können Atomfallen entstehen [28, 29]. Permanentmagneten sind rauschfrei und erzeugen starke Felder. Allerdings können die Magnetfelder während des Experiments nicht variiert werden. Für viele Anwendungen stellt das eine zu starke Einschränkung dar.

Einfache, flexible und miniaturisierbare Atomfallen entstehen durch Magnetfelder von stromdurchflossenen Drähten in Kombination mit homogenen Magnetfeldern, die von Spulen erzeugt werden. Magnetfallen für die vorliegende Arbeit werden ausschließlich auf diese Art erzeugt, wobei die miniaturisierten Drähte durch eine strukturierte Goldschicht auf einem nichtleitenden Substrat realisiert sind.

2.2.1 Der Side-Guide

Erzeugung eines Atomleiters

Zur Einführung in das Gebiet der Drahtmagnetfallen betrachte man einen stromdurchflossenen Draht in Verbindung mit einem homogenen Magnetfeld. Ein unendlich langer und dünner Draht erzeugt ein Magnetfeld

$$\vec{B}(r) = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{I}{r} \cdot \hat{e}_\varphi, \quad (2.4)$$

wobei r der Abstand zum Draht, $\mu_0 = 4\pi \text{ mmG/A}$ die Induktionskonstante im Vakuum, I der elektrische Strom durch den Draht und \hat{e}_φ der Einheitsvektor in tangentialer Richtung ist (siehe Abbildung 2.1 links oben).

Legt man nun zusätzlich ein zum Draht senkrecht homogenes Magnetfeld (häufig als *Biasfeld* bezeichnet) der Stärke B_b an, das durch Spulen in Helmholtz-Konfiguration erzeugt werden kann, so wird das Magnetfeld des stromdurchflossenen Drahtes im Abstand r_0

$$r_0 = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{I}{B_b} \quad (2.5)$$

durch dieses Zusatzfeld kompensiert (siehe Abbildung 2.1 rechts oben).

Das resultierende Magnetfeld in der Nähe des Minimums ist ein 2-dimensionales Quadrupolfeld. Seine Stärke wächst für kleine Abstände vom Minimum in der Ebene senkrecht zum Draht in alle Richtungen linear an und ist parallel zum Draht konstant. Somit bildet es einen schlauchförmigen Atomleiter (für weak-field seeker), der an der Seite des stromdurchflossenen Drahtes im Abstand r_0 verläuft [30, 24, 25, 26, 31]. Auf diese Weise erzeugte Atomleiter werden im Folgenden als *Side-Guide* bezeichnet.

Potentialtiefe

Die Tiefe des Fallenpotentials ist im idealisierten Fall des unendlich dünnen Leiters durch das homogene Zusatzfeld gegeben. Die Potentialtiefe bestimmt die

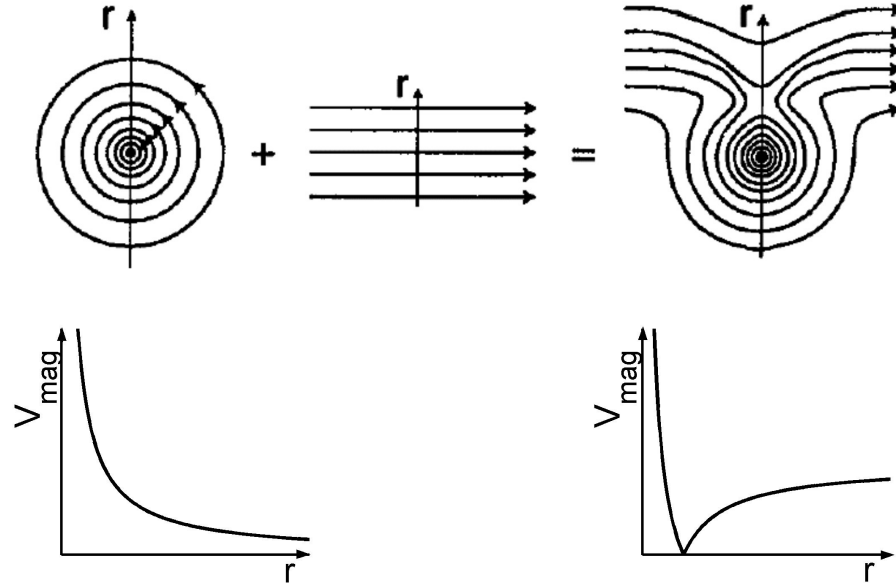


Abbildung 2.1: Das Magnetfeld eines stromdurchflossenen Drahtes, der senkrecht zur Zeichenebene steht (*oben links*), überlagert mit einem senkrecht zum Draht verlaufenden homogenen Magnetfeld (*oben Mitte*) ergibt ein Magnetfeld mit einem quadrupolförmigen Minimum (*oben rechts*), in dem low-field seeker gefangen werden können [13]. *Unten*: Die magnetischen Potentiale von Atomen in diesen Feldern.

Energie und damit die Temperatur der Atome, die magnetisch gefangen werden können. Atome mit einer kinetischen Energie, die etwa fünfmal kleiner als die Potentialtiefe einer Falle ist, können darin gut gehalten werden [32]. Die Potentiale werden häufig in den Einheiten $\mu_B \cdot G$ oder $k_B \cdot K$ angegeben. Die Umrechnung erfolgt dabei mit der Beziehung $V_{mag} = \mu \cdot |\vec{B}| = k_B \cdot T$. Der Umrechnungsfaktor zwischen den beiden Einheiten ist $67 \mu K/G$ für ${}^7\text{Li}$ im Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$, wofür $g_F \cdot m_F = 1$ ist. ${}^7\text{Lithium}$ -Atome in diesem Zustand mit einer Temperatur von $200 \mu K$ können beispielsweise in Potentialen gut gehalten werden, die $\mu_B \cdot 15 G$ tief sind¹.

Gradient des Potentials

Zur Charakterisierung einer Magnetfalle ist neben dem Abstand vom Draht und der Tiefe noch der Gradient (in der Nähe des Minimums) von Bedeutung. Der Gradient ist ein Maß für die Kompression der Falle. Je höher diese ist, desto höhere Atomdichten können in der Falle erreicht werden.

¹Atome in einer magneto-optischen Falle haben solch niedrige Temperaturen

Im Zentrum des Side-Guides ist der Gradient gegeben durch

$$\left. \frac{dB}{dr} \right|_{r_0} = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{I}{r_0^2} = \frac{2\pi}{\mu_0} \cdot \frac{B_b^2}{I} = \frac{B_b}{r_0}. \quad (2.6)$$

Potentialminimum und Majorana Spin-Flips

Im Fallenzentrum verschwindet das Magnetfeld ($B_0 = 0$, wenn B_0 der Wert des Magnetfeldes im Minimum ist) und die Adiabazitätsbedingung der Gleichung 2.2 ist dort nicht mehr erfüllt. Die magnetischen Momente der Atome, die sich in der Nähe des Fallenzentrums befinden, können der Magnetfeldänderung nicht mehr folgen, so dass nichtadiabatisches Umklappen der Spins in ungefangene Zustände möglich ist. Dieser Vorgang wird als Majorana Spin-Flips bezeichnet. Für thermische Atome mit einer Temperatur von einigen hundert Mikrokkelvin ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Fallenzentrum sehr klein. Folglich sind die Majorana Spin-Flips für diese Atome vernachlässigbar [33].

Strebt man allerdings sehr tiefe Temperaturen von wenigen hundert Nanokelvin und darunter an (z.B. für eine Bose-Einstein Kondensation), so sind die Atomverluste auf Grund von Majorana Spin-Flips nicht mehr zu vernachlässigen. Sie können jedoch durch Anlegen eines Magnetfeldes der Stärke B_{ip} entlang des Drahtes unterdrückt werden. Die entstehende Fallenform wird als *Ioffe-Pritchard-Falle* (IP-Falle) bezeichnet [34, 35]. Das Magnetfeldminimum wird dabei auf den Wert $B_0 = B_{ip}$ gehoben und die Potentialform am Minimum ändert sich von linear in harmonisch.

Krümmung des Potentials und Fallenfrequenz

Die Krümmung des Potentials ist eine weitere Größe zur Charakterisierung einer Magnetfalle. Mit ihr kann die Fallenfrequenz berechnet werden. Diese gibt die Schwingungsfrequenz eines oszillierenden Atoms im als harmonisch angenommenen magnetischen Potential an. Die Frequenz wiederum bestimmt den Abstand zweier Energieniveaus in der Falle und die räumliche Ausdehnung Δx der magnetisch gefangenen Atome im Grundzustand.

Am Potentialminimum ergibt sich folgende Krümmung in den transversalen Richtungen:

$$\begin{aligned} \left. \frac{d^2B}{dr^2} \right|_{r_0} &= \left(\left. \frac{dB}{dr} \right|_{r_0} \right)^2 \cdot \frac{1}{B_{ip}} = \left(\frac{\mu_0}{2\pi} \right)^2 \cdot \frac{I^2}{r_0^4 B_{ip}} \\ &= \left(\frac{2\pi}{\mu_0} \right)^2 \cdot \frac{B_b^4}{I^2 B_{ip}} = \frac{B_b^2}{r_0^2 B_{ip}}, \end{aligned} \quad (2.7)$$

wobei $\left. \frac{dB}{dr} \right|_{r_0}$ der Gradient (aus Gleichung 2.6) ohne IP-Feld ist.

Für einen harmonischen Oszillator ist die Schwingungsfrequenz ν eines Teilchens mit Masse m gegeben durch

$$\nu = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{m} \cdot \frac{d^2V}{dr^2}}. \quad (2.8)$$

Mit dem magnetischen Potential (Gleichung 2.3) und der Krümmung des Magnetfeldes (Gleichung 2.7) erhält man (in den transversalen Richtungen) für die *Fallenfrequenz* ν_t eines Side-Guides mit zusätzlichem IP-Feld B_{ip}

$$\nu_t = \frac{\omega_t}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_B g_F m_F}{m} \cdot \frac{d^2B}{dr^2}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_B g_F m_F}{m}} \cdot \frac{B_b}{r_0 \sqrt{B_{ip}}}. \quad (2.9)$$

Die Stärke des IP-Feldes B_{ip} kann nun so gewählt werden, dass die adiabatische Näherung (Gleichung 2.2) erfüllt ist.²

Aus der Fallenfrequenz ν_t kann der Abstand der Energieniveaus $\Delta E = h\nu_t$ und die Ausdehnung der Grundzustands-Wellenfunktion (in transversaler Richtung) $\Delta x = \sqrt{\frac{\hbar}{2\pi\nu_t m}}$ berechnet werden.

In Tabelle 2.1 findet man die charakteristischen Fallengrößen für verschieden gebildete Side-Guides.

Strom [mA]	B_b [G]	B_{ip} [G]	Tiefe [$k_B \cdot$ mK]	Abstand [μ m]	Gradient [kG/cm]	Frequenz ν_t [kHz]	Δx [nm]
110	35	3	2,3	6	60	160	100
110	200	20	13,4	1	1800	1800	28
200	80	4	5,4	5	160	360	63
500	50	1	3,4	20	25	112	113

Tabelle 2.1: Charakteristische Fallenparameter für Side-Guides, die mit Hilfe verschieden starker Ströme, Biasfelder und IP-Felder gebildet werden.

Gekrümmter Drahtverlauf

Befindet sich der Draht auf dem Atomchip (siehe Kapitel 2.2.2 und Kapitel 3.2), dann muss das homogene Zusatzfeld parallel zum Chip verlaufen, damit der Side-Guide oberhalb des Chips liegt. Weicht der Winkel α zwischen dem homogenen Zusatzfeld und dem Draht von 90° ab, so ist die Magnetfeldkomponente B_p entlang des Drahtes nicht mehr Null. Das Magnetfeldminimum nimmt dann den

²Die verbleibenden Verlustraten für IP-Fallen sind in [36, 37] berechnet.

Wert $B_0 = B_p = B_b \cdot \cos(\alpha)$ an. Zudem ändern sich die charakteristischen Fallengrößen wie Abstand zum Draht, Gradient und Frequenz.

Setzt man nun an Stelle des geraden Drahtes einen gebogenen ein, sind die entstehenden Fallenparameter abhängig vom Winkel α an der betrachteten Stelle. Es entstehen Potentialbarrieren für die Atome, da der Wert des Potentialminimums ortsabhängig ist. Verringert sich z.B. α ausgehend von 90° um 5° auf 85° , dann wird bei einem angelegten Feld B_b von 10 G das Potentialminimum von $k_B \cdot 0 \mu\text{K}$ auf $k_B \cdot 60 \mu\text{K}$ gehoben (für $^7\text{Lithium}$ -Atome im Zustand $|2, +2\rangle$). Für thermische Atome sind kleine Winkelabweichungen tolerierbar, solange die Potentialbarrieren im Vergleich zur Temperatur der Atome klein sind. So wurden mit gebogenen Drahtstrukturen bereits Strahlteiler für thermische Atome realisiert [16, 38, 39]. Für sehr kalte Atome bzw. Bose-Einstein Kondensate müssen gekrümmte Atomleiter allerdings durch Draht- und Magnetfeldkonfigurationen erzeugt werden, die die charakteristischen Fallengrößen konstant lassen (siehe Kapitel 2.2.3).

2.2.2 Miniaturisierung der Drahtmagnetfallen

Skalierungsgesetze des Side-Guides

Das Beispiel des Side-Guides zeigt, wie die Fallenparameter mit der Stromstärke I und einer charakteristischen Längeneinheit d (z.B. r_0) skalieren. Die Fallentiefe ist durch das Biasfeld $B_b \propto I/d$ (Gleichung 2.5) gegeben. Der Gradient des Potentials ist proportional zu I/d^2 (Gleichung 2.6), gleiches gilt für die Fallenfrequenz (Gleichung 2.9). Daneben ist bekannt, dass für dünne (frei stehende) Drähte höhere Stromdichten j erreicht werden können als für dicke ($j_{max} \propto 1/d$, d.h. $I_{max} \propto d$) [8, 40]³. Berücksichtigt man $I_{max} \propto d$, so wird die erzielbare Fallentiefe unabhängig von der charakteristischen Größe d des Systems, während der Gradient und die Frequenz der Falle mit abnehmendem d proportional zu $1/d$ wachsen. Das ist ein Hinweis, dass stark komprimierte Magnetfallen mit großen Abständen der Energieniveaus nur mit mikroskopischen Drahtstrukturen erreicht werden.

Miniaturisierung auf dem Atomchip

Erste Experimente mit frei stehenden Drähten (Durchmesser $\approx 25 \mu\text{m}$) demonstrierten die Einsatzmöglichkeit der Drahtmagnetfallen. Sie stießen allerdings bezüglich Komplexität und Miniaturisierung schnell an Grenzen. Diese können überwunden werden, wenn die Drahtstrukturen auf ein Substrat aufgebracht werden. So ist es möglich, komplizierte Strukturen mit großer Genauigkeit und Stabilität im Mikrometerbereich herzustellen [40] (siehe auch [42] und Kapitel 3.2). Neben der mechanischen Halterung dient das Substrat auch dem effizienten Abtransport der entstehenden ohmschen Wärme. Dadurch können höhere Strom-

³Da aus praktischen Gründen nicht beliebig kleine Drahtdurchmesser eingesetzt werden können, sind die Stromdichten auf Werte $< 10^5 \text{ A/cm}^2$ limitiert [41].

dichten in den Drahtstrukturen auf dem Atomchip⁴ als in frei stehenden Drähten erzielt werden.

Magnetfallen, erzeugt durch miniaturisierte Drahtstrukturen auf dem Atomchip, erfüllen wichtige Voraussetzungen für eine kontrollierte Manipulation von Atomen und sind für einen weiten Bereich von Experimenten einsetzbar:

- Mit dem Atomchip können stark komprimierte Magnetfallen mit hohen Gradienten realisiert werden. Je höher der Gradient einer Falle ist, desto höhere Atomdichten können in der Falle erreicht werden und desto höher ist die Stoßrate zwischen den gefangenen Atomen. Letztere ist für das evaporative Kühlen von Atomen wesentlich [43]. Gradienten von einigen 10 kG/cm sind durchaus möglich.
- Auf dem Chip können für ⁷Lithium-Atome im Zustand $|2, +2\rangle$ Magnetfallen mit Fallenfrequenzen bis 160 kHz erzeugt werden. Dies entspricht einem Abstand der Energieniveaus von $k_B \cdot 8 \mu\text{K}$ und einer Grundzustandsgröße von $\Delta x = 100 \text{ nm}$. Ist der Abstand der Energieniveaus einer Magnetfalle groß im Vergleich zur Atomtemperatur, so sind nur wenige Niveaus der Falle besetzt und die Anregung höherer Moden durch die Umgebung (z.B. durch Rauschen) ist stark unterdrückt.
- Die Strukturen auf dem Atomchip sind fixiert, so dass der Aufenthaltsort der Atome sehr genau bestimmbar ist. Zwei Fallen können so nahe nebeneinander liegen, dass kontrollierte Atomstöße zur Erzeugung von Verschränkungen zwischen Atomen möglich sind. Dies ist notwendig zur Realisierung von Quantengattern mit Atomen [44, 45].
- Auf dem Chip sind weiterhin stark anisotrope Fallen mit extrem unterschiedlichen Fallenfrequenzen in den verschiedenen Raumrichtungen möglich. Diese können zur Erzeugung und Untersuchung von Quantengasen dienen, die auf ein oder zwei Dimensionen eingeschränkt sind [46, 47, 48, 49, 50].

Endlicher Querschnitt realer Drähte

Wenn die Atome einen Abstand r_0 zum Draht haben, der kleiner als die Breite b einer rechteckigen Leiterstruktur ist, dann werden Abweichungen von den Berechnungen mit dem idealisierten unendlich dünnen Draht relevant. Das maximal erreichbare Magnetfeld einer endlich breiten aber unendlich dünnen Leiterstruktur an der Oberfläche ist beschränkt auf [32]

$$B_{max} = \frac{\mu_0}{2} \cdot \frac{I}{b}, \quad (2.10)$$

⁴Stromdichten bis 10^7 A/cm^2 wurden auf dem Atomchip erreicht.

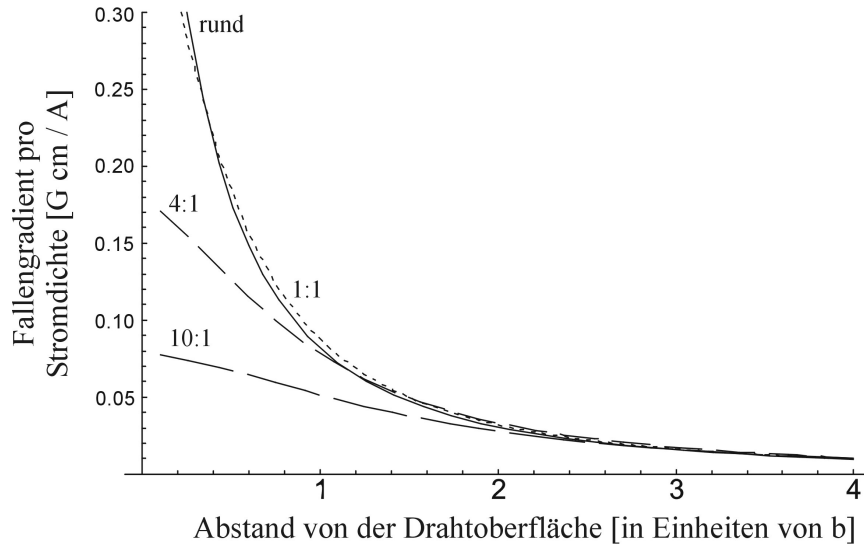


Abbildung 2.2: Fallengradienten eines Side-Guides, der mit Hilfe verschiedener Drähte mit rechteckigem Querschnitt gebildet wird. Das Verhältnis von Drahtbreite zu Drahthöhe ist angegeben. Alle Drähte haben den gleichen Querschnitt b^2 . Als Referenz sind die Fallengradienten für einen runden Drahtquerschnitt (durchgezogene Linie) berechnet. Denn außerhalb dieses Drahtes erhält man die gleichen Fallenfrequenzen wie für einen unendlich dünnen, in seinem Zentrum verlaufenden Draht [51, 52].

wenn I die Stärke des Stromes durch den Leiter ist. Durch diesen Wert ist die maximale Falltiefe gegeben.

Der Gradient des Feldes an der Oberfläche ist

$$\left. \frac{dB}{dr} \right|_{r_0=0} = \frac{2\mu_0}{\pi} \cdot \frac{I}{b^2}, \quad (2.11)$$

und stellt ein Limit für die erreichbaren Fallengradienten dar.

Abbildung 2.2 zeigt die Fallengradienten für einen Side-Guide, der mit Hilfe von stromdurchflossenen Drähten mit rechteckigem Querschnitt gebildet werden. Die Abweichungen vom unendlich dünnen Draht werden (bei gleichbleibendem Drahtquerschnitt) mit zunehmendem Verhältnis von Drahtbreite zu Drahthöhe größer.

In endlich ausgedehnten Leitern herrscht besonders an starken Biegungen der Drahtstrukturen keine homogene Stromverteilung. In [53] ist der Einfluss der inhomogenen Stromverteilung auf die Falleneigenschaften untersucht.

2.2.3 Vertikaler Atomleiter

Vertikale Leiter werden aus zwei parallelen stromdurchflossenen Drähten und einem externen homogenen Magnetfeld gebildet. Die Ströme in den Drähten müssen

für den vertikalen Leiter antiparallel fließen und das Biasfeld senkrecht auf dem Chip stehen⁵ [41, 38, 54, 14] (siehe Abbildung 2.3 a)⁶. Folgen die parallelen Drähte auch einem beliebig gekrümmten Verlauf auf dem Atomchip, das Biasfeld hat dennoch immer die gleiche Orientierung bezüglich der Drähte. Anders als der Side-Guide können sie also Krümmungen auf dem Atomchip folgen, ohne ihre charakteristischen Fallengrößen, wie z.B. Gradient und Frequenz, zu ändern. Dies ist für die Realisierung von solchen Strahlteilern und Interferometern wesentlich, die auf örtliches Aufspalten und Wiedervereinen von Atomleitern basieren. Zudem wird durch den vertikalen Atomleiter der ganze Chip für die Atome zugänglich.

Je nach Stärke des Biasfeldes im Vergleich zu einem kritischen Magnetfeld $B_{krit} = \mu_0 I / \pi d$ (der Abstand der Drähte ist $2d$) können drei Fälle unterschieden werden.

1. $B_b > B_{krit}$

Ist das homogene Zusatzfeld $B_b > B_{krit}$, dann entsteht neben jedem Draht ein Side-Guide (Abbildung 2.3 e und f). Diese liegen zwischen den Drähten in der Drahtebene.

2. $B_b = B_{krit}$

Für $B_b = B_{krit}$ verschmelzen diese zu einem in der Mitte zwischen den Drähten liegenden Atomleiter mit einem hexapolförmigen Magnetfeld, d.h. mit harmonischem Potential (Abbildung 2.3 d). Da die Leiter für $B_b \geq B_{krit}$ in der Drahtebene, d.h. auf dem Atomchip liegen, sind sie in unseren Experimenten nicht zugänglich.

3. $B_b < B_{krit}$

Nimmt das Biasfeld Werte kleiner als B_{krit} an, dann wird das Magnetfeld der beiden Drähte im Abstand r_0 von der Drahtebene durch das Biasfeld kompensiert, wobei r_0 gegeben ist durch

$$r_0 = \pm d \sqrt{\frac{\mu_0}{\pi} \cdot \frac{I}{B_b} \cdot \frac{1}{d} - 1}. \quad (2.12)$$

Es entstehen zwei Magnetfeldminima (mit $B_0 = 0$), eines unterhalb und eines oberhalb der Drahtebene. Bei unseren Experimenten ist nur das Minimum über dem Atomchip zugänglich. Die Potentialbarriere zwischen den Minima (entspricht der Potentialbarriere zur Chipoberfläche) ist durch das Magnetfeld auf der Mittellinie zwischen den Drähten gegeben, welches $B_{krit} - B_b$ beträgt. In der Nähe des Minimums ist das resultierende Magnetfeld ein 2-dimensionales Quadrupolfeld mit dem Gradienten

⁵Parallel fließende Ströme (zusammen mit einem parallel zum Chip verlaufenden Biasfeld) ergeben auch Atomleiter. Solche sind in Kapitel 2.2.4 beschrieben.

⁶Die Berechnung und Darstellung der magnetischen Potentiale für diese Arbeit erfolgt mit Hilfe von MATLAB-Programmen (siehe auch Kapitel 4.1.2).

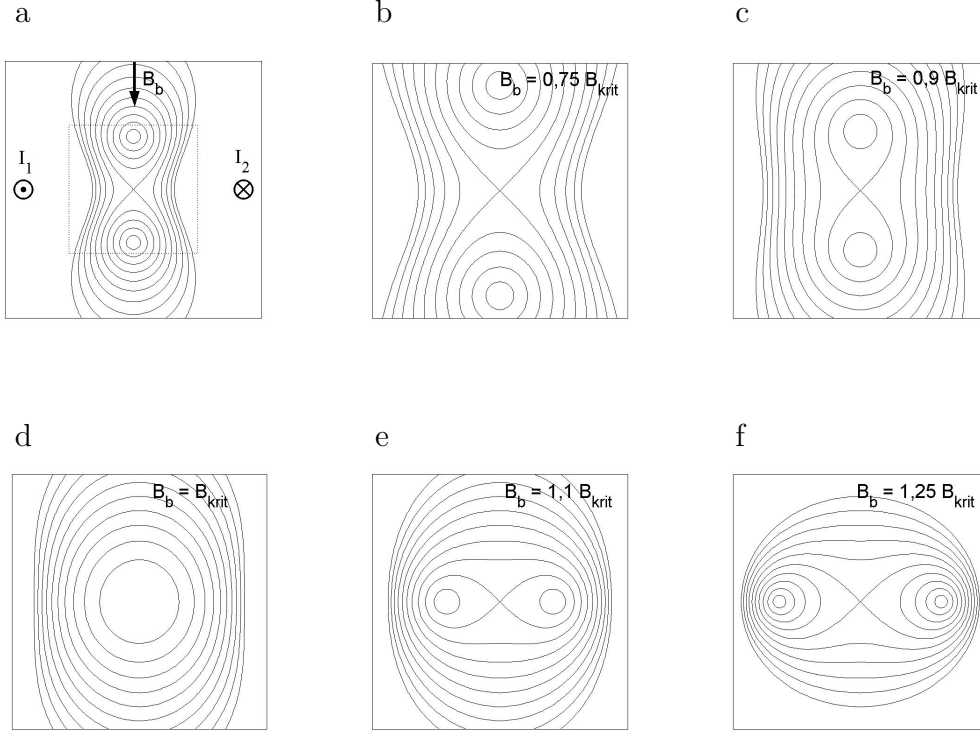


Abbildung 2.3: Äquipotentiallinien eines vertikalen Leiters für verschieden starke Biasfelder B_b . *a)* Die parallelen Drähte verlaufen senkrecht zur Zeichenebene und werden von gleich starken, antiparallelen Strömen durchflossen. Die Abbildungen *b) – f)* zeigen den in *a)* skizzierten Ausschnitt. *b) und c)* Für $B_b < B_{krit}$ entstehen zwei übereinander liegende Potentialminima. *d)* Diese verschmelzen für $B_b = B_{krit}$. *e) und f)* Für $B_b > B_{krit}$ entstehen wieder zwei Potentialminima, die nun nebeneinander liegen. Man beachte, dass in den Fällen *d) – f)* die Potentialminima in der Ebene liegen, die die Drähte enthält.

$$\left. \frac{dB}{dr} \right|_{r_0} = \frac{2\pi}{\mu_0} \cdot \frac{B_b^2}{I} \cdot \frac{r_0}{d}. \quad (2.13)$$

Wird zur Vermeidung von Majorana Spin-Flips ein homogenes Magnetfeld der Stärke B_{ip} entlang der Drähte angelegt (s.u.), dann wird $B_0 = B_{ip}$. Wie beim Side-Guide bleibt der Abstand zum Chip unverändert. Die Form des Potentials in der Nähe des Minimums ändert sich von linear in harmonisch und die Krümmung in den transversalen Richtungen ist gegeben durch

$$\left. \frac{d^2 B}{dr^2} \right|_{r_0} = \left(\left. \frac{dB}{dr} \right|_{r_0} \right)^2 \cdot \frac{1}{B_{ip}} = \left(\frac{2\pi}{\mu_0} \right)^2 \cdot \frac{B_b^4}{I^2 B_{ip}} \cdot \frac{r_0^2}{d^2}, \quad (2.14)$$

wobei $\left. \frac{dB}{dr} \right|_{r_0}$ der Gradient (aus Gleichung 2.13) ohne IP-Feld ist.

Ist $B_b = \frac{1}{2} \cdot B_{krit}$, so ist der Abstand des Atomleiters von der Drahtebene halb so groß wie der Abstand der Drähte, d.h. $r_0 = d$. In diesem Fall ist der Abstand des Atomleiters von der Drahtebene, der Gradient und die Krümmung am Fallenminimum identisch mit den Werten für den Side-Guide. Unter dieser Bedingung ist die Potentialtiefe am größten und ohne IP-Feld durch $\mu_B m_F g_F \cdot \frac{1}{2} \cdot B_{krit}$ gegeben.

Bei einem gekrümmten Atomleiter muss die Richtung des IP-Feldes der Drähte folgen, damit B_{ip} einen konstanten Wert annimmt. Nur so entsteht ein Atomleiter mit unveränderten charakteristischen Fallengrößen. Es muss also ein ortsabhängiges IP-Feld angelegt werden oder aber die Richtung des IP-Feldes muss zeitlich der Bewegung einer einzelnen Atomwolke im gekrümmten Leiter angepasst werden. Beide Ansätze würden auch den Einsatz eines gekrümmten Side-Guides ermöglichen, sind allerdings experimentell schwer zu realisieren.

TOP-Guide

Eine einfachere Möglichkeit, das Magnetfeldminimum auf einen Wert $B_0 > 0$ zu heben, ist das Anlegen eines rotierendes Magnetfeldes [33], das durch die Modulation der Ströme in den Drähten entsteht [18]. Durch Hinzufügen eines (zunächst als zeitlich konstant betrachteten) Magnetfeldes \vec{B}_{mod} in der Ebene senkrecht zu den Drähten verschiebt sich das Potentialminimum und die Atome folgen diesem Minimum innerhalb einer Oszillationsperiode in der Falle. Diese ist durch $1/\nu_t$ gegeben. Rotiert nun das Feld in dieser Ebene mit der Frequenz ω_{mod} gemäß

$$\vec{B}_{mod}(t) = B_{mod} \cdot \begin{pmatrix} \sin(\omega_{mod}t) \\ \cos(\omega_{mod}t) \end{pmatrix},$$

dann kreist das Magnetfeldminimum um den Ort, an dem das Minimum ohne zusätzliches Feld \vec{B}_{mod} lag (siehe Abbildung reffig-theoVertGuideTOP oben). Der Radius r_k der angenäherten Kreisbewegung des Magnetfeldminimums ist gegeben durch

$$r_k = B_{mod} \cdot \frac{1}{\left. \frac{dB}{dr} \right|_{r_0}}, \quad (2.15)$$

wobei $\left. \frac{dB}{dr} \right|_{r_0}$ der Gradient (aus Gleichung 2.13) ohne rotierendes Feld ist. Ist die Rotationsfrequenz ω_{mod} größer als die Fallenfrequenz $\omega_t = 2\pi\nu_t$, dann können die Atome dem Potentialminimum nicht mehr folgen. Das effektive Potential, in dem sich die Atome bewegen, ist dann durch das zeitlich gemittelte Potential (*time orbiting potential*, kurz *TOP*) gegeben. Dieses wird durch ein harmonisches

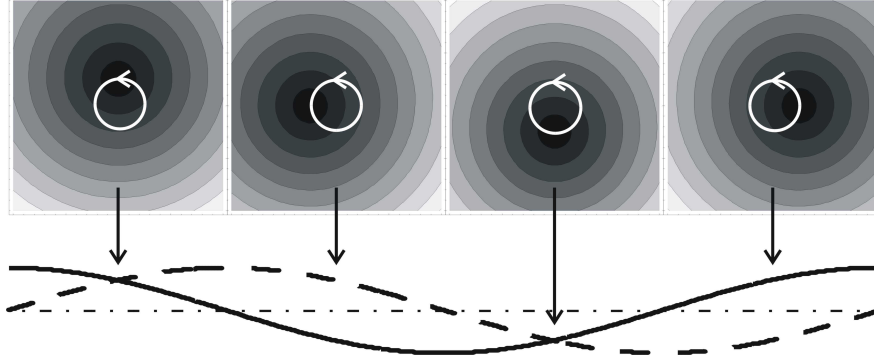


Abbildung 2.4: *Oben:* Zeitliche Abfolge eines rotierenden Potentials über eine Oszillationsperiode. Niedere Potentiale sind dunkel dargestellt. *Unten:* Die Rotation resultiert aus der sinusförmigen Modulation der beiden unabhängigen Ströme (durchgezogene und gestrichelte Linie) um einen konstanten Strom (gestrichpunktete Linie) [18].

Potential angenähert, das den als *TOP-Guide* bezeichneten Atomleiter bildet. Das zeitlich gemittelte Magnetfeld hat im Minimum den Wert $B_0 = B_{mod} \neq 0$. Die Krümmung des so entstandenen Potentials ist nach [33]

$$\left. \frac{d^2 B}{dr^2} \right|_{r_0} = \left(\left. \frac{dB}{dr} \right|_{r_0} \right)^2 \cdot \frac{1}{2 \cdot B_{mod}}. \quad (2.16)$$

Damit die Adiabazitätsbedingung (Gleichung 2.2) erfüllt ist, muss $\omega_{mod} \ll \omega_L$ sein. Insgesamt muss die Rotationsfrequenz also der Bedingung

$$\omega_t \ll \omega_{mod} \ll \omega_L \quad (2.17)$$

genügen.

Das rotierende Feld $\vec{B}_{mod}(t)$ kann für den vertikalen Leiter durch eine Modulation der Ströme gemäß $I(t) = I_0 + I_{mod} \cdot \sin(\omega_{mod}t + \Phi)$ in den beiden Drähten mit einer relativen Phasendifferenz $\Delta\Phi = \pi/2$ erzeugt werden [18] (siehe Abbildung 2.4 unten). Im Fall $r_0 = d$ entsteht ein mit ω_{mod} in der Ebene senkrecht zu den Drähten rotierendes Magnetfeld der Stärke

$$B_{mod} = \frac{B_b I_{mod}}{\sqrt{2} I_0}. \quad (2.18)$$

Die durch Gleichung 2.16 gegebene Krümmung des zeitlich gemittelten Potentials in der Nähe des Minimums lässt sich mit den Gleichungen 2.13 und 2.18 wie folgt beschreiben:

$$\left. \frac{d^2 B}{dr^2} \right|_{r_0=d} = \left(\left. \frac{dB}{dr} \right|_{r_0=d} \right)^2 \cdot \frac{1}{2 \cdot B_{mod}} = \left(\frac{2\pi}{\mu_0} \right)^2 \cdot \frac{B_b^3}{\sqrt{2} I_0 I_{mod}}. \quad (2.19)$$

Die Fallenfrequenz ist also gegeben durch

$$\nu_t = \frac{1}{\mu_0} \cdot \sqrt{\frac{\mu_B g_F m_F}{m\sqrt{2}} \cdot \frac{B_b^3}{I_0 I_{mod}}}. \quad (2.20)$$

Die experimentellen Parameter lassen einen großen Freiraum für die Gestaltung eines TOP-Guides. Beispielsweise kann mit $d = 20 \mu\text{m}$, $I_0 = 100 \text{ mA}$, $I_{mod} = 10 \text{ mA}$ ein TOP-Guide mit $r_K = 1,4 \mu\text{m}$, $\omega_L = 500 \text{ kHz}$ und $\nu_t = 19 \text{ kHz}$ für ${}^7\text{Lithium}$ im Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$ realisiert werden. Für das schwerere ${}^{87}\text{Rubidium}$ im Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$ ergibt sich eine niedrigere Fallenfrequenz von 5 kHz , die anderen Werte sind gleich.

2.2.4 Zweidrahtleiter mit horizontalem Zusatzfeld

Die Magnetfelder zweier paralleler, in gleicher Richtung stromdurchflossener Drähte heben sich (ohne Biasfeld) in der Mitte zwischen den Drähten auf und bilden in der Nähe des Minimums ein 2-dimensionales Quadrupolfeld (mit $B_0 = 0$) (siehe Abbildung 2.5 a). Dadurch entsteht ein Atomleiter, der beliebig gekrümmt werden kann [41, 15, 55, 56]. Allerdings befinden sich die Atome zwischen den Drähten, was die Einsatzmöglichkeiten stark einschränkt. Durch Anlegen eines zum Chip parallelen Biasfeldes entstehen zwei Atomleiter, die (bei geeigneter Orientierung des Biasfeldes) oberhalb des Atomchips liegen. Da das Biasfeld parallel zum Chip verläuft, sind diese Leiter wie der Side-Guide auf die Richtung senkrecht zum Biasfeld eingeschränkt. Gekrümmte Leiter oberhalb des Chips lassen sich auf diese Weise also nicht realisieren. Folglich können damit auch keine symmetrischen *ortsabhängigen* Strahlteiler und Interferometer oberhalb des Atomchips realisiert werden, die eine propagierende Atomwolke aufteilen und wieder vereinen.

Der Zweidrahtleiter mit horizontalem Zusatzfeld (*horizontaler Zweidrahtleiter*) kann jedoch einen *zeitabhängigen* Interferometer darstellen. Diese teilen eine Atomwolke mit Hilfe eines zeitabhängigen Potentials auf und vereinen sie danach wieder. Im vorliegenden Fall entsteht solch ein zeitabhängiges Potential, wenn die Stärke des homogenen Zusatzfeldes zeitabhängig variiert wird [57, 58].

Je nach Stärke des Biasfeldes im Vergleich zu einem kritischen Magnetfeld $B_{krit} = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{I}{d}$ (der Abstand der Drähte beträgt $2d$) lassen sich drei Fälle unterscheiden:

1. $B_b < B_{krit}$
Ist $B_b < B_{krit}$, dann kompensiert das Biasfeld das Magnetfeld der beiden Drähte auf zwei Geraden, die übereinander in der Symmetrieebene zwischen den Drähten liegen ($x_0 = 0$), wie es in Abbildung 2.5 b und c zu sehen ist. Die Abstände z_0 der beiden Minima von der Ebene, die die Drähte enthält ist

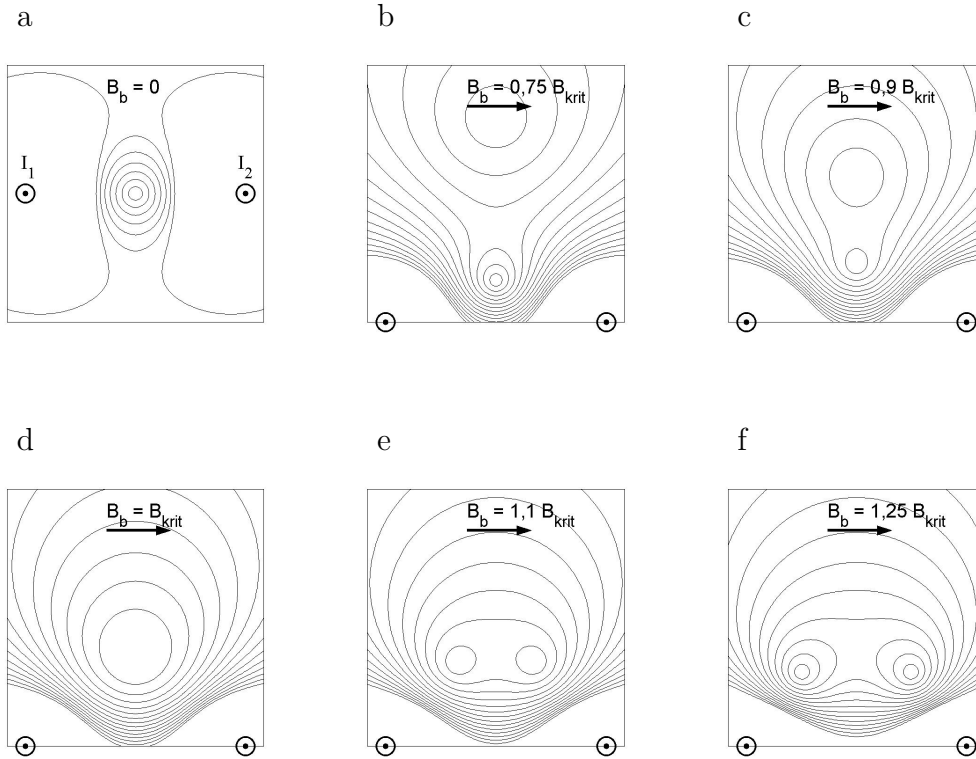


Abbildung 2.5: Äquipotentiallinien eines Zweidrahtleiters mit horizontalem Biasfeld für verschiedene Stärken des Biasfeldes B_b . Die parallelen Drähte verlaufen senkrecht zur Zeichenebene und werden von gleich starken, parallelen Strömen durchflossen. *a)* Auch ohne Biasfeld entsteht ein Atomleiter, der zwischen den beiden Drähten liegt. *b) und c)* Für $B_b < B_{krit}$ entstehen zwei übereinander liegende Potentialminima. *d)* Diese verschmelzen für $B_b = B_{krit}$. *e) und f)* Für $B_b > B_{krit}$ entstehen wieder zwei Potentialminima, die nun nebeneinander liegen. Im Gegensatz zum vertikalen Leiter liegen hier auch die Potentialminima für $B_b \geq B_{krit}$ oberhalb der Ebene, die die Drähte enthält.

$$z_0 = \frac{\mu_0 I}{2\pi B_b} \pm \sqrt{\left(\frac{\mu_0 I}{2\pi B_b}\right)^2 - d^2}. \quad (2.21)$$

Die Gradienten der beiden quadrupolförmigen Magnetfelder nahe der Minima sind gegeben durch

$$\left. \frac{dB}{dr} \right|_{x_0, z_0} = \frac{d}{z_0} \frac{2\pi}{\mu_0} \cdot \frac{B_b}{I} \sqrt{B_b^2 - B_{krit}^2}, \quad (2.22)$$

sie sind also umgekehrt proportional zum Abstand des Minimums vom

Atomchip. Die Barrierenhöhe zwischen den Minima ist durch den Potentialwert am kritischen Punkt $(0, d)$ gegeben und beträgt $B_{krit} - B_b$.

