

---

EINE QUELLE  
BOSE-EINSTEIN-KONDENSIERTER  
ENSEMBLES AUF BASIS EINES  
MESOSKOPISCHEN ATOMCHIPS

---

Von der Fakultät für Mathematik und Physik der  
Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover

zur Erlangung des Grades

**Doktor der Naturwissenschaften**  
**- Dr. rer. nat. -**

genehmigte Dissertation von

Dipl.-Phys. Stefan Jöllenbeck,  
geboren am 13.09.1982 in Essen

2012

Referent: Wolfgang Ertmer  
Korreferent: Jan Arlt

Tag der Promotion: 20.07.2012

## ZUSAMMENFASSUNG

Materiewelleninterferometer auf Basis von kalten Atomen ermöglichen hochpräzise Messungen inertialer Kräfte wie Rotationen oder Beschleunigungen. Dazu werden atomare Wolken verwendet, die mit Hilfe der Laserkühlung auf Temperaturen von wenigen Mikrokkelvin abgekühlt werden. Um die gegenwärtigen Grenzen der Präzision dieser Messungen zu überwinden, ist es notwendig, die Temperatur der Atome noch weiter abzusenken. Durch evaporative Kühlung erzeugte Bose-Einstein-Kondensate (Bose-Einstein condensate, BEC) aus ultrakalten Gasen bieten Temperaturen, die nochmals um bis zu zwei Größenordnungen niedriger sind als die mit Laserkühlung erreichbaren Temperaturen. Der Grund für die bisher seltene Verwendung von BECs in atominterferometrischen Experimenten sind die langen Präparationszeiten von einigen zehn Sekunden, die nicht mit den Taktraten von atominterferometrischen Präzisionsmessungen im Bereich von einigen Hertz vereinbar sind.

In der vorliegenden Dissertation wird ein Konzept vorgestellt, mit dem diese Limitierung überwunden werden kann, indem mehrere Wolken parallel in einer Kette von Magnetfallen evaporiert werden. Diese Magnetfallen werden aus einer magneto-optische Falle (magneto-optical trap, MOT) beladen, die in einem abgetrennten Bereich der Vakuumkammer aufgebaut ist. Von dort aus können die Atome mit einem magnetischen Transport zu den Magnetfallen im Experimentbereich transferiert werden.

Im Rahmen dieser Arbeit konnten bereits die wesentlichen Komponenten für eine experimentelle Umsetzung dieses Konzepts realisiert und charakterisiert werden. Das zentrale Element des Experimentaufbaus ist der neu entwickelte mesoskopische Atomchip, mit dem alle Magnetfelder für die vielen benötigten Fallen lokal erzeugt werden können, ohne dass sich die einzelnen Fallen gegenseitig stören. Mit diesem Chip konnte ein optimiertes magneto-optisches Fallensystem aufgebaut werden, das die hohen gestellten Anforderungen erfüllt. Dazu wird eine MOT auf Basis des mesoskopischen Atomchips mit einem vorgekühlten Atomstrahl mit hohem Fluss beladen, der mit einer zweidimensionalen MOT erzeugt wird. So konnten  $1,6 \times 10^{10}$  Atome mit einer anfänglichen Laderate von  $5,6 \times 10^{10}$  Atomen/s in der MOT gefangen werden. Des Weiteren ist es gelungen, bis zu  $2,2 \times 10^9$  Atome in eine magnetische Falle umzuladen und die atomare Wolke mit einer magnetischen Führung schnell in den Experimentbereich zu transportieren, in dem sie vor dem Hintergrundgasdruck und dem Streulicht aus der magneto-optischen Falle geschützt ist. Dort konnten die Atome in eine harmonische Magnetfalle geladen werden, in der die Atome mittels Mikrowellenevaporation zum BEC gekühlt wurden. Mit den so erzeugten BECs wurde eine umfangreiche Charakterisierung der mit dem mesoskopischen Atomchip erzeugten Fallen durchgeführt. So konnte gezeigt werden, dass sich der Chip hervorragend zum Fangen und Kühlen von ultrakalten Atomen eignet. Gleichzeitig konnte ein präzises Modell für die erzeugten Magnetfelder auf dem Atomchip erstellt und experimentell überprüft werden.

Mit diesen Simulationen kann die nächste Ausbaustufe des mesoskopischen Atomchips geplant werden, mit der mehrere atomare Wolken gleichzeitig im Experimentbereich gehalten werden können. Mit Hilfe von räumlicher Evaporation an einer keramischen Oberfläche wird es zukünftig möglich sein, mehrere atomare Wolken parallel zum BEC zu kühlen. Mit einer mittleren Evaporationszeit von 5 s und einer parallelen Evaporation von 10 Ensembles wird es mit der hier beschriebenen Apparatur zukünftig möglich, BECs mit einer Taktrate von 2 Hz zu erzeugen.

Schlagworte:

Bose-Einstein-Kondensat, mesoskopischer Atomchip, magnetisch geführter Transport





## ABSTRACT

Matter-wave interferometers based on cold atoms allow for high precision measurements of inertial forces like rotations or accelerations. This requires ensembles with temperatures of a few micro-Kelvins, which can be prepared by laser cooling. A further reduction of temperature is necessary to overcome the current precision limitations of those measurements. Bose-Einstein condensates (BEC) of ultra-cold atoms can provide temperatures up to two orders of magnitude below the temperature limit for laser cooling. However, due to long preparation times BECs are rarely used for atom interferometry. High precision atom interferometers are working with repetition rates of several Hertz while the preparation of a BEC typically takes several tens of seconds.

In the following thesis a concept is introduced to overcome these limitations by utilizing parallel evaporation in a chain of magnetic traps. A magneto-optical trap (MOT) which is operated in separated region of the vacuum chamber is used to load the magnetic traps by magnetically transporting the pre-cooled ensemble into the science region.

The essential components for an experimental implementation of this concept have been realized and characterized in the framework of this thesis. The crucial element of the experimental setup is a mesoscopic atom chip generating all magnetic fields for all the traps. The magnetic fields are generated locally thus preventing the traps from disturbing each other. Using this mesoscopic atom chip an optimized magneto-optical trap system was constructed that fulfills the requirements. The chip based MOT is loaded with a pre-cooled atomic beam which is generated by a two dimensional magneto-optical trap. Up to  $1,6 \times 10^{10}$  atoms can be trapped in this MOT with an initial loading rate of  $5,6 \times 10^{10}$  atoms/s. Furthermore up to  $2,2 \times 10^9$  atoms can be transferred into a magnetic trap generated by the mesoscopic atom chip. In addition it is possible to transport the atoms via a magnetic guide into a region of the vacuum chamber that is separated from the MOT with a differential pumping stage. In this region the atoms are protected from stray light of the MOT and experience better vacuum conditions. They are stored in a harmonic magnetic trap and cooled to quantum degeneracy using microwave evaporation consequently showing that the chip is highly suitable to trap and cool atomic ensembles. The produced Bose-Einstein condensates allow for an extensive characterization of the magnetic traps generated with the mesoscopic atom chip. At the same time a precise model for the magnetic fields generated by the atom chip was developed and verified experimentally.

Based on these simulations it will be possible to develop the next generation of the mesoscopic atom chip which will be capable of trapping several clouds at the same time. By implementing a spatial evaporation scheme several clouds can be evaporated at the same time in the science region. With ten trapped clouds and a evaporation time of 5 s a BEC production rate of 2 Hz will be achievable with the described apparatus.

key words:

Bose-Einstein condensate, mesoscopic atomchip, magnetic guide



# INHALTSVERZEICHNIS

---

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Aufbau des Experiments</b>	<b>9</b>
2.1	Lasersystem . . . . .	9
2.2	Vakuumaufbau . . . . .	13
2.3	Rechnergestützte Experimentsteuerung . . . . .	16
2.3.1	Automatisierte Optimierung des Experimentablaufs . . . . .	17
2.4	Der mesoskopische Atomchip . . . . .	21
2.4.1	Aufbau des mesoskopischen Atomchips . . . . .	28
2.4.2	Stromregelung . . . . .	31
2.4.3	Schaltverhalten des mesoskopischen Atomchips . . . . .	32
<b>3</b>	<b>Magneto-optische Fallen</b>	<b>35</b>
3.1	Laserkühlung von Neutralatomen . . . . .	35
3.2	Aufbau der magneto-optischen Falle . . . . .	37
3.3	Zweidimensionale magneto-optische Falle . . . . .	39
3.3.1	2D <sup>+</sup> -MOT . . . . .	40
3.3.2	Aufbau der 2D-MOT . . . . .	41

---

3.4	Detektion . . . . .	42
3.5	Charakterisierung der magneto-optischen Fallen . . . . .	43
3.5.1	Charakterisierung der 2D-MOT . . . . .	44
3.5.2	Charakterisierung der 3D-MOT . . . . .	49
3.6	Erzeugung des Rückpumpers durch Modulation eines Trapezverstärkers . . . . .	56
<b>4</b>	<b>Magnetischer Transport</b>	<b>61</b>
4.1	Magnetisches Fangen . . . . .	61
4.2	Umladen in die Magnetfalle . . . . .	63
4.2.1	Magneto-optischer Transport . . . . .	64
4.2.2	Optische Melasse . . . . .	65
4.2.3	Optisches Pumpen . . . . .	66
4.2.4	Quadrupolfalle im MOT-Bereich . . . . .	67
4.2.5	Charakterisierung des Umladeprozesses . . . . .	68
4.3	Detektion im Experimentbereich . . . . .	72
4.4	Transport in der magnetischen Führung . . . . .	75
<b>5</b>	<b>Atome im Experimentbereich</b>	<b>77</b>
5.1	Beladen einer Falle im Experimentbereich . . . . .	77
5.2	Bose-Einstein-Kondensation . . . . .	78
5.2.1	Grundlagen der Bose-Einstein-Kondensation . . . . .	79
5.2.2	Experimentelle Umsetzung . . . . .	81
5.2.3	Experimenteller Nachweis der Bose-Einstein-Kondensation . . . . .	84
5.3	Charakterisierung der harmonischen Falle im Experimentbereich . . . . .	88
5.4	Mehrfaches Beladen einer statischen Falle . . . . .	94

---

<b>6</b>	<b>Ausblick</b>	<b>97</b>
<b>A</b>	<b>Aufbau des Lasersystems</b>	<b>103</b>
	<b>Publikationsliste</b>	<b>125</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>127</b>



# EINLEITUNG

Eine große Anzahl von Präzisionsmessungen, die heutzutage realisierbar sind, basieren auf interferometrischen Messverfahren. Sie werden genutzt, um Zeiten und Frequenzen [1–3], Längen [4–6] und inertielle Kräfte wie Rotationen [7] oder Beschleunigungen [8] mit höchster Genauigkeit zu bestimmen.