2. $B_b = B_{krit}$

Für wachsendes Biasfeld nähern sich diese Minima, bis sie bei Erreichen von $B_b = B_{krit}$ zu einem hexapolförmigen Magnetfeldminimum am kritischen Punkt $(x_0, z_0) = (0, d)$ verschmelzen (Abbildung 2.5 d). In diesem Fall verschwindet der Gradient am Fallenminimum und es entsteht auch ohne IP-Feld ein harmonisches Potential (allerdings mit $B_0 = 0$).

3. $B_b > B_{krit}$

Erhöht man das Biasfeld über die kritische Feldstärke, d.h. $B_b > B_{krit}$, dann entstehen zwei quadropolförmige Magnetfeldminima, die nebeneinander in einer Ebene parallel zum Atomchip liegen (Abbildung 2.5 e und f). Jedes dieser Minima bewegt sich mit wachsendem Feld B_b auf einem Kreisbogen mit $x_0^2 + z_0^2 = d^2$ auf einen Draht zu. Dabei sind x_0 und z_0 gegeben durch

$$x_0 = \pm \sqrt{d^2 - \left(\frac{\mu_0 I}{2\pi B_b}\right)^2} \quad (2.23)$$

$$z_0 = \frac{\mu_0 I}{2\pi B_b}. \quad (2.24)$$

Der Gradient in der Nähe des Magnetfeldminimums ist beschrieben durch

$$\left. \frac{dB}{dr} \right|_{x_0, z_0} = \frac{d}{|x_0|} \frac{2\pi}{\mu_0} \cdot \frac{B_b}{I} \sqrt{B_b^2 - B_{krit}^2}, \quad (2.25)$$

und die Potentialbarriere zwischen den beiden Minima beträgt $B_b - B_{krit}$.

Zur Vermeidung von Majorana Spin-Flips kann wie beim Side-Guide ein zusätzliches IP-Feld entlang der Drähte angelegt werden.

Werden nacheinander die Fälle 2 und 3 durchlaufen, entsteht ein Strahlteiler. Schließt man danach noch einmal Fall 2 an, dann liegt ein Interferometer vor, wie es in [58] für ein Bose-Einstein Kondensat vorgeschlagen wird.

2.2.5 Einschluss in drei Dimensionen: U- und Z-Falle

Die bisher diskutierten Atomleiter (Kapitel 2.2.1, 2.2.3 und 2.2.4) schließen die Atome nur in zwei Dimensionen ein, entlang der dritten ist eine freie Propagation der Atome möglich. Ein zusätzliches inhomogenes Magnetfeld entlang des Leiters fängt die Atome in dessen Minimum, wodurch eine 3-dimensional einschließende Falle entsteht. Kreuzt z.B. ein zusätzlicher, stromdurchflossener Draht senkrecht

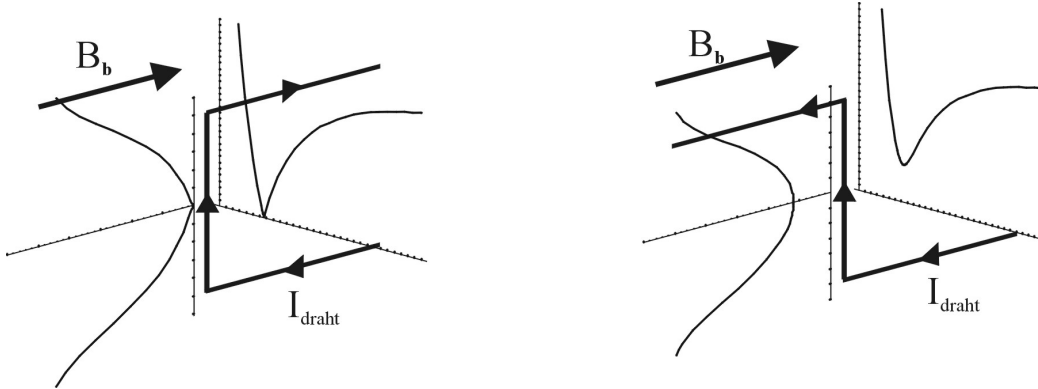


Abbildung 2.6: U-Falle (*links*) und Z-Falle (*rechts*). Der gebogene Draht mit dem Stromverlauf und das Biasfeld sind dargestellt. Außerdem ist der Verlauf des magnetischen Potentials parallel zum zentralen Drahtstück und senkrecht zur Drahtebene gezeigt, wobei die Achsen durch das Minimum verlaufen. Für die U-Falle entsteht in der Nähe des Minimums ein Quadrupolmagnetfeld, für die Z-Falle ein harmonisches Potential mit einem nicht verschwindendem Magnetfeldminimum [59].

den Draht, der zusammen mit dem Biasfeld B_b den Atomleiter bildet, dann entsteht durch dessen Magnetfeld eine Potentialbarriere für die Atome, die mit abnehmendem Abstand der Atome zum zusätzlichen Draht wächst. Setzt man zwei solcher Drähte ein, dann wird der Atomleiter an zwei Enden geschlossen [26]. Bei antiparallelem Stromfluss durch die abschließenden Drähte entsteht eine Quadrupolfalle; bei parallelem Stromfluß eine IP-Falle [53]. Ähnliche Felder können auch mit *einem* Draht erzielt werden, der U-förmig bzw. Z-förmig in einer Ebene gebogen ist (siehe Abbildung 2.6).

Ein U-förmig gebogener Draht besteht aus zwei Zuleitungen (die die abschließenden Drähte ersetzen) und einem zentralen Drahtstück. Der Strom fließt in den Zuleitungen antiparallel und man erhält zusammen mit dem zu den Zuleitungen parallelen Biasfeld ein Quadrupolmagnetfeld (Abbildung 2.6 links). Dieses kann nicht nur für reine Magnetfallen (kurz „*U-Fallen*“) sondern auch für magneto-optische Fallen („*U-MOT*“) eingesetzt werden [13, 39, 59]. Eine zusätzliche Biasfeldkomponente senkrecht zur Drahtebene und ein breites, flaches zentrales Leiterstück zwischen den Zuleitungen vergrößern den Bereich, in dem das resultierende Magnetfeld als Quadrupolfeld angenähert werden kann und erhöhen die erzielbare Atomanzahl in den damit erzeugten magneto-optischen Fallen erheblich [60, 61, 62].

Im Fall der Z-förmigen Geometrie fließt der Strom in den Zuleitungen parallel und es entsteht eine IP-Falle, dessen Magnetfeldminimum nicht Null ist [63, 59] (siehe Abbildung 2.6 rechts). Diese Art von Magnetfallen (kurz „*Z-Fallen*“) ist deswegen geeignet, Atome auf tiefste Temperaturen zu kühlen. Bose-Einstein Kondensate wurden bereits in Z-Fallen realisiert [53, 11, 64, 65, 66].

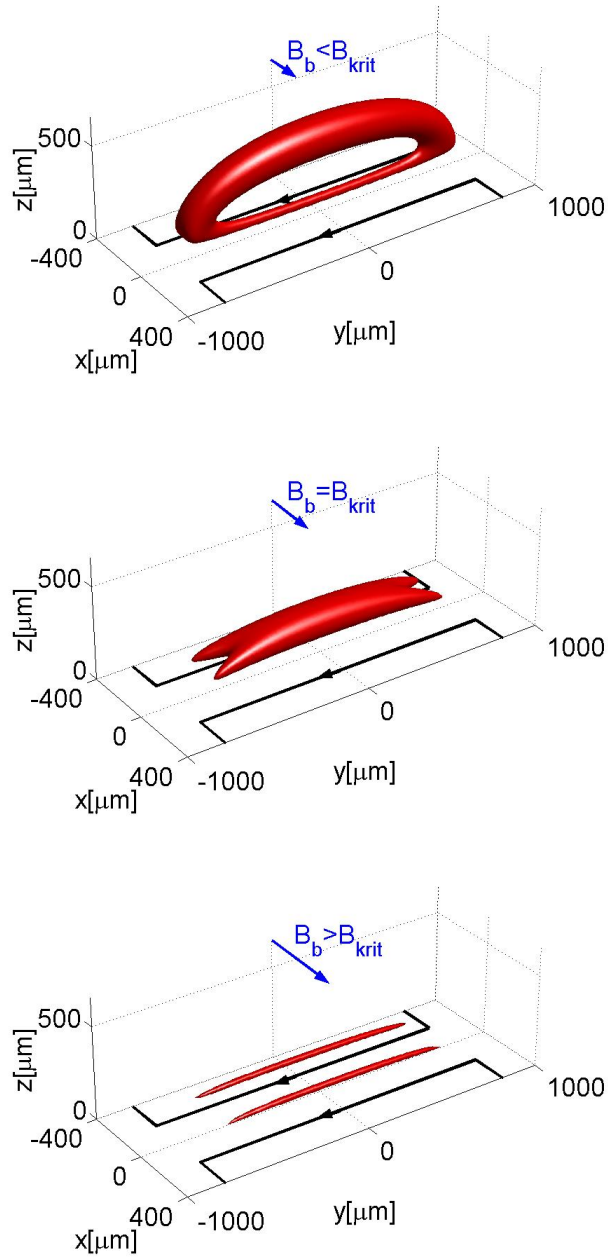


Abbildung 2.7: Horizontale Doppel-U-Falle. Die zentralen Drahtstücke der schwarz eingezeichneten U-förmigen Leiter haben einen Abstand von $2d = 380\mu\text{m}$ und werden von gleich gerichteten Strömen (2 A) durchflossen. Äquipotentialflächen ($k_B \cdot 200\mu\text{K}$ für ${}^7\text{Li}$ im Zustand $|2, 2\rangle$) für verschiedene Stärken des Biasfeldes, nämlich 14 G, 21 G und 30 G, sind gezeigt.

2.2.6 Doppel-U-Falle mit horizontalem Zusatzfeld

Der horizontale Zweidrahtleiter kann als Strahlteiler eingesetzt werden (Kapitel 2.2.4). Damit die Atomdichte während des Experiments auf Grund der freien Expansion entlang der Leiter nicht abnimmt, müssen die Atome auch in der dritten Dimension eingeschlossen werden. Dazu kann man an Stelle der geraden Drähte zwei in einer Ebene liegende U-förmige Drähte verwenden (siehe Abbildung 2.7). Die zentralen Drähte der beiden U-förmigen Leiter verlaufen dabei parallel. Das Biasfeld ist unverändert horizontal, d.h. parallel zu den Zuleitungen der beiden U-förmigen Leiterstrukturen.

Wenn der Abstand der zentralen Drahtstücke $2d$ sehr viel kleiner als deren Länge L ist, d.h. $2d \ll L$ und ebenso der Abstand z_0 der Falle vom Atomchip sehr viel kleiner als L ist, d.h. $z_0 \ll L$, dann gelten die gleichen Formeln wie für den Zweidrahtleiter aus Kapitel 2.2.4.

Beim horizontalen Zweidrahtleiter, gebildet aus unendlich langen geraden Drähten mit dem Abstand $2d$, entstehen für $B_b < B_{krit} = \frac{\mu_0 I}{2\pi d}$ zwei getrennte, übereinander liegende Atomleiter. Bei der horizontalen Doppel-U-Falle hingegen sind diese beiden Magnetfeldminima an den Enden der zentralen Drahtstücke miteinander verbunden (Abbildung 2.7 oben). Es entsteht eine ringförmige Falle, deren untere Hälfte einen wesentlich höheren Gradienten als die obere aufweist.

Für $B_b > B_{krit}$, wo für den horizontalen Zweidrahtleiter zwei nebeneinander liegende Atomleiter gebildet werden, entstehen für die Doppel-U-Falle zwei nebeneinander liegende U-Fallen (Abbildung 2.7 unten).

2.2.7 Vertikale Fallen

Mit Hilfe der gleichen Drahtanordnung wie für die Doppel-U-Falle mit horizontalem Biasfeld kann eine vertikale Falle gebildet werden. Die Ströme durch die zentralen Drahtstücke der U's müssen dazu aber antiparallel fließen und das Biasfeld vertikal zur Drahtebene verlaufen (Abbildung 2.8 rechts). Solch eine Falle kann als Reservoir für den vertikalen Leiter dienen. Potentiale zu vertikalen Doppel-U-Fallen sind in Kapitel 4.1.2, Abbildung 4.2 dargestellt. Eine Drahtanordnung, die sehr ähnliche Potentiale für die Atome bildet, ist in Abbildung 2.8 links zu sehen. Zwei abschließende Drähte mit einem Abstand $2D$ kreuzen zwei parallele Drähte mit Abstand $2d$. Der Stromfluss durch die Drähte ist antiparallel und das Biasfeld vertikal zur Drahtebene. Potentiale solcher Fallen sind in Abbildung 2.9 für $d = 57,5 \mu\text{m}$, $D = 180 \mu\text{m}$ und Strömen von 2 A gezeigt. Die abschließenden Drähte (mit Abstand $2D$) erzeugen ein Magnetfeld in vertikaler Richtung, das dem der beiden anderen Drähte (mit Abstand $2d$) entgegengerichtet ist. Die beiden Felder heben sich in bestimmten Abständen von der Drahtebene auf. Dadurch entstehen auch ohne Biasfeld zwei Potentialminima: eines oberhalb und eines unterhalb der Drahtebene (Abbildung 2.9 a). In unseren Experimenten ist nur das Minimum oberhalb des Atomchips zugänglich. Die Potentialtiefe ist in

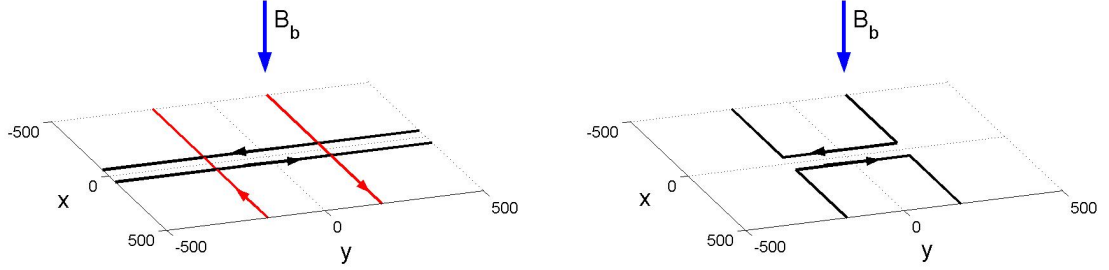


Abbildung 2.8: Drahtanordnungen für vertikale Fallen. *Links*: Zwei nahe beieinander liegende, parallele Drähte, die einen vertikalen Leiter bilden, werden von zwei parallelen Drähten senkrecht gekreuzt. *Rechts*: Anordnung zweier U-förmiger Leiterstrukturen zur Erzeugung von vertikalen Fallen. In beiden Fällen liegen alle Drähte in einer Ebene.

diesem Fall durch die vertikale Komponente des Magnetfeldes der beiden zusätzlichen Drähte in der Höhe des Potentialminimums bestimmt. Dieses ist in der Mitte zwischen den Drähten am geringsten. Auf der Mittellinie zwischen den Drähten ist es durch $B_D = \frac{\mu_0}{\pi} \cdot \frac{I}{D}$ gegeben. Legt man ein vertikales Biasfeld \vec{B}_b mit der gleichen Orientierung wie \vec{B}_D in der Mitte der Drähte an, so nähert sich die Falle mit wachsender Stärke B_b des Biasfeldes dem Chip. Dabei erniedrigt sich die Potentialbarriere an den Enden der Falle (Abbildung 2.9 b - d). Erreicht das Biasfeld den Wert

$$\tilde{B}_{krit} = B_{krit} - B_D = \frac{\mu_0}{\pi} I \cdot \left(\frac{1}{d} - \frac{1}{D} \right) = B_{krit} \cdot \left(1 - \frac{d}{D} \right), \quad (2.26)$$

dann verschmelzen die beiden Minima und die Barriere zum Chip verschwindet vollständig (Abbildung 2.9 e). Dabei ist $B_{krit} = \frac{\mu_0 I}{\pi d}$ das Magnetfeld der beiden Drähte mit Abstand $2d$ auf der Mittellinie zwischen den Drähten (vergleiche Kapitel 2.2.3) und \tilde{B}_{krit} das Magnetfeld aller vier Drähte im Zentrum $(0,0,0)$, wo auch die Potentialbarriere zum Chip zuerst verschwindet.

Erhöht man das Biasfeld weiter, dann spaltet sich das Minimum wieder in zwei getrennte auf, die beide in der Drahtebene liegen (Abbildung 2.9).

Diese Drahtanordnung, die etwas tiefere Fallen erzeugt als die experimentell untersuchten vertikalen Fallen aus einer Doppel-U-Struktur (Kapitel 4.1), könnte mit einer Technik, die gekreuzte, elektrisch gegeneinander isolierte Drähte zulässt, auch auf dem Atomchip realisiert werden.

Wie beim vertikalen Leiter können Majorana Spin-Flips in vertikalen Fallen durch ein zusätzliches homogenes IP-Feld entlang der eng liegenden Drähte oder durch eine Modulation der Ströme in diesen Drähten (wie im Kapitel 2.2.3 ausgeführt) vermieden werden.

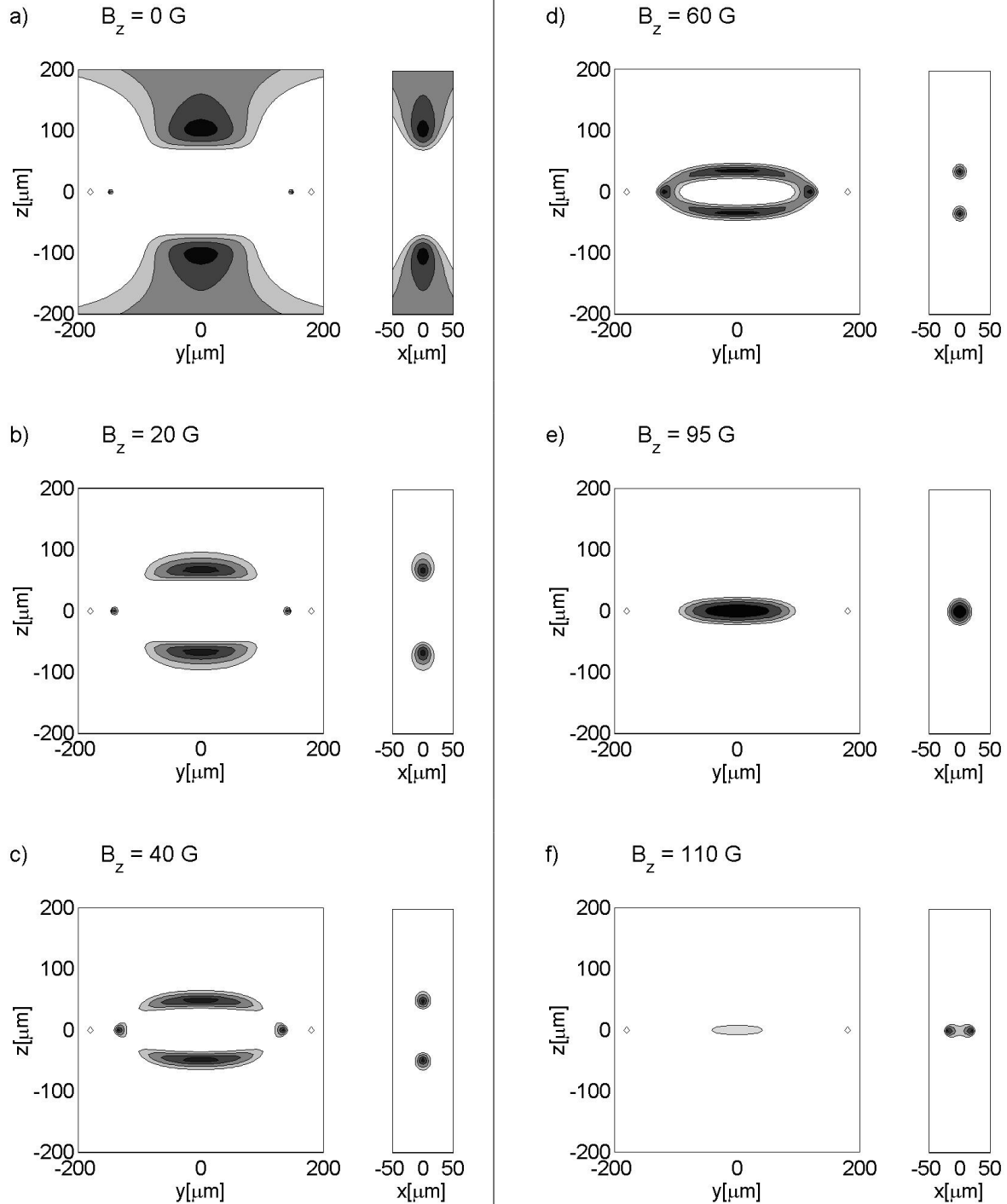


Abbildung 2.9: Äquipotentiallinien für vertikale Fallen mit unterschiedlich starkem Biasfeld. Die Fallen werden mit Hilfe der in Abbildung 2.8 links gezeigten Drahtanordnung gebildet (Parameter siehe Text). Der Abstand der Linien entspricht $300\mu\text{K}$ für ${}^7\text{Li}$ im Zustand $|2, 2\rangle$. Niedrige Potentiale sind dunkel dargestellt. Für Biasfelder der Stärke $B_z \geq \tilde{B}_{krit}$ ($= 95\text{ G}$ für die angenommenen Parameter) verschwindet die Potentialbarriere zum Chip vollständig.

2.3 Wechselwirkung Atom – elektrisches Feld

Neben dem magnetischen Moment $\vec{\mu}$ bietet die elektrische Polarisierbarkeit α von neutralen Atomen eine weitere Möglichkeit zur Erzeugung von Fallen und Leitern für die Atome. Ein äußeres elektrisches Feld \vec{E} induziert in neutralen Atomen ein Dipolmoment $\vec{d} = \alpha \vec{E}$. Im Allgemeinen ist die Polarisierbarkeit α ein Tensor. Für Alkalimetalle im Grundzustand mit nur einem ungepaarten s-Elektron (beschrieben durch eine punktsymmetrische Wellenfunktion) ist α jedoch eine skalare Größe. In statischen oder langsam veränderlichen Feldern ist das induzierte Dipolmoment parallel zum Feld, d.h. $\alpha > 0$. In Wechselfeldern (Licht) mit Frequenzen oberhalb der elektronischen Resonanzfrequenz des Atoms ist dagegen α negativ. Die Wechselwirkungsenergie zwischen dem induzierten Dipolmoment und dem elektrischen Feld ist gegeben durch

$$V_{el}(\vec{r}) = -\frac{1}{2} \vec{d} \cdot \vec{E} = -\frac{1}{2} \alpha \cdot |\vec{E}(\vec{r})|^2. \quad (2.27)$$

Statische elektrische Felder führen für neutrale Atome im Grundzustand immer zu attraktiven Potentialen (da $\alpha > 0$). In diesem Fall entstehen Minima von rein elektrischen Potentialen an Orten von Maxima der elektrischen Feldstärke. Wie für die Magnetfelder kann auch für elektrische Felder im ladungsfreien Raum kein Feldmaximum erzeugt werden [67]. Das bedeutet, dass die Minima von rein elektrischen Potentialen immer am Ort der felderzeugenden Ladungen liegen. Die Atome werden von den geladenen Objekten angezogen und wechselwirken mit ihnen, was zum Verlust der Atome führt [68, 69, 24]. Dies kann mit Hilfe zusätzlicher repulsiver Potentiale vermieden werden, die durch inhomogene Magnetfelder oder Lichtfelder entstehen. So wurden z.B. Atomfallen vorgeschlagen, die aus verschieden angeordneten, geladenen Drähten bestehen, die auf einen Atomspiegel aufgebracht sind [70, 28]. Auch zeitlich veränderliche elektrische Felder könnten den Kontakt der Atome mit der Quelle des Feldes vermeiden [71]. Zudem könnten aus einem magnetischen Atomleiter mit Hilfe von elektrischen Feldern dreidimensional einschließende Fallen erzeugt werden [23].

2.4 Fallen mit elektrischen Feldern

Die in Kapitel 2.2 beschriebenen Magnetfallen und -leiter für neutrale Atome können mit Hilfe von elektrischen Feldern modifiziert werden. Die Kombination von elektrischen und magnetischen Feldern führt zum Potential

$$V_{tot}(\vec{r}) = \mu_B g_F m_F \cdot B(\vec{r}) - \frac{1}{2} \alpha \cdot |\vec{E}(\vec{r})|^2. \quad (2.28)$$

Die elektrischen Felder stellen einen weiteren Freiheitsgrad für die Potentiale dar und ermöglichen neuartige Experimente. Zum Beispiel kann das attraktive elektrische Potential einer Elektrode, die zwischen zwei getrennten Magnetfallen

liegt, dazu verwendet werden, die Potentialbarriere zwischen den Fallen zu erniedrigen. Die Höhe der magnetischen Potentialbarriere hängt vom magnetischen Unterzustand des Atoms ab, das elektrische Potential jedoch nicht. Das elektrische Feld kann also so gewählt werden, dass die Barriere für Atome in einem bestimmten magnetischen Unterzustand verschwindet (z.B. für ${}^7\text{Li}$ im Zustand $|1, -1\rangle$), während für einen anderen magnetischen Zustand (z.B. $|2, +2\rangle$ des gleichen Elements) noch eine Barriere besteht. Solche Potentiale sind Voraussetzung für zustandsabhängige Atomstöße, die wiederum für eine Quanteninformation mit neutralen Atomen notwendig sind [45].

In Kapitel 4.3 wird die Kombination eines Side-Guides mit einem inhomogenen elektrischen Feld vorgestellt. Das magnetische Potential des zweidimensional einschließenden Atomleiters wird durch das elektrische Feld von mehreren Elektroden so modifiziert, dass dreidimensional einschließende Fallen entstehen [19, 72]. Für einen starken räumlichen Einschluss von Atomen in den Fallen sind hohe Gradienten des elektrischen Feldes notwendig. Diese sind mit kleinen Strukturen (im Mikrometerbereich auf dem Atomchip) einfacher zu erreichen als mit frei stehenden Elektroden. Denn sie skalieren bei einer gegebenen Feldstärke umgekehrt proportional mit der charakteristischen Länge der Anordnung.

Verwendet man z.B. Elektroden mit einem Abstand von $1\ \mu\text{m}$ und legt $1\ \text{V}$ an, dann werden bei moderaten Feldern von $10^6\ \text{V/m}$ (dieser Wert liegt unter der Durchschlagsstärke von den meisten relevanten Materialien) Gradienten von $10^{12}\ \text{V/m}^2$ erreicht. Mit solchen Feldern könnten z.B. für ${}^7\text{Li}$ Potentiale mit einer Tiefe von $100\ \mu\text{K}$ im Abstand von $1\ \mu\text{m}$ erzeugt werden. Zur Berechnung der Potentialtiefe wurde ${}^7\text{Li}$ im Grundzustand angenommen, wofür $\alpha = 24,3 \cdot (4\pi\epsilon_0 \cdot \text{\AA}^3) = 24,3 \cdot 10^{-24}\ \text{cm}^3$ ist [73]. Zur Berechnung der Potentialtiefe in der Einheit $k_B \cdot T$ ergibt sich mit dem genannten Wert für α der Faktor $-98\ \mu\text{K}/(\text{V}/\mu\text{m})^2$.

Kapitel 3

Experimentaufbau

Die erreichbare Potentialtiefe von experimentell realisierbaren Magnetfallen für neutrale Atome entspricht Temperaturen von wenigen Millikelvin (Kapitel 2.2). Nur ultrakalte Atome, deren kinetische Energie niedriger als diese Potentialtiefe ist, können in den Magnetfallen gefangen werden. In Kapitel 3.1 wird der Aufbau der magneto-optischen Falle beschrieben, mit der die kalten $^7\text{Lithium}$ -Atome für die Experimente in den Atomfallen erzeugt werden. Die experimentell untersuchten Atomfallen werden mit magnetischen und elektrischen Feldern von stromdurchflossenen bzw. geladenen Drähten auf einer Oberfläche, dem Atomchip, gebildet. Der Atomchip misst $25 \times 30 \text{ mm}^2$ und die Drähte sind 1 bis $50 \mu\text{m}$ breite Strukturen in einer Goldschicht. Das Design, die Herstellung und der Aufbau des Chips, sowie die Halterung, die ihn im Vakuum trägt, sind in Kapitel 3.2 ausführlich beschrieben. Kapitel 3.3 ist der Detektion der Atome und der Experimentsteuerung gewidmet.

3.1 Erzeugung kalter Atome

Als Quelle für die benötigten kalten $^7\text{Lithium}$ -Atome dient eine magneto-optische Falle (*MOT*) [74]. In ihr werden Atome (z.B. aus thermischen Atomstrahlen) durch Lichtkräfte auf Temperaturen unter einem Millikelvin abgekühlt und durch Abstimmen dieser Lichtkräfte mit ortsabhängigen Magnetfeldern räumlich eingeschlossen (Kapitel 3.1.1).

Für eine MOT sind, abhängig vom verwendeten Element, mehrere stabilisierte Lichtfrequenzen notwendig. Der Laseraufbau zur Erzeugung einer $^7\text{Lithium}$ -MOT wird in Kapitel 3.1.2 beschrieben. Danach widmet sich das Kapitel 3.1.3 dem Vakuumaufbau, in dem die MOT realisiert ist. Das notwendige Magnetfeld wird für unser Experiment durch Magnetspulen bereitgestellt, die außerhalb der Vakuumkammer angebracht sind (Kapitel 3.1.4).

3.1.1 Die magneto-optische Falle

Kühlen durch Lichtkräfte und optische Melasse

Ein Atom kann im Feld zweier gegenläufiger Laserstrahlen gleicher Intensität abgebremst, d.h. gekühlt werden [3, 4]. Die Frequenz des Laserlichts muss zur Frequenz des atomaren Übergangs rotverstimmt sein. Durch den Doppler-Effekt wird die effektive Verstimmung desjenigen Laserstrahls vermindert, der der Bewegung des Atoms entgegengerichtet ist. Das führt zu einer vermehrten Absorption von Photonen aus diesem Laserstrahl. Die der Absorption folgende spontane Emission¹ erfolgt zufällig in alle Raumrichtungen. Im Mittel überträgt also jedes absorbierte Photon seinen Impuls auf das Atom, das dadurch abgebremst wird. Für die über viele Fluoreszenzzyklen gemittelte Gesamtkraft auf ein Atom im Lichtfeld zweier gegenläufiger Laserstrahlen mit niedriger Intensität ($I \ll I_s$) erhält man [75]

$$F = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \left[\frac{I/I_s}{1 + \left(\frac{2(\delta - kv)}{\Gamma}\right)^2} - \frac{I/I_s}{1 + \left(\frac{2(\delta + kv)}{\Gamma}\right)^2} \right], \quad (3.1)$$

mit $\hbar k = h/\lambda$ Photonenimpuls, v Geschwindigkeit des Atoms, $\Gamma = 1/\tau$ Zerfallsrate des angeregten Zustandes, $\delta = \omega - \omega_0$ Verschiebung der Laserfrequenz ω von der atomaren Resonanzfrequenz ω_0 . Die Sättigungsintensität ist gegeben durch $I_s = (\pi \hbar c)/(3\lambda^3 \tau)$. Für ⁷Lithium beträgt sie 2,6 mW/cm².

Für kleine Geschwindigkeiten ($|kv| \ll \Gamma$ und $|kv| \ll |\delta|$) erhält man aus der Reihenentwicklung von Gleichung 3.1

$$F = 4\hbar k \frac{I}{I_s} \frac{2\delta/\Gamma}{[1 + (2\delta/\Gamma)^2]^2} kv = -\alpha v. \quad (3.2)$$

Für rotverstimmtes Laserlicht ($\delta < 0$) stellt dies eine Reibungskraft dar, die von der Geschwindigkeit der Atome linear abhängt und ihr entgegengerichtet ist. Abbremsen der Atome in allen drei Raumdimensionen ist durch drei zueinander orthogonale Paare von gegenläufigen Laserstrahlen möglich. Diese Anordnung wird als *optische Melasse* bezeichnet.

Dem aus der Reibungskraft 3.2 resultierendem Kühlprozess wirkt ein Aufheizen der Atome durch die zufällige Natur der Absorption und spontanen Emission der Photonen entgegen. Jedes absorbierte und spontan emittierte Photon überträgt einen Impuls mit zufälliger Richtung auf das Atom, was zu einer Art Brownschen Bewegung im Impulsraum führt. Das resultierende Impulsschwankungsquadrat wächst linear in der Zeit, d.h. die kinetische Energie der Atome wächst. Durch Gleichsetzen der Heiz- und Kühlrate erhält man eine minimal erreichbare Temperatur, die so genannte *Dopplertemperatur* T_D [76]

¹Es werden Laserintensitäten angenommen, die viel kleiner als die Sättigungsintensität I_s sind. Die stimulierte Emission kann also vernachlässigt werden.

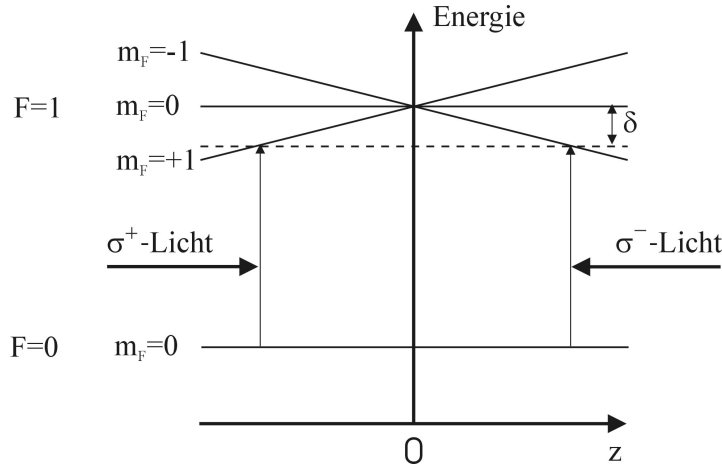


Abbildung 3.1: Entstehen der rücktreibenden Kraft in einer MOT. Im angelegten inhomogenen Magnetfeld $\vec{B} = b\vec{z}$ spalten sich die Energieniveaus des angeregten Zustandes auf. Atome absorbieren wegen der zirkularen Polarisation des Laserlichtes nur Photonen, die sich zum Fallenzentrum bei $z=0$ hin bewegen und erfahren dadurch eine Kraft in diese Richtung.

$$T_D = \frac{\hbar \Gamma}{2 k_B}. \quad (3.3)$$

Sie wird für eine Rotverstimmung des Lasers von $\delta = -\Gamma/2$ erreicht. Für ${}^7\text{Lithium}$ ist $\Gamma/2 = 18 \text{ MHz}$ und die Dopplertemperatur $T_D = 140 \text{ } \mu\text{K}$. Das entspricht einer mittleren Geschwindigkeit von 40 cm/s bzw. etwa 5 Photonenrückstößen.

Durch zusätzliche Kühlvorgänge können für viele Elemente tiefere Temperaturen in der optischen Melasse erreicht werden [77]. Das kann durch das Polarisationsgradientenkühlen erklärt werden [78]. Nach dieser Theorie ist die minimale Temperatur durch einen einzelnen Photonenrückstoß gegeben. Bei ${}^7\text{Lithium}$ treten diese Kühlprozesse wegen der geringen Hyperfeinaufspaltung des Zustandes $2^2P_{1/2}$ nicht auf.

Räumlicher Einschluss durch Abstimmen der Laserkräfte mittels ortsabhängiger Magnetfelder

Die optische Melasse bildet keine Falle, weil die kalten Atome mit der Zeit aus dem Überlapp der sechs Laserstrahlen hinaus diffundieren. Ein statisches inhomogenes Magnetfeld kann durch den Zeeman-Effekt die erforderliche Ortsabhängigkeit der Lichtkräfte auf die Atome liefern. Abbildung 3.1 zeigt das zu Grunde liegende Prinzip an Hand eines eindimensionalen Modells. Betrachtet wird ein Zweiniveausystem mit den Zuständen $F = 0$ und $F = 1$, dessen angeregter Zustand noch die

magnetischen Unterzustände $m_F = -1, 0, +1$ besitzt. Im inhomogenen Magnetfeld erfahren die Unterniveaus des angeregten Zustandes eine ortsabhängige Zeeman-Verschiebung. Das angelegte Magnetfeld habe einen konstanten Gradienten und nur eine z-Komponente ($\vec{B} = b\vec{z}$). Wie für die optische Melasse werden gegenläufige Laserstrahlen eingesetzt, deren Frequenz zu der des atomaren Übergangs (für ruhende Atome ohne äußeres Magnetfeld) rotverschoben ist. Die Polarisation der beiden Laserstrahlen muss nun eine zirkulare mit entgegengesetztem Vorzeichen sein. Das Laserlicht, das in positiver (negativer) z-Richtung propagiert und die Polarisation σ^+ (σ^-) trägt, wechselwirkt mit dem Zustand $m_F = +1$ ($m_F = -1$). Für ein Atom an einem Ort mit $z < 0$ ($z > 0$) wird durch die Zeeman-Verschiebung der $m_F = +1$ ($m_F = -1$) Zustand näher an die Resonanz mit der Lichtfrequenz geschoben (vergleiche Abbildung 3.1). Deswegen absorbieren Atome im Bereich $z < 0$ ($z > 0$) bevorzugt Photonen, die in positive (negative) z-Richtung propagieren. Unter Berücksichtigung des Einflusses des Magnetfeldes erhält man für kleine Intensitäten ($I \ll I_s$) als Gesamtkraft auf ein Atom in einer MOT

$$F = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \left[\frac{I/I_s}{1 + \left(\frac{2(\delta - kv - \beta z)}{\Gamma}\right)^2} - \frac{I/I_s}{1 + \left(\frac{2(\delta + kv + \beta z)}{\Gamma}\right)^2} \right], \quad (3.4)$$

mit $\beta = \mu b/\hbar$, wobei μ das magnetische Moment des Atoms ist.

Für kleine Geschwindigkeiten ($|kv| \ll \Gamma$ und $|kv| \ll |\delta|$) und kleine Zeeman-Verschiebungen ($|\beta z| \ll \Gamma$ und $|\beta z| \ll |\delta|$) ist die resultierende Kraft rücktreibend und proportional zur Magnetfeldstärke, d.h. proportional zum Abstand vom Nullpunkt, dem Fallenzentrum bei $z = 0$

$$F = 4\hbar k \frac{I}{I_s} \frac{2\delta/\Gamma}{[1 + (2\delta/\Gamma)^2]^2} (kv + \beta z). \quad (3.5)$$

Diese Gesamtkraft führt für die Atome in der MOT auf die Bewegungsgleichung des gedämpften harmonischen Oszillators

$$\ddot{z} + \gamma\dot{z} + \omega^2 z = 0. \quad (3.6)$$

Die Atome in einer MOT erfahren also eine Dämpfung durch die optische Melasse und eine rücktreibende Kraft durch das Zusammenspiel der Lichtpolarisation mit dem Magnetfeld.

Für eine dreidimensionale MOT wird das Magnetfeld durch ein Spulenpaar in Anti-Helmholtz-Konfiguration erzeugt. Die unterschiedliche Stärke des Magnetfeldgradienten auf der Symmetrieachse und den beiden dazu senkrechten Achsen ist für die MOT tolerierbar und beeinflusst nur den Einschlussbereich der Atome, also die Form der MOT. Die Symmetrieachse der Spulen muss sich mit der Richtung eines Strahlenpaares decken und der Nullpunkt des Magnetfeldes im Kreuzungspunkt der sechs Laserstrahlen liegen, die die optische Melasse bilden.

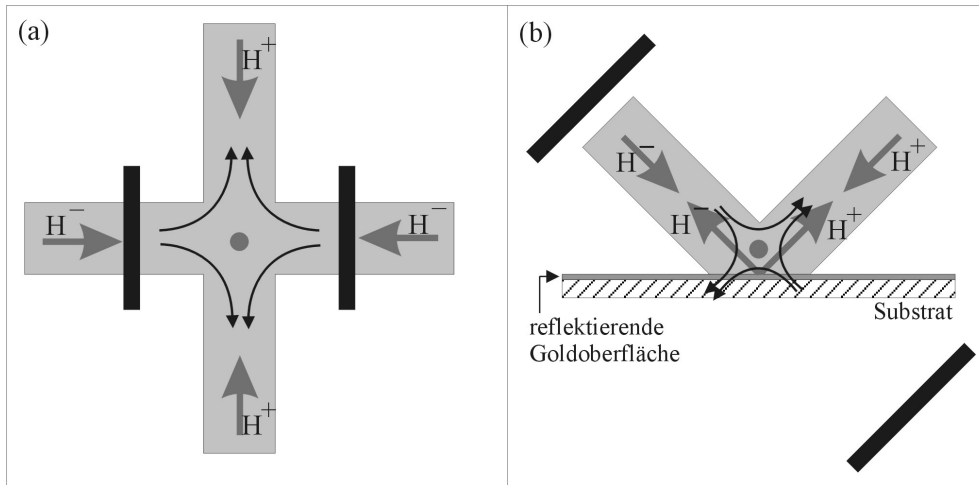


Abbildung 3.2: *Links*: Schnitt durch eine 6-Strahl-MOT. Das durch die (schwarz skizzierten) Spulen entstehende Quadrupolmagnetfeld ist durch Pfeillinien angedeutet. Das nicht gezeigte dritte Strahlenpaar verläuft senkrecht zur Zeichenebene und hat die gleiche Helizität (H^+) wie das von oben nach unten verlaufende Paar. *Rechts*: Schnitt durch eine Spiegel-MOT. Wieder verläuft das nicht gezeigte Strahlenpaar senkrecht zur Zeichenebene und hat die Helizität H^+ . Die Symmetrieachse des Quadrupolfeldes muss 45° zur Chipoberfläche verkippt sein.

Eine schematische Darstellung einer MOT zeigt Abbildung 3.2 links. Die Helizität der gegenläufigen Strahlenpaare muss gleich sein (siehe Abbildung 3.1) und für umgekehrte Magnetfeldrichtungen auch umgekehrt sein. Folglich muss das Strahlenpaar auf der Symmetrieachse des Quadrupolfeldes eine andere Helizität besitzen als die Strahlenpaare in den anderen Raumrichtungen, wo umgekehrte Magnetfeldrichtungen herrschen.