Ein Interferometer, mit dem inertielle Kräfte vermessen werden, spaltet Wellen mit einem Strahlteiler auf, lenkt sie auf verschiedene Pfade und überlagert sie anschließend wieder kohärent an einem zweiten Strahlteiler. Aus der Phasendifferenz, die während der freien Entwicklungszeit zwischen den beiden Strahlteilern aufgesammelt wird, kann auf inertielle Kräfte geschlossen werden, die auf das Interferometer eingewirkt haben.

In technischen Anwendungen werden bisher elektromagnetische Wellen in Interferometern eingesetzt. So werden Ringlasergyroskope standardmäßig in industriellen Anwendungen [9] und der geowissenschaftlichen Forschung [7] eingesetzt, wenn Rotationen präzise vermessen werden sollen. Auch zur lokalen Messung der Erdbeschleunigung mit hoher Präzision werden Gravimeter verwendet, in denen durch Laserinterferometer die Beschleunigung einer frei fallenden Testmasse bestimmt wird [10].

Materie kann, wie von Louis de Broglie im Jahre 1924 entdeckt, genauso wie elektromagnetische Strahlung als Welle beschrieben werden [11]. Die aus der Wellennatur resultierenden Interferenzeffekte wurden bereits für eine Vielzahl von Teilchen nachgewiesen, angefangen mit Elektronen [12] bis hin zu komplexen und sehr schweren Molekülen [13]. Materiewellen-Interferometer zur Vermessung von inertiellen Kräften verwenden dabei Neutralatome als Testobjekte, wobei die Strahlteiler

und Spiegel, die für ein Interferometer benötigt werden, mit Hilfe von Lichtfeldern realisiert werden.

Theoretisch bieten Atominterferometer gegenüber Lichtinterferometern eine deutlich erhöhte Sensitivität bei gleicher Größe des Interferometers. Auch wenn dieser potentielle Sensitivitätsgewinn bisher noch nicht ausgeschöpft werden kann, ist es möglich, Atominterferometer mit einer zu Lichtinterferometern vergleichbaren Sensitivität deutlich kompakter zu konstruieren. Dies gilt insbesondere, wenn ultrakalte Atome bei wenigen Mikrokkelvin statt Atome bei Raumtemperatur [14] verwendet werden. Diese werden mit den in den 1980er Jahren entwickelten Methoden zur Laserkühlung präpariert [15]. Lasergekühlte Atome ermöglichen kompakte und transportable Messgeräte [16, 17], die sogar die strikten Anforderungen für Raumfahrtmissionen erfüllen können [18–20]. Atominterferometer stehen somit kurz davor, die Schwelle von experimentellen Laborexperimenten hin zu kommerziellen Messgeräten zu überwinden [21].

Die gegenwärtig erreichbare Sensitivität der meisten Atominterferometer ist durch technische Rauschbeiträge limitiert. Die zur Überwindung dieser Limitierung nötigen technischen Anforderungen an das Interferometer steigen mit der Temperatur der verwendeten atomaren Ensembles. Dies ist insbesondere ein Problem für Projekte, die lange Fallzeiten untersuchen wollen [22, 23]. In typischen Atominterferometern werden geschwindigkeitsselektive Präparationsschritte eingeführt, in denen zwar ein großer Teil der Atome verloren geht, die aber den erreichbaren Kontrast erhöhen [24, 25]. Durch die Verwendung von atomaren Ensembles mit einer schmalen thermischen Geschwindigkeitsverteilung kann die Anzahl der Atome, die an der Interferometriesequenz teilnehmen, erhöht werden. Damit kann auch das fundamentale Limit der Sensitivität dieser Interferometer, welches bei zu geringen Atomzahlen durch das Quantenprojektionslimit gegeben ist, weiter abgesenkt werden. Ein weiteres Problem für die Genauigkeit von atominterferometrischen Messungen sind Verschiebungen auf Grund von Phasenfehlern, die den Atomen durch Wellenfrontfehler der Lichtfelder aufgeprägt werden, mit denen die Atome im Interferometer manipuliert werden [26]. Somit wird für die Atominterferometrie eine brillante Atomquelle mit hohem Fluss und einer schmalen Geschwindigkeitsverteilung benötigt.

Bereits im Jahr 1995 wurden in der Gruppe von Eric Cornell und Carl Wieman [27] sowie in der Gruppe von Wolfgang Ketterle [28] der Phasenübergang einer atomaren Wolke zum Bose-Einstein-Kondensat (Bose-Einstein condensate, BEC) beobachtet. Heute stehen daher neben mehreren hundert Kelvin heißen Atomstrahlen und lasergekühlten Atomen mit Temperaturen von wenigen Mikrokkelvin zusätzlich auch quantenentartete Ensembles als potentielle Eingangszustände für Atominterferometer zur Verfügung. Die Verwendung von BECs in Atominterferometern bietet mehrere große Vorteile. Erste Vorzüge resultieren aus den klassischen Ei-



---

genschaften wie der sehr schmalen Impulsverteilung und der geringen räumlichen Ausdehnung Bose-Einstein-kondensierter Ensembles [29]. Die Sensitivität von Atominterferometern kann mit BECs erhöht werden, da die Atome auf Grund der geringeren Expansion auch nach längeren freien Entwicklungszeiten [23] oder mit erhöhtem Kontrast [30] detektiert werden können. Zusätzlich können wegen der geringen räumlichen Ausdehnung von BECs Verschiebungen durch Wellenfrontfehler der zur Manipulation verwendeten Lichtfelder reduziert werden. Auch sind Techniken, mit denen die Sensitivität eines Atominterferometers durch den Übertrag von großen Impulsaufspaltungen verbessert werden kann, wie Multiphotonen-Braggaufspaltung [31, 32] oder die Verwendung von Bloch-Oszillationen zur Erhöhung der Impulsaufspaltung [33], nur mit Ensembles mit einer sehr schmalen Impulsverteilung realisierbar. Außerdem können die Quanteneigenschaften von Bose-Einstein-Kondensaten ausgenutzt werden, um nicht-klassische Zustände zu erzeugen, mit denen die Sensitivität des Interferometers nicht mehr durch das Quantenprojektionslimit, sondern erst durch das Heisenberglimit beschränkt ist [34].

Zusätzliche Probleme, welche bei der Verwendung von BECs in Atominterferometern auftreten, sind durch die hohe atomare Dichte induzierte Dephasierungseffekte, die die Präzision des Interferometers limitieren [35]. Die Lösung dafür ist der Einsatz von Delta-Stoß-Kühlung [36–38] mit der die Expansion der Wolke nach einer definierten Zeit gestoppt werden kann. Damit kann die Dichte des Ensembles soweit reduziert werden, dass diese Effekte hinreichend unterdrückt werden und gleichzeitig der hohe Kontrast auch bei langen Interrogationszeiten erhalten bleibt.

Obwohl BECs in vielen Laboren erzeugt werden können und bereits standardmäßig für die Grundlagenforschung eingesetzt werden, haben sie sich in technischen Anwendungen wie der Materiewelleninterferometrie mit ultrakalten Atomwolken noch nicht etabliert. Trotz der genannten Vorteile stellen die mit BECs erreichbaren Taktraten und Teilchenzahlen noch eine große Einschränkung dar, da in der Atominterferometrie mit thermischen Atomen deutlich höhere Taktraten von einigen Hertz erzielt werden.

Die zur Erzeugung eines BECs benötigte Zeit beträgt typischerweise einige zehn Sekunden bis zu über einer Minute. Die übliche Herangehensweise verwendet eine magneto-optische Falle (magneto-optical trap, MOT), in der heiße Atome aus dem Hintergrundgas mit Laserlicht gefangen und gekühlt werden. Anschließend werden die Atome in eine konservative Falle umgeladen und evaporativ bis zum Erreichen des BECs gekühlt. Die gesamte Zykluszeit ist sowohl durch die MOT-Ladezeit von mehreren Sekunden, als auch durch die Zeit, die für die Rethermalisierung während der evaporativen Kühlung benötigt wird, limitiert.

## Konzeption des Experiments

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Experiment geplant und aufgebaut, das die Limitierung der Taktraten von BEC-Experimenten zukünftig überwinden kann und die BEC-Erzeugung mit einer Taktrate von 2 Hz ermöglichen wird. Dazu sollen mehrere Wolken gleichzeitig in einer Kette von Magnetfallen gefangen und parallel evaporativ gekühlt werden, um die Limitierung durch die Evaporationszeiten zu umgehen. Das Experiment verwendet zudem ein MOT-System zum Beladen der Magnetfallen, welches speziell auf kurze Ladezeiten ausgelegt ist.

Der parallele Betrieb einer MOT und einer Magnetfalle am selben Ort ist nicht möglich, da das Streulicht der MOT die Atome in nicht magnetisch fangbare Zustände überführen würde, so dass hohe Verluste in der Magnetfalle auftreten würden. Dieses Problem kann umgangen werden, indem ein schneller magnetischer Transport vom MOT-Bereich in einen Experimentbereich realisiert wird, in dem die Atome vom Streulicht der MOT abgeschirmt sind.