3.1.1.1 Die Spiegel-MOT

In unserem Experiment werden die kalten Atome aus der MOT in Atomfallen und -leiter transferiert, die sich weniger als $100 \mu\text{m}$ über der Chipoberfläche befinden. Deswegen ist es erstrebenswert, die MOT nahe an der Chipoberfläche zu erzeugen. Dort ist der optische Zugang aus einem großen Winkelbereich durch den Chip blockiert, so dass wir eine modifizierte Form der MOT, die so genannte Spiegel-MOT, einsetzen müssen [79, 13, 80] (siehe Abbildung 3.2 rechts). Sie entsteht aus drei Laserstrahlen: zwei davon werden auf der Chipoberfläche unter 45° reflektiert, der dritte Strahl verläuft senkrecht zu den beiden und parallel zum Chip und wird an einem Spiegel außerhalb der Vakuumkammer in sich zurückreflektiert. Es ist zu beachten, dass sich die Helizität bei der Reflexion an der Goldoberfläche umkehrt. Die beiden Strahlen, die auf dem Chip reflektiert werden, müssen darum (vor der Reflexion) unterschiedliche Helizitäten haben, damit die

gegenläufigen Strahlen (aus einfallendem Strahl und reflektiertem Strahl) wieder gleiche Helizität² haben (vergleiche Abbildung 3.2 rechts). Die Symmetrieachse der Quadrupolspulen muss mit einem Laserstrahl zusammenfallen, der an der Chipoberfläche reflektiert wird, damit die richtige Ausrichtungen der Helizitäten in Bezug auf die Magnetfelder gewährleistet ist.

3.1.1.2 Die realisierte Lithium-MOT

Zum Kühlen und Fangen der bosonischen ⁷Lithium-Atome wird der Übergang $2^2S_{1/2}, F = 2 \longrightarrow 2^2P_{3/2}, F = 3$ eingesetzt (Termschema siehe Abbildung 3.3). Die Frequenz der *Fallenstrahlen* ist 25 MHz zum Kühlübergang rotverschoben³. Neben dem angeregten Zustand mit $F = 3$ werden auch die sehr eng aneinander liegenden Zustände mit $F = 2$ und $F = 1$ angeregt. Diese zerfallen mit einer hohen Wahrscheinlichkeit ($1/2$ und $5/6$) in den Grundzustand $2^2S_{1/2}, F = 1$, wo sie mit dem Fallenlicht nicht mehr angeregt werden können. Auf das Fallenlicht werden deswegen mit Hilfe eines EOM's Seitenbänder mit ± 812 MHz aufmoduliert (Kapitel 3.1.2). Das im Vergleich zum Fallenlicht blauverschobene Seitenband (*Rückpumplicht*) ist 25 MHz zum Übergang $2^2S_{1/2}, F = 1 \longrightarrow 2^2P_{3/2}, F = 2$ rotverschoben und hebt die Atome aus dem Grundzustand mit $F = 1$ in angeregte Zustände, wodurch sie wieder in den Kühlkreislauf gelangen können.

Die Fallenstrahlen mit den überlagerten Seitenbändern haben einen Radius von 7 mm und eine Intensität von 5 mW/cm^2 , wobei $3/4$ der Intensität Fallenlicht und $1/8$ Rückpumplicht darstellt ($1/8$ der Intensität geht durch das nicht benutzte Seitenband verloren). Die aus dem 420°C heißen Lithium-Ofen (Kapitel 3.1.3) austretenden Atome werden durch einen entgegengerichteten Laserstrahl vorgekühlt, bevor sie in den Einfangbereich der MOT kommen. Dieser Bremsstrahl (*Slowerstrahl*) ist um 120 MHz gegen den Kühlübergang rotverstimmt, hat einen Radius von 7 mm und eine Intensität von 5 mW/cm^2 . Die in unserem Experiment eingesetzten Quadrupolspulen erzeugen (bei einem Strom von 100 A) entlang der Symmetrieachse einen Gradienten von 16 G/cm, senkrecht dazu 8 G/cm. Das Vakuum während des Betriebs der MOT beträgt $3 \cdot 10^{-10}$ mbar. Mit diesen Werten können innerhalb von 10 s mehr als 10^8 Atome gefangen werden. Die MOT befindet sich etwa 3 mm oberhalb des Chips und hat einen Durchmesser von etwa 2 mm. Die Atomdichte in der MOT ist etwa $5 \cdot 10^{10} \text{ 1/cm}^3$ und die Temperatur der Atome ist $\approx 200 \text{ }\mu\text{K}$, was einer Geschwindigkeit von 50 cm/s entspricht.

²Für eine MOT müssen gegenläufige Strahlen die gleiche Helizität haben (Kapitel 3.1.1 mit Abbildung 3.1).

³Mit dieser Frequenzverschiebung konnten die meisten Atome in der MOT erreicht werden.

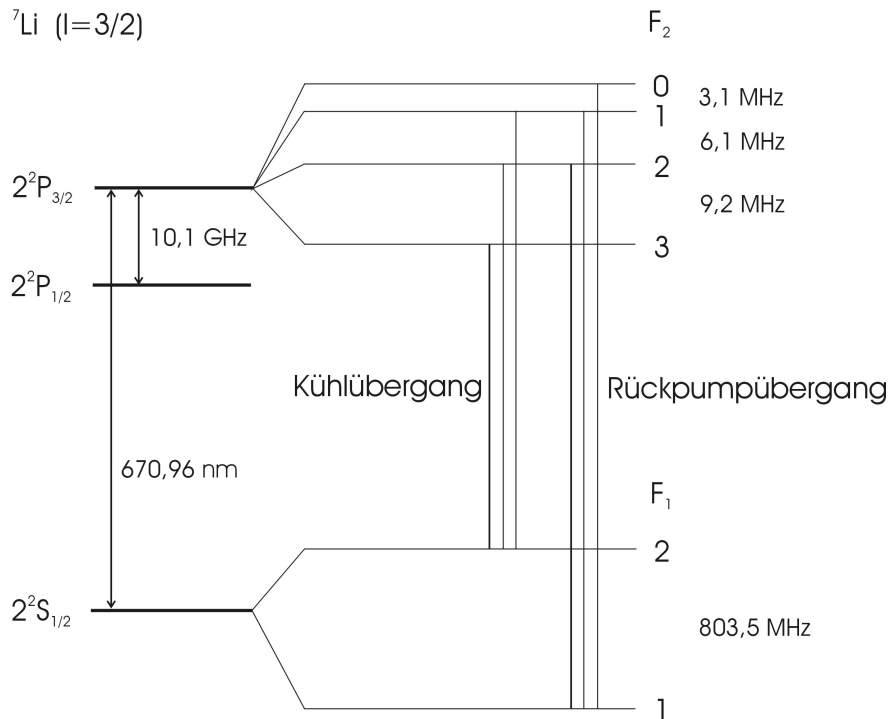


Abbildung 3.3: Ausschnitt aus dem Termschema des Elements ${}^7\text{Li}$ nach [81].

3.1.2 Das Lasersystem

Für die Lithium-MOT ist Laserlicht mit Wellenlängen von etwa 671 nm erforderlich. Dies wird von einem Farbstofflaser⁴ erzeugt, der mit einem Festkörperlaser⁵ gepumpt wird. Bei einer Pumpleistung von 6 W erhalten wir bei der benötigten Wellenlänge eine Ausgangsleistung von 800 mW. Die Frequenzstabilisierung und die Erzeugung der drei verschiedenen für das Experiment notwendigen Frequenzen (Fallen-, Rückpump- und Slowerlight, vergleiche Kapitel 3.1.1.2) wurden in früheren Arbeiten im Detail beschrieben [24, 39, 51] und soll hier nur skizziert werden. Abbildung 3.4 zeigt den schematischen Aufbau des Lasersystems.

Frequenzstabilisierung

Der Laser ist intern auf einen Referenz-Resonator stabilisiert, was schnelle Frequenzschwankungen im Zeitbereich unter 0,1 ms verhindert.

Eine zusätzliche externe Stabilisierung vermeidet Langzeitdrifts der Laserfrequenz. Wir setzen die dopplerfreie Sättigungsspektroskopie [82] ein, wodurch sich

⁴Fa. Coherent, Ring-Laser 899-21. Wir betreiben ihn mit dem Farbstoff LD688 von der Fa. Radiant Dyes. 2,36 g des Farbstoffpulvers werden in 1400 ml Ethylenglykolmonophenylether aufgelöst.

⁵Fa. Coherent, Verdi V10 mit einem Kühler der Fa. Thermo Haake, Modell TC100

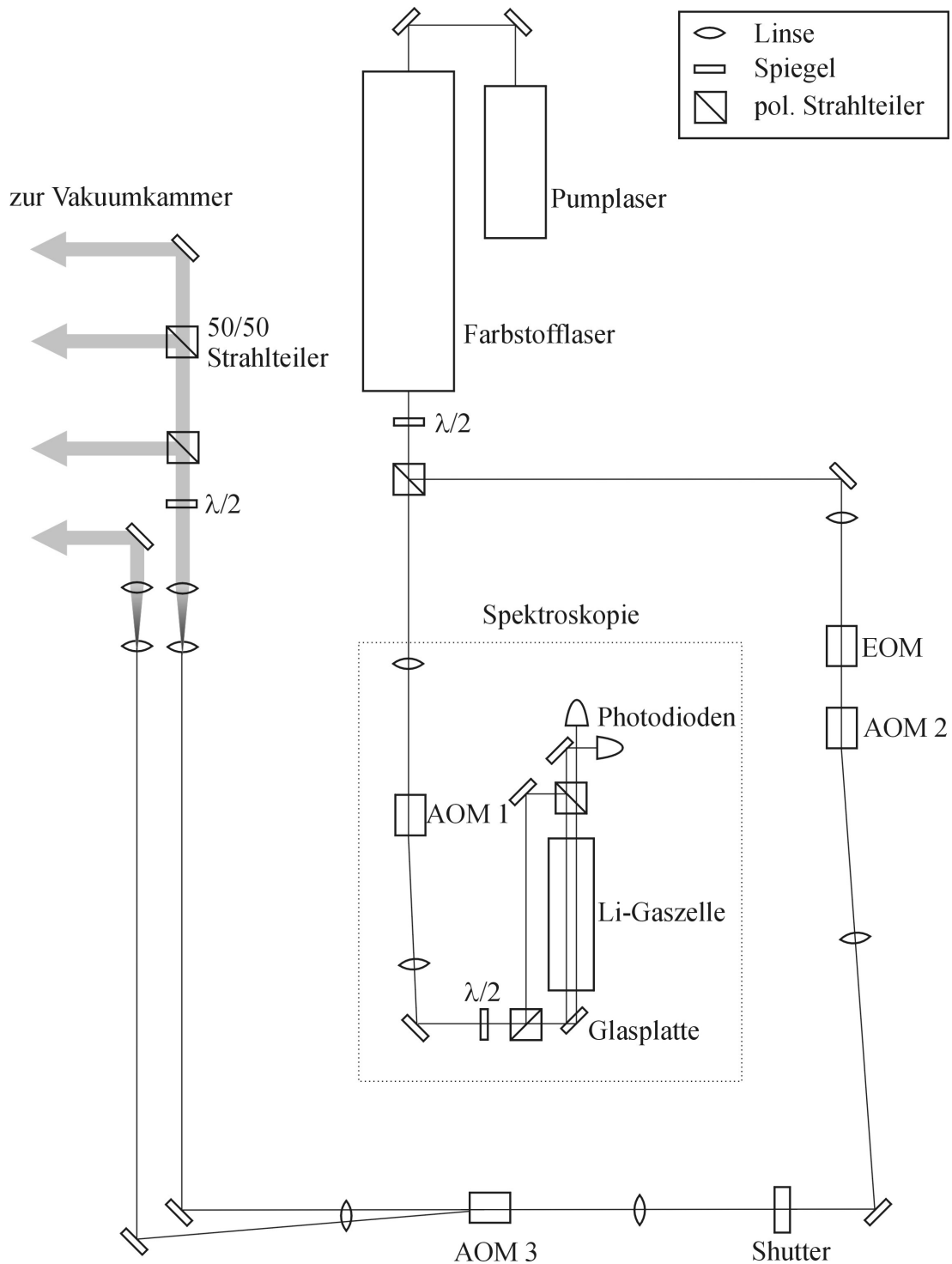


Abbildung 3.4: Aufbau des Lasersystems. Neben der Spektroskopie zur Frequenzstabilisierung ist die Erzeugung verschiedener Frequenzen mit Hilfe von AOM's und einem EOM erforderlich.

trotz Dopplerverbreiterung die Hyperfeinzustände des Grundzustandes (mit $F = 1$ und $F = 2$) auflösen lassen. Die Ableitung des Spektroskopiesignals vom Kühlübergang (vom Grundzustand mit $F = 2$ in die angeregten Zustände⁶) liefert ein Fehlersignal, auf dessen Nulldurchgang die Eigenfrequenz des Referenzresonators und damit die Laserfrequenz stabilisiert wird.

Nach dem Laden der MOT muss die Fallenfrequenz zum weiteren Kühlen der Atome und zur Belichtung für die Fluoreszenzbilder näher an die atomare Übergangsfrequenz geschoben werden. In unserem Experiment geschieht dies durch kurzzeitiges Unterbrechen der externen Laserstabilisierung⁷, während dessen der Referenz-Resonator des Lasers durch eine externe Steuerspannung zur benötigten Frequenz geschoben wird. Danach wird die externe Stabilisierung wieder aktiviert und die Laserfrequenz ist erneut durch das Fehlersignal aus der Spektroskopie definiert.

Erzeugung der notwendigen Lichtfrequenzen

Ein elektro-optischer Modulator (EOM) und mehrere akusto-optische Modulatoren (AOM) erzeugen die für die MOT erforderlichen Frequenzen.

In einem *EOM* werden auf die eingestrahlte Frequenz zwei Seitenbänder im Abstand der Frequenz der angelegten (hochfrequenten) Wechselspannung aufmoduliert. Das höherfrequente Seitenband dient in unserem Experiment als Rückpumplicht. Wir koppeln induktiv in den EOM-Kristall (LiTaO_3) eine Radiofrequenz mit 812 MHz und einigen Watt Leistung ein. Dadurch erhalten wir ein Leistungsverhältnis 6:1 von Fallen- zu Rückpumplicht.

Vor der Gaszelle der Spektroskopie wird das Laserlicht mit dem *AOM 1* um 70 MHz rotverschoben. Der Laser emittiert also Licht, das 70 MHz blauverschoben zum Kühlübergang ist. Zusätzlich wird mit diesem AOM die Frequenz des Lichtes mit 40 kHz um ± 10 kHz moduliert, damit das Spektroskopiesignal mit einem Lock-In-Verstärker verarbeitet werden kann.

Nach dem EOM durchläuft das Laserlicht den *AOM 2*, der die Frequenz des Laserlichtes um 95 MHz erniedrigt. Dadurch entsteht das 25 MHz rotverschobene Fallenlicht für die MOT. Dieser AOM wird auch zur Intensitätsregelung und zum schnellen Ausschalten des Fallenlichtes eingesetzt. Die Leistung der in den Kristall eingekoppelten akustischen Welle, und damit die Leistung des gebeugten Lichtstrahls, wird durch eine externe Steuerspannung (von LabView, siehe Kapitel 3.3.1) geregelt. Außerdem kann der AOM mittels eines TTL-Signals (ebenfalls von LabView) schnell ausgeschaltet werden. Die Lichtleistung der verwendeten ersten Beugungsordnung kann so in weniger als 1 μs um 4 Größenordnungen reduziert werden (nur die 1. Ordnung dieses AOM's wird eingesetzt, alle anderen,

⁶die angeregten Zustände können nicht aufgelöst werden

⁷das ist möglich, da die Laserfrequenz ohne die Stabilisierung innerhalb weniger Sekunden um weniger als 1 MHz driftet

vor allem auch die 0. Ordnung, werden permanent blockiert). Zusätzlich zum Abschalten mit dem AOM blockiert eine mittels TTL-Puls steuerbare mechanische Blende (Schaltzeit ~ 1 ms) nach dem AOM 2 das Licht während der Magnetfallenexperimente vollständig, da die in magnetischen Fallen gefangenen Atome schon durch die Wechselwirkung mit wenigen Photonen aus den Fallen verloren gehen würden.

Etwa 30 % des Laserlichts werden beim Beugen in einem weiteren *AOM 3* nochmal um 95 MHz rotverschoben, so dass zusätzlich das um 120 MHz rotverschobene Slowerlicht entsteht.

3.1.3 Die Vakuumkammer

Die Experimente werden in der Ultrahochvakuum-Apparatur ausgeführt, die in Abbildung 3.5 skizziert ist. Sie besteht aus einem Sechs-Wege-Kreuz aus nicht magnetischem V2A-Stahl, dessen Rohre einen Innendurchmesser von 63 mm haben („CF63-Rohre“). In einer vertikalen Ebene sind zusätzlich vier CF40-Rohre unter 45° zu den Rohren des Kreuzes angeschweißt. An einem der CF63-Rohre ist der Lithium-Ofen angebracht, an einem weiteren ein zweites Sechs-Wege-Kreuz (CF 100) mit den Vakuumpumpen. Durch das untere Rohr wird der Chip mit Halterung in das Vakuum eingeführt. Die drei anderen Rohrenden sind mit Fenstern abgeschlossen. Das Zentrum des Kreuzes entspricht der Position der MOT. Die Chipoberfläche ist 3 mm unter diesem Zentrum plaziert.

Durch die beiden oberen CF40-Rohre treten die nachfolgend am Chip reflektierten Strahlen in die Kammer. Der horizontale Strahl verläuft von hinten (durch das Pumpenteil) nach vorne. Der Slowerstrahl tritt durch das dem Ofen gegenüberliegende Fenster in die Kammer.

Die Kammer wird mit Hilfe einer Turbomolekularpumpe⁸, einer Ionengetterpumpe⁹ und einer Titan-Sublimationspumpe¹⁰ evakuiert. Die Turbomolekularpumpe kann mit Hilfe eines pneumatisch betriebenen UHV-Ventils von der Kammer getrennt werden. Sie kommt üblicherweise nur während des Ausheizens nach dem Öffnen der Kammer zum Einsatz. Ein UHV-Ganzmetallventil ermöglicht das Fluten der Kammer mit Stickstoff vor dem Öffnen. Der Druck kann mit einem Ion-Gauge gemessen werden.

Als Ofen dient ein CF16-Rohr, das räumlich homogen auf 420°C aufgeheizt wird, um das darin enthaltene Lithium zu schmelzen (Schmelztemperatur 180°C). Dieser Ofen ist über einen wassergekühlten Stahlblock mit der Kammer verbunden. In diesem Stahlblock sind u.a. ein elektromechanisch steuerbarer Strahlblocker, ein UHV-Ventil, eine Anschlussmöglichkeit für eine Ionengetterpumpe¹¹

⁸Fa. Varian, Modell Turbo-V250, 250 l/s

⁹Fa. Varian, Modell VacIon Triode, 60 l/s

¹⁰Fa. Varian, Ti. Sublim. Cart. 916-0061

¹¹Fa. Varian, Modell VacIon Plus 20 Diode, 27 l/s

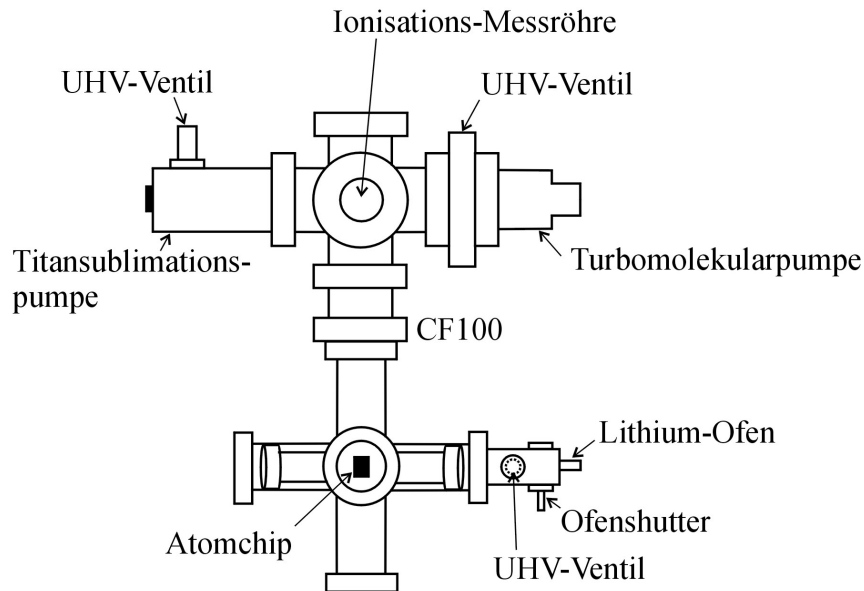
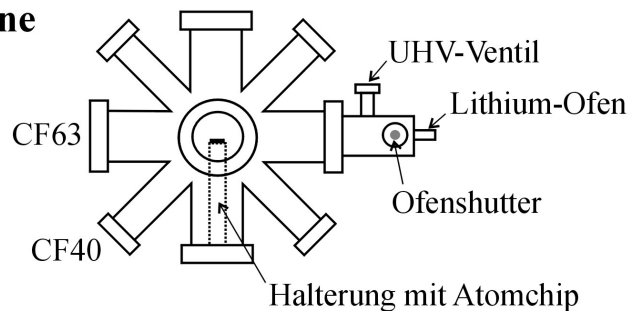
Ansicht von oben**Ansicht von vorne**

Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau der Vakuumkammer.

und eine Röhre zum differentiellen Pumpen des Ofens integriert. Der Lithium-Strahl gelangt durch diese Röhre in die Kammer und hat im Zentrum des Sechsheubel-Kreuzes (über dem Zentrum des Chips) einen Durchmesser von 23 mm. Das Ventil schützt das Lithium im Ofen beim Öffnen der Vakuumkammer vor Oxidation. Der Strahlblocker wird nach dem Laden der MOT geschlossen, wodurch das lokale Vakuum im Bereich über dem Chip während der Experimente mit Atomen in den Magnetfallen verbessert wird¹². Weitere Einzelheiten und technische

¹²Die Lebenszeit einer Falle verlängerte sich durch den Einsatz des Strahlblockers von einer auf drei Sekunden. Die Falle wurde gebildet aus einem Strom von 0,8 A durch eine 10 μm breite Z-förmige Struktur und einem Biasfeld von 16 G.

Zeichnungen zu diesem Ofen können der Diplomarbeit von S. Wildermuth [51] entnommen werden.

Mit dieser Apparatur wird ohne differentielles Pumpen des Ofens und ohne Atomstrahl ein Druck unter $1 \cdot 10^{-10}$ mbar erreicht. Während des Experiments, d.h. mit zeitweise vorhandenem Atomstrahl, steigt der Druck auf etwa $3 \cdot 10^{-10}$ mbar.

3.1.4 Spulen für die externen Magnetfelder

Um die Vakuumkammer sind mehrere Spulenpaare in verschiedenen Raumrichtungen angeordnet. Sie erzeugen das Quadrupolfeld für die MOT, die homogenen externen Zusatzfelder für die Magnetfallen und kompensieren das Erdmagnetfeld und vorhandene Streufelder.

Das Quadrupolfeld für die Spiegel-MOT wird von einem Spulenpaar in Anti-Helmholtz-Konfiguration erzeugt. Die Symmetrieachse der Quadrupolspulen muss für die Spiegel-MOT 45° gegen die Chipoberfläche verkippt sein (Kapitel 3.1.1.1). Die Spulen sind an zwei auf einer Achse liegenden CF40-Rohre der Vakuumkammer im Abstand von 26 cm fixiert. Sie werden mit 100 A betrieben, wodurch ein Quadrupolmagnetfeld mit einem Gradienten von 16 G/cm entlang der Symmetrieachse in der Nähe des Nullpunktes entsteht [72]. Der Strom wird mit einem extern steuerbaren Stromtreiber¹³ geregelt. Durch die Selbstinduktion der Spulen klingt der Strom nach Abschalten des Stromtreibers erst innerhalb von 20 ms ab. Nach dem Laden der MOT, das 10 bis 15 Sekunden dauert, wird der Spulenstrom für 5 Sekunden ausgeschaltet, während dessen sich die wassergekühlten Spulen abkühlen können.

In allen drei Raumrichtungen sind Spulenpaare in angenäherter Helmholtz-Konfiguration angebracht. Sie erzeugen homogene Magnetfelder in der Mitte der Vakuumkammer und werden sowohl zur Kompensation des Erdmagnetfeldes als auch zur Bereitstellung der Zusatzfelder für die Magnetfallen eingesetzt. Die Spulen werden mit extern steuerbaren Stromtreibern¹⁴ bis zu 10 A betrieben und erzeugen zeitlich variierbare Magnetfelder bis zu 50 G in der Region des Chips [51]. Stromschalter, die mit digitalen Pulsen steuerbar sind¹⁵ [53], ermöglichen das schnelle Schalten des Stromes durch die Spulen. Der Spulenstrom fällt mit diesen in 100 μ s auf Null. Jedoch treten im Experimentaufbau Wirbelströme auf, so dass die Magnetfelder erst etwa 10 ms nach Abschalten des Stromes von 40 G auf Null abgefallen sind. Das kann anhand von Fluoreszenzbildern des Atomstrahles während des Abklingvorgangs des Magnetfeldes gezeigt werden. Abhängig von

¹³Fa. Hewlett Packard, DC Power Supply 6671A, 0 – 8 V, 0 – 220 A. Wir betreiben das Power Supply im Modus für konstanten Strom.

¹⁴Fa. Kepco, Bipolar Power Supply, Modell BOP 20-10 M, 0 – ± 20 V, 0 – ± 10 A; bzw. Modell BOP 36-6 M, 0 – ± 36 V, 0 – ± 6 A

¹⁵Eigenbau der Elektronischen Werkstatt des Physikalischen Instituts, Hochstromschalter A366

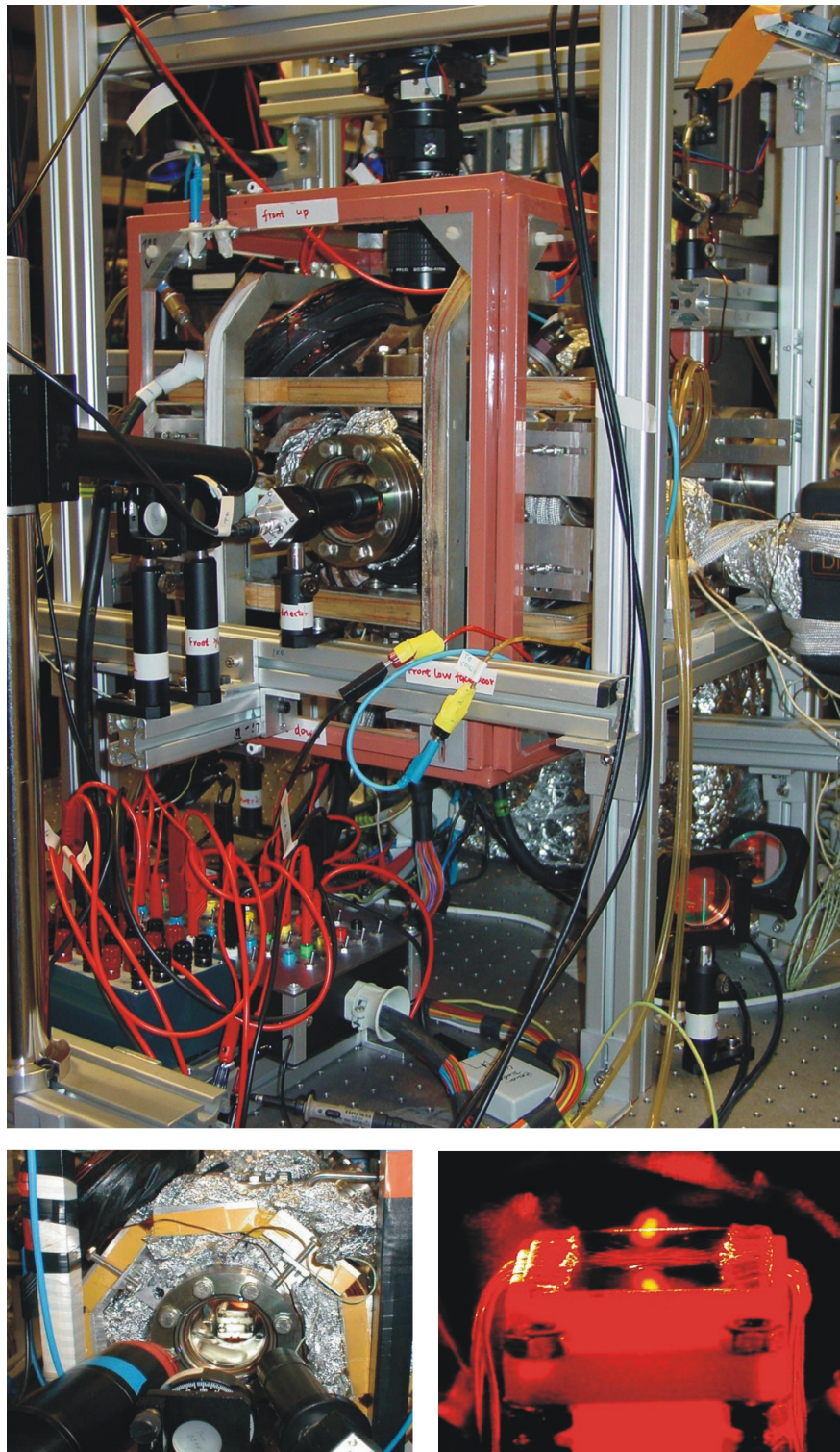


Abbildung 3.6: *Oben:* Die Vakuummot, umgeben von Magnetspulen und optischen Elementen. *Unten links:* Blick von vorn in die Vakuummot. Der Atomchip im Zentrum der Kammer (reflektierende Oberfläche) auf seiner Keramikhalterung (weiß) ist zu erkennen. *Unten rechts:* Die Spiegel-MOT und ihre Reflexion an der Goldoberfläche des Chips.

der herrschenden Magnetfeldstärke werden auf Grund des Zeeman-Effektes die Niveaus der Atome im Atomstrahl, d.h. die atomare Resonanzfrequenz, verschoben. Dadurch entstehen von der externen Magnetfeldstärke abhängige Fluoreszenzsignale. Vergleicht man diese mit dem Signal, das ohne angelegtes Magnetfeld entsteht, so kann bestimmt werden, wann das Magnetfeld abgeklungen ist.

Zur Kompensation von Streufeldern und des Erdmagnetfeldes stehen optional weitere Spulenpaare in allen drei Raumrichtungen zur Verfügung, die bis zu 3 A betrieben werden können und im Zentrum der Kammer homogene Magnetfelder von wenigen Gauß erzeugen.

3.2 Der Atomchip

In Kapitel 2.2.2 wurden die Gründe für die Miniaturisierung der Drahtmagnetfallen und für das Ersetzen der Drähte durch strukturierte Oberflächen ausführlich dargelegt. Die Realisierung solcher Leiterstrukturen auf dem Atomchip wird in den folgenden Abschnitten vorgestellt.

3.2.1 Design

Der Atomchip besteht aus einer Goldschicht ($1 - 5 \mu\text{m}$), die auf ein Substrat aufgebracht ist und durch etwa $10 \mu\text{m}$ breite Gräben in Leiterstrukturen unterteilt ist. Weil wir für unser Experiment eine Spiegel-MOT einsetzen (siehe Kapitel 3.1.1.1), ist eine reflektierende Chipoberfläche notwendig. Die Goldschicht wird deswegen nur durch dünne Isolationsgräben strukturiert, so dass der Chip einen Goldspiegel bildet. Mit Hilfe von standardisierten Produktionsverfahren aus der Halbleitertechnologie können komplexe Leiterstrukturen mit großer Genauigkeit und Stabilität auf dem Chip hergestellt werden. 1 bis $50 \mu\text{m}$ breite Strukturen erzeugen die Atomfallen und -leiter, die für die Experimente eingesetzt werden. Der Atomtransfer von der MOT in solche Fallen erfordert gegebenenfalls auch Leiter, die viel Strom tragen können und große, tiefe Fallen erzeugen. Dazu stehen unter dem Chip liegende U-förmige Silberdrähte (siehe Kapitel 3.2.4) und $200 \mu\text{m}$ breite Strukturen auf dem Atomchip zur Verfügung. Alle Leiterstrukturen verbreitern sich zum Rand des Chips hin zu Kontaktflächen von $2,2 \times 3,9 \text{ mm}^2$, über die Ströme und Spannungen angelegt werden. Der gesamte Chip misst $25 \times 30 \text{ mm}^2$. Einen solchen Chip zeigt Abbildung 3.7.

3.2.2 Herstellung und Aufbau

Zur Realisierung der Strukturen in einer dünnen Schicht bieten sich verschiedene Verfahren an: Ätzen (mittels Ionenstrahlen, mit einer Säure oder reaktives Ionenätzen), Galvanisieren mit Hilfe einer formgebenden Schicht (meist aus Photolack) oder Aufdampfen des Metalls über eine Maske aus Photolack, die danach

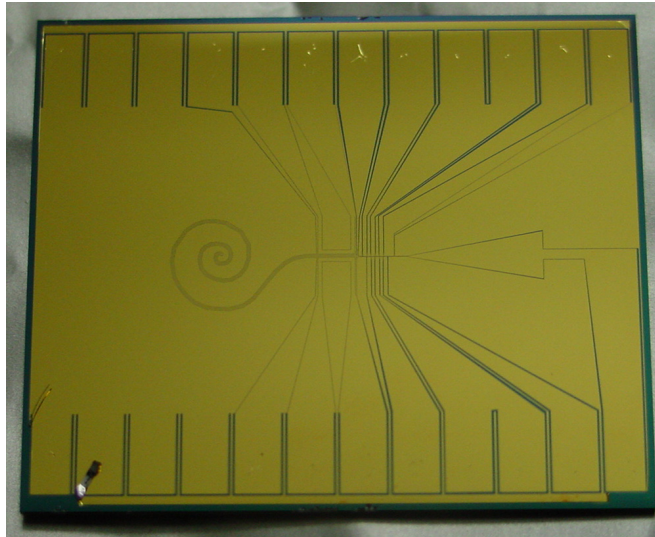


Abbildung 3.7: Der Atomchip. Die Goldoberfläche wird durch die dunkel dargestellten Gräben in Leiterstrukturen unterteilt. Am oberen und unteren Chiprand sind die Kontaktflächen zu sehen. Im Zentrum des Chips befinden sich unterschiedlich breite U-förmige Leiter (Kapitel 4.1). Auf der linken Seite des Chips ist eine spiralförmige Leiterstruktur aufgebracht (Kapitel 4.2). Die rechte Seite beinhaltet Elektroden für elektrische Fallen (Kapitel 4.3).

entfernt wird. Letzteres wird für die in unserer Gruppe verwendeten Atomchips eingesetzt. Sie werden am Submicron Center des Weizmann Instituts in Rehovot, Israel hergestellt. Der Fabrikationsablauf wird im Folgenden grob skizziert. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [42].

Als Substrat für den Atomchip wird ein etwa $500 \mu\text{m}$ dickes Stück Silizium oder Saphir verwendet. Bei dem halbleitenden Silizium dient eine $\sim 30 \text{ nm}$ dicke Schicht aus SiO_2 oder SiN zur elektrischen Isolation. Auf das jeweilige Substrat wird mittels Photolithographie eine (negative) Maske aus Photolack aufgebracht. Die Stellen, die frei von Gold bleiben sollen, müssen mit Photolack bedeckt sein. Über diese Maske wird eine $\sim 30 \text{ nm}$ dicke Titanschicht (zur Haftverbesserung) und die 1 bis $5 \mu\text{m}$ dicke Goldschicht aufgedampft. Der Photolack mit dem darauf aufliegenden Titan und Gold wird wieder abgelöst („lift-off“), so dass nur an den Flächen Gold zurückbleibt, die zuvor nicht mit Lack bedeckt waren. Das Ergebnis ist eine strukturierte Goldfläche mit verschieden angeordneten Chipdrähten. Darüber kann eine transparente, elektrisch isolierende Schicht (SiN , SiO oder SiO_2) aufgebracht werden, die Kurzschlüsse zwischen den Goldstrukturen aufgrund von Lithiumablagerungen auf der Chipoberfläche während des Experiments verhindert. Als letzter Schritt wird das Substrat auf die Größe der hergestellten Goldschicht, nämlich $25 \times 30 \text{ mm}^2$, geschnitten.

3.2.3 Im Experiment eingesetzte Atomchips

In den Experimenten wurden mehrere Atomchips eingesetzt, die sich sowohl im Aufbau als auch im Design unterscheiden. Der Aufbau ist der Tabelle 3.1 zu entnehmen. Das jeweilige Design wird bei den entsprechenden Experimenten vorgestellt.

Chipbezeichnung	B VIII Si	Al ₂ O ₃	07.2001	www-chip
Substrat	600 μm Si	500 μm Saphir	600 μm Si	600 μm Si
Isolationsschicht	SiO ₂	–	SiO ₂	SiN
Haftverbesserung	25 nm Ti	3,5 nm Ti	30 nm Ti	60 nm Ti
Leiterschicht	5 μm Au	4,2 μm Au	1,1 μm Au	1,1 μm Au
Schutzschicht	–	0,1 μm SiO	0,4 μm SiO ₂	0,1 μm SiO ₂
Experiment	vert. Fallen & Spirale & el. Fallen	el. Fallen	horiz. Doppel-U	1 μm Falle

Tabelle 3.1: Aufbau der im Experiment eingesetzten Atomchips.

3.2.4 Halterung

Der Atomchip wird im Vakuum von der in Abbildung 3.8 gezeigten Halterung getragen. Der Chip liegt auf dem oberen Keramikstück, in das zwei U-förmige Silberdrähte mit 1 mm Durchmesser versenkt sind. Diese sind für den Transfer der Atome von der MOT in die Chipfallen notwendig (siehe Kapitel 4.1.3). Federkontakte aus gebogenen Kupferdrähten befestigen den Chip mechanisch auf dem Keramik-Stück und stellen die elektrische Verbindung zu einer 35-poligen Vakuumstromdurchführung her. Das Keramikstück ist höhenverstellbar mittels Gewindestangen an einem CF63 Flansch befestigt, der mit der Stromdurchführung verbunden ist. Wie für die Vakuumkammer ist auch hier zu beachten, dass keine magnetischen Materialien verwendet werden. Technische Details und Zeichnungen zum Chiphalter sind in [51] zu finden.

Die Federkontakte ermöglichen einen schnellen Chipwechsel, wobei sowohl der Chip als auch die Halterung unbeschädigt bleiben und erneut eingesetzt werden können. Auf der Suche nach geeigneten Materialien für die Atomchips und für das Testen verschiedener Falldesigns war dies ein großer Vorteil. Der optische Zugang von der Seite ist jedoch durch diese Kontakte beeinträchtigt. Um den Zugang zu optimieren werden die Chips in anderen Experimenten innerhalb der Arbeitsgruppe, die die Atome von der Seite detektieren, auf die Keramikhalterung geklebt und mit Hilfe von Bondings elektrisch kontaktiert [61, 53, 64].

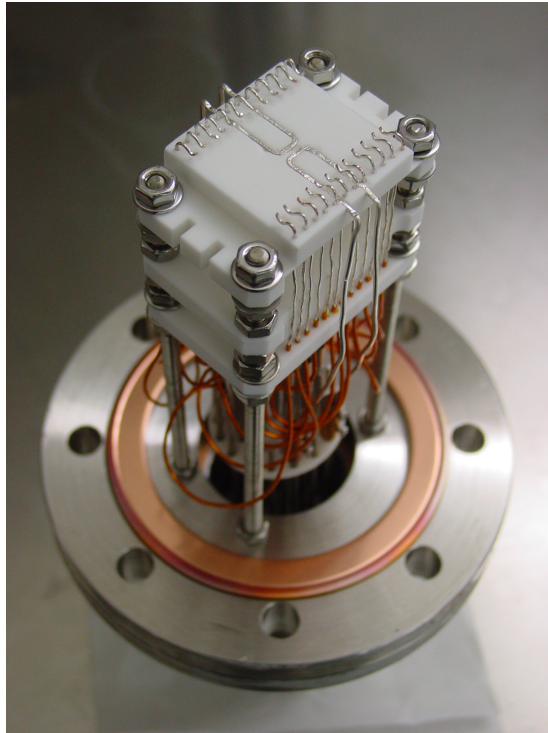


Abbildung 3.8: Die Halterung für den Atomchip. Auf dem obersten Keramikstück sind die U-förmigen Silberdrähte zu sehen. Nach der Montage liegt der Atomchip auf diesem Keramikstück, an dessen Längsseiten die Federkontakte angebracht sind. Die beiden unteren Keramikteile sind für die Funktion der Federkontakte notwendig. Unten ist die 35-polige Stromdurchführung zu sehen.

3.2.5 Strom- und Spannungsquellen für den Atomchip

Die Ströme durch die Leiterstrukturen auf dem Chip werden durch spannungskontrollierte Stromtreiber¹⁶ erzeugt. Schnelle Schalter¹⁷ ermöglichen das Umschalten in weniger als $5 \mu\text{s}$ zwischen verschiedenen Stromverläufen in Leiterstrukturen, die eine oder mehrere Verzweigungen und Kontaktflächen aufweisen.

Die Hochspannung zur Erzeugung der elektrischen Felder über dem Chip (Kapitel 4.3) wird durch extern steuerbare Hochvoltverstärker¹⁸ bereitgestellt. Sie werden ebenso mit LabView kontrolliert und können beispielsweise eine Kapazität von $0,5 \text{ nF}$ in $3 \mu\text{s}$ von 0 auf 300 V aufladen.