Für das Konzept einer parallelen evaporativen Kühlung werden viele Magnetfallen benötigt, die gleichzeitig betrieben werden können und dabei weder miteinander noch mit der MOT wechselwirken. Daher müssen alle Magnetfelder lokal erzeugt werden. Zusätzlich wird ein Verfahren benötigt, das die Atome magnetisch aus dem Bereich der MOT in die Magnetfallen transportiert. Diese Anforderungen können in einem kompakten Aufbau nur mit einem Atomchip erfüllt werden. Ein Atomchip besteht typischerweise aus planaren Drahtstrukturen mit Größen von wenigen Mikrometern, die lithographisch erzeugt werden [39–41]. Im Gegensatz zu den alternativ verwendeten makroskopischen Spulen erzeugen Atomchips nur lokale Felder und ermöglichen dabei deutlich vielseitigere Fallengeometrien. Solche mikroskopischen Atomchips haben allerdings den Nachteil, dass sie nur sehr kleine Fallenvolumen erzeugen. Insbesondere in magneto-optischen Fallen auf Basis von Atomchips limitiert die begrenzte Dichte die Anzahl der gefangenen Atome. Um die Vorteile der lokalen Felder von Atomchips mit dem mit Spulen erreichbaren Fallenvolumen zu kombinieren, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein mesoskopischer Atomchip entwickelt, dessen Drähte einen Querschnitt von mehreren Quadratmillimetern aufweisen. Mit diesem mesoskopischen Atomchip können sowohl große Fallenvolumen als auch ein kompakter Aufbau realisiert werden.

Um das vorgestellte Konzept zur parallelen Evaporation in einer Kette von Magnetfallen zu verwirklichen, wird ein MOT-System benötigt, das mit Taktraten von 2 Hz beladen werden kann und hinreichend gute Vakuumbedingungen für den magnetischen Transport erlaubt. Es können ausschließlich die Magnetfelder verwendet werden, die mit dem mesoskopischen Atomchip erzeugt werden, wobei insbesondere auf externe mit makroskopischen Spulen erzeugte Felder verzichtet werden muss. Aus diesen Gründen wurde ein System aus zwei magneto-optischen Fallen

---

aufgebaut. Die erste zweidimensionale magneto-optische Falle wird konventionell mit makroskopischen Spulen betrieben und erzeugt einen vorgekühlten Atomstrahl, der in der zweiten Falle auf Basis des mesoskopischen Atomchips eingefangen wird.

Bei der Auswahl der atomaren Spezies für dieses Experiment mussten verschiedene Aspekte beachtet werden. Einerseits muss ein Element verwendet werden, das für die Atominterferometrie geeignet ist. Andererseits muss auch der Aufbau eines effizienten magneto-optischen Fallensystems sowie Bose-Einstein-Kondensation in einer Magnetfalle möglich sein. Für die Atominterferometrie werden typischerweise die schweren stabilen Alkaliatome Rubidium oder Cäsium verwendet, wobei die beiden Hyperfeinzustände ihres Grundzustands als Interferometerzustände verwendet werden. Das einzige stabile Cäsiumisotop  $^{133}\text{Cs}$  ist zwar bosonisch, allerdings aufgrund seiner Stößeigenschaften nicht zur Bose-Einstein-Kondensation in Magnetfallen geeignet. Von den beiden stabilen Rubidium Isotopen kann nur  $^{87}\text{Rb}$  einfach in einer Magnetfalle Bose-Einstein-kondensiert werden. Darüber hinaus bietet  $^{87}\text{Rb}$  ein geeignetes Termschema zum Betrieb von magneto-optischen Fallen, deren Übergänge mit günstigen und einfach handhabbaren Halbleiterlasern zugänglich sind. Daher wird das hier beschriebene Experiment mit  $^{87}\text{Rb}$  betrieben.

Das in dieser Arbeit vorgestellte Konzept ermöglicht eine bisher unerreichte Taktrate für die BEC Erzeugung. Die meisten anderen Methoden zur schnellen BEC Erzeugung basieren auf sehr steilen Fallenpotenzialen mit denen sehr hohe Evaporationsgeschwindigkeiten möglich werden. So wurde beispielsweise für ein Fallturmprojekt, bei dem das BEC in einer frei fallenden Kapsel unter Schwerelosigkeit erzeugt wird, mit einem mikrostrukturierten Atomchip Evaporationszeiten von 1,2 s erreicht [23]. Da aber eine konventionelle MOT verwendet wird, die aus dem Hintergrundgas beladen wird, sind die erreichbaren Taktraten noch verhältnismäßig gering. Außerdem können aufgrund des geringen Fallenvolumens nur vergleichsweise wenige Atome in diese Falle geladen werden. Diese Einschränkungen sollen in Nachfolgeprojekten überwunden werden indem ein Doppel-MOT-System ähnlich dem hier vorgestellten eingesetzt wird und ebenfalls mesoskopische Strukturen zum modenangepassten Beladen der Chipfalle verwendet werden [42].

Eine weitere Methode zur schnellen Evaporation stellen rein optische Dipolfallen dar, in denen die Atome mit Laserstrahlen gefangen werden. Allerdings muss auch hier zwischen hohen Fallenfrequenzen, die eine schnelle Evaporation erlauben, und einem großen Fallenvolumen, in das viele Atome geladen werden können, abgewogen werden. Dieser Kompromiss kann umgangen werden, indem eine Kombination aus zwei gekreuzten Strahlen mit unterschiedlichem Durchmesser verwendet wird [43]. Mit diesem Konzept ist es ebenfalls gelungen, die Evaporation bis zum BEC bis auf 650 ms zu verkürzen. Insbesondere da die parallele Evaporation noch weiter skalierbar ist, indem entweder mehr Fallen gleichzeitig eingesetzt werden oder steilere Fallenpotenziale realisiert werden, ist das hier vorgestellte Konzept

eine vielversprechende Alternative zu den anderen gegenwärtig verfolgten Methoden zur schnellen BEC-Erzeugung.

## Gliederung der Arbeit

Das zuvor erläuterte Konzept zur Erzeugung von BECs mit einer Taktrate von 2 Hz erfordert eine Vielzahl von Teilsystemen, die an die speziellen Anforderungen des vorgestellten Konzepts angepasst werden müssen. Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Entwicklung des mesoskopischen Atomchips, mit dem alle für das Experiment benötigten Felder erzeugt werden. So kann vollständig auf externe Magnetfelder verzichtet werden. Es wurde zunächst eine magneto-optische Falle auf Basis des mesoskopischen Atomchips aufgebaut, die eine bisher mit Atomchips unerreichte Laderate und Endatomzahl aufweist. Des Weiteren wurde ein Schema zum Umladen der Atome von der magneto-optischen Falle in eine magnetische Führung entwickelt. Mit dieser magnetischen Führung, die ebenfalls mit dem mesoskopischen Atomchip erzeugt wird, können die Atome in einen gegen Streulicht abgeschirmten Bereich in der Vakuumkammer transportiert werden. Dort können die Atome in eine harmonische Magnetfalle geladen werden, in der mit Hilfe von Mikrowellenevaporation bereits Bose-Einstein Kondensate erzeugt werden können.

Im Folgenden werden alle bisher realisierten Schritte auf dem Weg zu einer Quelle Bose-Einstein-kondensierter Ensembles mit einer Taktrate von 2 Hz beschrieben.

In **Kapitel 2** wird der Aufbau des Experiments vorgestellt. Dazu werden die einzelnen Komponenten wie das Vakuumsystem, das Lasersystem, die computergestützte Experimentsteuerung sowie der mesoskopische Atomchip detailliert erläutert.

**Kapitel 3** beinhaltet den Aufbau sowie die Charakterisierung des magneto-optischen Fallensystems. Dieses besteht aus einer zweidimensionalen magneto-optischen Falle, mit der ein vorgekühlter Atomstrahl mit einem hohen Fluss erzeugt wird, der anschließend in einer dreidimensionalen magneto-optischen Falle eingefangen wird. Die Magnetfelder zum Betrieb der dreidimensionalen magneto-optischen Falle werden vollständig mit dem mesoskopischen Atomchip erzeugt. In dieser Falle können  $10^{10}$  Atome in 200 ms gefangen werden. Dieses Ergebnis stellt eine bisher unerreichte Leistungsstärke für eine magneto-optische Falle auf Basis eines Atomchips dar.

**Kapitel 4** beschreibt das Umladen der Atome von der magneto-optischen Falle in eine magnetische Falle, die ebenso mit dem mesoskopischen Atomchip erzeugt wird. Ferner wird der Transport der Atome in einen streulichtabgeschirmten Experimentbereich mit besseren Vakuumbedingungen erläutert.

Das **Kapitel 5** beschreibt die Untersuchungen, die an den Atomen im Experimentbereich durchgeführt wurden. Dazu wurden die Atome zunächst im Experimentbereich eingefangen. Anschließend wurde nachgewiesen, dass es möglich ist, Bose-Einstein-Kondensation in einer mit dem mesoskopischen Atomchip erzeugten Falle zu erreichen. Die erzeugten Bose-Einstein-Kondensate wurden genutzt, um die Magnetfalle präzise zu vermessen und einen Abgleich mit den durchgeführten Magnetfeldsimulationen durchzuführen.

In **Kapitel 6** werden die Ergebnisse der vorangegangenen Kapitel zusammengefasst und bezüglich der zukünftigen Realisierbarkeit einer Quelle Bose-Einstein-kondensierter Ensembles mit einer Taktrate von 2 Hz bewertet. Dabei wird insbesondere auf mögliche Weiterentwicklungen des mesoskopischen Atomchips und auf mögliche Verfahren zur evaporativen Kühlung eingegangen.



## AUFBAU DES EXPERIMENTS

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine experimentelle Apparatur aufgebaut, die zur Erzeugung Bose-Einstein-kondensierter Ensembles mit einer Taktrate von 2 Hz verwendet werden kann. Zur Durchführung von Experimenten mit der magneto-optischen Falle und dem anschließenden magnetischen Transport sind eine Reihe von Teilsystemen notwendig, die hier kurz aufgezählt und im Folgenden im Detail beschrieben sind.

- das Lasersystem, welches Licht für die Laserkühlung sowie für die optische Manipulation und Detektion bereitstellt
- das Vakuumsystem, in dem die Experimente mit den kalten Atomwolken durchgeführt werden können
- die Experimentsteuerung, mit der der Ablauf der Experimente kontrolliert werden kann
- der mesoskopische Atomchip, mit dem die Magnetfelder für die MOT, den magnetischen Transport und die Magnetfallen erzeugt werden.

### 2.1 Lasersystem

Die Zielsetzung bei der Planung des Lasersystems war der Aufbau einer stabilen und wartungsarmen Quelle für alle während des Experimentablaufs benötigten

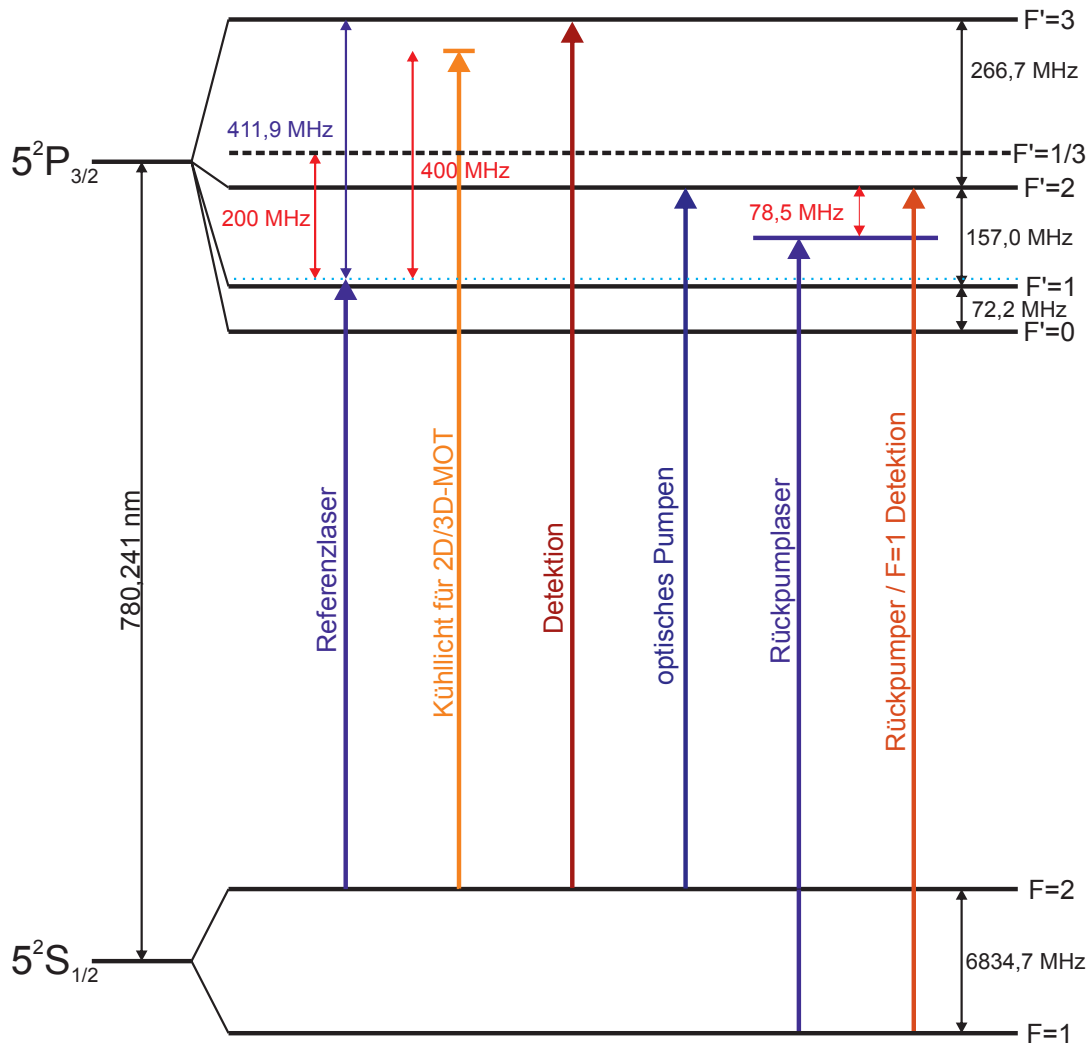
Lichtfelder. Die für den Experimentablauf verwendeten Übergänge liegen alle im Bereich der  $^{87}\text{Rb}$ -D2-Linie vom Grundzustand  $|5^2S_{1/2}\rangle$  zum angeregten Zustand  $|5^2P_{3/2}\rangle$  bei einer Wellenlänge von 780,24 nm. Die experimentellen Anwendungen stellen hohe Anforderungen an die Frequenzgenauigkeit und Frequenzstabilität der Lichtfelder. Zusätzlich muss ausreichend optische Leistung zur Verfügung stehen. Leistung und Frequenz sollen computergesteuert schnell und präzise schaltbar sein. Dabei soll das Lasersystem den gleichzeitigen Betrieb der magneto-optischen Fallen sowie die Detektion einer atomaren Wolke in den beiden Bereichen der Vakuumkammer ermöglichen.

In Abbildung 2.1 sind alle am Experiment verwendeten Übergänge in das  $^{87}\text{Rb}$ -Termschema eingezeichnet. Im Folgenden werden diese einzeln aufgeführt und kurz beschrieben.

- Zur Kühlung der Atome in den beiden magneto-optischen Fallen werden Laserstrahlen benötigt, die den Übergang vom  $F=2$  Zustand zum  $F'=3$  Zustand treiben. In den beiden magneto-optischen Fallen werden unterschiedliche Rotverstimmungen im Bereich von einigen MHz zu der Frequenz des atomaren Übergangs benötigt (siehe Kapitel 3). Das Licht der 3D-MOT soll darüber hinaus zur Sub-Doppler-Kühlung in einer optischen Melasse sowie zur resonanten Fluoreszenzdetektion eingesetzt werden. Dazu muss die Verstimmung während des Experimentdurchlaufs verändert werden.
- Zusätzlich zum Kühllicht wird für den Betrieb der magneto-optischen Fallen Rückpumplicht benötigt, das resonant zum Übergang von  $F=1$  nach  $F'=2$  ist. Dieses Licht führt die Atome, die in den  $F=1$  Zustand zerfallen, zurück in den Kühlzyklus.
- Vor dem Umladen von der magneto-optischen in eine rein magnetische Falle müssen alle Atome im selben magnetisch fangbaren Zeemanzustand präpariert werden. Dazu wird optisches Pumplicht benötigt, das den Übergang von  $F=2$  nach  $F'=2$  treibt.
- Für die Absorptionsdetektion der ultrakalten Atomwolken wird Laserlicht benötigt, das resonant zum Kühlübergang ist. Um auch Atome im  $F=1$  Zustand detektieren zu können, wird zusätzlich ein Laserstrahl mit Rückpumplicht benötigt. Dieser überführt die Atome in den  $F=2$  Zustand, damit sie das Detektionslicht absorbieren können.

Um die zuvor genannten Anforderungen zu erfüllen, wurde ein Halbleiterlasersystem auf einem vibrationsisolierten optischen Tisch aufgebaut. Das Laserlicht wird über polarisationserhaltende optische Fasern zum Vakuumsystem geführt, das auf





**Abbildung 2.1:** Termschema von  $^{87}\text{Rb}$  [44] mit den am Experiment verwendeten Laserfrequenzen. Die benötigten Frequenzverschiebungen werden mit akusto-optischen Modulatoren realisiert.

einem getrennten optischen Tisch aufgebaut ist. Der vollständige Aufbau des Lasersystems ist in Anhang A schematisch dargestellt und wird in Ref. [45] detailliert beschrieben.

Als Referenz für alle Frequenzen wird ein Halbleiterlaser verwendet, der mit einem linearen externen Resonator und einem wellenlängenselektiven Filter stabilisiert wird [46]. Dieser Referenzlaser wird mithilfe einer dopplerfreien Sättigungspektroskopie um 200 MHz rotverstimmt zu der Cross-Over-Linie zwischen den Übergängen von  $F=2$  nach  $F'=1$  und von  $F=2$  nach  $F'=3$  stabilisiert. Mit akusto-optischen Modulatoren (AOM) kann die Frequenz der Laserstrahlen zu allen Übergängen verschoben werden, die vom  $F=2$  Niveau ausgehenden.

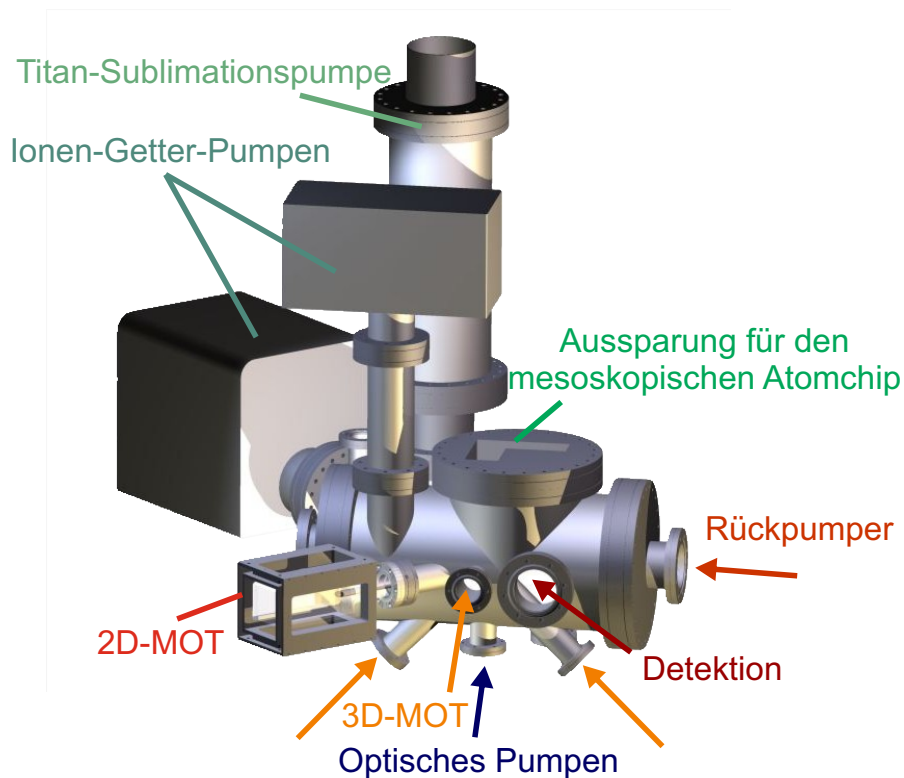
Der baugleiche Rückpumpplaser wird mit Hilfe eines in Ref. [47] beschriebenen Mikrowelleninterferometers auf eine feste Schwebungsfrequenz von 6,9 GHz oberhalb des Referenzlasers stabilisiert. Die Frequenz dieses Lasers liegt mittig zwischen den Übergängen von  $F=1$  nach  $F'=2$  und nach  $F'=1$ . Somit kann die Frequenz mit akusto-optischen Modulatoren zu allen relevanten Übergängen verschoben werden.