Die in die Halterung integrierten U-förmigen Silberdrähte werden zum Transfer der Atome von der MOT in die Chip-Magnetfallen eingesetzt. Dafür fließen bis

¹⁶Eigenbau des Elektroniklers Andreas Mitterer, Universität Innsbruck, 0 – 35 V, 0 – 2 A

¹⁷Eigenbau der Elektronischen Werkstatt des Physikalischen Instituts, Stromschalter A376

¹⁸Eigenbau der Elektronischen Werkstatt des Physikalischen Instituts, Hochvoltverstärker V128, 0 – +400 V und Hochvoltverstärker V75, 0 – ± 400 V

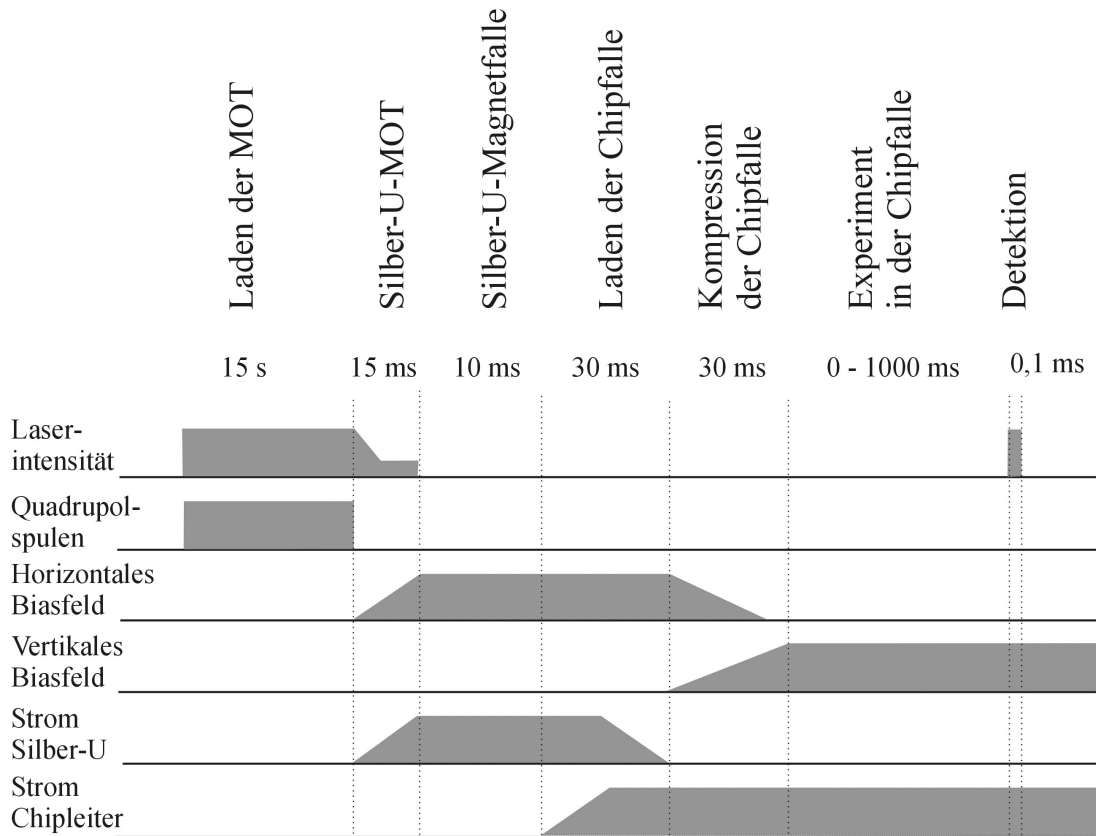


Abbildung 3.9: Zeitlicher Verlauf der wichtigsten Parameter während eines Experiments.

zu 24 A, die von zwei parallel geschalteten, ebenfalls von LabView gesteuerten, Stromtreibern¹⁹ erzeugt werden.

3.3 Experimentsteuerung und Signalauslese

3.3.1 Experimentsteuerung mit LabView

Nach vorbereitenden Arbeiten wie Einstellung des Lasers, Optimierung der MOT und Testmessungen laufen unsere Experimente in sich wiederholenden Zyklen ab. Solch ein Experimentzyklus setzt sich zusammen aus dem Laden der MOT, dem Transfer der Atome über die U-MOT und U-Magnetfalle (gebildet aus dem Silber-U unterhalb des Chips) in die Chipfallen, der Atommanipulation in den Fallen und der anschließenden Detektion. In Abbildung 3.9 ist der vereinfachte Ablauf eines Experiments schematisch dargestellt, wobei nur die wichtigsten

¹⁹Fa. Kepco, Power Supply, Modell ATE 6 – 10 M, 0 – 6 V, 0 – 10 A

Parameter berücksichtigt sind. Das Laden der MOT dauert 10 - 15 s und erfordert eine genaue Kontrolle der experimentellen Parameter. In den folgenden Phasen, die in weniger als einer Sekunde ablaufen, müssen die Laserintensität und -frequenz, die Ströme der Spulenpaare, des Silberdrahtes und der Chipdrähte variiert werden. Außerdem müssen Kameras getriggert und Blenden, Stromschalter, AOM-Steuerungen und die Laser-Lockbox mit Hilfe von digitalen Pulsen an- und ausgeschaltet werden. Insgesamt sind etwa 16 analoge und 12 digitale Steuerungsspannung dazu notwendig. Die Steuerung dieser komplexen Abläufe übernimmt ein Computer mit dem Programm LabView²⁰. Von LabView werden verschiedene PC-Einschubkarten kontrolliert. Eine Zeitsteuerungskarte²¹ stellt die digitalen Pulse bereit und verwendet einen der zehn Ausgabekanäle zum Triggern der beiden noch vorhandenen Karten, die analoge Signale erzeugen²². Diese analogen Signale bestehen aus linear variierbaren Spannungen bis maximal ± 10 V mit einer Zeitauflösung von 0,1 ms. Weitere Details zur Computersteuerung finden sich in [54].

Bei der Übertragung der Steuerspannungen (mittels BNC-Kabel) vom LabView-Ausgang bis zum Kontrolleingang der verschiedenen Geräte wird häufig ein Rauschen eingefangen. Das Rauschen, das sowohl auf dem Signal als auch auf der Masse (die gleichzeitig die Kabelabschirmung bildet) entsteht, kann mit Hilfe von Differentialverstärkern beseitigt werden. Diese werden direkt vor die Kontrolleingänge geschaltet und bilden (ohne Verstärkung) die Differenz zwischen Kabelabschirmung (= Masse) und Signal, wodurch das Rauschen eliminiert ist.

3.3.2 Detektion der Atome

Dichteverteilung in den Atomfallen

Zur Detektion werden die Atome in den Atomfallen mit nahezu resonantem Laserlicht angeregt und die entstehenden Fluoreszenzsignale mit zwei CCD-Kameras aus verschiedenen Richtungen aufgenommen.

Eine Kamera²³ ist so montiert, dass sie fast parallel zur Chipoberfläche (entlang der langen Achse) blickt. Mit ihr kann der Abstand der Atome vom Chip beobachtet werden. Die Fluoreszenzsignale aus den kleinsten Chipfallen sind jedoch zu schwach, als dass sie mit dieser Kamera aufgenommen werden könnten.

Dafür steht eine Kamera²⁴ mit hoher Quanteneffizienz (85 % bei 670 nm) zur Verfügung, deren CCD-Chip zudem gekühlt ist und die dadurch ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis aufweist. Sie ist so montiert, dass sie senkrecht von oben auf den Chip blickt. Als Abbildungsoptik dient ein Objektiv²⁵, das den Atomchip

²⁰Fa. National Instruments, Version 5.1.1

²¹Fa. National Instruments, PC-TIO-10

²²Fa. National Instruments, AT-AO-10

²³Pulnix, Modell TM-6AS

²⁴Fa. Roper Scientific, NTE/CCD-1340/400, mit Controller ST133

²⁵Fa. Nikon, AF Micro Nikkar, 105 mm, 1:2,8 D

nahezu 1:1 auf den Kamerachip mit einer Pixelgröße von $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ abbildet. Die Auflösung der Abbildung ist durch die Pixelgröße bestimmt. Die Auslese der Bilder erfolgt mit einer kommerziellen Software²⁶. Die Daten dieser Bilder werden in MATLAB eingelesen und dort weiter verarbeitet und analysiert.

Zur Anregung der Fluoreszenz wird das Laserlicht entweder aller Fallenstrahlen oder nur der zum Chip parallelen (horizontalen) Strahlen für üblicherweise $100 \mu\text{s}$ eingestrahlt. Bei der Beleuchtung mit den horizontalen Strahlen allein ist das störende Streulicht von der Chipoberfläche stark unterdrückt. Alle Fluoreszenzbilder in dieser Arbeit wurden, soweit nicht anders angegeben, nur mit den horizontalen Strahlen und einer Belichtungszeit von $100 \mu\text{s}$ aufgenommen. Die Frequenz des anregenden Lichtes ist nahe an die Resonanz geschoben und die Intensität auf etwa $0,5 \text{ mW}/\text{cm}^2$ reduziert. Auch das Rückpumplicht wird mit eingestrahlt, da sonst die Atome innerhalb weniger μs in Dunkelzustände gepumpt würden und nicht mehr detektierbar wären.

Die Intensitätsverteilung des von der Atomwolke abgestrahlten Fluoreszenzlichtes ist nur dann proportional zur Dichteverteilung der Atome, wenn eine räumlich konstante Anregungswahrscheinlichkeit (keine Zeeman-Verschiebung) vorliegt, keine Reabsorption von Photonen stattfindet und die Atome nicht optisch in Zustände gepumpt werden, die nicht mehr detektierbar sind (Dunkelzustände). Die Zeeman-Verschiebung und das optische Pumpen in Dunkelzustände kann durch Abschalten der fallenerzeugenden Magnetfelder vermieden werden. Die Reabsorption von Fluoreszenzphotonen ist bei den herrschenden Atomdichten vernachlässigbar.

Atomanzahl in der MOT

Die Atomanzahl in der MOT wird mit einer Photodiode bestimmt. Eine Linse (Abstand zur MOT 22 cm, Durchmesser 24 mm) bildet die mit resonantem Laserlicht zur Fluoreszenz angeregten Atome auf die Diode²⁷ ab. Ein Strom-Spannungswandler²⁸ erzeugt das Signal, aus dem die Atomanzahl berechnet werden kann. Für die genannten Werte ergibt sich ein Konversionsfaktor von $4,2 \times 10^7$ Atome/V. Genaue Beschreibungen der Bestimmung der Atomanzahl in einer MOT finden sich u.a. in [24, 39].

²⁶Fa. Roper Scientific, WinSpec 2.5.12.0

²⁷Fa. Thorlabs, Det110, Konversionsfaktor 0,45 A/W bei 670 nm

²⁸Fa. Femto, DLPCA-100, 10^7 V/A

Kapitel 4

Experimente und Ergebnisse

In früheren Experimenten innerhalb der Arbeitsgruppe wurden Fallen und Leiter für neutrale Atome mit Hilfe frei stehender Drähte realisiert [23, 24, 39]. Dabei wurden die erzeugten magnetischen Potentiale, wie auch für diese Arbeit, mit Hilfe von kalten thermischen $^7\text{Lithium}$ -Atomen analysiert. Verschiedene Anordnungen, wie z.B. der Side-Guide, die Z-Falle und ein Y-Strahlteiler aus einem sich aufteilenden Side-Guide wurden untersucht. Äquivalente Potentiale konnten mit dem Atomchip demonstriert werden, wobei die Drahtstrukturen $10\ \mu\text{m}$ und größer waren. Das kontrollierte Laden dieser Chipfallen wurde mit Hilfe einer Spiegel-MOT nahe der Chipoberfläche erreicht [39]. In der vorliegenden Arbeit werden Experimente an neuartigen Atomfallen aus magnetischen und elektrischen Feldern auf dem Atomchip vorgestellt. Das Kapitel 4.1 beschreibt Experimente an Doppel-U-Fallen mit vertikalem Biasfeld, die vor allem als Reservoir für die vertikalen Leiter (Kapitel 4.2) bedeutend sind. Im vertikalen Atomleiter können Atome um Kurven, hier beispielhaft auf einer spiralförmigen Bahn, geleitet werden, was bisher mit dem Side-Guide und anderen Atomleitern, die ein zum Chip horizontales Biasfeld erfordern, nicht möglich war. Die Hinzunahme elektrischer Felder in die Experimente mit dem Atomchip führt zu den elektrischen Fallen (Kapitel 4.3). Diese wurden zum kontrollierten Transport und zum zeitabhängigen Aufspalten und Wiedervereinen einer Atomwolke eingesetzt. Neben dem zeitabhängigen Strahlteiler aus elektrischen Fallen wird in Kapitel 4.4 noch ein weiterer Strahlteiler aus einer Doppel-U-Falle mit zeitlich veränderlichem horizontalem Biasfeld vorgestellt. Im Kapitel 4.5 schließlich wird eine Falle aus einer nur $1\ \mu\text{m}$ breiten Struktur demonstriert, mit der sehr hohe Fallengradienten und -frequenzen erreicht werden können.

4.1 Vertikale Doppel-U-Fallen

Aus zwei U-förmigen Leitern mit *gegenläufigen* elektrischen Strömen und einem zum Atomchip *vertikalen* homogenen Magnetfeld entstehen *vertikale Atomfallen*. Sie sind in Kapitel 2.2.7 theoretisch beschrieben. Solche Fallen wurden in unseren Experimenten untersucht und charakterisiert. Sie können als Reservoir für die vertikalen Atomleiter dienen (Kapitel 4.2). Zum Verständnis der vertikalen Atomleiter werden Vergleiche mit den vertikalen Fallen hilfreich sein.

4.1.1 Realisierung auf dem Atomchip

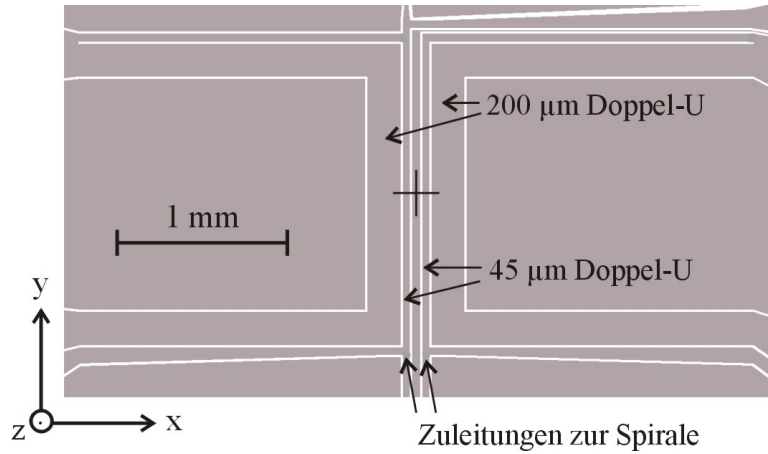


Abbildung 4.1: Chipdesign für die Doppel-U-Fallen. Die Goldflächen sind dunkel dargestellt, die hellen Linien sind $10\ \mu\text{m}$ breite Isolationsgräben zwischen den Goldstrukturen. Der Ursprung des im Text gebrauchten Koordinatensystems liegt im Zentrum des gezeigten Ausschnittes. Die beiden $45\ \mu\text{m}$ breiten U's sind Bestandteil der spiralförmigen Leiterstruktur (Kapitel 4.2).

Der im Experiment eingebaute Chip¹ beinhaltet zwei Paare von U-förmigen Leitern. Jedes Paar kann eine Doppel-U-Falle bilden. Die Leiter haben einen Querschnitt von $45 \times 5\ \mu\text{m}^2$ bzw. $200 \times 5\ \mu\text{m}^2$, die Leitermitten der zwei Paare einen Abstand von $115\ \mu\text{m}$ bzw. $380\ \mu\text{m}$. Die Länge der zentralen Leiterstücke beträgt $1,87\ \text{mm}$ bzw. $1,6\ \text{mm}$. Der elektrische Widerstand der U-Paare ist $1,6$ bzw. $0,7\ \Omega$. Abbildung 4.1 zeigt das Design der U-förmigen Strukturen, die in der Mitte des Atomchips liegen (vergleiche Abbildung 3.7).

¹B VIII Si (Siliziumsubstrat, $5\ \mu\text{m}$ dicke Goldschicht)

4.1.2 Potentiale der vertikalen Fallen

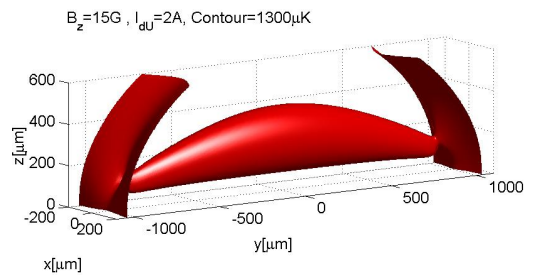
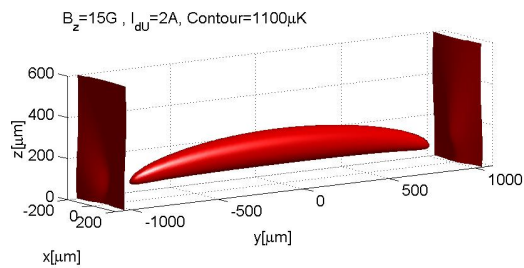
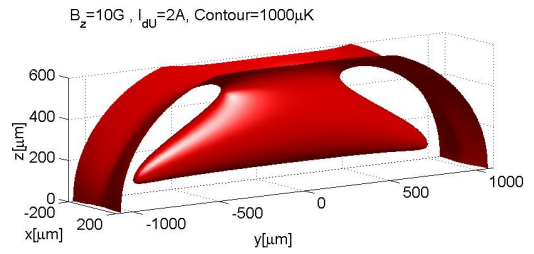
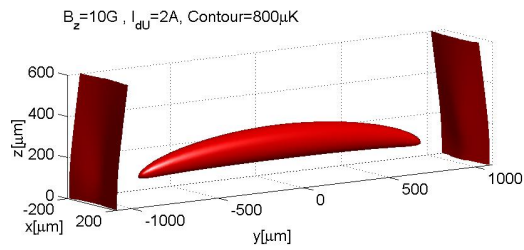
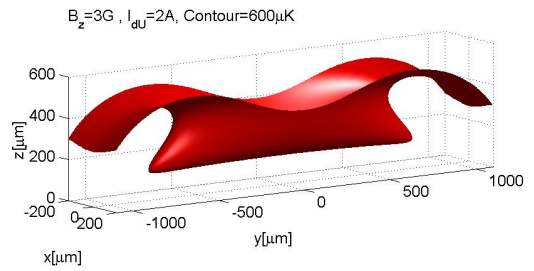
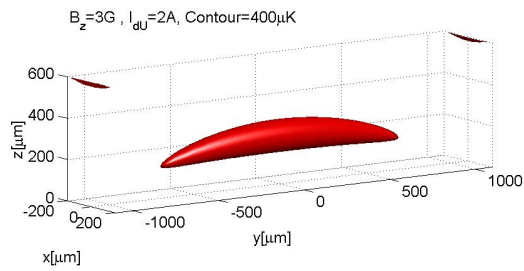
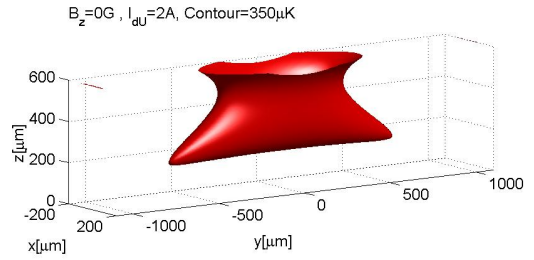
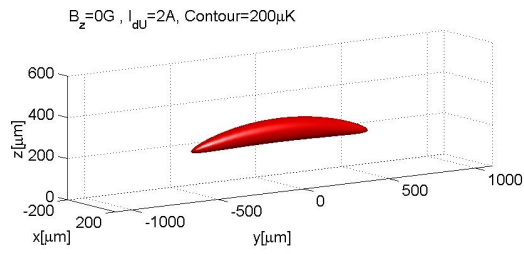
Die Berechnung und Darstellung der magnetischen Potentiale basiert auf MATLAB-Programmen, die neben dem Magnetfeld auch die Gravitation² berücksichtigen. Sie sind in [54] detailliert beschrieben. Das fallenbildende Magnetfeld setzt sich zusammen aus dem Biasfeld und dem der stromdurchflossenen Leiter. Letztere werden als unendlich dünne Leiter³ behandelt, die aus endlich vielen geraden Teilstücken bestehen. Die in dieser Arbeit gezeigten Potentiale werden für ⁷Lithium-Atome im Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$ berechnet.

In Abbildung 4.2 sind Äquipotentialflächen einer vertikalen Falle für verschiedene starke Biasfelder dargestellt. Daraus ist ersichtlich, dass auch ohne Biasfeld eine Falle entsteht. Dies ist auf das Magnetfeld der stromdurchflossenen Zuleitungen zurückzuführen (siehe Kapitel 2.2.7). Die Fallen haben für kleine Biasfelder die geringste Potentialbarriere nach oben (siehe rechte Spalte der Abbildung 4.2). Die Potentialtiefe wird von dieser Barriere bestimmt. Für steigendes Biasfeld nimmt die Potentialbarriere nach oben und damit die Potentialtiefe zu. Gleichzeitig nimmt der Abstand der Falle zum Chip ab und damit auch die Potentialbarriere an den Enden der Falle. Über einer bestimmten Stärke des Biasfeldes ist die Potentialbarriere an den Enden geringer als die nach oben. Die Potentialtiefe ist jetzt von der Barriere an den Enden bestimmt und nimmt mit wachsendem Biasfeld wieder ab (vergleiche auch Kapitel 2.2.7 und Abbildung 2.9).

Die berechnete Potentialtiefe der Fallen aus den beiden unterschiedlich breiten U-Paaren in Abhängigkeit vom externen Feld ist in den Graphen der Abbildung 4.3 aufgetragen.

²Diese hat für ⁷Li einen geringen Einfluss. Sie entspricht etwa 1 G/cm.

³Effekte der endlichen Ausdehnung sind nur wesentlich für Abstände zum Leiter, die kleiner als die Leiterbreite sind (siehe Kapitel 2.2.2).



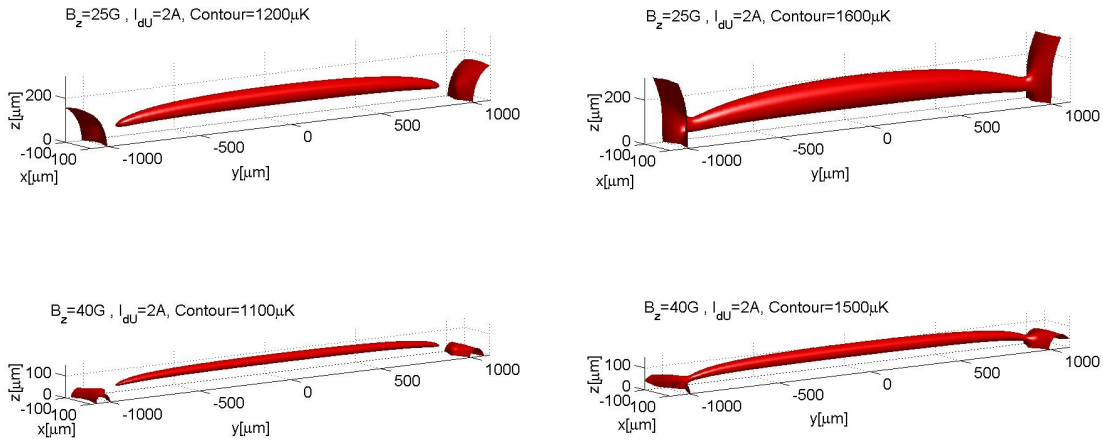


Abbildung 4.2: Äquipotentialflächen der vertikalen Doppel-U-Falle aus den $45 \mu\text{m}$ breiten Drähten bei einem angelegten Strom von 2 A für verschiedene Stärken B_z des Biasfeldes. Die entsprechenden Temperaturen der Äquipotentialflächen sind angegeben. *Links*: Äquipotentialflächen für geschlossene Fallen. *Rechts*: Bis zu einem Biasfeld von 10 G öffnen sich die Fallen zuerst oben, ab 15 G entstehen die ersten Löcher an den Enden der Falle.

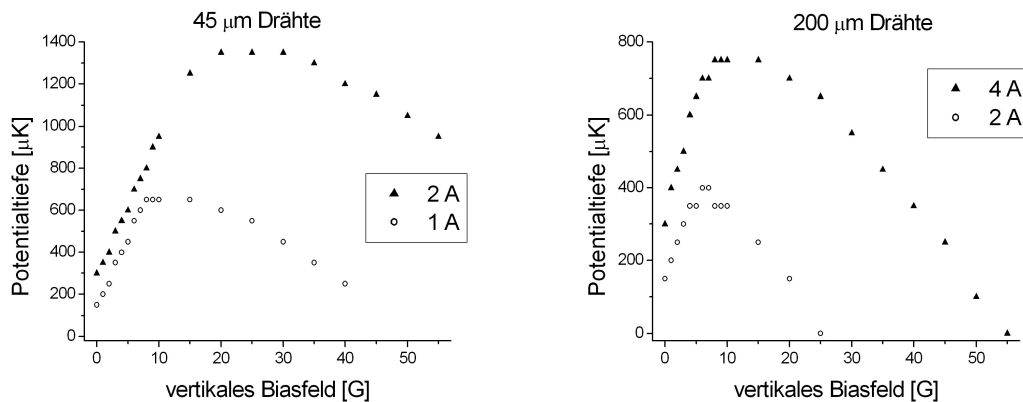


Abbildung 4.3: Potentialtiefe der vertikalen Doppel-U-Fallen in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld bei verschiedenen Stromstärken. *Links*: für die aus den $45 \mu\text{m}$ breiten U's gebildete Falle bei einem Strom von 1 A bzw. 2 A. *Rechts*: für die $200 \mu\text{m}$ breiten U's und einen Strom von 2 A bzw. 4 A.

4.1.3 Laden der Fallen

4.1.3.1 Von der MOT in eine Draht-Magnetfalle

Die aus dem Ofen austretenden ^7Li -Atome werden in einer Reflexions-MOT über der als Goldspiegel dienenden Chipoberfläche gefangen und gekühlt. Während einer Ladezeit von 10 bis 15 Sekunden sammeln sich mehr als 10^8 Atome. Nach dem Laden der MOT wird der mechanische Ofenshutter geschlossen, wodurch das lokale Vakuum am Ort der Chipfallen verbessert wird (siehe dazu auch Kapitel 3.1.3). Der in die Chiphalterung integrierte U-förmige Silberdraht⁴ ermöglicht zusammen mit einem homogenen Zusatzfeld die Erzeugung eines Quadrupolfeldes, das für eine MOT (im Weiteren als *U-MOT* bezeichnet) eingesetzt werden kann (siehe Kapitel 2.2.5). Nach dem Laden der Spiegel-MOT transferieren wir die Atome in diese U-MOT, indem wir die externen Quadrupolspulen ausschalten (durch die hohe Induktivität der Spulen dauert das Abklingen des Stromes 20 ms) und den Strom durch den Silberdraht gleichzeitig mit dem externen homogenen Feld innerhalb von 15 ms hochfahren (vergleiche Abbildung 3.9). Gewöhnlich treiben wir durch den Silberdraht einen Strom von 24 A und legen ein Feld von 15 - 20 Gauß an. Die Atome in der so entstandenen U-MOT befinden sich dann 1 - 2 mm über der Oberfläche des Atomchips. Während dieses Umladeprozesses wird die Laserintensität verringert und die Frequenz näher an die Resonanz gebracht, wodurch die Atome weiter gekühlt werden. Details zu diesem Transfer finden sich in [38, 39].

Nach der MOT-Phase wird die Lichtleistung mit einem AOM in weniger als $1 \mu\text{s}$ um 4 Größenordnungen reduziert und zusätzlich mit einem mechanischen Shutter (Schaltzeit etwa 1 ms) vollständig blockiert. Das Magnetfeld des U-förmigen Silberdrahtes kombiniert mit dem externen homogenen Feld bildet nun eine reine Magnetfalle (im Folgenden als *Silberdraht-Magnetfalle* bezeichnet), aus der die Atome direkt in die Atomfallen und Atomleiter auf dem Chip umgeladen werden können.

4.1.3.2 Von der Silberdraht-Magnetfalle in die vertikalen Doppel-U-Fallen auf dem Chip

Der Atomtransfer von der Silberdraht-Magnetfalle in die Chip-Falle beginnt gewöhnlich mit dem Hochfahren des Stromes durch die Chipdrähte in etwa 10 ms. Erst danach folgt das Ausschalten des Stromes durch den Silberdraht in ca. 20 ms. Das Umladen in die vertikalen Doppel-U-Fallen erfordert neben dem Schalten der Ströme auch ein Drehen des externen Magnetfeldes, was wiederum in etwa 10 - 20 ms durchgeführt wird. Die Ströme und äußeren Magnetfelder müssen zu jedem Zeitpunkt gut aufeinander abgestimmt werden, damit die Magnetfeldmini-

⁴Durchmesser 1 mm, die Drahtmitte liegt $1200 \mu\text{m}$ unter der Chipoberfläche (vgl. Kapitel 3.2.4)

ma⁵ verschmelzen und sich die Fallenparameter wie Lage, Gradient und Frequenz stetig und langsam (adiabatisch) ändern. Nur so kann eine hohe Ladeeffizienz ohne unnötiges Aufheizen der Atome erreicht werden.

In den Experimenten wurden verschiedene Ladeabläufe untersucht. Dabei können im wesentlichen zwei Formen unterschieden werden (vergleiche Abbildung 4.4):

1. Das Silber-U unterhalb des Chips und das nahegelegene U des Doppel-U's auf dem Chip führen parallelen Strom (*paralleles Laden*).
2. Die beiden genannten Drähte führen antiparallelen Strom (*antiparalleles Laden*).

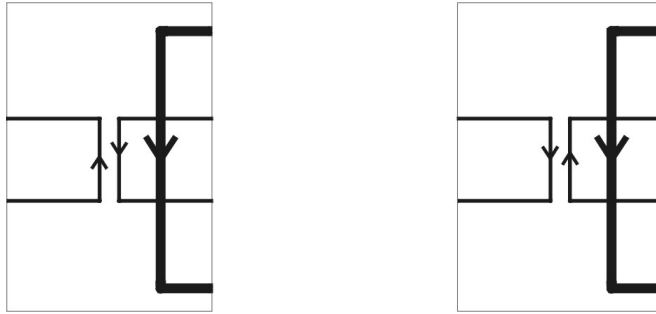


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der Verläufe des Silberdrahtes (dicke Linie) und des U-Paares für die vertikale Falle. Die Drahtmitte des Silberdrahtes liegt $1200 \mu\text{m}$ unter der Chipoberfläche. Die Pfeile geben die Stromrichtungen an. Dargestellt ist das parallele (*links*) und das antiparallele Laden (*rechts*).

Typische Verläufe der Ströme und Magnetfelder sind in den Abbildungen 4.6 und 4.5 jeweils links oben angegeben. Man beachte, dass die vertikalen Fallen mit unterschiedlichen Strom- und Magnetfeldwerten erzeugt werden und deshalb auch unterschiedliche charakteristische Fallengrößen, wie z.B. Potentialtiefe, haben.

Beim parallelen Laden, das in Abbildung 4.5 gezeigt ist, verlaufen die Strom- und Magnetfeldwerte so, dass die vertikale Falle sich direkt aus der Silberdraht-Magnetfalle bildet. Die Magnetfeldminima überlagern sich optimal und trennen sich nicht beim Erniedrigen des Stromes durch das Silber-U, was aus den Potentialen und experimentellen Bildern zu ersehen ist. Etwa 10 % der ursprünglich in der Silberdraht-Magnetfalle gefangenen Atome können im Experiment mit dem parallelen Laden in die vertikale Falle (mit einer Potentialtiefe von $750 \mu\text{K}$) umgeladen werden.

Aus den in Abbildung 4.6 dargestellten Potentialen des antiparallelen Ladens erkennt man, dass die beiden Potentialminima oberhalb des Atomchips,

⁵Mehrere Strom durchflossene Leiter und ein homogenes externes Feld bilden im Allgemeinen ein Magnetfeld mit so vielen Minima wie Leitern [83].

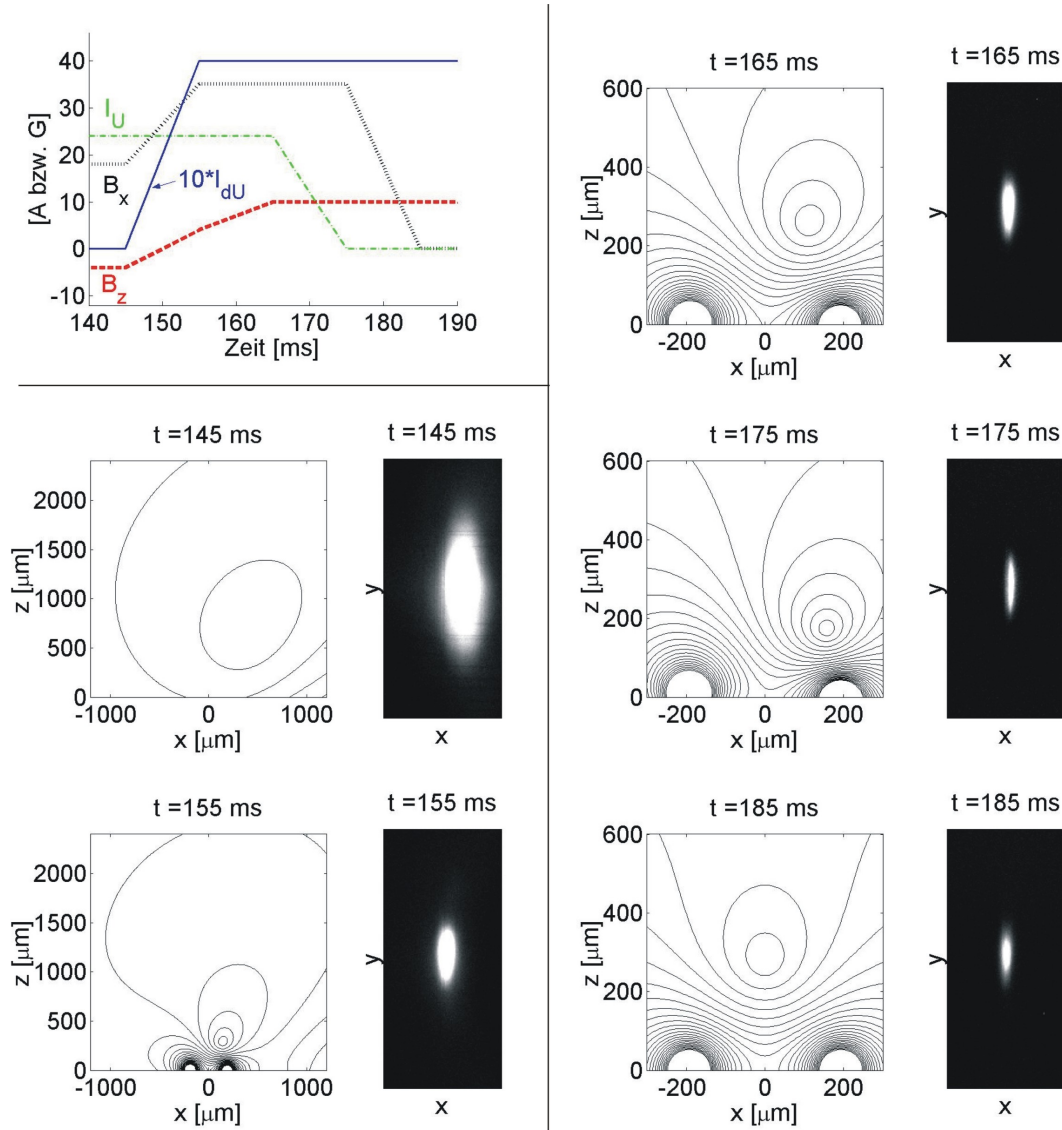


Abbildung 4.5: Paralleles Laden der vertikalen Falle. *Links oben:* Zeitlicher Verlauf der Ströme und externen Magnetfelder. Als Zeitnullpunkt wurde willkürlich das Ausschalten der externen Quadrupolspulen gewählt. Dabei sind I_U der Strom durch den U-förmigen Silberdraht unterhalb des Atomchips, B_x und B_z die Magnetfeldstärken in x- und z-Richtung, I_{dU} die Ströme durch die 200 μm breiten U-förmigen Leiter. Letztere wurden zur deutlichen Darstellung mit dem Faktor 10 multipliziert. *Links in den Spalten:* xz-Schnitte bei $y = 0$ durch das berechnete Potential zu den angegebenen Zeiten (zur Definition der Raumachsen siehe Abbildung 4.1). Der Abstand der Äquipotentiallinien beträgt $k_B \times 400 \mu\text{K}$. Die Drahtmitten des Doppel-U's liegen bei $x = \pm 190 \mu\text{m}$, die des Silberdrahtes bei $x = 1 \text{ mm}$, $z = -1,2 \text{ mm}$. Man beachte die unterschiedliche Größe der Ausschnitte. *Rechts in den Spalten:* Experimentelle Verteilungen der gefangenen Atome in der xy-Ebene. Die gezeigten Ausschnitte sind $2150 \times 4730 \mu\text{m}$ groß.

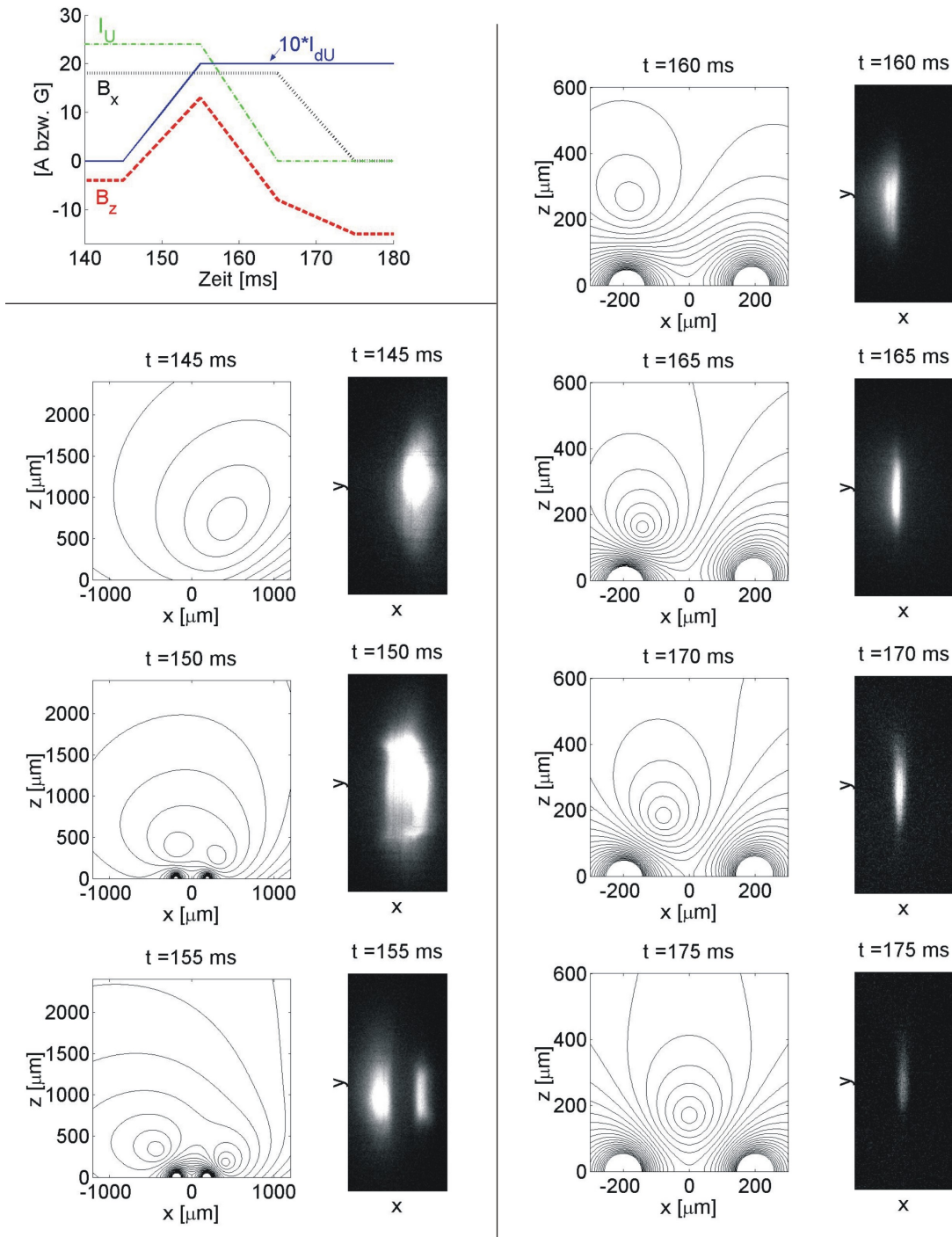


Abbildung 4.6: Antiparalleles Laden der vertikalen Falle. Die Abbildung ist wie Abbildung 4.6 aufgebaut. Bei den Potentialdarstellungen ist der Abstand der Äquipotentiallinien $k_B \times 200 \mu\text{K}$. Die experimentellen Bilder zeigen den gleichen Ausschnitt wie in Abbildung 4.6. Die Intensität der beiden letzten Bilder ist im Vergleich zu den anderen verdoppelt.

die während der experimentell realisierten Strom- und Magnetfeldrampen entstehen, sich nicht genau überlagern. Bei der besten Annäherung bleibt für die Berechnungen eine Barriere von $30 \mu\text{K}$ (bei der Zeit 153 ms) bestehen. Für die im Experiment eingesetzten thermischen Atome mit transversalen Temperaturen von einigen hundert Mikrokkelvin stellt das aber keine wesentliche Barriere dar. Etwa die Hälfte aller Atome aus der Silberdraht-Magnetfalle gelangen in das auf den Bildern linke Minimum (bei $t = 155 \text{ ms}$), das letztlich die vertikale Falle bildet⁶. Die Ladeeffizienz beim antiparallelen Laden beträgt etwa 4% . Die höchsten Verluste treten während der letzten 10 ms auf, wo die Potentialtiefe von mehr als $1200 \mu\text{K}$ auf $250 \mu\text{K}$ sinkt. Die schlechtere Ladeeffizienz des antiparallelen Ladens im Vergleich zum parallelen ist der etwas stärkeren transversalen Kompression der Falle (siehe Potentialdarstellungen der Abbildungen 4.5 und 4.6) und vor allem der geringeren Potentialtiefe zuzuschreiben.

Die Fallen werden während des Ladevorgangs transversal (d.h. in zwei Dimensionen) etwa um den Faktor 10 komprimiert. Bei einem Side-Guide führt solch eine Kompression nach [72] zu einer Zunahme der transversalen Temperatur um den Faktor 5. Unter der Annahme einer konsanten Fallentiefe könnten bei dieser Kompression etwa 25% der Atome transferiert werden. Die Ursache der niederen Ladeeffizienzen sind also mit dem kleineren Phasenraumvolumen der komprimierten Fallen und dem Einsatz von thermischen Atomen erklärbar. Für kalte Atome, deren Temperatur im Vergleich zur Potentialtiefe sehr klein ist und die nur die untersten Energieniveaus besetzen, sind Verluste auf Grund der Kompression der Falle nicht zu erwarten.

Auch die vertikale Falle aus den $45 \mu\text{m}$ breiten Leiterstrukturen wurde erfolgreich mit einem sehr ähnlichen Parameterverlauf geladen, wie er in Abbildung 4.5 gezeigt ist.

4.1.4 Lebenszeit der Fallen

4.1.4.1 Experimentelle Ergebnisse

Im Hinblick auf die Lebenszeit wurden verschiedene aus dem $45 \mu\text{m}$ breiten Doppel-U gebildete Fallen untersucht. Ströme von 2 A durch das Doppel-U und homogene vertikale Zusatzfelder von $3, 10$ und 15 Gauß ergeben Fallen, deren Potentialtiefen den Temperaturen $500, 950$ und $1250 \mu\text{K}$ entsprechen und die $220, 160$ und $135 \mu\text{m}$ Abstand vom Chip haben. Geladen werden die Fallen direkt aus der Silberdraht-Magnetfalle, ähnlich wie in Abbildung 4.5 gezeigt.