Das Licht des Rückpumpplasers wird aufgeteilt und mit zwei getrennten AOMs auf den Rückpumpübergang von  $F=1$  nach  $F'=2$  verschoben. Ein Teil wird zur Absorptionsdetektion von Atomen im  $F=1$  Zustand verwendet. Das restliche Licht wird als Rückpumplicht für die beiden magneto-optischen Fallen verwendet.

Das Licht des Referenzlasers wird zur Absorptionsdetektion, Spinpräparation und zum Betrieb der 2D-MOT und der 3D-MOT verwendet. Dazu wird das Licht jeweils mit einem AOM in Doppelpass-Konfiguration in seiner Frequenz verschoben. Um für den effizienten Betrieb der magneto-optische Fallen ausreichend Leistung zu erzeugen, wird das Licht in einem Trapezverstärker [48] auf ca. 1 W verstärkt.

Ein Teil des Kühllichts für die 3D-MOT wird direkt zum Experiment geführt, während das restliche Kühllicht der 3D-MOT und das der 2D-MOT mit Rückpumplicht überlagert und in Trapezverstärkern auf jeweils 1 W verstärkt werden. Auf diese Weise ist es möglich das Rückpumplicht so in die 3D-MOT einzustrahlen, dass nur ein geringer Teil davon auf die magnetisch gefangenen Atome trifft. Dies reduziert die Verluste von Atomen, die im  $F=1$  Zustand magnetisch gefangen werden, da diese nur das Rückpumplicht und nicht das Kühllicht der MOT absorbieren können.

Für die Detektion, das optische Pumpen und die Melassekühlung müssen die Leistungen und Frequenzen der Laserstrahlen schnell schaltbar sein. Für diese Schaltvorgänge werden die Radiofrequenz Signale der AOMs geschaltet und in der Frequenz verschoben. Während einigen Phasen im experimentellen Ablauf darf kein Streulicht auf die Atome treffen. Da die Radiofrequenzsignale der AOMs nicht vollständig abgeschaltet werden können und die Trapezverstärker teilweise hinter



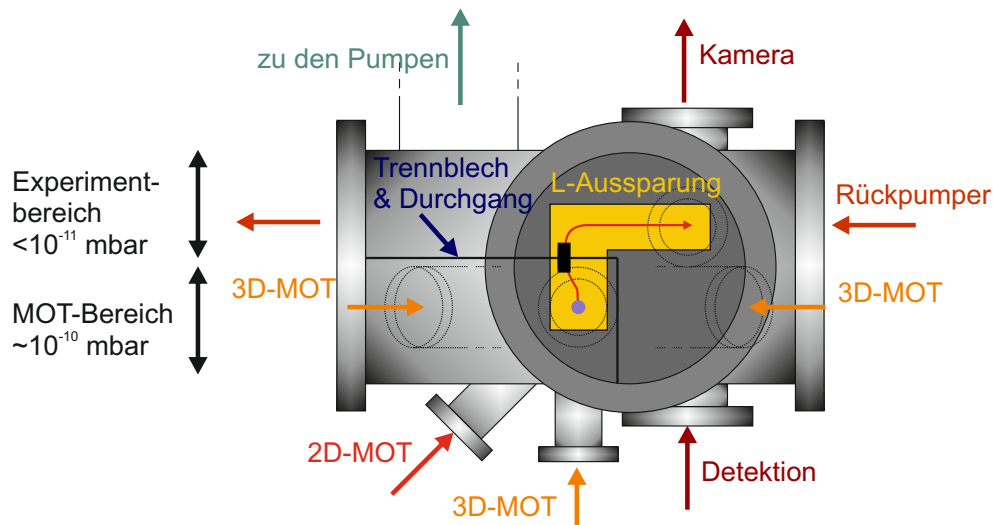
**Abbildung 2.2:** Aufbau des Vakuumsystems um die zentrale Kammer.

den AOMs stehen, sind zusätzlich mechanische Blenden verbaut um zu verhindern, dass Streulicht auf die Atome trifft.

## 2.2 Vakuumaufbau

Um Experimente mit gefangenen, ultrakalten Atomen durchführen zu können, wird ein Vakuumsystem benötigt, welches verschiedene Anforderungen erfüllen muss.

- Um Stöße zwischen den Atomen und dem thermischen Hintergrundgas zu minimieren, wird ein Ultrahochvakuum (UHV) mit einem Druck von  $10^{-11}$  mbar benötigt. Diese Stöße heizen die Atome so stark, dass eine Magnetfalle sie nicht mehr halten kann. Gleichzeitig wird aber für die 2D-MOT ein ausreichender Rubidium-Hintergrunddampfdruck benötigt, um die magneto-optische Falle effektiv laden zu können.
- Um alle in Abschnitt 2.1 beschriebenen Laserstrahlen einstrahlen zu können, wird ein guter optischer Zugang zu den Atomen benötigt.



**Abbildung 2.3:** Schematische Darstellung der Vakuumkammer mit der Aufteilung in verschiedene Bereiche.

- Die Stärke des magnetischen Einschlusses, der sich mit dem mesoskopischen Atomchip realisieren lässt, hängt vom Abstand von der Drahtstruktur zu den Atomen ab. Somit muss die Drahtstruktur möglichst nah am Fallenzentrum positioniert werden.
- Die magnetisch gefangenen Atome müssen von resonantem Streulicht abgeschirmt werden, da diese bei einem Photonenstreuprozess typischerweise aus der Falle verloren gehen. Dies gilt insbesondere für das in diesem Experiment verfolgte Konzept, da die magneto-optische Falle beladen wird während Atome in einer Magnetfalle gehalten werden.

Um diese Anforderungen gleichzeitig zu erfüllen, wurde eine Vakuumapparatur mit drei voneinander getrennten Bereichen aufgebaut. Dazu gehören die Bereiche in denen die 2D-MOT und die 3D-MOT realisiert werden sowie der Experimentbereich, in dem die Experimente mit magnetisch gefangenen Atomen durchgeführt werden sollen. Das zentrale Element ist eine Vakuumkammer, die aus schwer magnetisierbarem Stahl gefertigt wurde. Alle weiteren Bauteile des Vakuumsystems sind mit dieser Kammer über 15 CF-Verbindungen mit Kupferdichtungen verbunden (siehe Abbildung 2.2).

Von oben ragt ein Flansch in die Vakuumkammer, der mit einer L-förmigen Aussparung versehen ist. Diese Aussparung ermöglicht es den mesoskopischen Atomchip nah an den Atomen zu platzieren. An dieser Stelle ist die Vakuumkammer nur mit einer 500  $\mu\text{m}$  dicken Stahlfolie von der Umgebung getrennt. Die Stahlfolie ist auf der Vakuumseite spiegelpoliert und mit Gold beschichtet. Diese Beschichtung dient

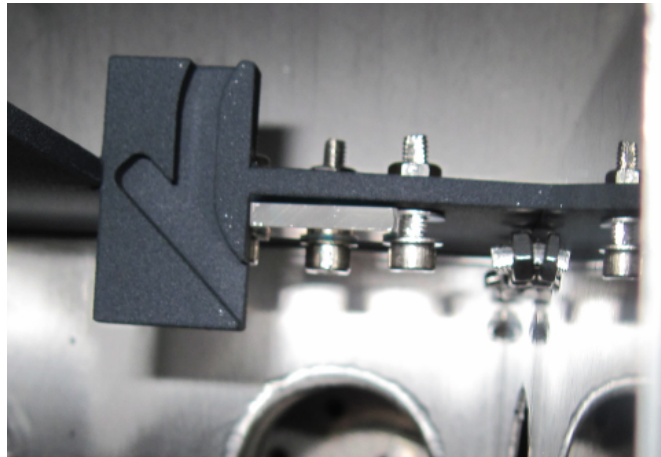
als Spiegel für die von unten eingestrahnten Strahlen der 3D-MOT. Den Atomchip außerhalb des Vakuums zu positionieren hat mehrere Vorteile. So ist ein schneller Austausch der Drahtstruktur möglich, ohne das Vakuumsystem zu öffnen. Es kann auf aufwändige elektrische Vakuumdurchführungen verzichtet werden und eine Wasserkühlung des Atomchips ist einfach möglich. Die Minimierung der im Vakuum verbauten Elemente ermöglicht zusätzlich einen geringeren Druck.

Für die 2D-MOT ist eine UHV-taugliche Quarzglaszelle an die Hauptkammer angeflanscht, in der mit Dispensern ein Rubidium-Hintergrundgas erzeugt wird. In den Dispensern befindet sich ein Rubidiumsals, das beim Erhitzen chemisch reduziert wird. Die Dispenser sind an elektrischen Vakuumdurchführungen angebracht und können von außen elektrisch geheizt werden. Dabei ist der schmale Schlitz, durch den das Rubidium freigesetzt wird, auf den Einfangbereich der 2D-MOT gerichtet, um ein vorzeitiges Kondensieren an der Glasoberfläche zu verhindern.