Nach einer bestimmten Lebensdauer der jeweiligen Falle (von 0 bis 900 ms) wird die in der Falle verbliebene Anzahl von Atomen durch jeweils fünf Fluoreszenzaufnahmen⁷ aus aufeinander folgenden Experimentzyklen bestimmt. Als Startzeit der Falle wird das Erreichen eines reinen vertikalen externen Feldes (d.h.

⁶Beim parallelen Laden sind noch 30% aller Atome bei $t = 155 \text{ ms}$ in der Falle.

⁷ $200 \mu\text{s}$ lange Belichtung mit den zum Chip parallelen Strahlen

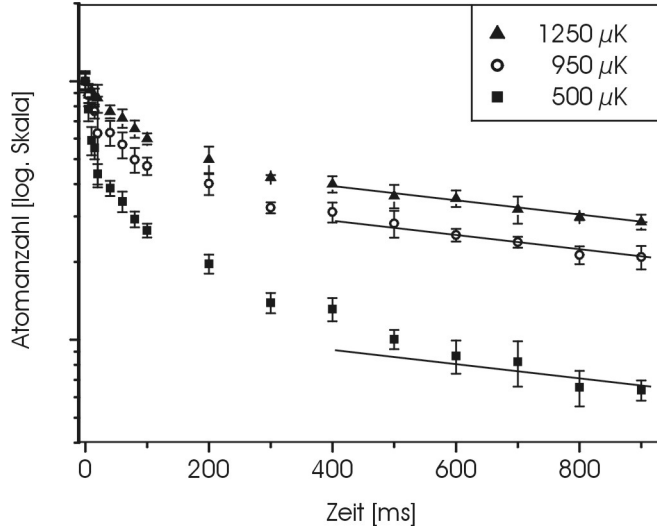


Abbildung 4.7: Lebenszeitmessung. Dargestellt ist die relative Atomanzahl in Abhängigkeit von der Zeit für 3 verschiedene Fallen. Sie wurden aus dem $45 \mu\text{m}$ breiten U-Paar mit einem Strom von 2 A und einem Zusatzfeld von 3 G, 10 G und 15 G gebildet. Das führt zu Fallen, deren Potentialtiefen den Temperaturen $500 \mu\text{K}$, $950 \mu\text{K}$ und $1250 \mu\text{K}$ entsprechen. Die angenäherte Gerade an die Kurve der tiefsten Falle für Zeiten ab 400 ms und Parallelen dazu sind gezeigt (vergleiche Text).

$B_x = 0$) angenommen⁸. Die Auswertung der Fluoreszenzaufnahmen besteht aus einer Hintergrundkorrektur (durch aufgenommene Hintergrundbilder ohne Atome), der Aufsummierung des Kamerasignals über den Bereich der Falle und der Mittelung der fünf so gewonnenen Werte für jeden Messzeitpunkt.

Auf den Graphen der Abbildung 4.7 ist die relative Atomanzahl gegen die Zeit für die drei Fallen aufgetragen. Die Fehlerbalken geben dabei die Schwankungen des Fluoreszenzsignals wieder. Man erkennt einen überexponentiell schnellen Abfall, der je nach Falle von 400 ms (bei der Falle mit der Potentialtiefe $1250 \mu\text{K}$) bis 800 ms ($500 \mu\text{K}$) dauert und etwa 70 % bis 90 % der zunächst gefangenen Atome beträgt. Danach können die Kurven durch einen langsamen exponentiellen Abfall mit einer Lebenszeit von 1,6 Sekunden angenähert werden. Die angenäherte Gerade für die tiefste Falle ist in Abbildung 4.7 als durchgezogene Linie zu sehen. Für die beiden anderen Fallen wurden Parallelen dazu eingezeichnet, die zeigen, dass für lange Zeiten auch diese Kurven sich der gleichen Gerade annähern. Der exponentielle Abfall wird durch Verluste verursacht, die proportional zur Atomanzahl in der Falle sind. Diese Verluste entstehen z.B. durch Stöße der Atome mit dem Hintergrundgas. Das gemessene Vakuum beträgt während des Experiments etwa $3 \cdot 10^{-10}$ mbar. Der Strahlblocker vor dem Ofen (siehe Kapitel 3.1.3) war bei die-

⁸Der vertikalen Falle ähnliche Potentiale entstehen schon früher während des Umladeprozesses.

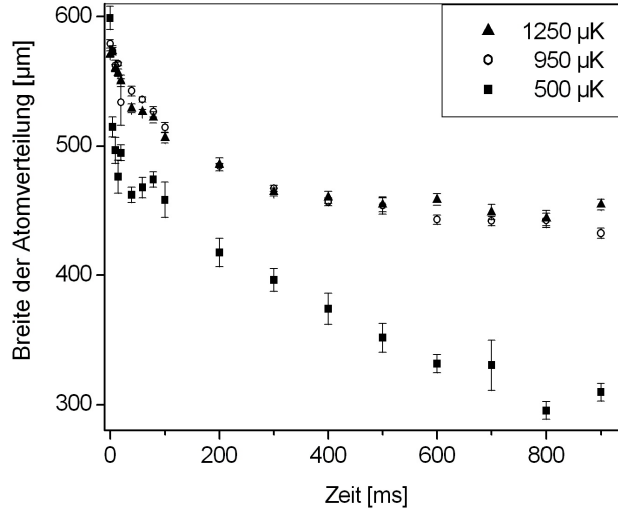


Abbildung 4.8: Breite der gaußförmigen Atomverteilung in longitudinaler Richtung (y-Richtung in Abbildung 4.1) für drei verschiedene vertikale Fallen. In der Legende sind die den Potentialtiefen entsprechenden Temperaturen angegeben.

sem Experiment nicht einsatzfähig, wodurch das lokale Vakuum im Bereich der Falle sicher schlechter war als das gemessene. Eine Z-Falle mit einer Potentialtiefe von $k_B \times 1100 \mu\text{K}$ zeigte bei vergleichbarem Vakuum eine Lebenszeit von etwa einer Sekunde. Die langsamen Verluste der vertikalen Fallen sind also mit denen solcher Drahtmagnetfallen vergleichbar, die aus *einem* stromdurchflossenen Draht und einem *horizontalen* Biasfeld gebildet sind.

Zu diskutieren bleibt der schnelle Abfall der Atomanzahl in den ersten hundert Millisekunden der Falle, dem sich der nächste Abschnitt widmet.

4.1.4.2 Monte-Carlo Simulationen zum Verständnis der Verluste aus der Falle

Zu den im letzten Kapitel charakterisierten Fallen wurden Monte-Carlo Simulationen durchgeführt. Das eingesetzte Programm *AtomMC* ist in [54] beschrieben. Es berechnet die klassischen Trajektorien von Punktteilchen im analytisch berechneten Potential des Magnetfeldes. Das Magnetfeld wird wie mit den im Abschnitt 4.1.2 beschriebenen MATLAB-Programmen berechnet. Stöße mit dem Hintergrundgas und mit Photonen sind ebenso wenig berücksichtigt wie Stöße zwischen den gefangenen Atomen. Die Anfangsbedingungen für die Simulationen wurden aus den experimentell bestimmten Verteilungen der Atome zu Beginn der Falle abgeschätzt und die Atom- und Impulsverteilung als gaußförmig angenommen. Jeweils 10000 Trajektorien wurden berechnet und alle 5 ms die Anzahl der

noch gefangenen Atome bestimmt. Die Atomanzahl wurde noch um die gemessene Vakuumslebenszeit (1,6 s) korrigiert. Eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten liefern folgende Startbedingungen:

- Breiten der Atomverteilung: transversal $100 \mu\text{m}$ und longitudinal $600 \mu\text{m}$. Diese können aus den experimentellen Verteilungen zum Startzeitpunkt der Falle abgeschätzt werden (siehe Abbildung 4.8). Da die Fluoreszenzbilder von Atomen in der Falle, d.h. in einem inhomogenen Magnetfeld, aufgenommen wurden, sind die daraus gewonnenen Dichteverteilungen durch den Zeeman-Effekt verfälscht.
- Zentrum der Atomwolke bei $x, y = 0$ und z jeweils im Abstand des Potentialminimums vom Chip ($220, 160$ und $135 \mu\text{m}$ für die unterschiedlichen Fallen)⁹.
- Temperaturen: $1000 \mu\text{K}$ transversal und $200 \mu\text{K}$ longitudinal. Die Fallen werden während des Ladens in transversaler Richtung sehr stark komprimiert. Dadurch steigt die Temperatur der Atome in dieser Richtung (siehe Kapitel 4.1.3.2). Die Rate der elastischen Stöße zwischen den Lithium-Atomen, die zum Temperatúrausgleich führt, liegt bei etwa zehn Stößen pro Sekunde. Die Thermalisierung der Atome in der Falle erfolgt also in einigen hundert Millisekunden. Während und direkt nach der Kompression einer Falle, die in einigen zehn Millisekunden erfolgt, liegt eine anisotrope Temperaturverteilung vor. Die langsame Thermalisierung kann auch aus der zeitlichen Entwicklung der Breite der Atomwolke in der Falle abgelesen werden, die auf Abbildung 4.8 zu sehen ist. Nach einigen hundert Millisekunden bleibt die gemessene Breite der Atomwolke in der Falle konstant. Das bedeutet, dass sich die Temperatur der Atome nicht mehr wesentlich ändert.

Abbildung 4.9 zeigt den Vergleich des Experiments mit der Monte-Carlo Simulation, bei der mit oben genannten Anfangsbedingungen gerechnet wurde. Als Zeitnullpunkt für die Daten der Monte-Carlo Simulation wurde die Atomverteilung (in Ort und Geschwindigkeit) 10 ms nach Bestehen der vertikalen Falle angenommen. Das berücksichtigt, dass sich die Atome schon während des (in den Simulationen nicht einbezogenen) Ladeprozesses in Potentialen befinden, die den vertikalen Fallen ähnlich sind. Zu sehen sind die experimentellen Daten der ersten hundert Millisekunden und die korrespondierenden Ergebnisse der Monte-Carlo Simulation. Die gute Übereinstimmung in den ersten einigen zehn Millisekunden weist darauf hin, dass die überexponentiell schnellen Atomverluste in dieser Zeitspanne von der Potentialform, Atomtemperatur und -verteilung bestimmt werden, da Prozesse wie z.B. Zweikörperstöße in den Simulationen vernachlässigt

⁹zur Definition der Achsen siehe Abbildung 4.1

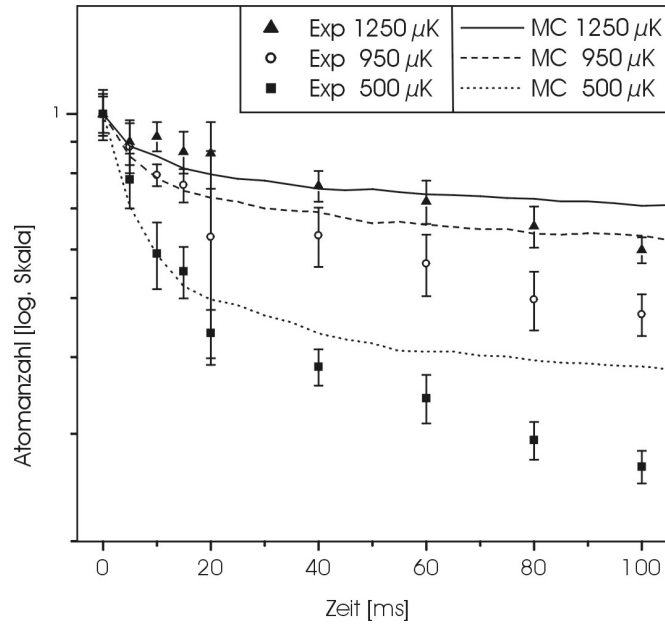


Abbildung 4.9: Zeitlicher Verlauf der Atomanzahl für drei verschieden tiefe vertikale Fallen im Experiment und nach den Monte-Carlo Simulationen.

sind. Für sehr kalte Atome, die nur die untersten Energieniveaus der Falle besetzen, sind diese Verluste nicht zu erwarten.

Solange die Atome thermalisieren treten im Experiment Verluste durch Abdampfen der Atome aus der Falle auf. Die Thermalisierungsprozesse durch Zweikörperstöße wurden in den Simulationen vernachlässigt, weswegen die dadurch verursachten, vergleichsweise langsamen Atomverluste dort nicht auftreten. Das erklärt den unterschiedlichen Kurvenverlauf zwischen dem Experiment und den Monte-Carlo Simulationen, der auf Abbildung 4.9 zu sehen ist. Nach einigen hundert Millisekunden bleibt die gemessene Breite der Atomwolke in der Falle konstant. Das bedeutet, dass sich die Temperatur der Atome nicht mehr wesentlich ändert und keine Atomverluste durch Abdampfen der Atome mehr zu erwarten sind. Nach dieser Thermalisierungszeit können die Daten der Lebenszeitmessung auch tatsächlich durch einen exponentiellen Abfall angenähert werden (vergleiche Abbildung 4.7).

4.2 Die Spirale - Ein vertikaler Atomleiter

In Kapitel 2.2.3 wurden Atomleiter beschrieben, die aus zwei parallelen Drähten und einem homogenen Zusatzfeld gebildet werden. Die Ströme durch die Leiter müssen antiparallel fließen und das Magnetfeld senkrecht zum Atomchip verlaufen. Das resultierende Magnetfeld besitzt je ein schlauchförmiges Minimum oberhalb und unterhalb der Ebene, in der die Leiter liegen. Nur das Minimum oberhalb des Atomchips ist in unserem Experiment zugänglich.

Ein solchermaßen konstruierter Atomleiter kann starken Krümmungen auf dem Chip folgen, ohne seine charakteristischen Fallengrößen wie z.B. Tiefe und Gradient zu ändern. Damit wird der ganze Chip für die Atome zugänglich und symmetrische Materiewelleninterferometer mit Einschluss großer Flächen werden möglich.

Die Richtungsunabhängigkeit und Funktionalität wird in den beschriebenen Experimenten mit einem spiralförmigen Atomleiter gezeigt.

4.2.1 Realisierung auf dem Chip

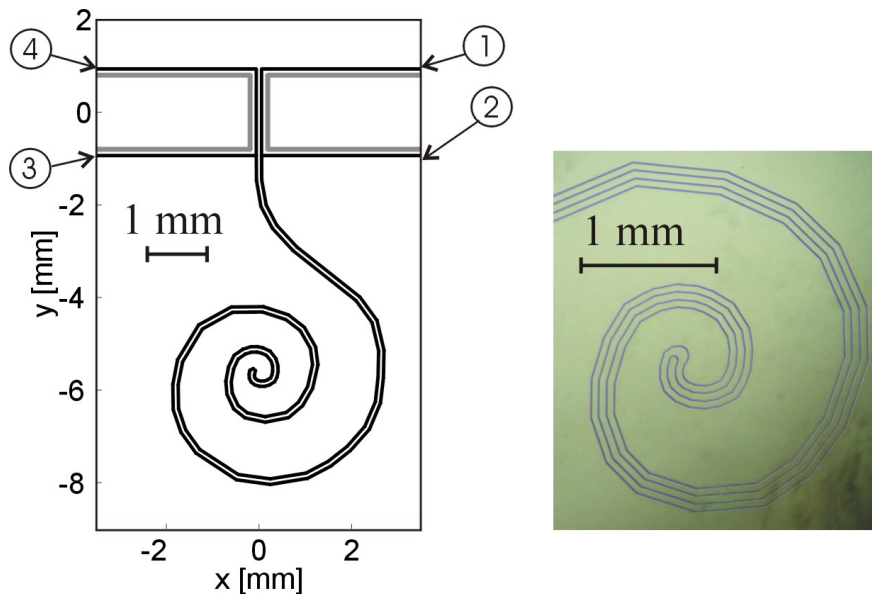


Abbildung 4.10: *Links:* Schematische Darstellung des Chipdesigns für die Spiralexperimente. Die schwarzen und grauen Linien stellen Leiterstrukturen auf dem Chip dar. *Rechts:* Mikroskopaufnahme eines Details der Spirale. Hier sind die Goldflächen hell abgebildet, die $10\ \mu\text{m}$ breiten Isolationsgräben zwischen den goldenen Leiterstrukturen sind als dunkle Linien zu sehen.

Auf dem im Experiment eingesetzten Atomchip¹⁰ folgen zwei $45\ \mu\text{m}$ breite und $5\ \mu\text{m}$ hohe parallele Leiterstrukturen einer spiralförmigen Bahn. Die Leitermitten haben dabei einen Abstand von $115\ \mu\text{m}$. In Abbildung 4.10 links ist die Spirale schematisch dargestellt. Das Detailbild der gleichen Abbildung zeigt das Ende der Spirale im Zentrum, wo die beiden Leiter verbunden sind. Die beiden $45\ \mu\text{m}$ breiten U-förmigen Strukturen bilden eine gerade Strecke am Beginn der Spirale (siehe auch Abbildung 4.1). Diese und die beiden breiteren U's auf dem Chip können zum Laden der Spirale eingesetzt werden. Die spiralförmige Bahn ist $25\ \text{mm}$ lang, beschreibt eine Drehung um 900° und der kleinste Krümmungsradius ist $250\ \mu\text{m}$. Der elektrische Widerstand zwischen den Kontakten 1 und 4 (vergleiche Abbildung 4.10), die die einlaufende Gerade beinhalten, beträgt $8\ \Omega$.

4.2.2 Das Potential der Spirale

Durch die Spiralstruktur wird während des Experiments ein Strom von maximal einem Ampère geschickt. Die Stromrichtung in den beiden zueinander parallelen Leiterstrukturen ist auf Grund des Designs automatisch antiparallel, wie für den vertikalen Leiter vorausgesetzt. Der vom stromdurchflossenen Leiter und dem externen Magnetfeld gebildete Atomleiter reicht von der Stelle, an dem die U's nach außen verlaufen (d.h. von etwa $x = 0, y = 900\ \mu\text{m}$ auf der Abbildung 4.10) bis zum Zentrum der Spirale, wo die Leiterstruktur auf dem Chip eine Richtungsänderung um 180° beschreibt. Das Potential für die Atome wird wieder mit den in Kapitel 4.1.2 beschriebenen MATLAB-Programmen berechnet und dargestellt. Eine geschlossene Äquipotentialfläche für die Lithium-Atome im Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$ bei einem Strom von $1\ \text{A}$ und einem externen vertikalen Magnetfeld von $7\ \text{G}$ zeigt Abbildung 4.11 oben. Das externe Magnetfeld kann im Experiment von 0 bis $50\ \text{G}$ variiert werden. Der Abstand des Atomleiters von der Chipoberfläche reicht dabei von $36\ \mu\text{m}$ bis $480\ \mu\text{m}$ und die Gradienten von $40\ \text{G/cm}$ bis $7800\ \text{G/cm}$.

Wie bei den Doppel-U-Fallen mit vertikalem Zusatzfeld ist der spiralförmige Atomleiter unterhalb einer bestimmten Stärke des externen Magnetfeldes nach oben geöffnet (siehe Abbildung 4.11 unten). Bei höheren Feldern öffnet er sich zuerst an seinem Anfang, wo sich die beiden U's nach außen biegen (vergleiche mit Abbildung 4.2). Die Potentialtiefe verläuft ähnlich wie bei der Doppel-U-Falle aus den $45\ \mu\text{m}$ breiten Strukturen und einem Strom von $1\ \text{A}$, die in Abbildung 4.3 links zu sehen ist.

Der Potentialverlauf am Beginn und Ende der Spirale ist in Abbildung 4.12 dargestellt. Auf Grund des Potentialgradienten am Beginn der Spirale werden die Atome in die Spiralbahn hinein beschleunigt. Atome, die zunächst in positiver y -Richtung propagieren, werden reflektiert und auch in die Spiralbahn gelenkt, sofern ihre Gesamtenergie unterhalb der Potentialbarriere liegt. Nach Durchlaufen

¹⁰B VIII Si (Siliziumsubstrat, $5\ \mu\text{m}$ dicke Goldschicht)

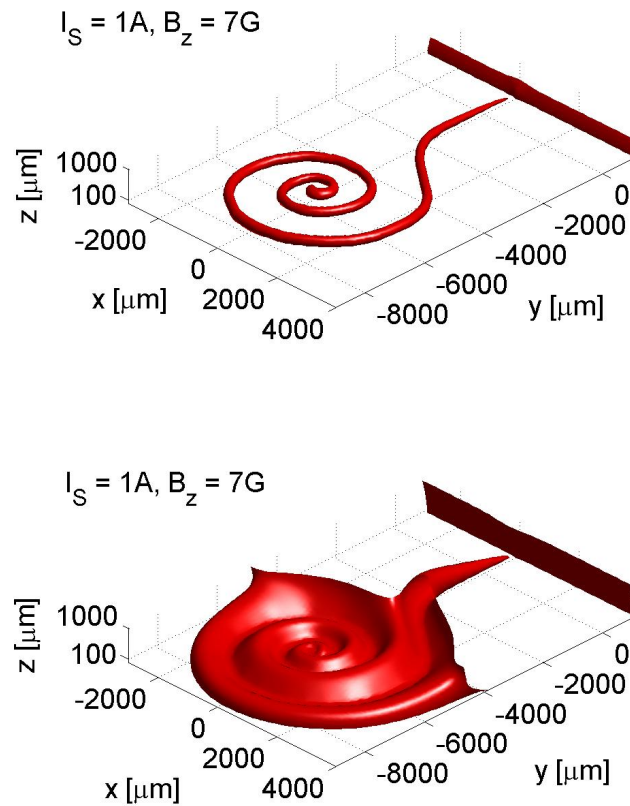


Abbildung 4.11: Potential des spiralförmigen Atomleiters. Dargestellt sind Äquipotentialflächen, die Temperaturen von $400 \mu\text{K}$ (oben) und $500 \mu\text{K}$ (unten) entsprechen. Atome mit einer Temperatur über $500 \mu\text{K}$ sind nicht im Atomleiter gefangen. Das Magnetfeld wird für die gezeigten Potentiale durch einen Spiralstrom von 1 A und einem externen Magnetfeld von 7 G erzeugt.

der Spirale werden die Atome am Potential am Ende des Spiralleiters reflektiert, so dass sie die Spirale wieder zurücklaufen.

4.2.3 Laden der Spirale

In [51] sind Ladeprozesse beschrieben, die auf ein schnelles Schalten (in $100 \mu\text{s}$) der Ströme und externen Magnetfelder beruhen. Diese waren im Vergleich zum unten beschriebenen Verfahren weniger effizient.

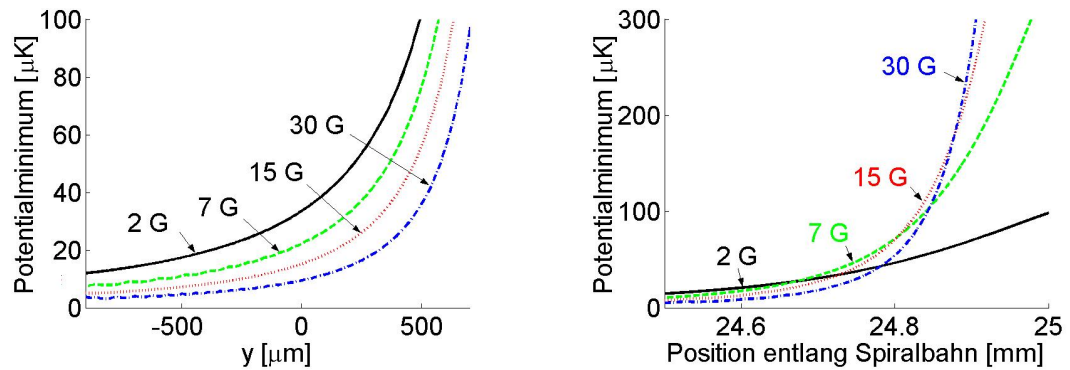


Abbildung 4.12: Das Potentialminimum des 25 mm langen Spiralleiters entlang seiner Achse für verschiedene Stärken des externen Magnetfeldes (2 G, 7 G, 15 G und 30 G). Gezeigt sind die Ausschnitte am Beginn (*links*) und am Ende des Spiralleiters (*rechts*). Durch die Spirale fließt ein Strom von 1 A.

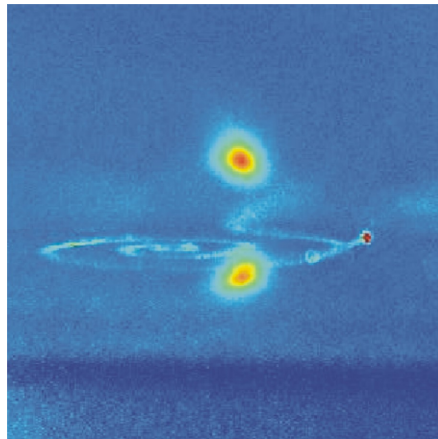


Abbildung 4.13: Atome in der Silberdraht-Magnetfalle kurz vor dem Laden in die Spirale.

Parameterverlauf während des Ladens der Spirale

Der Spiralleiter kann ähnlich wie die vertikalen Fallen direkt von der Silberdraht-Magnetfalle geladen werden. Eine solche ist auf Abbildung 4.13 zu sehen. Der exakte Verlauf der Ströme und Magnetfelder während des Ladens ist der Abbildung 4.14 zu entnehmen. Der Strom fließt von Kontakt 4 nach 1 (vergleiche Abbildung 4.10), d.h. es handelt sich um antiparalleles Laden. Der erste Abschnitt des Ladens (bis zur Zeit 155 ms) ist dem des Ladens der vertikalen Falle ähnlich. Letzteres wurde im Kapitel 4.1.3.2 und dort vor allem in Abbildung 4.6 ausführlich behandelt. Nach dieser Zeit unterscheidet sich das Verhalten der Atome, da

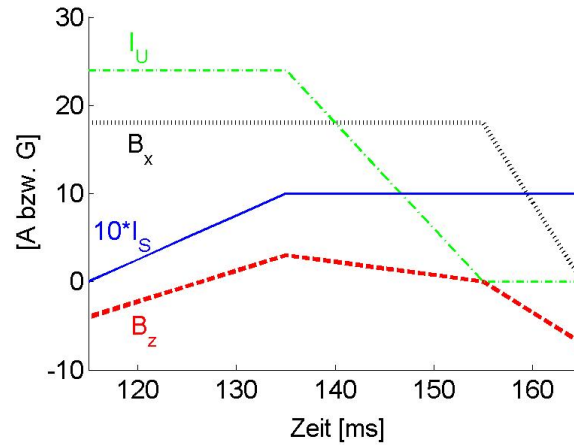


Abbildung 4.14: Zeitlicher Verlauf der Ströme und Magnetfelder beim Laden der Spirale. Dabei sind I_U der Strom durch den U-förmigen Silberdraht unterhalb des Atomchips, B_x und B_z die Magnetfeldstärken in x- und z-Richtung, I_S der Strom durch den spiralförmigen Leiter. I_S wurde zur deutlichen Darstellung mit dem Faktor 10 multipliziert.

schon während des Drehens des äußeren Magnetfeldes die Potentialbarriere zur Spirale kontinuierlich abnimmt. Das wird im folgenden Abschnitt deutlich.

Potentiale beim Umladen von der horizontalen Falle in die Spirale

Der Anfang der spiralförmigen Leiterstruktur zusammen mit einem horizontalen Zusatzfeld bildet eine Magnetfalle. Die Atome sind gefangen zwischen dem Punkt, wo die Leiterstruktur um 90° abknickt und zum Chiprand hin verläuft (bei $y = 900 \mu\text{m}$ auf Abbildung 4.10) und der ersten Biegung in die Spirale hinein (etwa bei $y = -2500 \mu\text{m}$). Der in negativer y-Richtung verlaufende Strom durch das linke, gerade Leiterstück der Spiralstruktur bildet in Kombination mit dem horizontalen Zusatzfeld, das in positive x-Richtung zeigt, einen Side Guide, solange der Winkel zwischen Stromfluss und Zusatzfeld 90° beträgt. Mit zunehmender Abweichung dieses Winkels von 90° entsteht eine wachsende Potentialbarriere, die den Side Guide dann abschließt (vgl. Kapitel 2.2.1). Das Potential solch einer Falle, gebildet aus einem Strom von 1 A durch die spiralförmige Leiterstruktur und einem horizontalen Zusatzfeld von 18 G, ist in Abbildung 4.15 oben dargestellt.

Aus dieser horizontalen Falle können die Atome durch Drehen des Magnetfeldes in den vertikalen Atomleiter gebracht werden. Die Potentialbarriere am Anfang des Spiralleiters, wo die Leiterstruktur rechtwinklig nach außen zu Kontakt 1 und 4 hin verläuft, bleibt wie bei der vertikalen Falle bestehen. Die Barriere in die Krümmung der Spirale hinein erniedrigt sich kontinuierlich bis zum Errei-

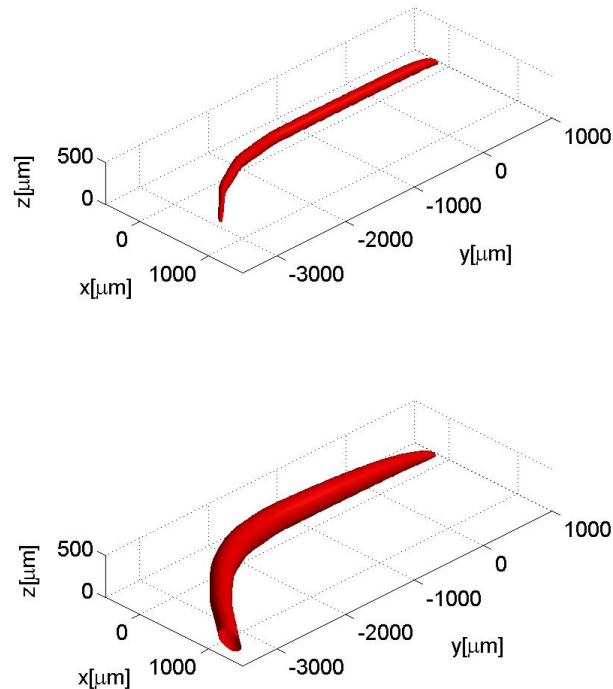


Abbildung 4.15: Äquipotentialflächen des Spiralpotentials während des Ladevorgangs. *Oben:* Äquipotentialfläche ($900 \mu\text{K}$) für die reine horizontale Falle. Sie wird gebildet aus einem Strom von 1 A durch die spiralförmige Leiterstruktur und ein horizontales Zusatzfeld von 18 G. Das ist beim Parameterverlauf der Abbildung 4.14 für die Zeit 155 ms realisiert. *Unten:* Äquipotentialfläche ($500 \mu\text{K}$) während des Drehens des Feldes. Der Strom durch die Leiterstruktur ist unverändert 1 A, die horizontale Komponente des Magnetfeldes beträgt 7,2 G, die vertikale 4,2 G (wie es bei 161 ms in der Abbildung 4.14 verwirklicht ist). Hier ist die Öffnung in die Krümmung der Spirale für Atome mit einer Temperatur über $500 \mu\text{K}$ zu sehen.

chen des reinen vertikalen Feldes. So ist z.B. für Atome mit einer Temperatur von $450 \mu\text{K}$ schon 4 ms bevor das horizontale Feld verschwindet die Spirale zugänglich (bei der Zeit 161 ms, vergleiche Abbildung 4.15 unten). Für Atome der Temperatur $250 \mu\text{K}$ ist das 2 ms später der Fall. Das Verhalten wird auch im Experiment beobachtet, wie Abbildung 4.16 zeigt. Bei der Zeit 163 ms sind deutlich Atome in der Spiralbahn zu sehen.

Experimentelle Bilder während des Ladevorgangs

In Abbildung 4.16 sind die letzten 10 ms des Ladevorgangs dargestellt, in denen das äußere Feld von der horizontalen in die vertikale Richtung gedreht wird.

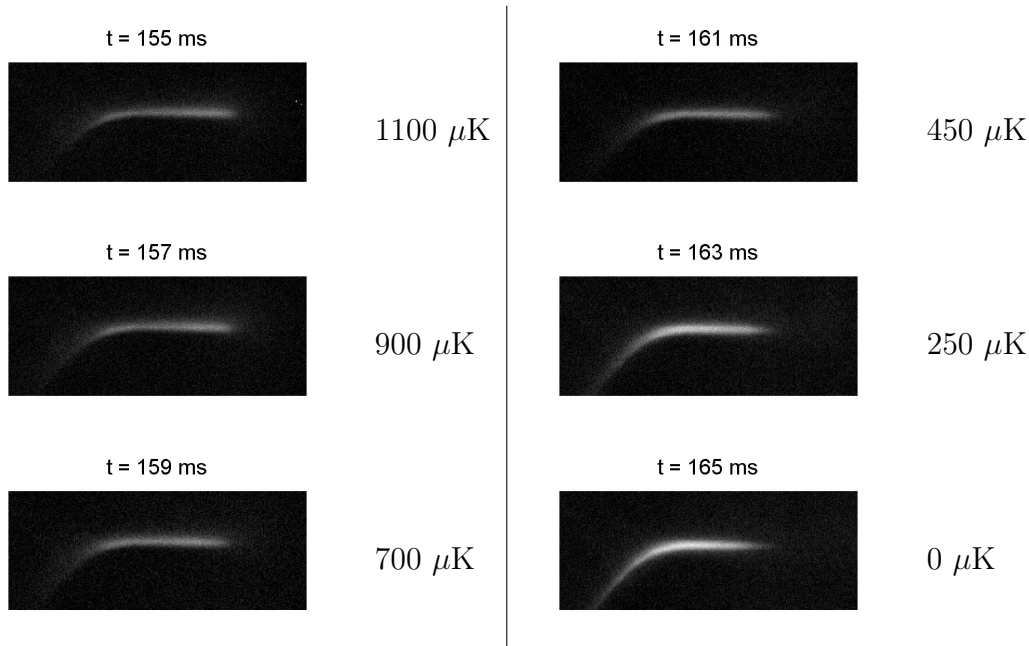


Abbildung 4.16: Laden der Spirale. Von der horizontalen Falle bei $t = 155$ ms in den vertikalen Leiter bei $t = 165$ ms. Die Zeiten korrespondieren zu denen in Abbildung 4.14. Die Fluoreszenzbilder zeigen einen $2580 \mu\text{m} \times 6450 \mu\text{m}$ großen Ausschnitt aus der xy -Ebene. Rechts von den Bildern ist jeweils die der Potentialbarriere in die erste Biegung der Spirale entsprechende Temperatur angegeben.

Die Atome gelangen (abhängig von ihrer Temperatur) auch schon vor Erreichen des reinen vertikalen Feldes in den Atomleiter. Herrscht dann ein reines vertikales Feld, so ist die Atomwolke keineswegs um den Nullpunkt des Chips verteilt, sondern schon in Richtung Spirale ($y < 0$) verschoben. Das aus den Fluoreszenzbildern ermittelte Maximum der angenäherten Gaußverteilung liegt bei $y = -1380 \mu\text{m}$, die longitudinale Breite derselben ist $1200 \mu\text{m}$.

4.2.3.1 Monte-Carlo Simulation zum Laden der Spirale

Zum letzten Abschnitt des Ladevorgangs von der horizontalen Falle in die Spirale wurden Monte-Carlo Simulationen durchgeführt. Sie sollen die Verteilung der Atome am Ende des Ladevorgangs beleuchten. Das verwendete Programm *OptiMC* ist in [72] ausführlich beschrieben und basiert auf dem in Abschnitt 4.1.4.2 erwähnten Programm *AtomMC*. Anders als beim Programm *AtomMC* kann die Bewegung der Atome in einem *zeitabhängigen* Potential berechnet werden. Die Ströme und Magnetfeldkomponenten können hierin (maximal zwei) lineare Rampen beschreiben. Das Umladen zwischen zwei Magnetfallen kann also simuliert werden. Hier wurde das Laden aus der horizontalen Falle mit 1 A Strom durch die Spirale und 15 G horizontalem Zusatzfeld in den Atomleiter mit unveränder-

tem Strom und 7 G vertikalem Zusatzfeld genauer untersucht. Mit den folgenden Ausgangswerten wird eine dem Experiment sehr ähnliche Verteilung erzielt:

- Breiten der Atomverteilung: transversal $20 \mu\text{m}$, longitudinal $500 \mu\text{m}$.
- Zentrum der Atomwolke: $x = -90 \mu\text{m}$, $y = 0$ und $z = 85 \mu\text{m}$ (entspricht der Lage des Potentialminimums bei $t = 155 \text{ ms}$)¹¹.
- Temperatur: $300 \mu\text{K}$ (isotrop).

Das Maximum der angenäherten Gaußverteilung liegt am Ende des Ladens bei $y = -1260 \mu\text{m}$ (Experiment: $-1380 \mu\text{m}$) und die longitudinale Breite derselben misst $1770 \mu\text{m}$ (Experiment: $1200 \mu\text{m}$).

Die Ergebnisse der Monte-Carlo Simulation zeigen, dass die Verteilung der Atome am Ende des Ladevorgangs durch den Potentialverlauf während des Ladevorganges begründet werden kann.

4.2.4 Expansion der Atome in der Spirale

4.2.4.1 Datenaufnahme

Abbildung 4.17 zeigt die Ausbreitung der Atomwolke und demonstriert die Richtungsunabhängigkeit des vertikalen Leiters. Die Atome folgen der Krümmung der Spiralbahn und werden nach etwa 100 ms am mittleren Ende reflektiert, so dass sie die Bahn in umgekehrter Richtung durchlaufen und wieder bis an ihren Anfang gelangen.

Die hier dargestellten Fluoreszenzbilder wurden von Atomen in der Magnetfalle aufgenommen. In stark komprimierten Fallen ist es jedoch schwierig, die Atomverteilung aus den so gewonnenen Fluoreszenzbildern zu bestimmen. Die Atome in der Falle bewegen sich in einem ortsabhängigen Magnetfeld. Aufgrund des Zeeman-Effektes verschieben sich die Atom-Niveaus der gefangenen Atome, wodurch die atomare Übergangsfrequenz und damit die Anregungswahrscheinlichkeit vom Ort abhängig wird. Die Größenordnung der Zeeman-Verschiebung entspricht $B \cdot \mu_B / h = B \cdot 1,4 \text{ MHz/G}$. Für den in Abbildung 4.11 gezeigten Leiter (1 A und 7 G) herrscht $100 \mu\text{m}$ entfernt vom Zentrum ein Magnetfeld von 5 Gauß, so dass die Zeeman-Verschiebung 7 MHz beträgt (die natürliche Linienbreite des atomaren Übergangs ist $\Gamma/2\pi = 5,8 \text{ MHz}$). Zudem ist optisches Pumpen in Dunkelzustände möglich, die nicht mehr detektierbar sind. Deshalb wird vor allem bei stark komprimierten Fallen zur Bildaufnahme das externe Magnetfeld stark erniedrigt bzw. ausgeschaltet.

Die in den folgenden Kapiteln ausgeführte Datenauswertung basiert auf Fluoreszenzbildern, die 5 ms nach Ausschalten des Stromes durch die externen Magnetspulen gewonnen werden. Nach 5, 25, 50, 70, 95, 145 und 195 ms Expansionszeit in der Spirale und der zusätzlichen Expansionszeit von 5 ms bei schwachem

¹¹zur Definition der Achsen siehe Abbildung 4.10

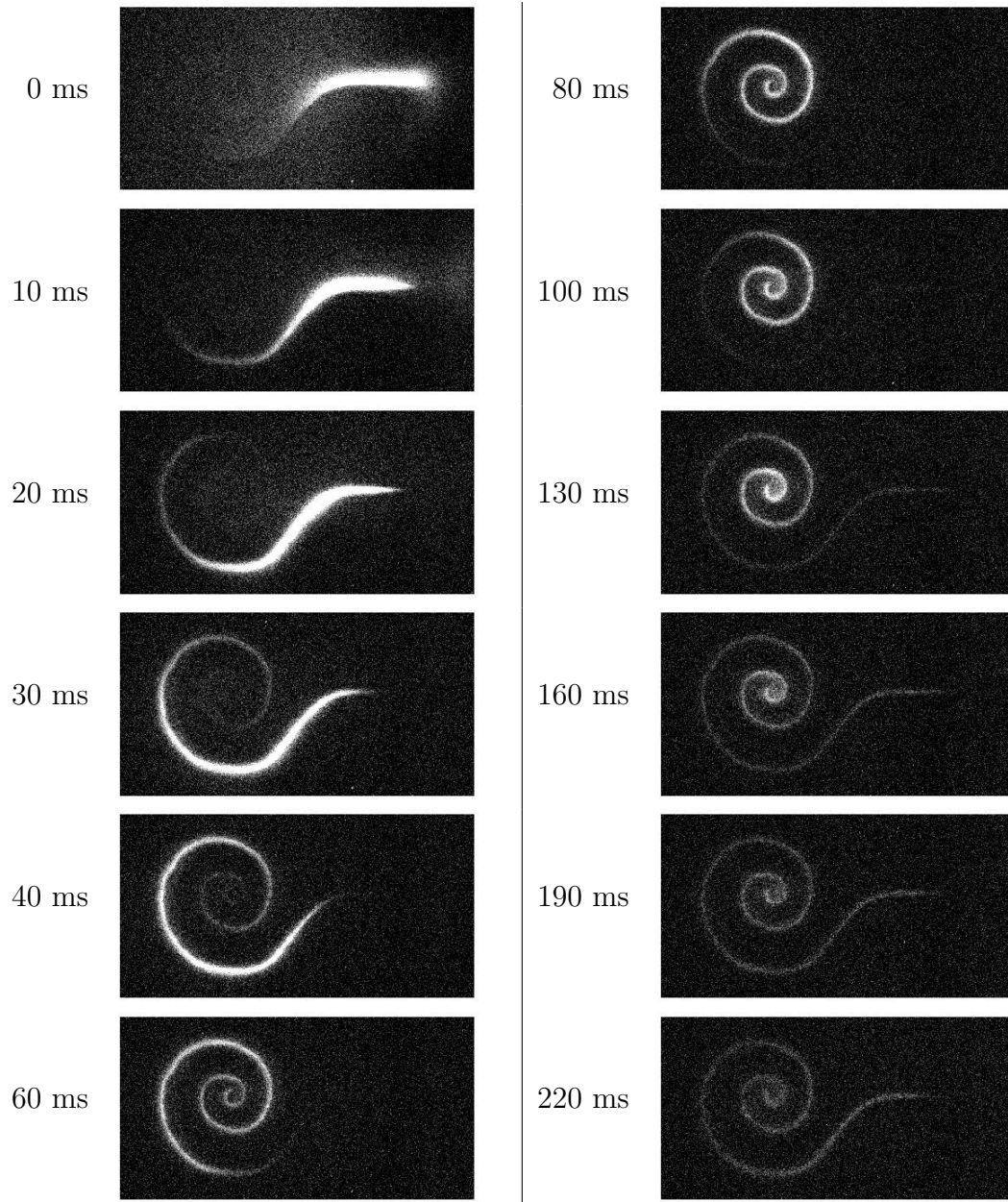


Abbildung 4.17: Expansion der Atomwolke im Spiralleiter. Dieser wird gebildet durch einen Strom von 1 A und ein vertikales Magnetfeld von 7 G. Der gezeigte Ausschnitt aus der xy-Ebene misst $6 \times 11,7 \text{ mm}^2$

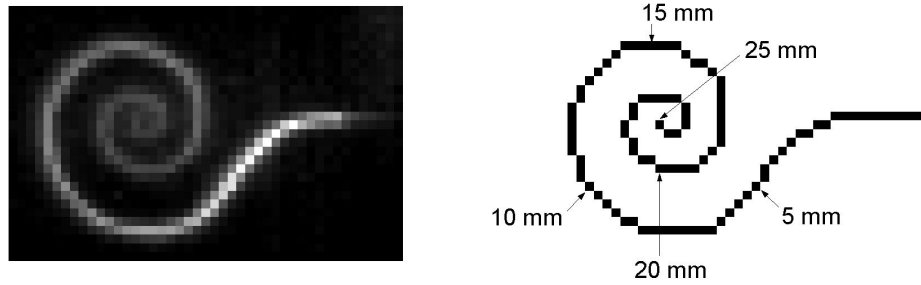


Abbildung 4.18: Trajektorie zur Ermittlung der Atomdichte entlang der Spirale. *Links:* Summe experimenteller Bilder für Expansionszeiten von 0 bis 200 ms (externes Magnetfeld 30 G, Strom 1 A). Die Daten sind in $215 \times 215 \mu\text{m}^2$ großen Ausschnitten zusammengefasst. *Rechts:* Die aus den experimentellen Daten gewonnene Trajektorie für den Spiralleiter (siehe Text). Die Länge des Spiralleiters an ausgewählten Punkten ist angegeben.

äußeren Magnetfeld wurden jeweils fünf Bilder aufgenommen. Die Belichtung mit den horizontalen Strahlen dauerte $100 \mu\text{s}$. Aus den Bildern wird die zeitliche Entwicklung der Atomverteilung entlang der Spiralbahn, und daraus die Geschwindigkeit der Atome und ihre Lebenszeit im Leiter gewonnen.

4.2.4.2 Zeitliche Entwicklung der Atomdichte entlang der Spirale

Die Fluoreszenzbilder, aufgenommen wie oben beschrieben, werden in 45×30 Ausschnitte der Größe $215 \times 215 \mu\text{m}^2$ unterteilt und die relative Atomanzahl in jedem dieser Ausschnitte bestimmt. Aus der Addition über alle aufgenommenen Zeiten erhält man ein Signal, das deutlich die Bahn der Spirale zeigt (siehe Abbildung 4.18 links). So lässt sich die Trajektorie des Spiralleiters definieren, die in Abbildung 4.18 rechts zu sehen ist. Die Größe der Ausschnitte ergibt sich durch einen Kompromiss aus erzielbarer Genauigkeit und tolerierbarem Signalrauschen.

Zum Signal jedes Ausschnittes auf der Trajektorie werden die (gewichteten) Signale aus den umliegenden 8 Ausschnitten aufaddiert. Dabei sind die Ausschnitte so gewichtet, dass jeder im Mittel genau einmal beiträgt. Die ermittelten Atomdichten entlang des Spiralleiters für verschiedene Stärken des externen Zusatzfeldes sind in Abbildung 4.19 dargestellt. Daraus lässt sich eine Schwerpunktsbewegung und eine Verbreiterung der Atomwolke ablesen. Auf die Geschwindigkeit der Bewegung und die Temperatur der Atome wird weiter unten noch genauer eingegangen.

Aus dem zeitlichen Verlauf der Dichteverteilung ist keine Reflexion von Atomen in der Spiralbahn abzulesen, abgesehen von Reflexionen am Anfang und Ende des Leiters. Das zeigt, dass die charakteristischen Fallengrößen auf dem

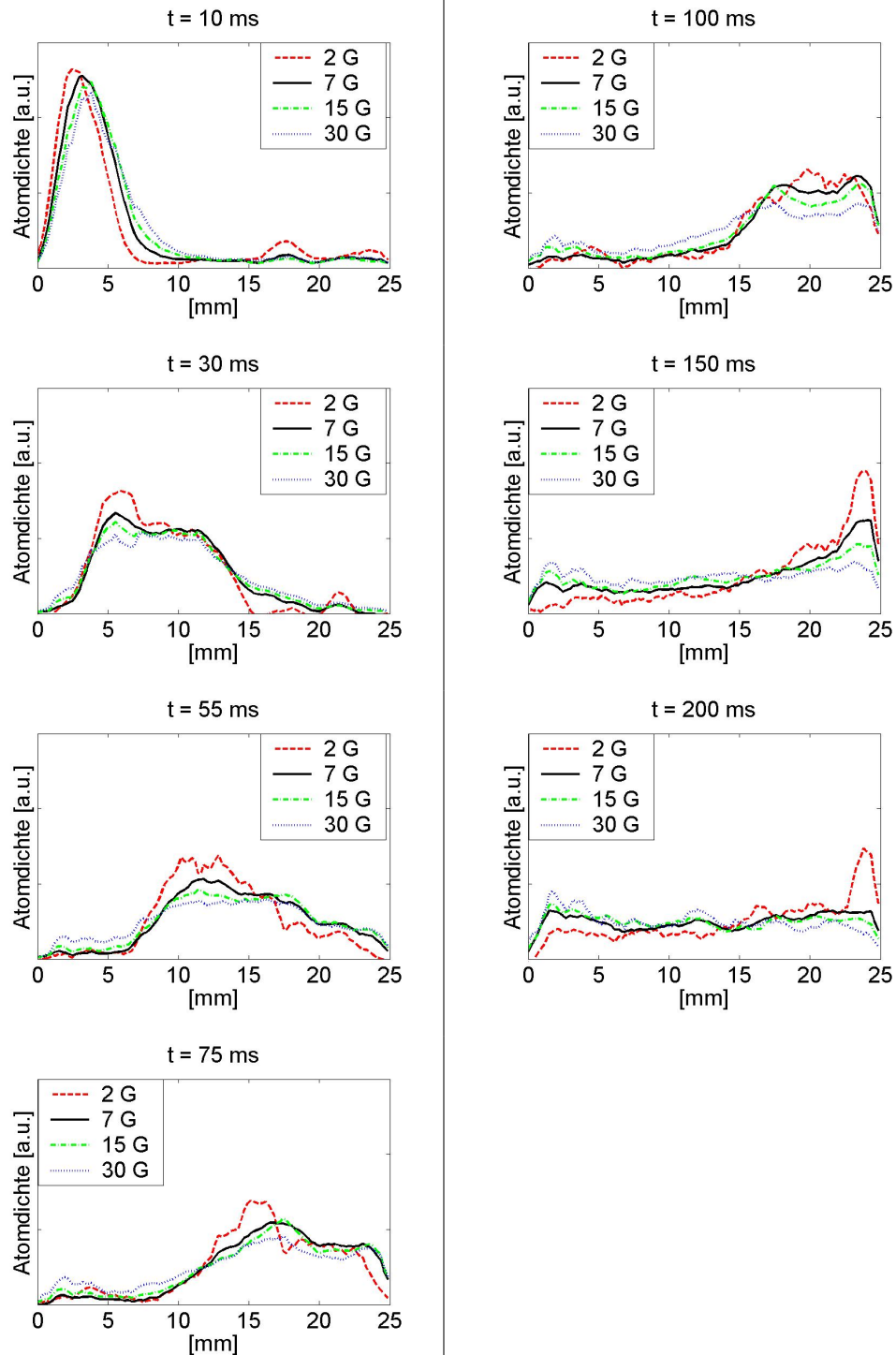


Abbildung 4.19: Normierte Verteilung der Atome entlang des Spiralleiters zu verschiedenen Zeiten und für die angegebenen Zusatzfelder 2, 7, 15 und 30 G.

gesamten Verlauf der Spirale im Wesentlichen unverändert bleiben. In [84] wurden solche Reflexionen in einem gekrümmten Atomleiter auf Grund veränderter Fallengrößen beobachtet.

In den Verteilungen tauchen neben der Atomwolke, die regulär in die Spirale geladen wurde (und im ersten Bild um $\approx 3,5$ mm verteilt ist) einige zusätzliche, kleinere Maxima auf. Diese entstehen, wenn zunächst ungefangene Atome den Spiralleiter kreuzen, eingefangen werden und auf der Spiralbahn weiterpropagieren oder wenn sich ungefangene Atome zur Zeit der Bildaufnahme über der Trajektorie der Spiralbahn befinden. Solche Effekte verändern die ursprüngliche Form der Atomverteilung und erschweren die Interpretation der Signale. So kann z.B. die Verbreiterung der ursprünglichen Atomwolke und damit die longitudinale Temperatur der Atome nur abgeschätzt werden.

Temperatur der Atome

Aus der Verbreiterung der angenäherten Gaußverteilung von 10 ms bis 30 ms Expansionszeit in der Spirale ergibt sich eine longitudinale Geschwindigkeit der Atome (im Schwerpunktsystem der Atomwolke) von 0,17 m/s, was einer Temperatur von nur 25 μK entspricht. Durch das Öffnen der Falle in die Spirale erfolgt eine adiabatische Expansion der Atome in einer Dimension, wobei sie sich abkühlen. Betrachtet man z.B. eine Falle, die harmonisch in allen drei Raumrichtungen ist und in einer Dimension um den Faktor 20 expandiert wird, dann erniedrigt sich die Temperatur um den Faktor $\sqrt{20} = 4,5$ in der expandierten Richtung. Nimmt man als Anfangstemperatur vor der Expansion 200 μK an, Temperaturen wie sie in der MOT herrschen, dann kann eine solch niedrige Temperatur entstehen, wie sie für die Spirale in der longitudinalen Richtung gemessen wird. Ähnlich niedrige longitudinale Temperaturen von Atomen, die aus einer Falle in einen Leiter expandieren, werden auch in Kapitel 4.3.3 beobachtet.

Geschwindigkeit der Atomwolke

Die Geschwindigkeit der Atomwolke wird auf verschiedene Weise aus den Verteilungen errechnet: aus der Schwerpunktsposition der Atomdichteverteilung, aus der Position des Maximums in der Verteilung und aus dem Maximum der an die Atomverteilung angenäherten Gaußkurve. Verwendet werden die Verteilungen von 10 ms bis 55 ms Expansionszeit. Für längere Zeiten treten Reflexionen am Ende der Spirale auf, die die Geschwindigkeit beeinflussen. Abbildung 4.20 zeigt die auf unterschiedliche Art errechneten Geschwindigkeiten für verschiedene Werte des externen Magnetfeldes. Daraus ist eine Tendenz zu langsameren Geschwindigkeiten für höhere Felder abzulesen, was aus dem Potentialverlauf einsichtig wird. Die für die Beschleunigung verantwortlichen Gradienten des auf Abbildung 4.12 zu sehenden Potentials nehmen für $y < 0$, d.h. an der Ladeposition, für steigendes Feld ab. Für den Spiralleiter mit 7 Gauß Zusatzfeld erhält man zum Beispiel die

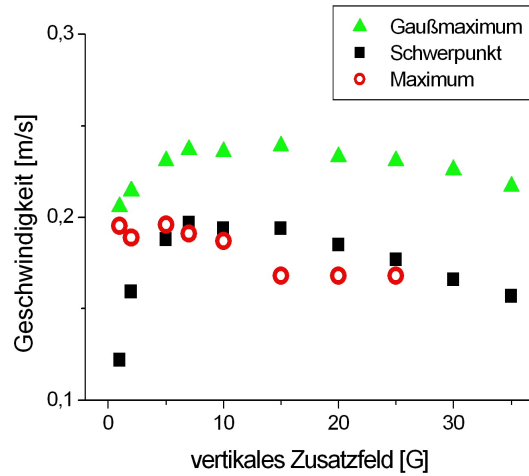


Abbildung 4.20: Geschwindigkeit der Atomwolke in der Spirale. Sie wurde mit verschiedenen Methoden aus den experimentellen Daten gewonnen (siehe Text).

Geschwindigkeiten 0,20 m/s aus der Schwerpunktsbewegung und 0,24 m/s für die Bewegung des Maximums der angenäherten Gaußverteilung, während es für 30 G nur 0,17 m/s und 0,23 m/s sind.

4.2.4.3 Monte-Carlo Simulation zur Expansion der Atome in der Spirale

Die experimentell gewonnenen Daten werden mit denen einer Monte-Carlo Simulation verglichen. Dazu wird das in Kapitel 4.1.4.2 vorgestellte Programm AtomMC eingesetzt. Die Anfangsbedingungen werden soweit wie möglich aus den experimentellen Daten abgeschätzt. Auf Abbildung 4.16 ist die experimentell gewonnene Verteilung der Atome beim Öffnen der Spirale (bei $t = 165$ ms) zu sehen. Das Maximum liegt dabei bei $x = 0$, $y = -1380 \mu\text{m}$ und die Breite in y -Richtung beträgt $1200 \mu\text{m}$ ¹². Diese Verteilung kann nicht direkt in die Monte-Carlo Simulationen übernommen werden, da sich die Spiralbahn bereits ab $y = -1700 \mu\text{m}$ krümmt, für die Simulation aber nur gerade Verteilungen (entlang der Achsen) eingesetzt werden können. Folglich muss mit gering abweichenden Werten gerechnet werden. Die Maxima werden bei $x = 0$ plaziert, die Werte für y variieren von 0 bis $-1200 \mu\text{m}$ und die Breiten (in y -Richtung) von 0 bis $1000 \mu\text{m}$. Es wird darauf geachtet, dass die gesamte Atomwolke noch im geraden Teil des Spiralleiters liegt. Die transversale Breite aus dem Experiment wird auf $50 \mu\text{m}$ geschätzt; in den Simulationen variiert sie von 0 bis $50 \mu\text{m}$. Als Abstand vom Chip wird jeweils der Abstand des Potentialminimums angenommen. Die gewählten Tem-

¹²Zur Definition der Achsen siehe Abbildung 4.10

peraturen liegen zwischen $50 \mu\text{K}$ und $1000 \mu\text{K}$, wobei sowohl isotrope als auch anisotrope ($v_{trans} > v_{long}$) Temperaturverteilungen eingesetzt werden.

Geschwindigkeit der Atomwolke aus der Monte-Carlo Simulation

Aus den Ergebnissen der Monte-Carlo Simulationen wird die longitudinale Geschwindigkeit der Atomwolke in Zeitabständen von 5 ms gewonnen. Für den Vergleich mit dem Experiment wird der Mittelwert aus den Expansionszeiten von 10 bis 55 ms herangezogen. Dies entspricht dem Zeitbereich, der auch zur Geschwindigkeitsbestimmung bei den experimentellen Daten verwendet wird. Für längere Zeiten treten Reflexionen am Spiralende auf, die die Geschwindigkeit verändern¹³ (vergleiche Abbildung 4.22). In Abbildung 4.21 werden die so ermittelten Geschwindigkeiten dargestellt und mit den experimentellen verglichen. Ergebnisse dieser Auswertungen sind:

- Die Schwerpunktgeschwindigkeit der Atomwolke in der Spirale wird von der Ausgangsposition stark beeinflusst. In Abbildung 4.21 sind als Beispiel die Rechnungen mit der Temperatur von $300 \mu\text{K}$ (isotrop) aufgenommen. Die Atomwolke, die bei $y = 0$ plaziert wird, ist im Vergleich zu jener bei $y = -1200 \mu\text{m}$ etwa 1,5 mal so schnell. Der Gradient des Potentials (für einen bestimmten Wert des Zusatzfeldes) steigt mit wachsenden y -Werten (siehe Abbildung 4.12). Je näher die Atome beim Öffnen der Spirale an den senkrecht nach außen verlaufenden Zuführungen der Leiterstrukturen liegen, desto stärker werden sie beschleunigt.
- Auch die (longitudinale) Temperatur der Atome beeinflusst die Schwerpunktgeschwindigkeit der Atomwolke. Sie nimmt mit steigender Temperatur der Atome zu, wie die Werte bei den Temperaturen $50 \mu\text{K}$, $100 \mu\text{K}$ und $300 \mu\text{K}$ zeigen. Die Schwerpunktgeschwindigkeiten sind beispielsweise für ein Zusatzfeld von 7 Gauß $0,23 \text{ m/s}$, $0,25 \text{ m/s}$ und $0,31 \text{ m/s}$. Von der ursprünglich gaußförmigen Verteilung der thermischen Geschwindigkeiten werden durch das Potential am Anfang der Spirale die negativen longitudinalen Geschwindigkeiten reflektiert bzw. abgeschnitten. Daraus resultiert eine Schwerpunktbewegung in positiver Richtung, die umso schneller ist, je höher die ursprüngliche longitudinale Temperatur war.
- Zudem hat die Stärke des vertikalen Zusatzfeldes einen, wenngleich geringen Einfluss auf die Schwerpunktgeschwindigkeit der Atomwolke im Spiralleiter. Mit zunehmender Stärke des Feldes wird die Geschwindigkeit niedriger.

¹³Für Ausgangswerte, die im Vergleich zum Experiment zu einer wesentlich schnelleren Expansion der Atomwolke in der Spirale führten, treten schon früher Reflexionen auf. Dann wurden zur Geschwindigkeitsberechnung nur die Daten bis 30 ms verwendet (z.B. für „ $300 \mu\text{K}$, $y = 0$ “ der Abbildung 4.21).

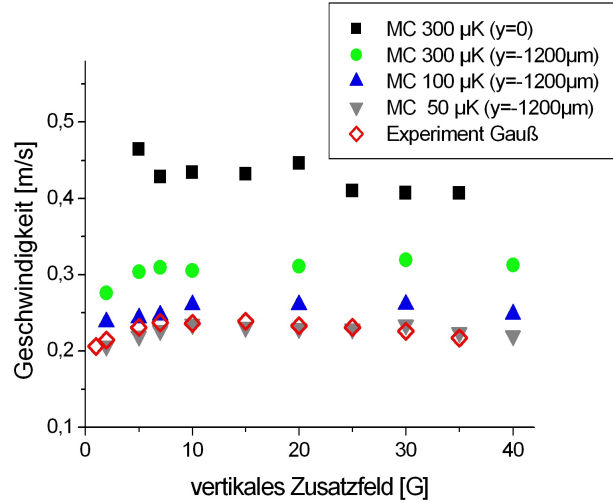


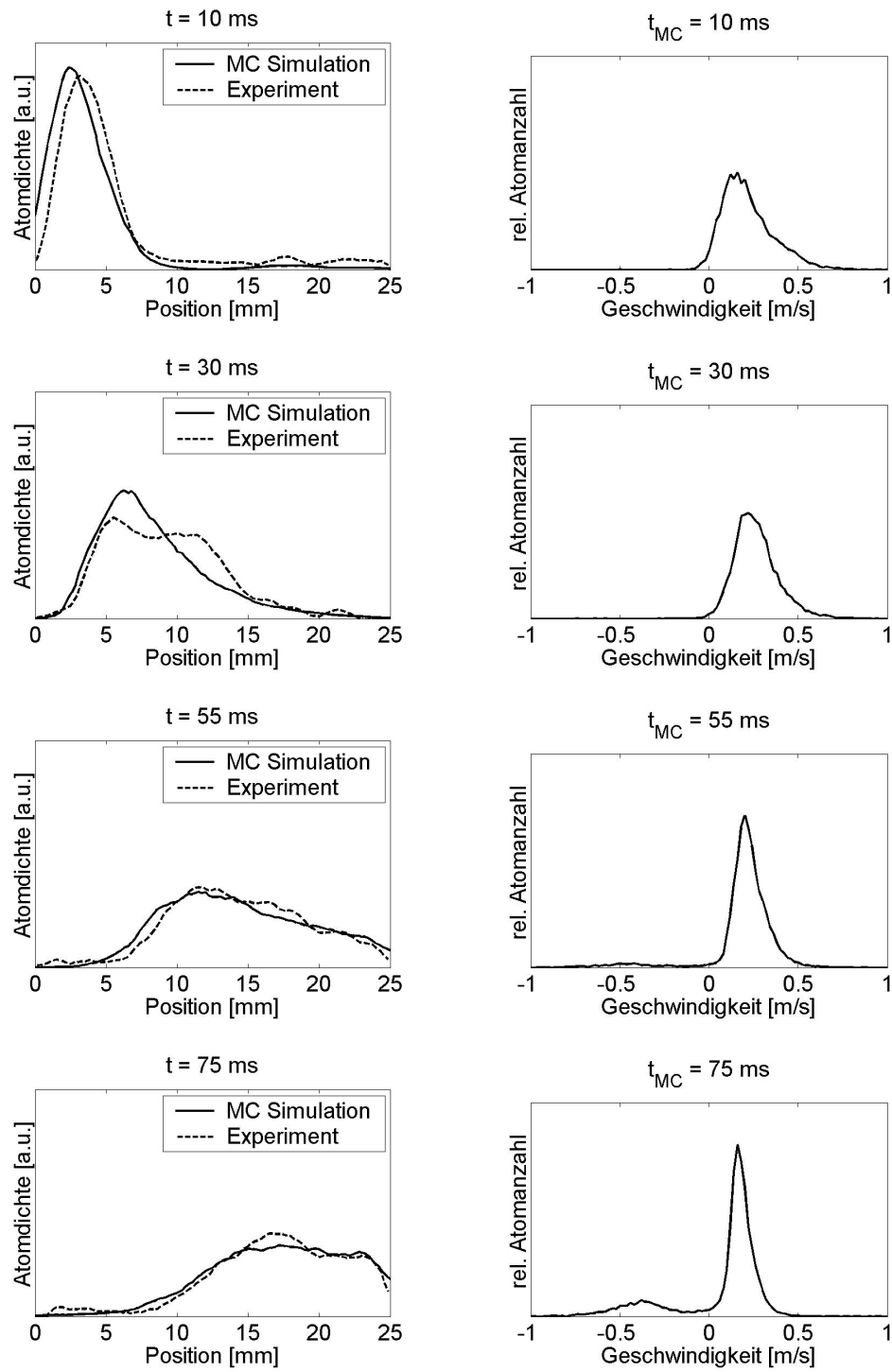
Abbildung 4.21: Longitudinale Geschwindigkeit der Atomwolke aus verschiedenen Monte-Carlo Simulationen. Die Temperatur und Lage des Maximums der Atomverteilung sind angegeben. Die beiden Kurven für $300 \mu\text{K}$ wurde mit einer isotropen Temperatur errechnet, die beiden anderen mit anisotropen Temperaturverteilungen, wobei die longitudinale Temperatur in der Legende angegeben ist und die transversale $450 \mu\text{K}$ beträgt. Zum Vergleich ist die experimentelle Geschwindigkeit aufgenommen, die aus der Maximumsbewegung der angenäherten Gaußverteilung errechnet wurde.

Die potentielle Energie der Atome im Ladebereich der Spirale, die in kinetische Energie umgewandelt wird, hängt vom externen Magnetfeld ab (siehe Abbildung 4.12). Bei der Position $y = 0$ ist diese Abhängigkeit deutlicher, als bei der im Experiment vorliegenden Anfangsverteilung um $y = -1200 \mu\text{m}$.

Die Schwerpunktsgeschwindigkeiten aus den Monte-Carlo Simulationen, die für eine longitudinale Ausgangstemperatur von $50 \mu\text{K}$ ($450 \mu\text{K}$ transversal) und eine Startposition bei $y = -1200 \mu\text{m}$ (Breite der Verteilung longitudinal $500 \mu\text{m}$, transversal $50 \mu\text{m}$) berechnet wurden, stimmen sehr gut mit dem Experiment überein. Die geringe longitudinale Temperatur aus den experimentellen Daten wird hierdurch bekräftigt. Eine mögliche Ursache für diese ist bereits in Kapitel 4.2.4.2 diskutiert. Die anisotrope Temperaturverteilung wurde bereits in Kapitel 4.1.4.2 diskutiert.

Atomdichte aus der Monte-Carlo Simulation

Aus den Daten der Monte-Carlo Simulation kann die zeitliche Entwicklung der Atomdichte entlang der Spiralbahn erhalten werden. Dies geschieht auf analoge Weise wie es für die experimentellen Daten in Abschnitt 4.2.4.2 beschrieben ist. Die beste Übereinstimmung zwischen den Atomdichten aus Experiment und



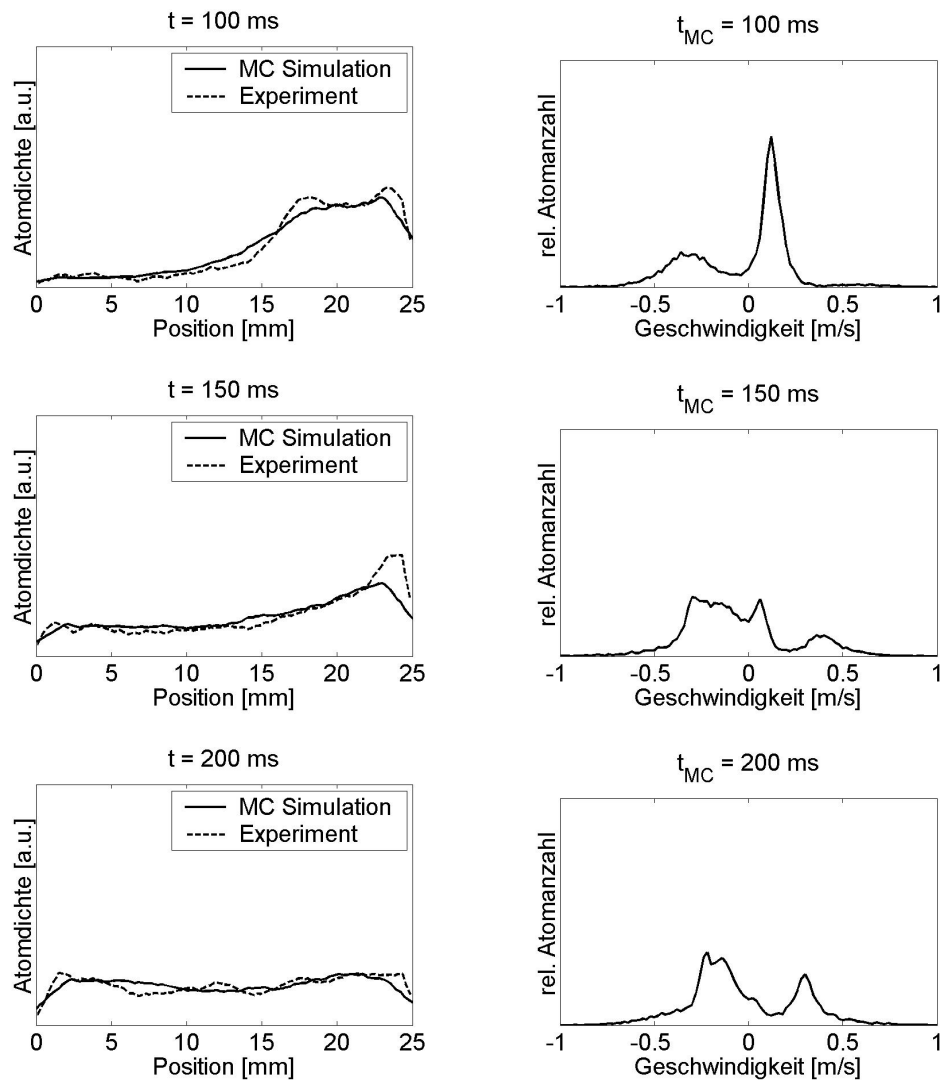


Abbildung 4.22: *Links*: Verteilung der Atome entlang der Spiralbahn zu verschiedenen Zeiten für das Experiment und die Monte-Carlo Simulation, die das Experiment am besten reproduziert (siehe Text). *Rechts*: Longitudinale Geschwindigkeitsverteilung der Atome in der Spirale aus der gleichen Monte-Carlo Simulation. Für die Simulation wurden 60000 Trajektorien berechnet. Der Spiralleiter entsteht sowohl im Experiment als auch in der Simulation für das gezeigte Beispiel durch einen Strom von 1 A durch die spiralförmige Leiterstruktur und einem Zusatzfeld von 7 G.

Simulation erhält man ebenfalls für o.g. Anfangstemperatur und -verteilung. In Abbildung 4.22 sind die Atomdichten aus den Monte-Carlo Rechnungen und die des Experiments für ein Zusatzfeld von 7 G vergleichend dargestellt. Sie zeigen eine sehr gute Übereinstimmung für den gesamten Zeitbereich.

Neben den Verteilungen der Atome in Abbildung 4.22 ist rechts jeweils die aus den Simulationen gewonnene Geschwindigkeitsverteilung in longitudinaler Richtung des Spiralleiters dargestellt. Die Verteilung bei $t = 0$ ist eine gaußförmige Verteilung um $v = 0$ (nicht dargestellt). Für $t = 10$ ms herrschen positive Geschwindigkeiten; die Atome wurden in die Spirale hinein beschleunigt. Außerdem ist die Verteilung nicht mehr symmetrisch um das Maximum, da die ehemals negativen Geschwindigkeiten unterdrückt sind. Die zugehörigen Atome werden am Anfang der Spirale entweder reflektiert oder sie überwinden die Potentialbarriere und verlassen den Atomleiter. Die Geschwindigkeitsverteilung wird bei längerer Expansion schmaler, denn die schnellsten Atome tauchen (ab $t = 55$ ms) mit negativen Geschwindigkeiten auf, nachdem sie am Ende des Spiralleiters reflektiert wurden. Diese Geschwindigkeitsklasse wird stärker, bis ab $t = 155$ ms wieder neue positive Geschwindigkeiten auftauchen, als Zeichen einer zweiten Reflexion, diesmal am Anfang der Spirale. Die langsamsten Atome haben in der ganzen Zeitspanne das Ende der Spirale noch nicht erreicht und sind als Peak für sehr kleine positive Geschwindigkeiten noch zu sehen.

4.2.5 Lebenszeit aus Experiment und Monte-Carlo Simulation

Die Messzeiten sind beim Spiralleiter auf 200 ms begrenzt, weil sich die Leiterstrukturen durch den Strom sonst zu stark aufheizen und im ungünstigsten Fall zerstört werden. Die Daten der Lebenszeitmessung des Spiralleiters werden zunächst mit denen der vertikalen Fallen verglichen, um den Verlauf für längere Zeiten zu erschließen. Das Potential des Spiralleiters mit einem Zusatzfeld von 10 G (Strom 1 A) ist $k_B \times 600 \mu\text{K}$ tief. Das ist vergleichbar mit der vertikalen Falle, die aus den $45 \mu\text{m}$ breiten U's, einem Strom von 2 A und einem Zusatzfeld von 3 G gebildet wird. Das Potential dieser Falle hat eine Tiefe von $k_B \times 500 \mu\text{K}$ und eine vergleichbare Form wie die Spirale. Den Vergleich der Lebenszeitmessung zeigt Abbildung 4.23. Aus der sehr guten Übereinstimmung der experimentellen Daten wird deutlich, dass durch die Spiralforn, d.h. die Krümmung des Atomleiters, keine zusätzlichen Verluste entstehen¹⁴. Auch für lange Zeiten ist deswegen ein übereinstimmender Verlauf der Lebenszeitkurven zu erwarten. Der überexponentiell schnelle Abfall der Atomanzahl dauert bei den vertikalen Fallen einige hundert Millisekunden, wie aus Abbildung 4.7 zu ersehen ist. Die Lebenszeitmessungen für den Spiralleiter sind also auf die Zeitspanne limitiert, in der der

¹⁴Die Atome haben die Spirale innerhalb der dargestellten Zeitspanne mindestens einmal durchlaufen.

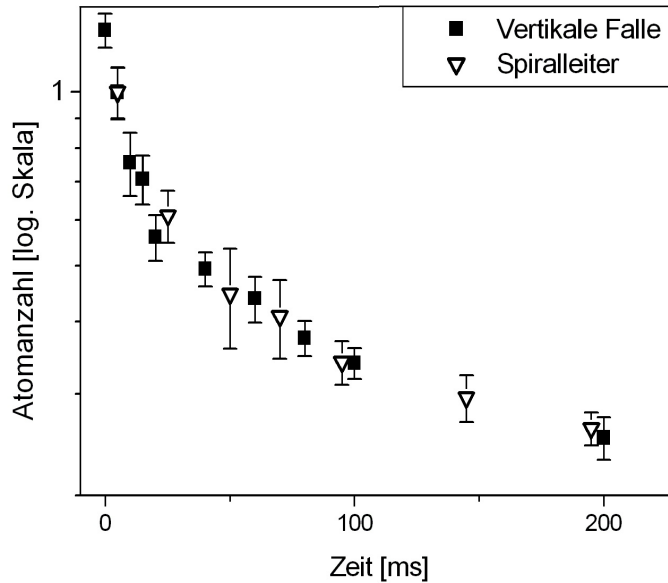


Abbildung 4.23: Vergleich der Lebenszeitmessung eines Spiralleiters mit einer vertikalen Falle. Dargestellt sind experimentelle Daten für die ersten 200 ms der zwei Atomfallen, die eine vergleichbare Potentialtiefe und -form besitzen (siehe Text).

überexponentiell schnelle Abfall dominiert.

Sowohl im Experiment als auch aus in den Monte-Carlo Simulationen wurden die Atomverluste im Spiralleiter innerhalb der ersten 200 ms untersucht. In Abbildung 4.24 sind die experimentellen Daten den Ergebnissen aus den Monte-Carlo Simulationen¹⁵ gegenübergestellt. Die Stärke der anfänglichen Verluste hängt vom angelegten Zusatzfeld, also von der Potentialtiefe und -form des Leiters ab. Die Verluste nehmen im Experiment ausgehend von 1 G bis etwa 10 G ab und werden danach wieder stärker. Eine mögliche Erklärung dafür ist die Potentialtiefe: Diese steigt bis 10 G an. Sowohl die experimentellen Daten als auch die Daten aus den Simulationen für den Spiralleiter mit einem Biasfeld bis zu 10 G zeigen, dass in den tieferen Fallen mehr Atome gefangen werden können. Das wird erwartet, wenn durch die Erhöhung des Biasfeldes die Falle nicht zu stark komprimiert wird und das Phasenraumvolumen dadurch ansteigt. Die Potentialtiefe fällt für Biasfelder ab 20 G wieder ab. Die Öffnungen der Potentiale am Beginn der Spirale, die die Potentialtiefe bei diesen Biasfeldern bestimmen, sind allerdings sehr klein (vergleiche Abbildung 4.2). Betrachtet man die Potential-

¹⁵Sie wurde mit den in Kapitel 4.2.4.3 genannten Anfangswerten berechnet, für die sowohl die Geschwindigkeit als auch die longitudinale Temperatur der Atomwolke am besten angenähert wird.

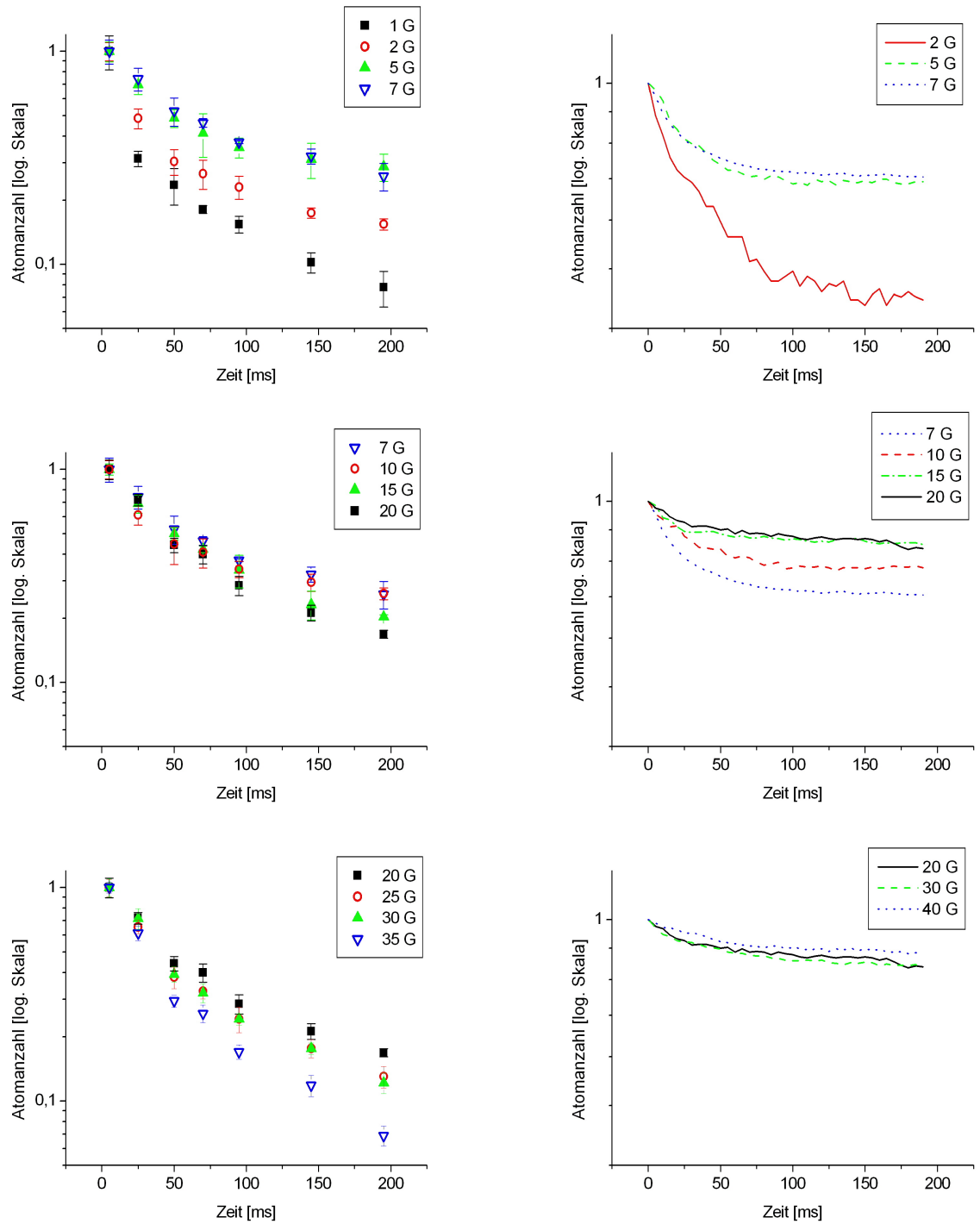


Abbildung 4.24: Lebenszeit der Atome in der Spirale. *Links:* Experimentelle Daten. *Rechts:* Daten aus den Monte-Carlo Simulationen.

tiefe allein, dann sollten sich für Biasfelder über 20 G wieder weniger Atome im Spiralleiter befinden. Nach den Monte-Carlo Simulationen wächst allerdings die Atomanzahl bis zu einem Biasfeld von 20 G und ist dann nahezu unabhängig von der Stärke des angelegten Biasfeldes. Vernachlässigt man die Öffnungen am Beginn und Ende des Spiralleiters, dann wächst die Potentialtiefe bis zu einem Biasfeld von $B_b = \frac{1}{2} \cdot B_{krit} = 35$ G an und fällt erst danach wieder ab (vergleiche Kapitel 2.2.7). Die Daten der Monte-Carlo Simulation weisen darauf hin, dass die Verluste über die Potentialöffnungen am Beginn und Ende des Leiters vernachlässigbar sind. Im Experiment fällt allerdings die Zahl der im Atomleiter gefangenen Atome für Biasfelder über 10 G wieder ab. Eine mögliche Ursache hierfür ist die starke Temperaturerhöhung in transversaler Richtung während des Atomtransfers von der Silberdraht-Magnetfalle in den vertikalen Leiter und das nachfolgende Abdampfen der Atome, wie es schon für die vertikalen Fallen (Kapitel 4.1.4.2) diskutiert wurde. Dies ist in den Simulationen nicht berücksichtigt und bildet eine mögliche Ursache für die unterschiedlichen Ergebnisse aus Monte-Carlo Simulation und Experiment.

4.3 Die elektrischen Fallen

Die Atomleiter und -fallen auf dem Chip wurden bisher ausschließlich aus *magnetischen* Feldern gebildet. Der Einsatz *elektrischer* Felder erschließt einen zusätzlichen Freiheitsgrad für die Potentiale und erhöht damit die Möglichkeiten der Atommanipulation (Kapitel 2.4).

Statische elektrische Felder allein können keine stabilen Fallen für Atome bilden. Das wurde bereits in Kapitel 2.3 ausgeführt. Allerdings ist es möglich, Dipolfallen oder Magnetfallen mit elektrischen Feldern zu modifizieren. So wurde z.B. eine dreidimensional einschließende Atomfalle aus der Kombination eines Dipolleiters mit einem statischen elektrischen Feld demonstriert [7].

Für unsere Experimente wählten wir die Kombination eines magnetischen Side-Guide mit einem inhomogenen elektrischen Feld. Das elektrische Feld entsteht durch geladene Elektroden entlang des Atomleiters und strukturiert den Atomleiter in longitudinaler Richtung. Bei geeigneter Wahl der Parameter entstehen dreidimensional einschließende Fallen [72, 19].¹⁶

4.3.1 Design der elektrischen Fallen

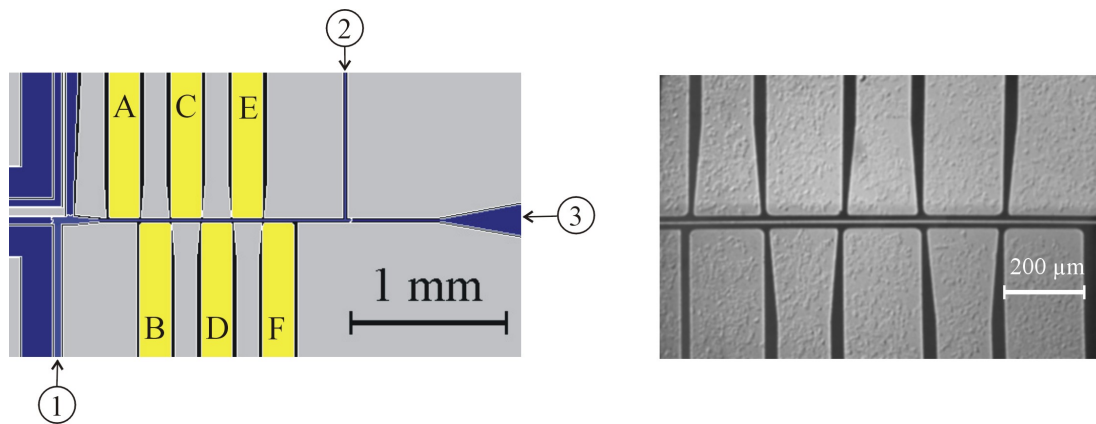


Abbildung 4.25: *Links:* Chipdesign für die elektrischen Fallen. Zwischen den Kontakten 1 und 2 bzw. 1 und 3 verläuft die $10\ \mu\text{m}$ breite Leiterstruktur (blau dargestellt), mit deren Hilfe eine Atomfalle bzw. ein Atomleiter gebildet werden kann. Die sechs Elektroden entlang des Atomleiters zur Erzeugung des elektrischen Feldes sind gelb dargestellt. Die grauen Flächen sind geerdet. *Rechts:* Mikroskopaufnahme der Elektroden mit dem dazwischen liegenden $10\ \mu\text{m}$ breiten Chipdraht.