Die Verbindung zur Hauptkammer wird über eine 10 cm lange differenzielle Pumpstufe hergestellt, um den hohen Rb-Druck, der zum Betrieb der 2D-MOT nötig ist, vom restlichen Vakuumsystem zu trennen. Die differentielle Pumpstufe hat auf der Seite der Glaszelle einen Durchmesser von 2 mm und weitet sich auf einer Länge von 25 mm auf einen Innendurchmesser von 8 mm auf. Der Atomstrahl kann die differentielle Pumpstufe passieren, aber das Hintergrundgas wird zurückgehalten. Die Endfläche der differentiellen Pumpstufe hat einen Winkel von  $45^\circ$  und ist poliert. Sie wird als Umlenkspiegel für die longitudinalen Strahlen der 2D-MOT verwendet.

Die Vakuumkammer selbst wird von Trennwänden in den Bereich für die MOT und den Experimentbereich geteilt. Sämtliche verbliebenen Spalte zwischen den Trennblechen sind mit Indium abgedichtet worden. Die Verbindung zwischen den beiden Bereichen wird über eine gekrümmte Aussparung hergestellt (siehe Abbildung 2.4). Diese ermöglicht den magnetischen Transport von Atomen aus der MOT in den Experimentbereich, blockiert aber gleichzeitig die direkte Sichtlinie zwischen den Bereichen. Die Trennwand mit der Aussparung ist zusätzlich mit einer schwarzen  $\text{TiO}_2$ -Beschichtung versehen. So kann sichergestellt werden, dass kein Licht von dem MOT-Bereich in den Experimentbereich gelangt.

Der Vakuumaufbau ist als geschlossenes System konzipiert, an das über ein UHV-Ventil eine Turbomolekularpumpe zum erstmaligen Evakuieren angeschlossen werden kann. Der Druck wird über zwei Ionen-Getter-Pumpen am MOT- und am Experimentbereich aufrecht erhalten. Zusätzlich kann der Druck im Experimentbereich mit einer Titan-Sublimationspumpe abgesenkt werden, die mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden kann. Somit ist es möglich, im Bereich der 2D-MOT den für das effiziente Laden einer magneto-optischen Falle benötigten Hintergrundgasdruck von  $10^{-7}$  mbar [49] und gleichzeitig im Experimentbereich den für lange



**Abbildung 2.4:** Ausparung in der Vakuumentrennwand mit im Vakuum verbautem Spiegel.

Haltezeiten benötigten Druck von  $10^{-11}$  mbar aufrechtzuerhalten.

Der Druck im Experimentbereich wird mit einem Kaltkathodendrucksensor überwacht. Im MOT-Bereich kann der Druck über den Strom abgeschätzt werden, der in der Ionen-Getter-Pumpe fließt.

Der MOT-Bereich ist mit vier antireflexbeschichteten CF35-Vakuumfenstern versehen, über die das Licht für die MOT sowie für das optische Pumpen eingestrahlt wird. An einer der Trennwände im Vakuum ist ein hochreflektierendes  $\lambda/2$ -Verzögerungsplättchen befestigt, das als Retroreflexspiegel für den horizontalen Strahl der 3D-MOT verwendet wird (siehe Abbildung 2.4). Der Experimentbereich ist mit vier CF63-Vakuumfenstern versehen, die das Durchstrahlen in zwei orthogonalen Richtungen in der horizontalen Ebene erlauben. Diese vier Vakuumfenster sind mit weniger als  $8\lambda$  Unebenheit spezifiziert und ebenfalls antireflektierend für 780 nm sowie für  $1\ \mu\text{m}$  beschichtet. Dies bietet die Möglichkeit zukünftig eine weit verstimimte Dipolfalle bei einer Wellenlänge von  $1\ \mu\text{m}$  implementieren zu können. Ein zusätzliches Fenster wird gegenwärtig genutzt, um Mikrowellen für die Evaporation in den Experimentbereich einzustrahlen.

## 2.3 Rechnergestützte Experimentsteuerung

Die Experimentsteuerung, die dynamische Änderungen während eines Experimentzyklusses ermöglicht, basiert auf einem Field-Programmable-Gate-Array (FPGA). Eine detaillierte Beschreibung ist in den Referenzen [50, 51] zu finden.

Das Steuerprogramm auf dem FPGA sowie die dazugehörige Benutzeroberfläche

auf dem Computer sind in der Programmiersprache LabView programmiert. Der FPGA ist auf einer PCI-Einsteckkarte im Experimentsteuercomputer verbaut und verfügt über vier Ausgänge, die jeweils 40 digitale Signale ausgeben können. Einer der Ausgänge wird direkt genutzt um 40 digitale Steuerausgänge nach TTL-Standard bereitzustellen. Die drei restlichen Ausgänge werden in Kombination mit Digital-Analogwandlern verwendet, um insgesamt 44 dynamische Analogspannungen im Bereich von  $\pm 10$  V zu generieren. Die analogen Steuersignale erreichen eine Auflösung von 16 Bit bei einer Aktualisierungsrate von 100 kSamples/s. Außerdem können mit einer Einsteckkarte im Experimentsteuercomputer ASCII-Befehlssequenzen über einen GPIB-Bus gesendet werden.

Der experimentelle Ablauf wird im Experimentsteuerprogramm in unterschiedlich lange Zeitabschnitte aufgeteilt, in denen die analogen und digitalen Steuersignale eingestellt werden können. Während diesen Zeitabschnitten kann der Verlauf der analogen Signale über ein Polynom zweiter Ordnung geändert werden. Die digitalen Ausgänge behalten ihren Wert. Die analogen Signale können in die Einheiten der gesteuerten Werte umgeechet werden. Zeitverzögerte Reaktionen auf digitale Steuersignale können für jeden digitalen Kanal individuell kompensiert werden. Außerdem ist es möglich analoge Ausgangssignale, die Länge einzelner Zeitabschnitte sowie Ziffern in GPIB-Befehlen in mehreren automatisierten Wiederholung schrittweise zu verändern.

### 2.3.1 Automatisierte Optimierung des Experimentablaufs

Um den Experimentablauf schnell und erfolgreich zu optimieren, wurde am Experiment eine automatische Optimierungsfunktion implementiert. Diese ermöglicht eine schnelle und komfortable Optimierung und findet präzise das globale Optimum.

Die von der Experimentsteuerung kontrollierten Steuersignale und Zeitabschnitte spannen einen vieldimensionalen Parameterraum auf. Für die bezüglich einer Messgröße relevanten Parameter soll das Optimum gefunden werden. Eine solche Messgröße kann zum Beispiel die Anzahl gefangener Atome sein. Dies ist aufgrund der unbekanntenen Korrelationen zwischen den einzelnen Parametern äußerst komplex und zeitaufwendig.

Ein simples Abrastern ist mit steigender Anzahl der betrachteten Parameter schnell unmöglich, da die hierfür benötigte Anzahl der Messungen exponentiell ansteigt. Eine einfache gradientenbasierte Suche des Optimums ist ebenfalls nicht geeignet, da diese schlecht mit Schwankungen zwischen den einzelnen Messungen umgehen kann. Außerdem finden gradientenbasierte Suchfunktionen nicht sicher das globale Optimum, wenn mehrere lokale Maxima vorhanden sind.

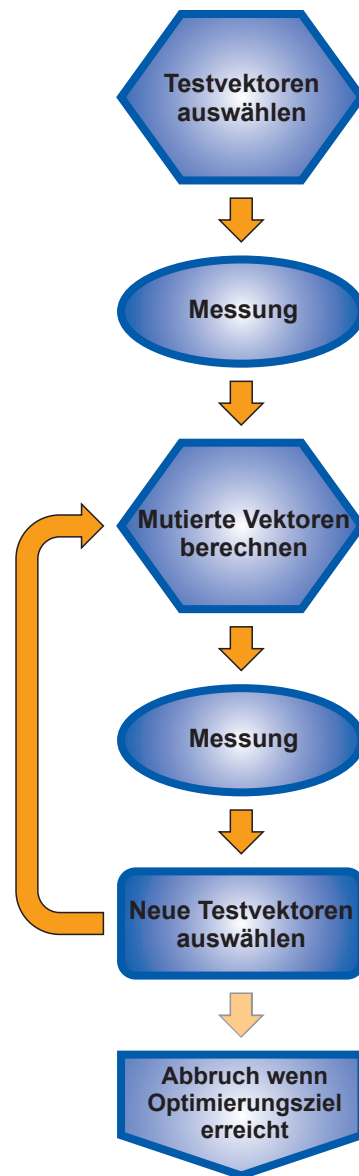
Daher wurde in der Experimentsteuerung eine automatisierte Optimierung implementiert, die auf dem stochastischen Differential Evolution Algorithmus [52, 53] basiert. Mit diesem Algorithmus ist es möglich schnell das globale Optimum in einem gegebenen Parameterraum zu finden, weil dieser nicht die Entwicklung einzelner Vektoren in dem Parameterraum sondern jeweils eine ganze Generation betrachtet, die aus einem Ensemble von Vektoren besteht [54]. Dies macht die Suchfunktion gleichzeitig robust gegen experimentelle Schwankungen.

Um den Experimentablauf zu optimieren, müssen zunächst die von der Experimentsteuerung kontrollierten Parameter ausgewählt werden, die bezüglich einer Messgröße optimiert werden sollen. Anschließend muss für jeden Parameter ein sinnvoller Bereich gewählt werden, in dem ein sicherer Betrieb des Experiments möglich ist und in dem das Optimum gesucht werden soll.

Die Optimierung startet mit der ersten Generation, die aus einer zufälligen Auswahl von Testvektoren besteht, die jeweils einen Punkt in dem zu optimierenden Parameterraum repräsentieren. Die diesen Vektoren entsprechenden Experimentabläufe werden durchgeführt und es wird jeweils die zu optimierende Größe gemessen. Anschließend wird zu jedem Testvektor  $\vec{a}$  ein mutierter Vektor  $\vec{a}'$  bestimmt.

Dazu wird für jede Komponente  $n$  mit einer Crossover genannten Wahrscheinlichkeit  $cr$  ein neuer Wert berechnet. Alternativ wird die Komponente des Testvektors übernommen  $a'_n = a_n$ . Die neu berechneten Komponenten werden aus dem Stützvektor  $\vec{b}$  und dem mit der Schrittweite  $F$  skalierten Abstand zwischen zwei weiteren Vektoren  $\vec{c}$  und  $\vec{d}$  berechnet:  $a'_n = b_n + F(c_n - d_n)$ .

Die drei Vektoren  $\vec{b}$ ,  $\vec{c}$  und  $\vec{d}$  sind Testvektoren der letzten Generation mit  $\vec{a} \neq \vec{b} \neq$



**Abbildung 2.5:** Ablaufdiagramm des automatisierten Optimierungsalgorithmus



$\vec{c} \neq \vec{d}$ . Dabei werden zufällig drei Vektoren ausgewählt, die gute Messergebnisse erreicht haben. Der Anteil der Vektoren, aus denen die mutierten Vektoren erzeugt werden, ist ein zusätzlicher Parameter mit dem die Optimierung angepasst werden kann, so dass das Optimum schneller gefunden wird.

Die Messgröße zu den mutierten Vektoren wird anschließend bestimmt und mit der des zugehörigen Testvektors verglichen. Der bessere Vektor wird in die nächste Generation übernommen.

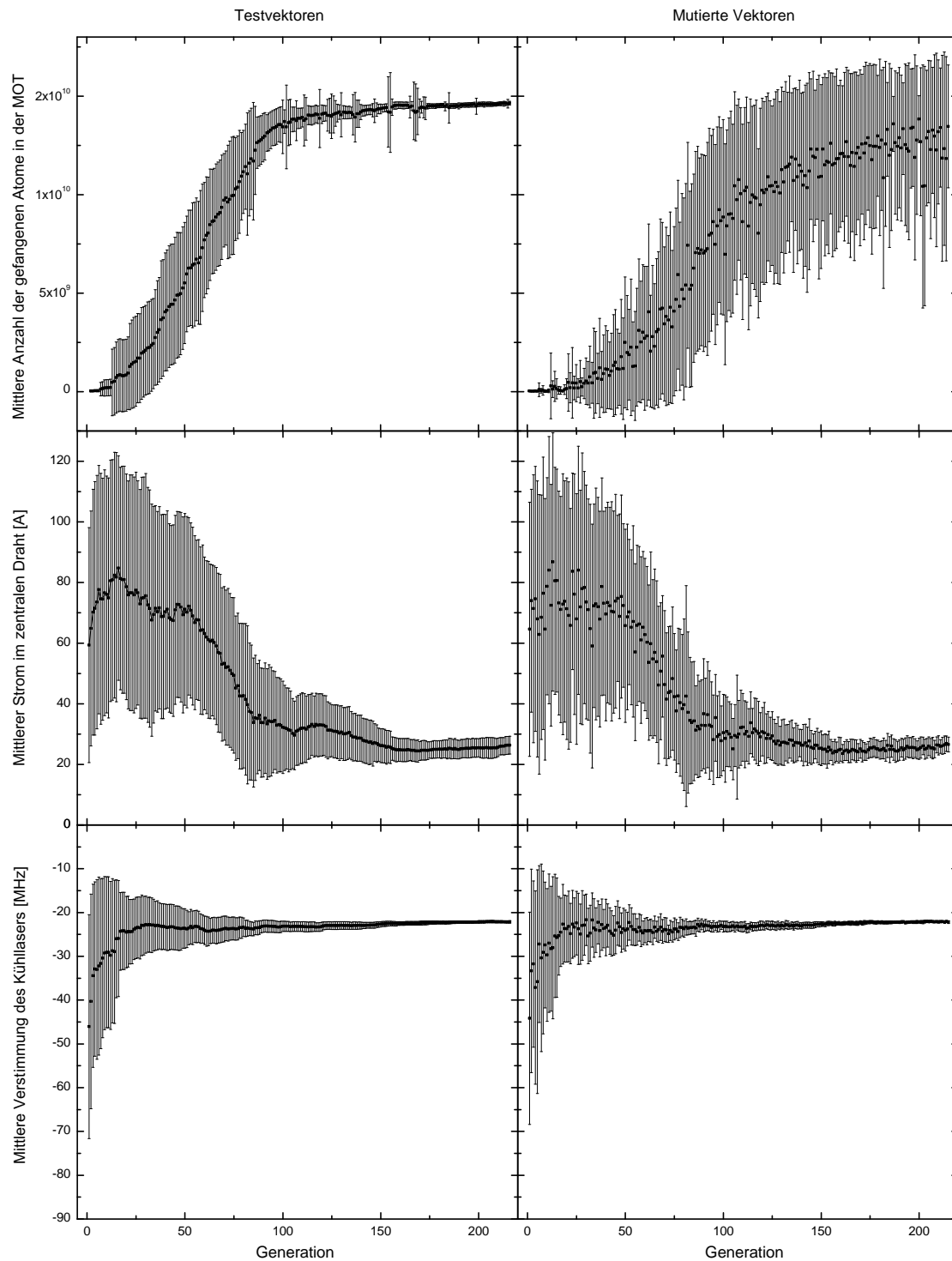
Um zu verhindern, dass sich Vektoren ansammeln, die nur durch zufällige Schwankungen des Experiments besonders gute Messwerte liefern, werden Testvektoren, die nach zehn Generationen nicht durch einen mutierten Vektor ersetzt wurden, erneut gemessen.

Mit einer Reihe von Simulationen wurden die optimalen Parameter des Algorithmus für die Anwendung am Experiment bestimmt. Zur Berechnung der mutierten Vektoren werden Vektoren aus den besten 50 % der Testvektoren ausgewählt. Dazu wird eine Crossover-Wahrscheinlichkeit von  $cr = 0,6$  und eine Schrittweite von  $F = 0,4$  verwendet. Für die Größe einer Generation sind fünf Testvektoren pro Dimension des zu untersuchenden Parameterraums optimal. Diese Werte liegen auch in dem Bereich, der in Referenz [55] empfohlen wird.

Die Simulationen haben gezeigt, dass die Anzahl der Generationen, die benötigt werden, bis alle Parameter mit der vorgegebenen Genauigkeit bestimmt wurden, linear mit der Anzahl der Dimensionen ansteigt. Damit ergibt sich ein quadratisches Verhalten für die Anzahl der benötigten Messungen und somit für die Zeit, die für die Optimierung benötigt wird.

Als Beispiel wird der Verlauf einer Optimierung der Anzahl gefangener Atome in der 3D-MOT nach 1 s Ladezeit betrachtet. Insgesamt werden in diesem Fall neun Parameter optimiert. Dazu gehören acht Ströme auf dem mesoskopischen Atomchip sowie die Verstimmung des Kühllichts in der 3D-MOT zum atomaren Übergang von  $F=2$  nach  $F'=3$ . Abbildung 2.6 zeigt den Verlauf einer Optimierung der Anzahl der in der MOT gefangenen Atome. Für die Atomzahl sowie für zwei Parameter ist jeweils der Mittelwert und die Standardabweichung in den Testvektoren und den mutierten Vektoren einer Generation dargestellt.

Die Optimierung konvergiert nach ca. 160 Generationen, obwohl der Bereich, in dem nach dem Optimum gesucht wird, nur soweit eingeschränkt wird, dass ein störungsfreier Betrieb des Experiments sichergestellt ist. Dies bedeutet insbesondere, dass für den Großteil der möglichen Einstellungen gar keine Atome gefangen werden. Da eine Messung 3 s dauert, benötigte diese Optimierung ca. 6 Stunden und konnte in einer Nacht vollständig durchgeführt werden.



**Abbildung 2.6:** Beispiel einer neundimensionalen Optimierung der Atomzahl in der MOT. Dargestellt sind die Anzahl in der Atome in der MOT (oben) und beispielhaft zwei der neun zu optimierenden Parameter (mitte/unten). Es sind jeweils die Mittelwerte und die Standardabweichungen der Testvektoren (links) und der mutierten Vektoren (rechts) in den einzelnen Generationen dargestellt.

## 2.4 Der mesoskopische Atomchip

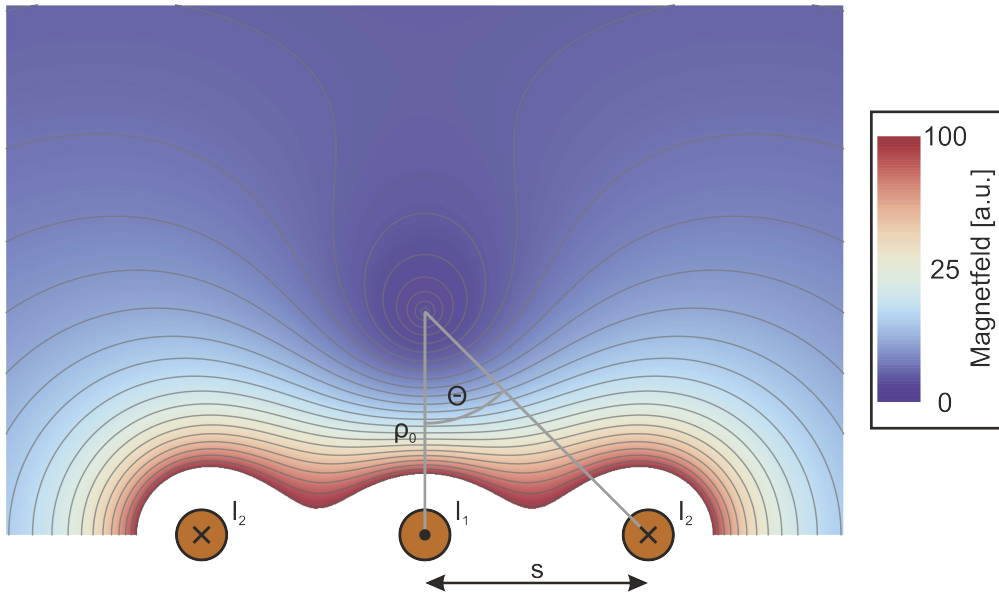
Das zentrale Element des in dieser Arbeit beschriebenen Experimentaufbaus ist ein mesoskopischer Atomchip, mit dem Magnetfelder erzeugt werden können. Es werden sowohl die Felder für die 3D-MOT als auch die Felder für den magnetischen Transport und das Halten der Atome in einer Magnetfalle erzeugt. Mesoskopische Atomchips vereinen die Vorteile von klassischen Aufbauten mit makroskopischen Spulen und mikroskopischen Atomchips auf Basis von lithographisch erstellten Strukturen. Einerseits können mit ihnen lokale und vielseitige Felder erzeugt werden, die sonst nur mit mikroskopischen Atomchips erreicht werden können. Andererseits sind mesoskopische Atomchips, anders als mikroskopische Atomchips, nicht auf kleine Fallenvolumina beschränkt. Sie ermöglichen somit Magnetfallen, die effizient mit Atomen aus einer MOT beladen werden können. Es ist sogar möglich Magnetfeldverläufe zu erzeugen, die ein hinreichend großes Volumen zum Betrieb einer aus dem Hintergrundgas beladenen MOT bereitstellen [56].