Abbildung 4.25 links zeigt das Chipdesign für die elektrischen Fallen. Der Side-Guide wird aus einer $10\ \mu\text{m}$ breiten Leiterstruktur gebildet (blau eingezeichnet).

¹⁶Obleich die Fallen aus kombinierten elektrischen und magnetischen Feldern gebildet werden, werden sie im Folgenden kurz als elektrische Fallen bezeichnet.

net). Der Leiter verläuft auf dem gezeigten Chipausschnitt entweder zwischen den Kontakten 1 und 2 und bildet eine langgezogenen Z-Falle oder zwischen den Kontakten 1 und 3 und ergibt einen L-förmigen Atomleiter. Die L-förmige Struktur verbreitert sich zu Kontakt 3 hin. Diese Geometrie erlaubt einen effektiven Abtransport von nicht gefangenen Atomen (s.u.). Auf beiden Seiten entlang des Leiters liegen $200\ \mu\text{m}$ breite Elektroden. Sie sind durch 10 bis $50\ \mu\text{m}$ breite Isolationsgräben (schwarze Flächen auf der Abbildung 4.25 rechts) voneinander getrennt. Durch Anlegen von Hochspannung an die gelb eingezeichneten Elektroden (A bis F) und Erdung der dazwischen liegenden (grauen) entsteht ein inhomogenes elektrisches Feld. Für die Experimente mit den elektrischen Fallen wurden zwei verschiedene Atomchips eingesetzt¹⁷. Die gemessene Kapazität aller 6 Elektroden ist $6,8\ \text{nF}$ (für den Chip B VIII Si) bzw. $0,5\ \text{nF}$ (Chip Al_2O_3). Die unterschiedliche Kapazität könnte durch die verschiedenen Substrate und Schutzschichten der beiden Chips verursacht werden (siehe Tabelle 3.1). Der elektrische Widerstand der $10\ \mu\text{m}$ breiten Leiterstruktur beträgt bei beiden Chips $2,6\ \Omega$ zwischen den Kontakten 1 und 2 und $2,1\ \Omega$ zwischen den Kontakten 1 und 3.

4.3.2 Potentiale für die elektrischen Fallen

Das Potential für die elektrischen Fallen ergibt sich aus dem Magnetfeld des Side-Guides und dem elektrischen Feld der Elektroden entlang des Leiters.

Das Side-Guide Potential ist in Kapitel 2.2.1 charakterisiert. Für die vorliegende Geometrie der Leiterstruktur ist es in Abbildung 4.26 oben dargestellt. Die Berechnung erfolgt wie in Kapitel 4.1.2 beschrieben mit MATLAB-Programmen.

Die elektrische Feldstärke kann wegen der komplexen Geometrie der Elektroden nicht analytisch berechnet werden. Sie wird numerisch mit dem Programm FEMLAB bestimmt. Dabei ist nur der zentrale Teil des Chips berücksichtigt. Die dielektrischen Eigenschaften der neben den Elektroden vorhandenen Materialien (z.B. Substrat und Schutzschicht) sind vernachlässigt. Die gewonnene Verteilung der Feldstärke wird ausgelesen und in MATLAB-Programmen eingesetzt.

Die Gesamtpotentiale aus den elektrischen und magnetischen Feldern werden mit Hilfe von MATLAB-Programmen gewonnen und dargestellt. Die Berechnung der elektrischen Feldstärke und der Gesamtpotentiale ist ausführlich in [72] beschrieben. Abbildung 4.26 unten zeigt die elektrische Feldstärke in Höhe des Side-Guides. Sie ist entlang des Atomleiters über den Mitten der Elektroden am größten, am schwächsten an den Ecken der Elektroden. Zusammen mit dem magnetischen Potential des Side-Guides entstehen Fallen an den Stellen, wo das elektrische Feld in Höhe des Side-Guides am stärksten ist. Abbildung 4.26 Mitte zeigt das Gesamtpotential, d.h. die entstandenen elektrischen Fallen. Die Höhe der Potentialbarriere zwischen den einzelnen Fallen nimmt mit der ange-

¹⁷B VIII Si (Siliziumsubstrat, $5\ \mu\text{m}$ dicke Goldschicht) und Al_2O_3 (Saphirsubstrat, $4,2\ \mu\text{m}$ dicke Goldschicht)

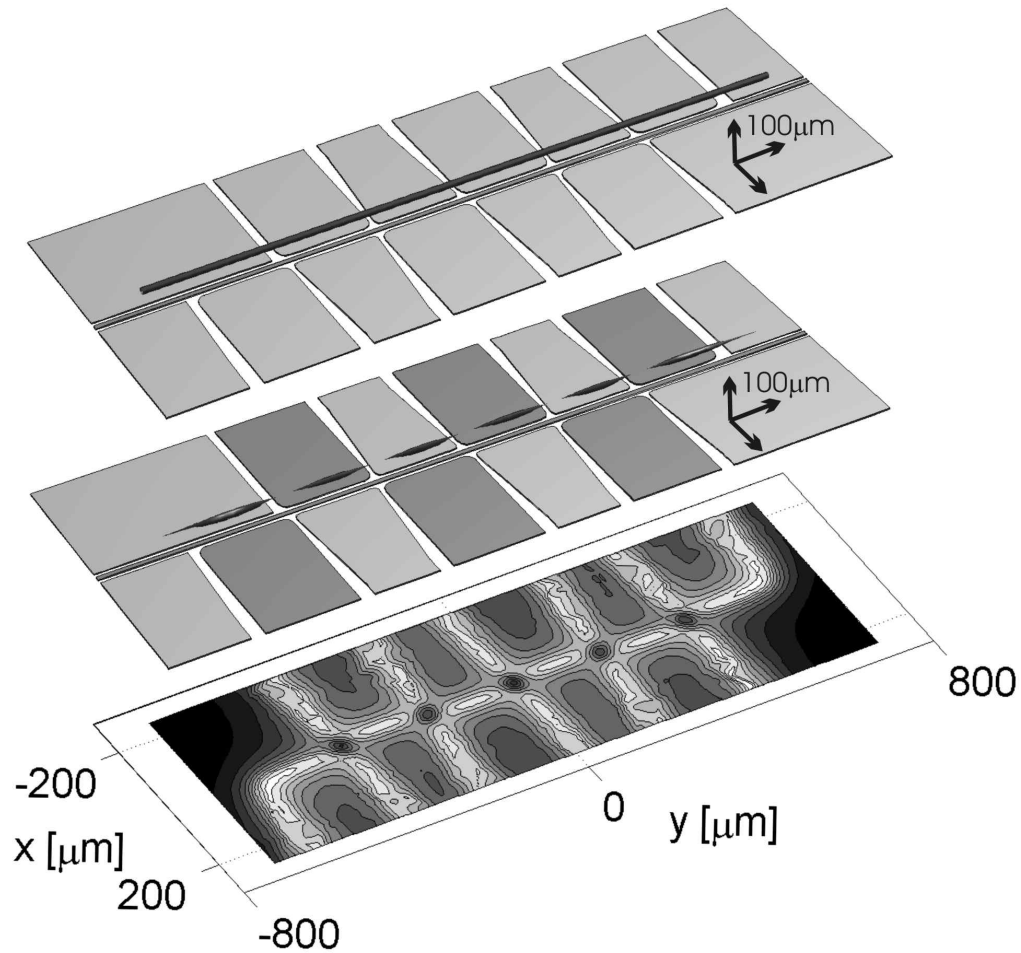


Abbildung 4.26: Kombination der magnetischen und elektrischen Potentiale für die elektrischen Fallen. *Oben:* Potential des Side-Guides. Gezeigt ist eine Äquipotentialfläche, die für ${}^7\text{Li}$ im Zustand $|2, 2\rangle$ der Temperatur $475\ \mu\text{K}$ entspricht. *Mitte:* Das Gesamtpotential aus dem Magnetfeld und dem elektrischen Feld bildet die elektrischen Fallen. Die Äquipotentialfläche entspricht wieder $475\ \mu\text{K}$. *Unten:* Die elektrische Feldstärke in der Ebene parallel zum Chip in Höhe des Atomleiters ($50\ \mu\text{m}$). Hohe Feldstärken sind hell dargestellt. Parameter für die Kalkulation sind $I = 1\ \text{A}$, $B_b = 40\ \text{G}$ und $U = +475\ \text{V}$ [72, 19].

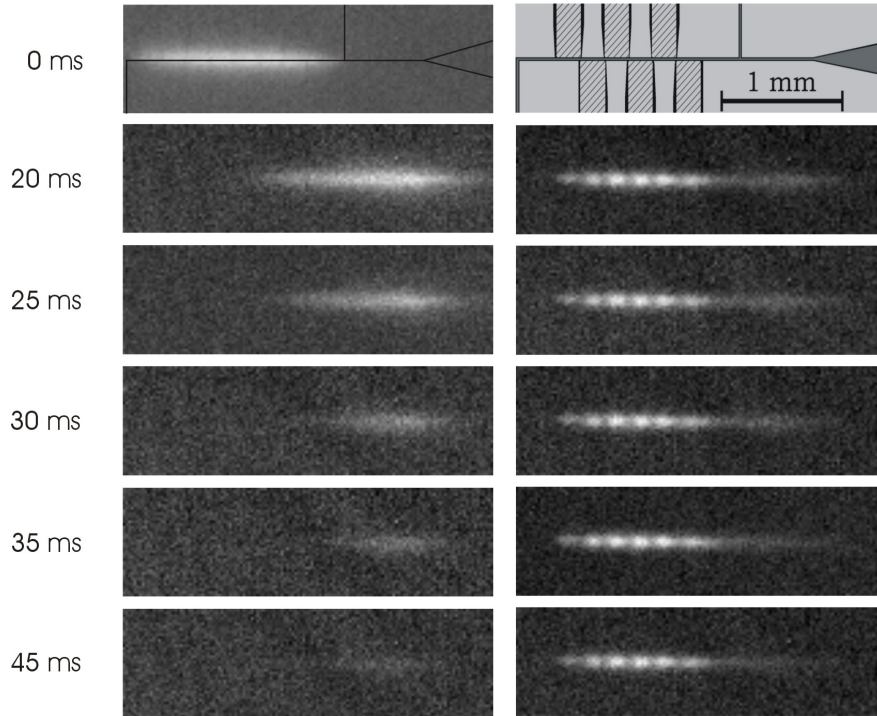


Abbildung 4.27: *Links:* Das Bild links oben zeigt Atome in der geschlossenen Z-Falle. Die Lage der Z- und L-förmigen Leiterstruktur mit der Verbreiterung ist skizziert. Für die folgenden Bilder ist die Z-Falle geöffnet. Die Atome verschwinden aus dem Bereich der Elektroden und gehen an der Verbreiterung verloren. *Rechts:* Die Z-Falle ist geöffnet und Hochspannung (300 V) liegt an den sechs Elektroden entlang des Leiters. Kalte Atome bleiben in den elektrischen Fallen gefangen; die heißeren Atome propagieren entlang des Atomleiters bis zur Verbreiterung. Das Bild rechts oben zeigt zum Vergleich das Chipdesign. Für alle Bilder ist der Strom durch den Leiter 1,6 A und das externe Magnetfeld 44 G. Die Atome befinden sich demnach $70 \mu\text{m}$ über dem Chip. Der gezeigte Ausschnitt misst $0,9 \times 2,9 \text{ mm}^2$. Zur Zeit Null wird die Z-Falle zum L-förmigen Leiter geöffnet und gegebenenfalls die Hochspannung an die Elektroden gelegt [72].

legten Spannung zu (bei sonst unveränderten Parametern). Wird die Spannung zu hoch, kann das attraktive elektrische Potential die magnetische Barriere zum Chip so stark vermindern, dass Atome auf die Oberfläche stoßen. Bei zu niedriger Spannung ist keine nachweisbare Modulation des Atomleiters zu erwarten. Nach den Berechnungen ergeben sich für angelegte Spannungen von einigen hundert Volt Potentialbarrieren, deren Höhe für $^7\text{Lithium}$ $50 \mu\text{m}$ über dem Chip einige hundert Mikrokkelvin entsprechen. Es ergeben sich z.B. elektrische Fallen mit einer Tiefe von $450 \mu\text{K}$ für eine Spannung von 325 V, wenn 0,8 A durch den Leiter fließen und das horizontale Zusatzfeld 37,5 G beträgt. Diese Fallen haben einen Abstand von $43 \mu\text{m}$ zum Chip.

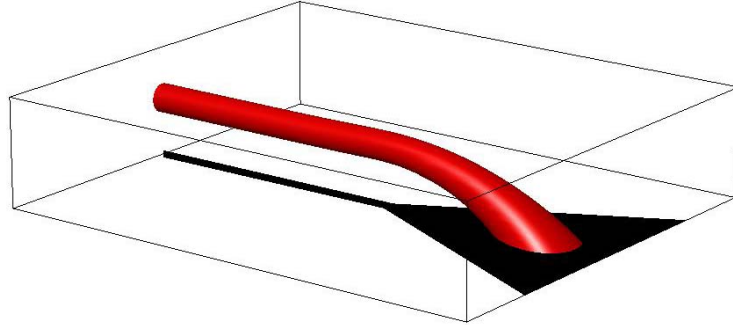


Abbildung 4.28: Potential an der Verbreiterung der Leiterstruktur. Der von links kommende Side-Guide nähert sich der Chipoberfläche an der Verbreiterung der Leiterstruktur und stößt darauf. Die dargestellt Äquipotentialfläche ($k_B \times 2 \text{ G}$) entsteht durch einen Strom von 1 A durch den Leiter und ein horizontales Biasfeld von 8 G [72].

4.3.3 Demonstration der elektrischen Fallen

Laden der Fallen

Zum Laden der elektrischen Fallen werden die Atome aus der Spiegel-MOT mit Hilfe der Silberdraht-Magnetfalle in die langgezogene Z-Falle gebracht (vergleiche Abschnitt 4.1.3). Dort sind die Atome entlang der Elektroden verteilt (siehe Abbildung 4.27 links oben). Danach wird die Hochspannung in $30 \mu\text{s}$ (Chip B VIII Si) bzw. $3 \mu\text{s}$ (Chip Al_2O_3) angelegt¹⁸ und gleichzeitig die Z-Falle an einer Seite in den sich verbreiternden Atomleiter geöffnet. Letzteres geschieht durch Umschalten des Stromes von Kontakt 2 nach Kontakt 3. Die nicht in den Potentialminima der elektrischen Fallen gefangenen Atome verlassen den Bereich um die Elektroden (s.u.) und die Modulation der Atomdichte entlang des Atomleiters wird detektierbar. Abbildung 4.27 rechts zeigt die elektrischen Fallen für verschiedene Zeitpunkte nach Anlegen der Hochspannung und Öffnen der Z-Falle.

Entfernen nicht gefangener Atome

Legt man beim Öffnen der Z-Falle keine Hochspannung an die Elektroden, so propagieren alle Atome den L-förmigen Atomleiter entlang. Das Magnetfeld der Zuleitung beschleunigt die Atome zur Verbreiterung der Leiterstruktur hin. An der Verbreiterung verschwindet die Potentialbarriere zum Chip auf Grund der abnehmenden Stromdichte durch die Leiterstruktur. Das berechnete Potential an dieser Verbreiterung ist in Abbildung 4.28 dargestellt. Die Atome stoßen auf den Chip, werden dort absorbiert und sind effektiv aus dem Bereich der elektrischen

¹⁸Das schnelle Anlegen der Hochspannung führt zu einer nichtadiabatischen Änderung des Potentials, was eine Beschleunigung der Atome verhindert.

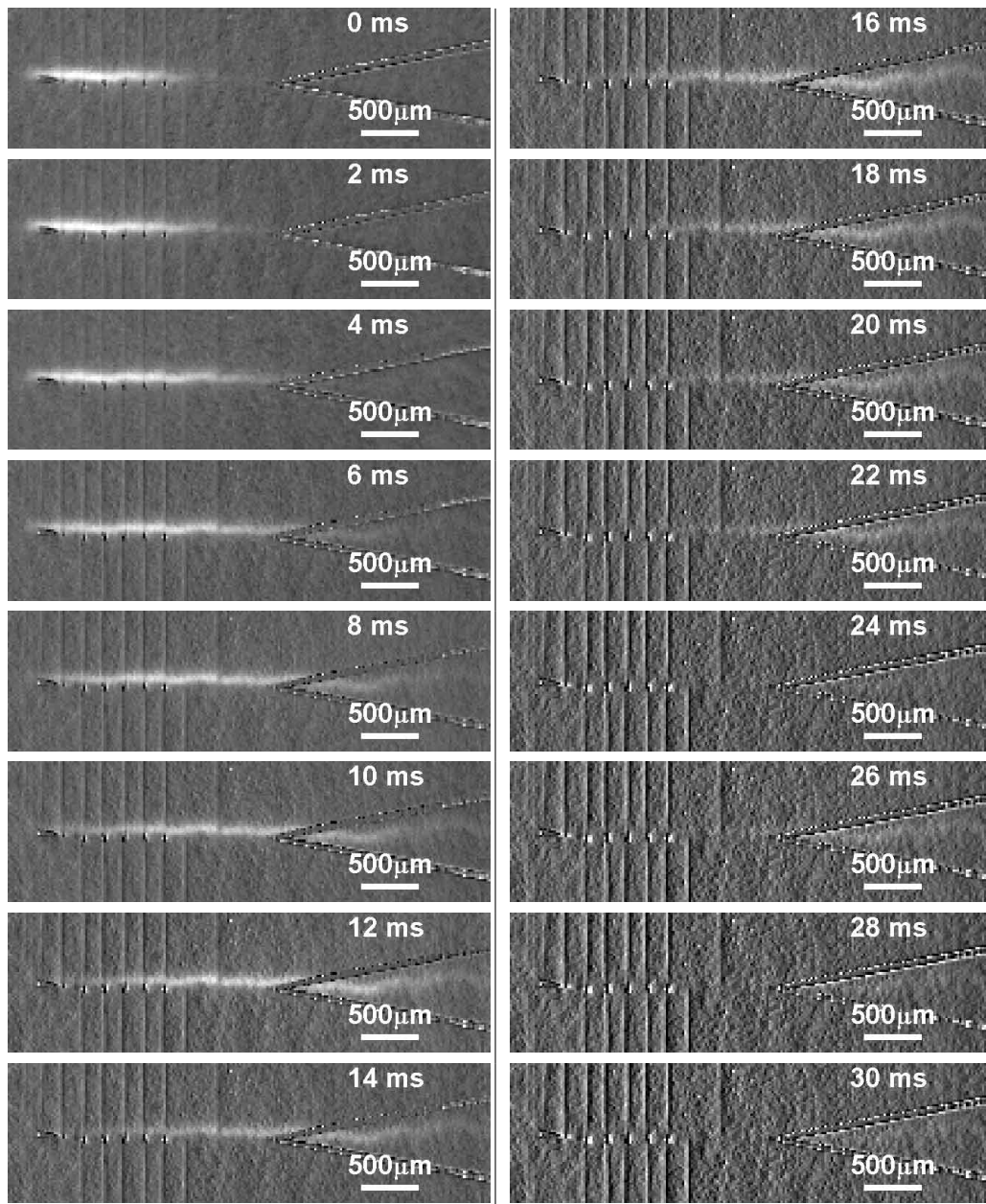


Abbildung 4.29: Entfernen der Atome aus dem Bereich der elektrischen Fallen. Die Atome bewegen sich aus der Z-Falle (links oben) zur Verbreiterung der Leiterstruktur hin (folgende Bilder) und werden dort an der Oberfläche absorbiert. Durch die von der mechanischen Kamerablende verursachten Vibrationen verschob sich die Kamera während des Experiments. Das Originalbild und das am Beginn der Messreihe aufgenommene Hintergrundbild sind dadurch gegeneinander verschoben [72].

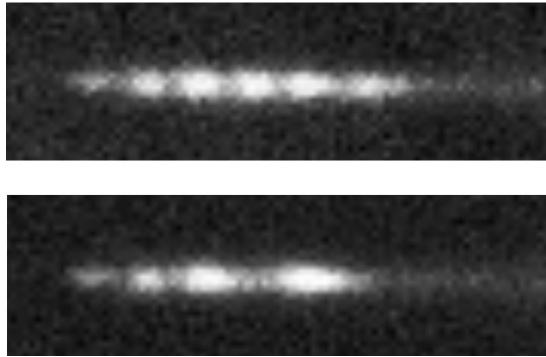


Abbildung 4.30: Die elektrischen Fallen. *Oben:* Alle sechs Elektroden geladen; es entstehen sechs Potentialminima entlang des Atomleiters. *Unten:* Für diese Fluoreszenzaufnahme liegen nur vier Elektroden an der Hochspannung (A, B, C und E). Die Atome werden nur über den Mitten dieser Elektroden gehalten. Parameter wie für Abbildung 4.27 [72].

Fallen entfernt. Nach 40 ms sind keine Atome mehr entlang der Elektroden nachweisbar (siehe Abbildung 4.27 links und Abbildung 4.29). Ohne die Verbreiterung der Leiterstruktur würden die Atome am Ende des Atomleiters reflektiert und in den Bereich der Elektroden zurückkehren.

Einsatz einzelner Fallen

Die elektrischen Fallen können individuell angesprochen werden, da jede Elektrode einen separaten Anschluss an die Hochspannung hat. Für die Abbildung 4.30 oben sind alle Elektroden aufgeladen, während für das Fluoreszenzbild auf der gleichen Abbildung unten nur vier Elektroden ausgewählt sind. Die beiden anderen sind geerdet. Die so entstehende Lücke in der Reihe der elektrischen Fallen ist gut sichtbar.

Durch einen zeitabhängigen Spannungsverlauf an den einzelnen Elektroden entsteht ein zeitabhängiges Potential. Das kann z.B. für den weiter unten beschriebenen Transport von Atomen im zeitlich veränderlichen Potential einer elektrischen Falle und für einen zeitabhängigen Strahlteiler eingesetzt werden.

Detektion der Atome in den elektrischen Fallen

Die Polarisierbarkeit α der Atome im Grund- und Anregungszustand ist unterschiedlich. Für Atome in äußeren elektrischen Feldern führt das durch den quadratischen Stark-Effekt nach Gleichung 2.27 zu einer unterschiedlichen Energieverschiebung der beiden Zustände, d.h. zu einer Resonanzverschiebung. Im Experiment herrschen am Ort der Atome (auch während der Detektion) elektrische Felder, die kleiner als $2 \text{ V}/\mu\text{m}$ sind. Daraus resultiert mit den in [85] (siehe

auch Anhang A) gegebenen Polarisierbarkeiten für $^7\text{Lithium}$ eine Linienverschiebung von maximal 1,8 MHz, die allerdings kleiner als die natürliche Linienbreite des atomaren Übergangs (5,8 MHz) ist. Die Intensitätsverteilung in den Fluoreszenzsignalen zeigt also die tatsächliche Dichteverteilung der Atome und nicht etwa die ortsabhängige elektrische Feldstärke.

Parameter für die elektrischen Fallen

Im Experiment wurden die besten Signale für die elektrischen Fallen nicht bei den Werten erzielt, für die nach den Berechnungen die tiefsten Fallen entstehen sollten. Für die experimentellen Parameter, die die besten Fallen zeigen (nämlich $I = 1,6 \text{ A}$, $B = 44 \text{ G}$ und $U = 300 \text{ V}$), ist nach den Berechnungen die Potentialbarriere zwischen den elektrischen Fallen (in longitudinaler Richtung des Atomleiters) nur $100 \mu\text{K}$, während sie zum Chip hin noch $2200 \mu\text{K}$ ist. Das deutet auf eine anisotrope Temperaturverteilung der Atome hin. Ergebnisse von Temperaturmessungen in [72] geben auch einen Hinweis auf eine anisotrope Temperaturverteilung der Atome in der Z-Falle. Eine Abschätzung der longitudinalen Temperatur kann zudem aus der Verbreiterung der Atomwolke während der in Abbildung 4.29 gezeigten Propagation entlang des L-förmigen Atomleiters gewonnen werden. Daraus ergibt sich eine (longitudinale) Temperatur von etwa $50 \mu\text{K}$ [72]. Angemerkt sei, dass aus der Verbreiterung der Atomwolke im Spiralleiter eine (longitudinale) Temperatur von nur $25 \mu\text{K}$ abgeschätzt wurde (vergleiche Kapitel 4.2.4.2). Die Monte-Carlo Simulationen zur Expansion der Atome im Spiralpotential zeigen nur dann eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment, wenn eine longitudinale Temperatur von etwa $50 \mu\text{K}$ angenommen wird (siehe Kapitel 4.2.4.3). Ursache für die anisotrope Temperaturverteilung kann eine starke Kompression in den transversalen Richtungen und gleichzeitige Expansion in der longitudinalen Richtung in Verbindung mit einer langsamen Thermalisierung der Atome sein (siehe auch die Kapitel 4.1.4.2 und 4.2.4.2).

Alle bisher beschriebenen Experimente wurden mit dem Atomchip B VIII Si durchgeführt. Bei einer angelegten Spannung von 350 V sind die Chipelektroden nach einigen Experimentiertagen allerdings unbrauchbar geworden. Für die im Folgenden dargestellten Experimente wurde dann der Chip Al_2O_3 eingesetzt.

Experimente zum Parameterbereich

Abbildung 4.31 zeigt die Atomanzahl in Abhängigkeit von der angelegten Spannung in elektrischen Fallen, die verschiedene Abstände zum Chip haben. Ist die Spannung niedrig, so ist die Modulation des Side-Guides gering (siehe Kapitel 4.3.2). Die Potentialbarriere in longitudinaler Richtung ist niedrig und wenig Atome können in der elektrischen Falle gefangen werden. Steigt die Spannung, so steigt auch die Anzahl der Atome in der Falle, bis über einer bestimmten Spannung U_{krit} die Potentialbarriere zum Chip so niedrig wird, dass vermehrt Atome

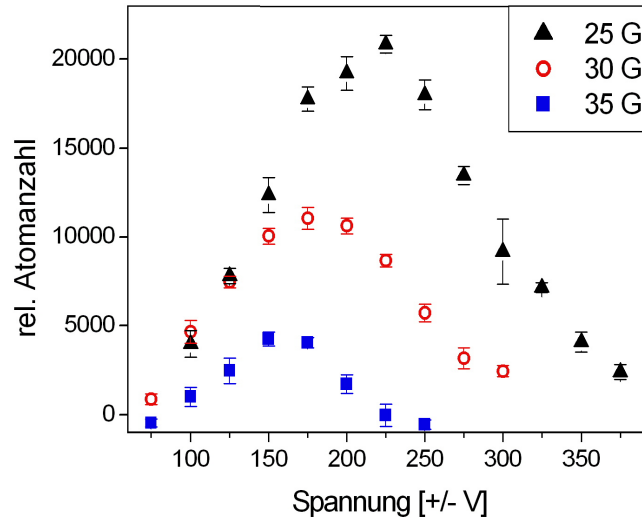


Abbildung 4.31: Verlauf der relativen Atomanzahl in elektrischen Fallen in Abhängigkeit von der angelegten Spannung. Die elektrischen Fallen werden hier durch Spannung entgegengesetzter Polarität an zwei Elektroden (E und F) und einen Strom von 1,5 A durch den Leiter erzeugt. Die Fallen befinden sich $120 \mu\text{m}$ (für ein Biasfeld von 25 G), $100 \mu\text{m}$ (30 G) bzw. $85 \mu\text{m}$ (35 G) über dem Chip.

durch Stöße mit der Chipoberfläche verloren gehen. Wie erwartet ist U_{krit} für Fallen, die näher am Chip liegen, niedriger als für weiter entfernt liegende. Denn die elektrische Feldstärke nimmt mit zunehmendem Abstand zur Chipoberfläche stärker ab als der magnetische Einschluss in transversaler Richtung.

4.3.4 Lebenszeit der elektrischen Fallen

Aus den Daten von jeweils fünf Fluoreszenzaufnahmen erhält man den zeitlichen Verlauf der Atomanzahl in den Fallen, der in Abbildung 4.32 zu sehen ist. Die Messungen sind auf 130 ms begrenzt, da die $10 \mu\text{m}$ breite Leiterstruktur (für die Z-Falle bzw. den L-förmigen Atomleiter) sich beim angelegten Strom von 1,5 A innerhalb dieser Zeit so stark erwärmt, dass der Widerstand um 66 % steigt. Abbildung 4.32 zeigt die Lebenszeit für vier verschiedene Fallen im Vergleich.

1. *Die Z-Falle* mit 1,5 A Strom und 30 G externem Magnetfeld. Der Abstand zum Chip beträgt demnach $100 \mu\text{m}$. Die im Folgenden aufgeführten Fallen wurden mit denselben Werten gebildet, d.h. sie hatten den gleichen Abstand zum Chip. Nach etwa 40 ms kann die Kurve durch einen exponentiellen Abfall mit einer Lebenszeit von 423 ms angenähert werden.

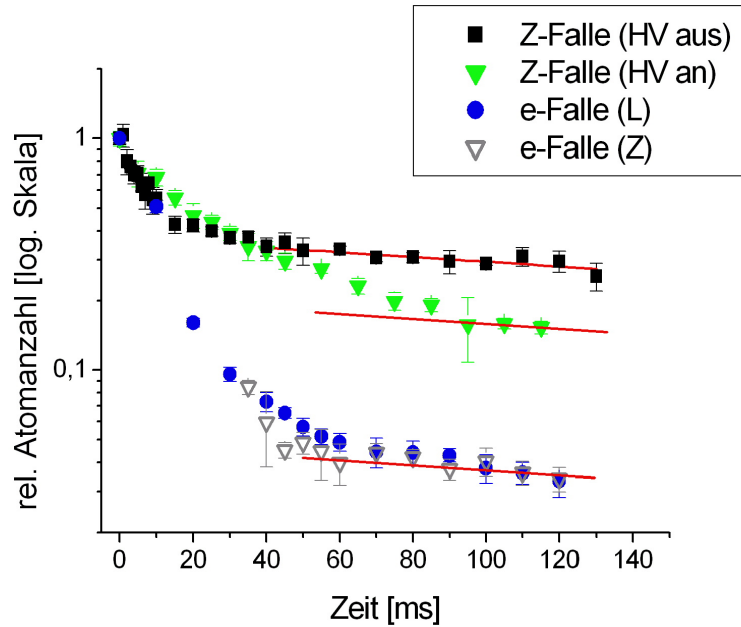


Abbildung 4.32: Lebenszeitmessung für die elektrischen Fallen im Vergleich zur Z-Falle. Die vier Kurven zeigen die Atomanzahl in Abhängigkeit von der Zeit für die vier im Text näher beschriebenen Fallen: die Z-Falle (schwarze Vierecke), die Z-Falle mit Hochspannung an den Elektroden (grüne Dreiecke), die elektrischen Fallen mit geöffneter Z-Falle (blaue Kreise) und die elektrischen Fallen mit wiedergeschlossener Z-Falle (schwarze Dreiecke). Neben den experimentellen Daten (aus jeweils fünf Messwerten pro Zeit) sind der Fit an die Kurve der reinen Z-Falle und Parallelen dazu eingezeichnet (rot). Die Fehlerbalken ergeben sich aus den Schwankungen des Fluoreszenzsignals.

2. *Die Z-Falle mit aufgeladenen Elektroden* (aber nicht zum L-förmigen Leiter geöffnet). Zusätzlich zur Z-Falle von Punkt 1 liegen 280 V an zwei Elektroden. Dadurch erniedrigt sich die Potentialbarriere zum Chip. Deswegen sind in dieser Falle weniger Atome gefangen als in der reinen Z-Falle. Das zeigt sich im stärkeren (überexponentiell schnellen) Abfall am Anfang der Kurve. Der Kurvenverlauf nähert sich dem der reinen Z-Falle, wenn die Atome, deren Energie höher als die Potentialtiefe ist, aus der Falle entwichen sind.
3. *Die elektrischen Fallen*. Die Z-Falle ist zum Atomleiter hin geöffnet und an den Elektroden D und F liegt Hochspannung (280 V). Hier wird nicht nur (wie im Fall 2) die Barriere zum Chip niedriger, sondern auch der Einschluss in longitudinaler Richtung schwächer. Die elektrischen Fallen haben eine noch geringere Potentialtiefe als die Z-Falle mit aufgeladenen Elektroden. Das drückt sich in einem noch stärkeren Abfall am Anfang der Fallenzeit aus. Für große Zeiten nähert sich die Kurve dem gleichen Fit wie die Kurve der reinen Z-Falle.

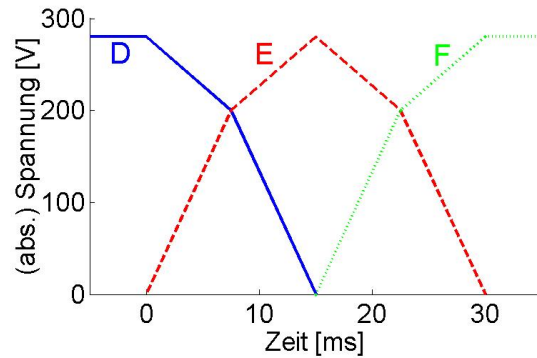


Abbildung 4.33: Spannungsverlauf an drei benachbarten Elektroden für den Atomtransport. Die Spannung an der Elektrode E hat eine umgekehrte Polarität wie die Spannungen an den Elektroden D und F.

4. *Die elektrischen Fallen mit wiedergeschlossener Z-Falle.* Die Z-Falle wird wieder geschlossen, wenn die in den elektrischen Fallen nicht gefangenen Atome verschwunden sind (nach 40 ms). Die Messwerte sind denen aus Fall 3 vergleichbar.

Die Ergebnisse zeigen, dass die Lebensdauer der elektrischen Fallen im Vergleich zu den rein magnetischen Fallen nicht verkürzt ist. Die kurze vakuumsbedingte Lebenszeit von etwa einer halben Sekunde kann durch ein lokal schlechtes Vakuum verursacht sein. Der Widerstand der $10\ \mu\text{m}$ breiten Leiterstruktur steigt durch den für 150 ms angelegten Strom von 1,5 A um 66 % an, was einer Temperaturzunahme von 165 K entspricht. Der Chipdraht heizt sich durch den Strompuls stärker auf als bei früher eingesetzten Chips mit Siliziumsubstrat. Für die gleiche Struktur auf dem zunächst eingesetzten Chip (B VIII Si, Siliziumsubstrat) erhöht sich der Widerstand durch einen zwei Sekunden lang angelegten Strom von 1,6 A um nur 15 %, was einer Temperaturzunahme um 37 K entspricht. Die für diese Z-Falle (1,6 A und 44 G) gemessene Lebenszeit ist drei Sekunden, also bedeutend länger als bei der Falle mit dem stark aufgeheizten Draht.

4.3.5 Atomtransport in einer elektrischen Falle

Das Potential einer elektrischen Falle kann entlang des magnetischen Atomleiters geführt werden, wenn der Spannungsverlauf an den einzelnen Elektroden in geeigneter Weise geregelt wird. Abbildung 4.33 zeigt den experimentell realisierten Spannungsverlauf für den Atomtransport entlang dreier Elektroden. Zunächst wird die elektrische Falle über der Mitte einer einzelnen Elektrode geladen, wie es in Abschnitt 4.3.3 beschrieben ist. Die Elektrode (D) liegt an einer Spannung von +280 V, alle anderen sind geerdet. Die genügend kalten Atome werden nach dem Anlegen der Hochspannung 40 ms in der elektrischen Falle gehalten; alle zu

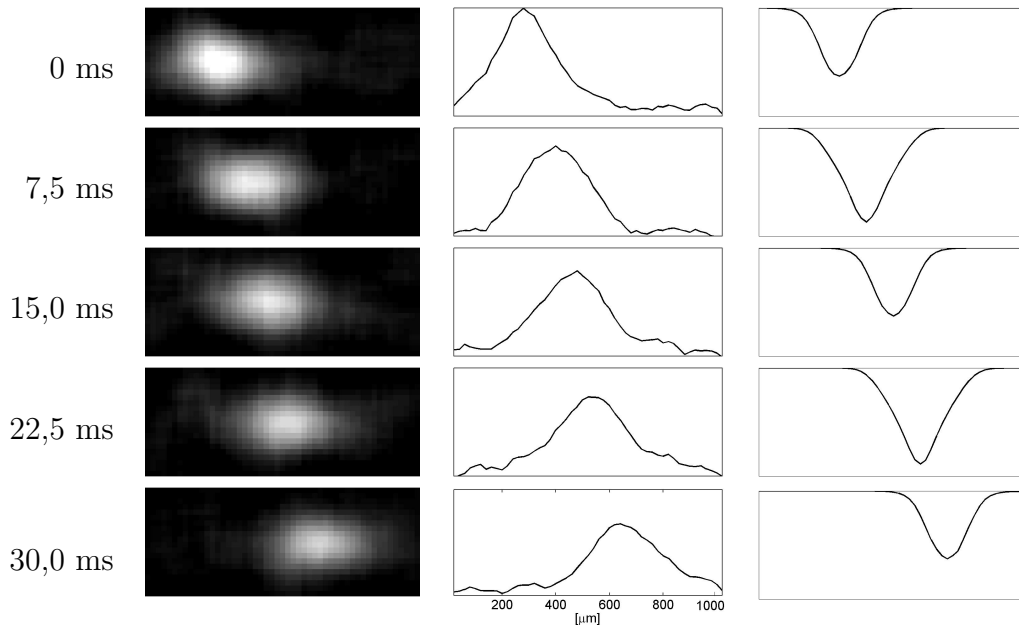


Abbildung 4.34: Atomtransport in einer dynamischen elektrischen Falle. Fluoreszenzbilder der in einer elektrischen Falle gefangenen Atome (*links*) und die daraus gewonnene Atomverteilung (*Mitte*). *Rechts*: Die berechneten elektrischen Potentiale während des Ablaufs.

heißen, nicht gefangenen Atome wandern während dieser Zeitspanne ab. Danach wird die Spannung dieser Elektrode wie in Abbildung 4.33 gezeigt innerhalb von 15 ms auf 0 V erniedrigt, während die Spannung der benachbarten Elektrode auf der gegenüberliegenden Seite des Atomleiters (E) mit einem analogen Verlauf von 0 V auf -280 V erhöht wird. Zu dem Zeitpunkt, wo beide Spannungen den Betrag 200 V haben, befindet sich die Atomwolke genau zwischen den beiden Elektroden. Das ist nur durch den Einsatz entgegengesetzter Spannungspolaritäten zu erreichen, wo ein maximales Feld (entlang des Side-Guides) zwischen den beiden Elektroden auftritt. Nach dem ersten Spannungswechsel liegt das Potentialminimum über der negativ aufgeladenen Elektrode (E). Analog wird die elektrische Falle zur nächsten Elektrode (F) weitergeleitet. Abbildung 4.34 links zeigt den zeitlichen Verlauf der Atomwolke während dieses Vorgangs. Der gewählte Spannungsverlauf gewährleistet ein gleichmäßig wanderndes Potentialminimum mit nahezu unveränderter Potentialtiefe, wie auf Abbildung 4.34 rechts zu sehen ist.

Auf solche Weise transferierten wir Atome über eine Strecke von 400 μm innerhalb von 30 ms. In diesen 30 ms des Transfers nimmt die Anzahl der Atome in der dynamischen Falle nicht stärker ab als in einer statischen elektrischen Falle. Durch den Transportprozess entstehen also keine zusätzlichen Verluste.

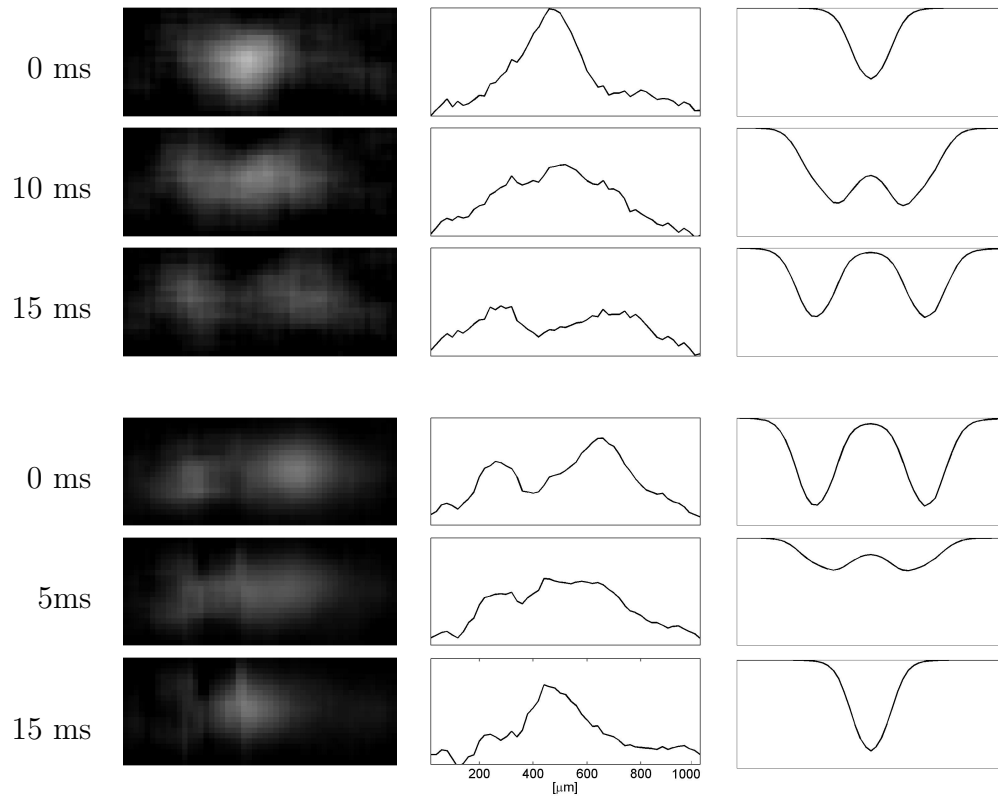


Abbildung 4.35: Aufspalten und Rekombinieren einer elektrischen Falle. Fluoreszenzbilder der in einer elektrischen Falle gefangenen Atome (*links*) und die daraus gewonnene Atomverteilung (*Mitte*). *Rechts*: Die berechneten elektrischen Potentiale während des Ablaufs.

4.4 Zeitabhängige Strahlteiler

Wenn sich ein Fallenpotential zeitlich so entwickelt, dass sich die darin gefangene Atomwolke in zwei getrennte aufspaltet, dann kann von einem zeitabhängigen Strahlteiler gesprochen werden. Zwei Strahlteiler dieser Art wurden in unserem Experiment realisiert: ein Strahlteiler aus elektrischen Fallen mit Hilfe eines zeitabhängigen elektrischen Feldes und eine Zweidrahtfalle mit einem zeitabhängigen externen Magnetfeld.

4.4.1 Strahlteiler aus elektrischen Fallen

Ähnlich dem Transfer entlang mehrerer Elektroden (Kapitel 4.3.5) kann eine elektrische Falle in zwei einzelne Fallen aufgespalten werden. Dazu wird die elektrische Falle einer einzelnen Elektrode geladen (Elektrode E mittels $+200\text{ V}$). Nach einer Wartezeit von 40 ms wird die Spannung von zwei benachbarten Elektroden auf der gegenüberliegenden Seite des Atomleiters (D und F) von 0 V auf -200 V

erhöht, während die erste Elektrodenspannung von +200 V auf 0 V reduziert wird. Die Spannungsänderung dauert 15 ms und wird nach dem gleichen Schema wie für den Atomtransport in einer elektrischen Falle durchgeführt (Abbildung 4.33, der Betrag der Spannung nach 7,5 ms ist bei diesem Experiment 150 V). Das Potential spaltet sich auf in ein Doppelmuldenpotential, wie es in Abbildung 4.35 rechts oben zu sehen ist. Das Aufspalten der Atomwolke kann in Abbildung 4.35 links oben betrachtet werden.

Die Kombination zweier elektrischer Fallen ist mit einem zeitumgekehrten Potentialverlauf möglich. Im Experiment wurden zwei separate Fallen durch eine Spannung von +280 V an den Elektroden D und F neu geladen und danach über der dazwischen liegenden Elektrode E vereinigt. Die Spannungsänderung erfolgte in diesem Fall linear in 15 ms von +280 V auf 0 V bzw. von 0 V auf -280 V. Die Vereinigung des Doppelmuldenpotentials und der Atomwolke ist in Abbildung 4.35 unten zu sehen. Die Potentialtiefe variiert während des Ablaufs auf Grund des linearen Spannungsverlaufs an den Elektroden stärker als beim zweistufigen Ändern der Spannung. Werden die beiden Abläufe (Aufteilen und Kombinieren) nacheinander ausgeführt, ohne die Fallen neu zu laden, dann entsteht ein Interferometer.

4.4.2 Doppel-U-Falle mit zeitabhängigem Zusatzfeld

Zweidrahtleiter und Doppel-U-Fallen mit parallelen Strömen und horizontalem Zusatzfeld wurden in Kapitel 2.2.4 und 2.2.6 beschrieben. Das horizontale Magnetfeld verläuft parallel zur Chipebene und senkrecht zu den Leitern bzw. zu den zentralen Stücken der beiden U-förmigen Leiter. Wird die Stärke des externen Magnetfeldes während des Experiments erhöht, dann werden die in Kapitel 2.2.6 unterschiedenen Fälle in einer zeitlichen Abfolge durchlaufen. Das bei kleinem Biasfeld ($B_b < B_{krit}$) zunächst vertikal aufgespaltene Potentialminimum vereinigt sich bei einer gewissen Stärke des äußeren Magnetfeldes B_{krit} zu einem harmonischen Potential und spaltet sich für noch stärkere Felder horizontal auf in ein symmetrisches Doppelmuldenpotential (siehe Abbildung 2.7). Wird anschließend das externe Feld wieder erniedrigt, so vereinigen sich die horizontal getrennten Minima erneut bei Erreichen von B_{krit} . Dieses Schema kann als Interferometer für ein BEC eingesetzt werden [57, 58].

Experimente an einem so gebildeten Strahlteiler wurden mit dem Chip „07.2001“ durchgeführt¹⁹. In der Goldschicht befindet sich ein U-Paar aus 200 μm breiten Leiterstrukturen, vergleichbar dem 200 μm breiten Doppel-U auf Abbildung 4.1. Die parallel verlaufenden Leiterteile haben einen Abstand von 360 μm (bezogen auf die Mitten) und sind 1,6 mm lang. Bei Strömen von 2 A durch die beiden U's ergibt sich ein kritisches Biasfeld $B_{krit} = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{I}{d}$ von 22,4 G. Die Potentiale der daraus erzeugten Fallen sind in Abbildung 2.7 für verschiedene Stärken

¹⁹Siliziumsubstrat, 1,1 μm dicke Goldschicht

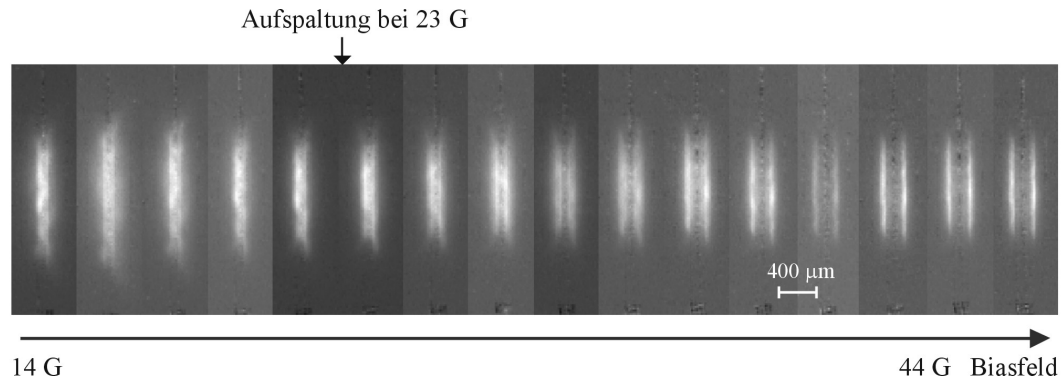


Abbildung 4.36: Fluoreszenzaufnahmen der Atome in einer Doppel-U-Falle mit gleich gerichteten Strömen für wachsendes horizontales Zusatzfeld. Für hohe Felder teilt sich die Atomwolke in zwei getrennte auf.

des Biasfeldes zu sehen. Zunächst werden Atome mit einem horizontalen Feld, das kleiner als B_{krit} ist, aus der Silberdraht-Magnetfalle in den weniger komprimierten oberen Fallenteil geladen, analog wie es in Kapitel 4.1.3 beschrieben ist. Bei einem horizontalem Biasfeld von 14 G ist das obere Fallenminimum $500 \mu\text{m}$ von der Chipoberfläche entfernt. Erhöht man nun das Magnetfeld über $B_{krit} = 22,4 \text{ G}$, dann spaltet sich die Falle horizontal auf (Abbildung 4.36). Die Minima wandern mit zunehmendem Feld zu den stromdurchflossenen Drähten, d.h. sie entfernen sich horizontal voneinander und nähern sich dem Chip. Bei einem externen Magnetfeld von 44 G sind sie $310 \mu\text{m}$ voneinander entfernt und haben einen Abstand von $90 \mu\text{m}$ zum Chip. Erniedrigt man nun das Feld wieder, so wandern die Minima wie erwartet zusammen und verschmelzen. Eine vertikale Aufspaltung durch weiteres Erniedrigen des Biasfeldes konnte jedoch nicht beobachtet werden. Nur im weniger komprimierten oberen Minimum wurden Atome detektiert. Im unteren Fallenminimum herrschen deutlich höhere Fallengradienten als im oberen, während die Potentialtiefe für beide Minima gleich ist. Dadurch werden im unteren Minimum weniger Atome erwartet. Zusammen mit dem Einsatz einer Kamera mit niedriger Quanteneffizienz (mit Blickrichtung entlang der parallelen zentralen Leitersücke) ergibt dies eine mögliche Ursache für den fehlenden Nachweis von Atomen im unteren Minimum.

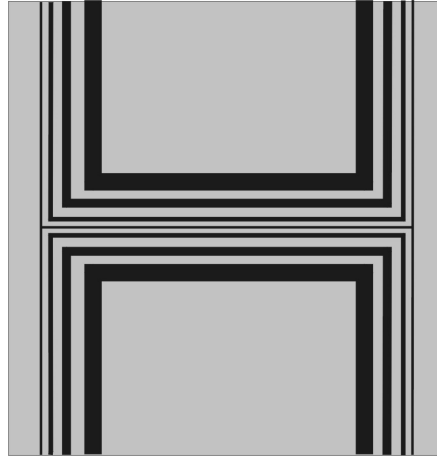


Abbildung 4.37: Schematische Darstellung der Verläufe der Leiterstrukturen auf dem Atomchip für die 1 μm -Falle. Die zentrale 1 μm breite Leiterstruktur liegt zwischen U-Paaren mit den Breiten 10 μm , 50 μm und 200 μm . Das zentrale Leiterstück des 1 μm breiten Drahtes ist 2 mm lang.

4.5 Stark komprimierte Falle

In Kapitel 2.2.2 wurde deutlich, dass die höchsten Fallengradienten und Fallenfrequenzen dann erreicht werden, wenn die Abstände der Atomfallen zu den Drähten minimiert werden. Haben die Atome einen Abstand zum Draht, der kleiner als die Drahtbreite ist, dann werden Abweichungen von den Berechnungen mit den idealisierten unendlich dünnen Draht relevant (siehe Kapitel 2.2.2). Die endliche Ausdehnung des Drahtes führt u.a. dazu, dass die Fallengradienten für kleine Abstände zum Draht niedriger sind als für den idealisierten Fall. Für stark komprimierte Fallen werden deswegen möglichst dünne Drähte angestrebt.

Abbildung 4.37 zeigt das Design für einen Atomchip mit einen 1 μm breiten Leiter in H-Form, der zwischen breiteren (10 μm , 50 μm und 200 μm) U-förmigen Leitern zum Laden liegt. Durch den dünnen Draht können auf dem im Experiment eingesetzten Chip (mit einer 1 μm dicken Goldschicht) Ströme bis 110 mA geschickt werden (für einige 10 ms), das entspricht einer Stromdichte von $1,1 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$. Höhere Ströme heizen den Draht zu stark auf.

Die Atome werden analog wie in Kapitel 4.1.3 beschrieben von der Spiegel-MOT über die U-MOT in die Silberdraht-Magnetfalle gebracht. Danach werden sie über eine U-Falle aus einem 200 μm breiten Leiter auf dem Chip in eine 50 μm U-Falle transferiert. Von dort können die Atome in die langgezogene U-Falle aus dem 1 μm breiten Draht (im Folgenden als *1 μm -Falle* bezeichnet) geladen werden. Die Zwischenschritte sind für ein effizientes Laden notwendig, da mit Hilfe dieser die Fallengrößen wie Lage und Gradient stetig verändert werden können. Durch Erhöhen des Biasfeldes werden die Atome dann komprimiert und

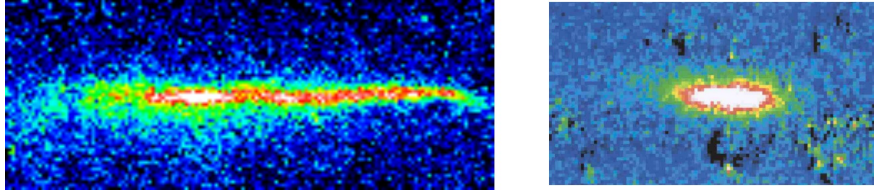


Abbildung 4.38: *Links*: Fluoreszenzabbildung von Atomen in der $1 \mu\text{m}$ -Falle. *Rechts*: Reexpandierte Atome, nachdem sie 20 ms in der $1 \mu\text{m}$ -Falle gefangen waren.

der Chipoberfläche angenähert.

Die Fluoreszenzabbildung einer Atomwolke in der $1 \mu\text{m}$ -Falle ist in Abbildung 4.38 links zu sehen. Die Falle wird durch einen Strom von 110 mA und ein Biasfeld von 3 G erzeugt. Die Atome befinden sich demnach noch $70 \mu\text{m}$ über dem Chip und die Falle hat einen Gradienten von $0,4 \text{ kG/cm}$. Bringt man die Atome durch Erhöhen des Biasfeldes näher an die Chipoberfläche heran, dann sind sie in stärker komprimierten Fallen (mit höheren Gradienten) gefangen. Dort sind sie auf Grund der bereits in Kapitel 4.2.4.1 diskutierten Zeeman-Verschiebung der Atomniveaus im Magnetfeld der Falle mit direkter Fluoreszenzabbildung nicht mehr sichtbar. Zudem ist optisches Pumpen in Zustände möglich, die nicht mit dem Anregungslicht resonant sind, also nicht mehr detektierbar sind. Deshalb werden die Atome zur Detektion in eine weniger komprimierte Falle umgeladen, die aus der $50 \mu\text{m}$ breiten U-förmigen Leiterstruktur gebildet wird. Dort können sie dann wieder mittels ihrer Fluoreszenz abgebildet werden. Abbildung 4.38 rechts zeigt die reexpandierte Atomwolke, nachdem sie 20 ms in der $1 \mu\text{m}$ -Falle gehalten wurde, die (wie für Abbildung 4.38 links) durch einen Strom von 110 mA und ein Biasfeld von 3 G erzeugt wurde. Mit dieser Methode können Atome nachgewiesen werden, die 20 ms in der $1 \mu\text{m}$ -Falle bei einem Strom von 100 mA und einem Biasfeld von 35 G gefangen waren. Die Atome haben bei diesen Parametern noch einen Abstand von $6 \mu\text{m}$ zum Chip und der Gradient des Potentials entspricht 60 kG/cm . Bei einem zusätzlichen IP-Feld von 3 G beträgt die Fallenfrequenz ν_t 160 kHz und der Grundzustand ist kleiner als 100 nm. Die Larmorfrequenz ω_L ist in diesem Fall 13 MHz. Mit diesen Frequenzen erhält man nach [37] für die Atome im niedersten Energieniveau der Falle eine Verlustrate auf Grund von Majorana Spin-Flips $\Gamma_M = \frac{1}{\tau_M}$ von $\frac{1}{40\text{s}}$.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Experimente mit kalten thermischen $^7\text{Lithium}$ -Atomen in miniaturisierten Fallen und Leitern durchgeführt. Die Fallen und Leiter basieren auf der Wechselwirkung von Atomen mit statischen magnetischen und elektrischen Feldern, die mit Hilfe von stromdurchflossenen und geladenen Elementen auf einer mikrostrukturierten Oberfläche, dem Atomchip, erzeugt werden.

In einer Reihe von Experimenten wurden vertikale Fallen und Leiter untersucht. Dabei handelt es sich um Magnetfallen und -leiter, die aus zwei parallelen Leiterstrukturen mit antiparallelem Stromfluss und einem zur Chipoberfläche senkrechten homogenen externen Magnetfeld gebildet werden.

Für die vertikalen Fallen wird der longitudinale Einschluss der Atome durch die Zuleitungen erzeugt, die ein Doppel-U entstehen lassen. Die gemessene Lebenszeit für diese Fallen stimmt mit der Lebenszeit bisher erprobter magnetischer Fallen überein, die durch einen stromdurchflossenen Draht und ein zur Chipoberfläche paralleles homogenes Magnetfeld entstehen. Die Lebenszeit ist durch den Hintergrundgasdruck von $\sim 10^{-9}$ mbar limitiert und beträgt ~ 1 s.

Mit den vertikalen Leitern konnte erstmalig ein richtungsunabhängiger Atomleiter mit stark gekrümmten Verlauf auf dem Atomchip demonstriert werden. Thermische $^7\text{Lithium}$ -Atome konnten um mehr als zwei ganze Umdrehungen entlang einer spiralförmigen Bahn in verschiedenen Abständen zum Chip geleitet werden. Der kleinste Krümmungsradius auf der Spiralbahn ist $250 \mu\text{m}$ und der Abstand wurde mit Hilfe der Stärke des homogenen Zusatzfeldes von $36 \mu\text{m}$ bis $480 \mu\text{m}$ variiert. Die Dichteverteilung der Atome während der Expansion in der Spirale zeigt neben einer Verbreiterung auf Grund der Temperatur eine Bewegung der gesamten Atomwolke entlang der Spiralbahn. Monte-Carlo Simulationen zur Ausbreitung von Atomen im spiralförmigen Atomleiter reproduzieren sehr genau die zeitliche Entwicklung der Atomdichte entlang der Spiralbahn. Die Lebenszeit der Atome in der Spirale stimmt innerhalb der gemessenen Zeit sehr gut mit der Lebenszeit von Atomen in den dreidimensional einschließenden vertikalen Fallen überein. Das zeigt deutlich, dass durch die Krümmung des Spiralleiters keine

zusätzlichen Atomverluste entstehen. Der vorgestellte TOP-Guide, der durch ein zeitlich rotierendes Magnetfeld (**T**ime **O**rbiting **P**otential) entsteht, macht die vertikalen Atomleiter auch für Atome mit sehr niedrigen Temperaturen und für Bose-Einstein Kondensate einsetzbar. Die Richtungsunabhängigkeit zeichnet den vertikalen Atomleiter für die Erzeugung von symmetrischen Materiewelleninterferometern mit Einschluss großer Flächen aus.

Daneben konnte ein magnetisches Potential für einen zeitabhängigen Interferometer realisiert werden. Das Potential einer Zweidrahtfalle mit einem zur Chipoberfläche parallelem homogenen Zusatzfeld besitzt für eine bestimmte Stärke des Zusatzfeldes nur ein Minimum und spaltet sich bei Erhöhen des Feldes in ein Doppelmuldenpotential auf. Eine Atomwolke mit thermischem $^7\text{Lithium}$ konnte durch Variieren der Stärke des Zusatzfeldes aufgespalten und wieder vereinigt werden.

Eine sehr steile Falle mit extrem großen Abstand der Energieniveaus konnte in einem weiteren Experiment auf dem Atomchip erzeugt werden. Mit einer Leiterstruktur, die einen Querschnitt von nur $1 \times 1 \mu\text{m}$ hat, konnten Atome in Magnetfallen $6 \mu\text{m}$ über dem Chip gefangen werden. Der transversale Gradient der Falle betrug 60 kG/cm und der Abstand der Energieniveaus 160 kHz . Die transversale Ausdehnung der Grundzustands-Wellenfunktion ist in dieser Falle kleiner als 100 nm , was mit der de Broglie-Wellenlänge kalter Atome vergleichbar ist. Damit stehen Fallen zur Verfügung, mit denen sich ultrakalte Atome und Quantengase sehr genau lokalisieren lassen.

In einer weiteren Reihe von Experimenten wurden statische elektrische Felder auf dem Atomchip erzeugt und zum ersten Mal Atomfallen aus kombinierten elektrischen und magnetischen Potentialen gebildet. Ein magnetischer Atomleiter wurde longitudinal durch das inhomogene elektrische Feld von mehreren Elektroden so modifiziert, dass dreidimensional einschließende Fallen entstehen („elektrische Fallen“). Spannungen von $\sim 300 \text{ V}$ waren notwendig, um die thermischen $^7\text{Lithium}$ -Atome in der Falle mit $70 - 100 \mu\text{m}$ Abstand zum Chip zu halten. Die gemessene Lebenszeit der elektrischen Fallen stimmt gut mit der einer rein magnetischen Falle überein. Wir konnten bis zu sechs nebeneinander liegende elektrische Fallen unabhängig voneinander einsetzen. Das ermöglichte den kontrollierten Transport einer Atomwolke über eine Strecke von $400 \mu\text{m}$ in 30 ms . Das zeitabhängige Aufspalten einer einzelnen Falle in zwei getrennte und die Vereinigung zweier Fallen wurde durchgeführt. Dieser Ablauf bildet das Potential eines zeitabhängigen Interferometers. Durch die Hinzunahme elektrischer Felder zur Erzeugung von Atomfallen steht ein weiterer Freiheitsgrad für die Manipulation von Atomen auf dem Atomchip zur Verfügung, der z.B. zustandsabhängige Potentiale ermöglicht.

Nachdem diese neuartigen Fallenpotentiale auf dem Atomchip erfolgreich mit thermischen Atomen getestet wurden, können sie sowohl für Experimente mit Bose-Einstein Kondensaten als auch für Experimente mit Einzelatomen einge-

setzt werden.

Der Aufbau, mit dem die Experimente für diese Arbeit am bosonischen ${}^7\text{Li}$ durchgeführt wurden, ist an das fermionische ${}^6\text{Li}$ angepasst worden. Jetzt besteht die Möglichkeit, thermische Fermionen in Mikrofallen zu speichern. Schließlich sollen auch entartete Fermigase in den Mikrofallen untersucht werden.

Ein weiteres Experiment der Arbeitsgruppe setzt Atominterferometer auf dem Atomchip ein, die auf den vertikalen Atomleitern basieren. Interferometer ermöglichen einerseits die Untersuchung der Kohärenzeigenschaften von Atomen in den Fallen, sie lassen sich aber auch als hochempfindliche Sensoren einsetzen [58, 86, 87].

Magnetfallen, deren Frequenzen in transversaler Richtung sehr viel höher als in longitudinaler Richtung sind, wurden bereits auf dem Atomchip erzeugt. Diese eignen sich insbesondere zur Erzeugung von Quantengasen, die auf eine Dimension eingeschränkt sind [46]. Solche eindimensionalen Quantengase sollen im Rahmen eines eigenen Projekts innerhalb der Arbeitsgruppe untersucht werden.

Die Durchführung von Experimenten mit Einzelatomen erfordert die Möglichkeit, diese zu detektieren. Dazu werden in einem weiteren Experiment Mikroresonatoren untersucht, die auf dem Atomchip integriert werden können [88].

Anhang A

Das Element Lithium

Lithium kommt in der Natur in zwei Isotopen vor: ${}^6\text{Li}$ mit einer Häufigkeit von 7,3% und ${}^7\text{Li}$ mit einer Häufigkeit von 92,7%. ${}^7\text{Li}$ hat den Kernspin $I = 3/2$, der mit dem ungepaarten Elektron auf der äußeren Schale zum ganzzahligen Gesamtspin koppelt. ${}^6\text{Li}$ hingegen besitzt einen halbzahligen Gesamtspin. ${}^7\text{Li}$ ist somit ein Boson, ${}^6\text{Li}$ ein Fermion.

Da Lithium auf der äußeren Schale nur ein Elektron besitzt, ist sein Term-schemata relativ einfach (Abbildung 3.3). Die Zustände sind auf Grund der Hyperfeinstruktur-Wechselwirkung in zwei Niveaus ($2^2\text{S}_{1/2}$) bzw. vier Niveaus ($2^2\text{P}_{3/2}$) aufgespalten. In Tabelle A.1 sind die wichtigsten Eigenschaften des ${}^7\text{Li}$ aufgeführt.

Eigenschaft	Wert
Ordnungszahl Z	3
Massenzahl N	7
Kernspin I	$3/2$
Masse m	$1,165 \cdot 10^{-26} \text{ kg}$
Polarisierbarkeit α des $2^2\text{S}_{1/2}$ Niveaus	$24,3 \cdot (4\pi\epsilon_0\text{\AA}^3)$
Polarisierbarkeit α des $2^2\text{P}_{3/2}$ Niveaus	$18,8 \cdot (4\pi\epsilon_0\text{\AA}^3)$
Schmelzpunkt	$180,54^\circ\text{C}$
Siedepunkt	1347°C
Dampfdruck bei 20°C	ca. 10^{-20} mbar
Dampfdruck bei 300°C	ca. 10^{-6} mbar
Wellenlänge der D_2 -Linie	$670,962\text{nm}$
Grundzustandsaufspaltung HFS	$803,5\text{MHz}$
Lebensdauer τ des $2^2\text{P}_{3/2}$ Niveaus	$27,2\text{ns}$
natürliche Linienbreite $\Delta\nu_{\text{nat}} = \Gamma/(2\pi) = 1/(2\pi\tau)$	$5,8\text{MHz}$
Sättigungsintensität I_S	$2,53 \text{ mW/cm}^2$
Dopplertemperatur T_D	$140\mu\text{K}$
Dopplerverschiebung	$1 \text{ m/s} \hat{=} 1,5\text{MHz}$

Tabelle A.1: Eigenschaften von ${}^7\text{Lithium}$

Zeeman-Effekt und Hyperfeinstruktur

Um die Aufspaltung der Hyperfeinstrukturzustände des Grundzustandes im äußeren Magnetfeld zu berechnen, benötigt man zwei g -Faktoren. Der Landésche g_L -Faktor für ein elektronisches Niveau ergibt sich zu

$$g_L = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}. \quad (\text{A.1})$$

Der g_F -Faktor für ein bestimmtes Hyperfeinniveau hängt mit g_L über die Goudsmit-Bacher Formel zusammen [89]:

$$g_F = g_L \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)}. \quad (\text{A.2})$$

Für $I = 0$ vereinfacht sich (A.2) zu $g_F = g_L$, da in diesem Fall $F = J$ ist. Die totale Energieverschiebung $\Delta\nu_{F,m_F}$ eines Niveaus ist gegeben durch

$$\Delta\nu_{F,m_F} = \Delta E_{F,m_F}/h = \frac{A}{2}K + g_F m_F \mu_B B, \quad (\text{A.3})$$

mit $K = F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)$, dem experimentell bestimmten Parameter $A=45,9\text{MHz}$ für ${}^7\text{Li}$ und dem Bohrschen Magneton $\mu_B = 1,4 \text{ MHz/G}$.

Der Landéfaktor für den Grundzustand des ${}^7\text{Li}$ beträgt $g_L = 2$. Die g_F -Faktoren der Hyperfeinniveaus des Grundzustandes sind $g_F = -0,5$ ($F=1$) und $g_F = 0,5$ ($F=2$). Daher sind die Zustände $|F = 1, m_F = -1\rangle$, $|F = 2, m_F = +1\rangle$ und $|F = 2, m_F = +2\rangle$ *low-field seekers*¹. Es können also drei von acht Zuständen (37,5%) in einer Magnetfalle gefangen werden.

¹*Low-field seekers* sind Zustände, deren Energie mit wachsendem Magnetfeld zunimmt.

Literaturverzeichnis

- [1] Rabi, I. I., Zacharias, J. R., Millman, S., and Kusch, P. A new method of measuring nuclear magnetic moments. *Phy. Rev.* **53**, 318 (1938).
- [2] Ramsey, N. F. A new molecular beam resonance method. *Phy. Rev.* **76**, 996 (1949).
- [3] Hänsch, T. W. and Schawlow, A. L. Cooling of Gases by Laser Radiation. *Opt. Comm.* **13**, 68 (1975).
- [4] Chu, S., Hollberg, L., Bjorkholm, J. E., Cable, A., and Ashkin, A. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.* **55**, 48 (1985).
- [5] Chu, S., Bjorkholm, J. E., Ashkin, A., and Cable, A. Experimental observation of optically trapped atoms. *Phys. Rev. Lett.* **57**, 314 (1986).
- [6] Migdall, A. L., Prodan, J. V., Phillips, W. D., Bergeman, T. H., and Metcalf, H. J. First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms. *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2596 (1985).
- [7] Lemonde, P., Morice, O., Peik, E., Reichel, J., Perrin, H., Hänsel, W., and Salomon, C. An Opto-electric trap for cold atoms. *Europhys. Lett.* **32**, 555 (1995).
- [8] Weinstein, J. D. and Libbrecht, K. G. Microscopic magnetic traps for neutral atoms. *Phys. Rev. A* **52**, 4004 (1995).
- [9] Hänsel, W., Hommelhoff, P., Hänsch, T. W., and Reichel, J. Bose-Einstein condensation on a microelectronic chip. *Nature* **413**, 498 (2001).
- [10] Ott, H., Fortagh, J., Schlotterbeck, G., Grossmann, A., and Zimmermann, C. Bose-Einstein condensation in a surface microtrap. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 230401 (2001).
- [11] Schneider, S., Kasper, A., vom Hagen, C., Bartenstein, M., Engeser, B., Schumm, T., Bar-Joseph, I., Folman, R., Feenstra, L., and Schmiedmayer,

- J. Bose-Einstein condensation in a simple microtrap. *Phys. Rev. A* **67**, 023612 (2003).
- [12] Folman, R., Krüger, P., Cassettari, D., Hessmo, B., Maier, T., and Schmiedmayer, J. Controlling cold atoms using nanofabricated surfaces: Atom Chips. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4749 (2000).
- [13] Reichel, J., Hänsel, W., and Hänsch, T. W. Atomic Micromanipulation with Magnetic Surface Traps. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3398 (1999).
- [14] Dekker, N. H., Lee, C. S., Lorent, V., Thywissen, J. H., Smith, S. P., Drncić, M., Westervelt, R. M., and Prentiss, M. Guiding neutral atoms on a chip. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1124 (2000).
- [15] Müller, D., Anderson, D. Z., Grow, R. J., Schwindt, P. D. D., and Cornell, E. A. Guiding neutral atoms around curves with lithographically patterned current-carrying wires. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5194 (1999).
- [16] Cassettari, D., Hessmo, B., Folman, R., Maier, T., and Schmiedmayer, J. Beam Splitter for Guided Atoms. *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5483 (2000).
- [17] Hänsel, W., Reichel, J., Hommelhoff, P., and Hänsch, T. W. Magnetic Conveyor Belt for Transporting and Merging Trapped Atom Clouds. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 608 (2001).
- [18] Luo, X., Krüger, P., Brugger, K., Wildermuth, S., Gimpel, H., Klein, M. W., Groth, S., Folman, R., Bar-Joseph, I., and Schmiedmayer, J. An atom fiber for guiding cold neutral atoms. *quant-ph/0311174v1* (2003).
- [19] Krüger, P., Luo, X., Klein, M. W., Brugger, K., Haase, A., Wildermuth, S., Groth, S., Bar-Joseph, I., Folman, R., and Schmiedmayer, J. Trapping and manipulating neutral atoms with electrostatic fields. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 233201 (2003).
- [20] Mewes, M.-O., Andrews, M. R., Kurn, D. M., Durfee, D. S., Townsend, C. G., and Ketterle, W. Output coupler for Bose-Einstein condensed atoms. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 582 (1997).
- [21] Grimm, R., Weidemüller, M., and Ovchinnikov, Y. B. Optical dipole traps for neutral atoms. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **42**, 95 (2000).
- [22] Wing, W. On Neutral Particle Trapping in Quasistatic Electromagnetic Fields. *Prog. Quant. Elect.* **8**, 181 (1984).
- [23] Schmiedmayer, J. Guiding and trapping a neutral atom on a wire. *Phys. Rev. A* **52**, R13 (1995).

- [24] Denschlag, J. *Kalte Atome in singulären Potentialen*. Doktorarbeit, Universität Innsbruck, (1998).
- [25] Denschlag, J., Cassettari, D., and Schmiedmayer, J. Guiding Neutral Atoms with a Wire. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2014 (1999).
- [26] Denschlag, J., Cassettari, D., Chenet, A., Schneider, S., and Schmiedmayer, J. A neutral atom and a wire: Towards mesoscopic atom optics. *Appl. Phys. B* **69**, 291 (1999).
- [27] Bergeman, T., Erez, G., and Metcalf, H. J. Magnetostatic trapping fields for neutral atoms. *Phys. Rev. A* **35**, 1535 (1987).
- [28] Hinds, E. A. and Hughes, I. G. Magnetic atom optics: mirrors, guides, traps, and chips for atoms. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **32**, R119 (1999).
- [29] Rosenbusch, P., Hall, B. V., Hughes, I. G., Saba, C. V., and Hinds, E. A. Manipulation of cold atoms by an adaptable magnetic reflector. *Appl. Phys. B* **70**, 709 (2000).
- [30] Frisch, R. and Segre, E. *Z. f. Physik* **75**, 610 (1933).
- [31] Fortagh, J., Grossmann, A., Zimmermann, C., and Hänsch, T. W. Miniaturized Wire Trap for Neutral Atoms. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5310 (1998).
- [32] Reichel, J. Microchip traps and Bose-Einstein condensation. *Appl. Phys. B* **74**, 469 (2002).
- [33] Petrich, W., Anderson, M. H., Ensher, J. R., and Cornell, E. A. Stable, Tightly Confining Magnetic Trap for Evaporative Cooling of Neutral Atoms. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3352 (1995).
- [34] Pritchard, D. E. Cooling neutral atoms in a magnetic trap for precision spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1336 (1983).
- [35] Bagnato, V. S., Lafyatis, G. P., Martin, A. G., Raab, E. L., Ahmad-Bitar, R. N., and Pritchard, D. E. Continuous stopping and trapping of neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2194 (1987).
- [36] Sukumar, C. V. and Brink, D. M. Spin-flip transitions in a magnetic trap. *Phys. Rev. A* **56**, 2451 (1997).
- [37] Gov, S., Shtrikman, S., and Thomas, H. Magnetic trapping of neutral particles: classical and quantum-mechanical study of a ioffe-pritchard type trap. *J. Appl. Phys.* **87**, 3989 (2000).

- [38] Cassettari, D., Chenet, A., Folman, R., Haase, A., Hessmo, B., Krüger, P., Maier, T., Schneider, S., Calarco, T., and Schmiedmayer, J. Micromanipulation of neutral atoms with nanofabricated structures. *Appl. Phys. B* **70**, 721 (2000).
- [39] Cassettari, D. *Cold Atoms in Microscopic Traps: From Wires to Chips*. Doktorarbeit, Universität Innsbruck, (2000).
- [40] Drndić, M., Johnson, K. S., Thywissen, J. H., Prentiss, M., and Westervelt, R. M. Micro-electromagnets for atom manipulation. *Appl. Phys. Lett.* **72**, 2906 (1998).
- [41] Thywissen, J. H., Olshanii, M., Zabow, G., Drndic, M., Johnson, K., Westervelt, R., and Prentiss, M. Microfabricated magnetic waveguides for neutral atoms. *Eur. Phys. J. D* **7**, 361 (1999).
- [42] Groth, S., Krüger, P., Wildermuth, S., Folman, R., Fernholz, T., Mahalu, D., Bar-Joseph, I., and Schmiedmayer, J. Atom chips: fabrication and thermal properties. to be published (2004).
- [43] Ketterle, W. and van Druten, N. J. Evaporative cooling of trapped atoms. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **36**, 181 (1996).
- [44] Jaksch, D., Briegel, H., Cirac, J. I., Gardiner, C. W., and Zoller, P. Entanglement of atoms via cold controlled collisions. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1975 (1999).
- [45] Calarco, T., Hinds, E. A., Jaksch, D., Schmiedmayer, J., Cirac, J. I., and Zoller, P. Quantum gates with neutral atoms: Controlling collisional interactions in time-dependent traps. *Phys. Rev. A* **61**, 022304 (2000).
- [46] Reichel, J. and Thywissen, J. H. Using magnetic chip traps to study Tonks-Girardeau quantum gases. *cond-mat/0310330v2* (2003).
- [47] Dunjko, V., Lorent, V., and Olshanii, M. Bosons in cigar-shaped traps: Thomas-Fermi regime, Tonks-Girardeau regime, and in between. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5413 (2001).
- [48] Görlitz, A., Vogels, J. M., Leanhardt, A. E., Raman, C., Gustavson, T. L., Abo-Shaer, J. R., Chikkatur, A. P., Gupta, S., Inouye, S., Rosenband, T., and Ketterle, W. Realization of Bose-Einstein condensates in lower dimensions. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 130402 (2001).
- [49] Petrov, D. S., Holzmann, M., and Shlyapnikov, G. V. Bose-Einstein condensation in quasi-2D trapped gases. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2551 (2000).

- [50] Petrov, D. S., Shlyapnikov, G. V., and Walraven, J. T. M. Regimes of quantum degeneracy in trapped 1D gases. *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3745 (2000).
- [51] Wildermuth, S. Neue Experimente mit Atomchips. Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, (2002).
- [52] Folman, R., Krüger, P., Schmiedmayer, J., Denschlag, J., and Henkel, C. Microscopic atom optics: from wires to an atom chip. *Adv. Atom. Mol. Phys.* **48**, 263 (2002).
- [53] Schneider, S. *Bose-Einstein Kondensation in einer magnetischen Z-Falle*. Doktorarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, (2003).
- [54] Gimpel, H. Magnetische Oberflächenfallen für Atom-Interferometer. Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, (2002).
- [55] Sauer, J. A., Barrett, M. D., and Chapman, M. S. Storage ring for neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 270401 (2001).
- [56] Müller, D., Cornell, E. A., Prevedelli, M., Schwindt, P. D. D., Wang, Y.-J., and Anderson, D. Z. Magnetic switch for integrated atom optics. *Phys. Rev. A* **63**, 041602 (2001).
- [57] Zobay, O. and Garraway, B. M. Controllable double waveguide for atoms. *Opt. Commun.* **178**, 93 (2000).
- [58] Hinds, E. A., Vale, C. J., and Boshier, M. G. Two-Wire Waveguide and Interferometer for Cold Atoms. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1462 (2001).
- [59] Haase, A. Trapping Atoms with a Paperclip. Diplomarbeit, Freie Universität Berlin / Universität Innsbruck, (2000).
- [60] Schumm, T. Auf dem Weg zu einem Rubidium 87 Bose-Einstein-Kondensat in magnetischen Drahtfallen. Diplomarbeit, Universität Heidelberg / Freie Universität Berlin, (2001).
- [61] Becker, C. Eine neuartige magnetooptische Falle für Atomchip-Experimente. Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, (2002).
- [62] Wildermuth, S., Krüger, P., Becker, C., Brajdic, M., Haupt, S., Kasper, A., Folman, R., and Schmiedmayer, J. Optimized U-MOT for experiments with ultracold atoms near surfaces. *cond-mat/0311475v1* (2004).
- [63] Haase, A., Cassetari, D., Hessmo, B., and Schmiedmayer, J. Trapping atoms with a wire. *Phys. Rev. A* **64**, 043405 (2001).
- [64] Kasper, A. *Experimente auf dem Atomchip*. Doktorarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, (2003).

- [65] Kasper, A., Schneider, S., vom Hagen, C., Bartenstein, M., Engeser, B., Schumm, T., Bar-Joseph, I., Folman, R., Feenstra, L., and Schmiedmayer, J. A bose-Einstein condensation in a microtrap. *J. Opt. B* **5**, S143 (2003).
- [66] Hänsel, W., Hommelhoff, P., Hänsch, T. W., and Reichel, J. Bose-Einstein condensation on a microelectronic chip. *Nature* **413**, 498 (2001).
- [67] Wing, W. Electrostatic trapping of neutral atomic particles. *Phys. Rev. Lett.* **45**, 631 (1980).
- [68] Denschlag, J. and Schmiedmayer, J. Scattering a neutral atom from a charged wire. *Europhys. Lett.* **38**, 405 (1997).
- [69] Denschlag, J., Umshaus, G., and Schmiedmayer, J. Probing a singular potential with cold atoms: a neutral atom and a charged wire. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 737 (1998).
- [70] Schmiedmayer, J. Quantum wires and quantum dots for neutral atoms. *Europhys. J. D* **4**, 57 (1998).
- [71] Hau, L. V., Burns, M. M., and Golovchenko, J. A. Bound states of guided matter waves: an atom and a charged wire. *Phys. Rev. A* **45**, 6468 (1992).
- [72] Klein, M. Elektrostatische Felder auf Atomchips: Kalte Atome in neuen Mikrofallen. Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, (2002).
- [73] Molof, R. W., Schwartz, H. L., Miller, T. M., and Bederson, B. Measurement of electric dipole polarizabilities of the alkali-metal atoms and the metastable noble-gas atoms. *Phys. Rev. A* **10**, 1131 (1974).
- [74] Raab, E. L., Prentiss, M., Cable, A., Chu, S., and Pritchard, D. E. Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure. *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987).
- [75] Lett, P. D., Phillips, W. D., Rolston, S. L., Tanner, C. E., Watts, R. N., and Westbrook, C. I. Optical molasses. *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2084 (1989).
- [76] Wineland, D. J. and Itano, W. M. Laser cooling of atoms. *Phys. Rev. A* **20**, 1521 (1979).
- [77] Lett, P. D., Watts, R. N., Westbrook, C. I., Phillips, W. D., Gould, P. L., and Metcalf, H. J. Observation of atoms laser cooled below the doppler limit. *Phys. Rev. Lett.* **61**, 169 (1988).
- [78] Dalibard, J. and Cohen-Tannoudji, C. Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models. *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2023 (1989).

- [79] Lee, K. I., Kim, J. A., Noh, H. R., and Jhe, W. Single-beam atom trap in a pyramidal and conical hollow mirror. *Opt. Lett.* **21**, 1177 (1996).
- [80] Krüger, P. Von der Laserdiode zum Atom Chip. Diplomarbeit, Universität Innsbruck / Freie Universität Berlin, (2000).
- [81] Lin, Z., Shimizu, K., Zhan, M., Shimizu, F., and Takuma, H. Laser cooling and trapping of Li. *Japan. J. Appl. Phys.* **30**, 1324 (1991).
- [82] Demtröder, W. *Laser Spectroscopy*. Springer Verlag, Berlin, (1988).
- [83] Davis, T. J. 2D magnetic traps for ultra-cold atoms: a simple theory using complex numbers. *Eur. Phys. J. D* **18**, 27 (2002).
- [84] Wu, S., Rooijackers, W., Striehl, P., and Prentiss, M. Bidirectional propagation of cold atoms in a „stadium“ shaped magnetic guide. *physics/0401123* (2004).
- [85] Windholz, L., Musso, M., Zerza, G., and Jäger, H. Precise stark-effect investigations of the lithium D₁ and D₂ lines. *Phys. Rev. A* **46**, 5812 (1992).
- [86] Hänsel, W., Reichel, J., Hommelhoff, P., and Hänsch, T. W. Trapped-atom interferometer in a magnetic microtrap. *Phys. Rev. A* **64**, 063607 (2001).
- [87] Andersson, E., Calarco, T., Folman, R., Andersson, M., Hessmo, B., and Schmiedmayer, J. Multi Mode Interferometer for Guided Matter Waves. (2002).
- [88] Horak, P., Klappauf, B. G., Haase, A., Folman, R., Schmiedmayer, J., Domokos, P., and Hinds, E. A. Possibility of single-atom detection on a chip. *Phys. Rev. A* **67**, 043806 (2003).
- [89] Woodgate, G. K. *Elementary Atomic Structure*. Oxford Science Publications, second edition (1980).