Bei der Planung des mesoskopischen Atomchips gab es verschiedene Anforderungen, die beachtet werden mussten. Er soll die Magnetfelder für die MOT, den magnetischen Transport und die Magnetfallen bereitstellen. Es wird ein großes magneto-optisches Einfangvolumen benötigt, da die in einer MOT erreichbare Dichte limitiert ist [57] und die MOT möglichst effizient beladen werden soll. Für die in einer MOT benötigte Kombination aus paarweise gegenläufigen Lichtstrahlen [58] müssen diese parallel zu den Magnetfeldlinien eingestrahlt werden, da sonst keine saubere  $\sigma$ -Polarisation möglich ist. Die Feldlinien innerhalb des Einfangbereichs der MOT dürfen nur kleine Winkel [56] mit den Ausbreitungsrichtungen der Lichtstrahlen einschließen. Daher wird ein möglichst reines Quadrupolfeld benötigt, entlang dessen Hauptachsen die Laserstrahlen eingestrahlt werden.

Für die Magnetfalle und den magnetischen Transport hingegen werden Magnetfeldverläufe mit hohen Gradienten benötigt, die für einen starken magnetischen Einschluss sorgen. Zusätzlich werden für die Magnetfalle Felder mit einem Offsetfeld im Fallenzentrum benötigt, um zu verhindern, dass die Atome durch Majorana Verluste bei tiefen Temperaturen aus der Falle verloren gehen [59].

Der mesoskopische Atomchip soll den geplanten parallelen Betrieb der MOT und der Magnetfalle ermöglichen. Dazu müssen alle Felder lokal auf dem Chip erzeugt werden. Das schließt die für Atomchips übliche Kombination aus einem homogenen Feld, das mit großen Spulen erzeugt wird, und Feldern, die lokal mit Drähten erzeugt werden, aus.

Auf dem mesoskopischen Atomchip, der in diesem Experiment verwendet wird, werden die Felder in radialer Richtung getrennt von den Feldern in axialer Richtung erzeugt. Daher können zunächst die Felder in radialer Richtung betrachtet



**Abbildung 2.7:** Zweidimensionales Quadrupolfeld, erzeugt mit drei parallelen Drähten.

werden, die mit den in Längsrichtung verlaufenden Drähten generiert werden. Anschließend werden diese mit den Feldern in axialer Richtung überlagert, die mit den quer verlaufenden Drähten erzeugt werden. Mit den axialen Feldern kann sowohl ein Magnetfeldnullpunkt als auch ein Magnetfeldminimum mit einem endlichen Offsetfeld erzeugt werden.

Sowohl für die reinen Magnetfallen als auch für eine magneto-optische Falle werden in radialer Richtung Quadrupolfelder mit einem Nulldurchgang am Ort der Atome benötigt. Ein solches Feld kann mit drei äquidistanten Drähten realisiert werden (siehe Abbildung 2.7). Wenn im mittleren Draht ein Strom in entgegengesetzter Richtung zu dem Strom in den beiden äußeren Drähten fließt, heben sich die drei resultierenden Felder in einem Punkt oberhalb des zentralen Drahtes gegenseitig auf.

Der mit drei Drähten erzeugte Feldverlauf ist nur in einen relativ kleinem Bereich um das Magnetfeldminimum quadrupolartig. Dieser Bereich zeichnet sich durch einen kreisförmigen Verlauf der Linien gleicher Feldstärke aus. Das Fallenvolumen der MOT ist auf den quadrupolartigen Bereich des Magnetfelds beschränkt. Daher müssen die höheren Ordnungen des Felds, die dessen Verlauf verzerren, im Fallenzentrum weiter unterdrückt werden. Insbesondere ist die Unterdrückung des Hexapols wichtig, der die dominante Störung des Magnetfelds darstellt.

Um die Geometrie der Drähte auf dem Chip zu optimieren, wird zunächst die für den Strom  $I$  durch einen unendlich langen und dünnen Draht genäherte Lösung

des Biot-Savart Gesetz in Polarkoordinaten  $\rho$  und  $\phi$  um den Draht betrachtet [60]

$$\vec{B}(\rho, \phi) = \frac{\mu_0 I}{2\pi\rho} \vec{e}_\phi. \quad (2.1)$$

Hier bezeichnet  $\mu_0$  die magnetische Feldkonstante.

Eine Multipolentwicklung des mit drei Drähten erzeugten Magnetfelds im Fallenzentrum ergibt

$$\vec{B}(\rho, \phi) = -\frac{\mu_0 I_1}{2\pi\rho_0} \sum_l \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{l-1} \eta_l \left( \sin\left(l\phi + \frac{\pi}{2}l\right) \vec{e}_\rho + \cos\left(l\phi + \frac{\pi}{2}l\right) \vec{e}_\phi \right), \quad (2.2)$$

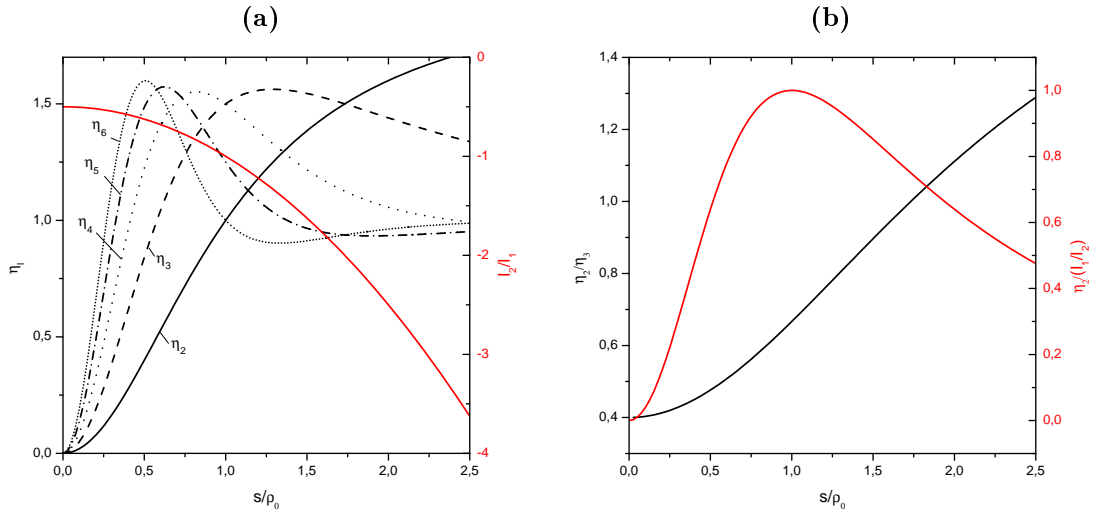
mit dem Strom im zentralen Draht  $I_1$  und dem senkrechten Abstand  $\rho_0$  zwischen dem zentralen Draht und dem Fallenzentrum [61]. Dabei kennzeichnet  $l$  die Ordnung des Multipolanteils, wobei  $l = 1$  dem Dipol,  $l = 2$  dem Quadrupol und  $l = 3$  dem Hexapol des Felds entsprechen. Die Faktoren  $\eta_l$  geben die Stärke der einzelnen Multipolanteile an. Für die Konfiguration mit drei Drähten und identischen Strömen  $I_2$  in den äußeren Drähten gilt

$$\eta_l = 1 + 2\frac{I_2}{I_1} \cos^l(\theta) \cos(l\theta), \quad (2.3)$$

wobei  $\theta$  der in 2.7 eingezeichnete Winkel der Verbindungslinien zwischen dem Fallenzentrum und den Positionen der Drähte ist.

In Abbildung 2.8(a) sind die einzelnen Multipolkomponenten im Fallenzentrum in Abhängigkeit des Abstandes  $s$  der beiden äußeren Drähte zum zentralen Draht dargestellt. Für kleine Abstände treten zunächst Maxima der störenden höheren Ordnungen auf, bis oberhalb von  $s/\rho_0 = 1$  nur noch der Quadrupol ansteigt. Das in Abbildung 2.8(b) dargestellte Verhältnis zwischen dem Quadrupol und dem störenden Hexapol verbessert sich stetig mit steigendem Abstand der Drähte. Somit ist eine mögliche Strategie zur Optimierung des Feldverlaufs die erzeugende Drahtstruktur zu vergrößern.

Mit steigendem Abstand der Drähte steigt auch der Strom, der in den äußeren Drähten fließen muss, um die im Fallenzentrum notwendige Bedingung  $\eta_1 = 0$  zu erfüllen. Für das Verhältnis aus dem Quadrupolanteil des resultierenden Felds und den in den äußeren Drähten benötigten Strömen ergibt sich ein Maximum bei  $s = \rho_0$ . In dieser Anordnung verlaufen die Felder der beiden äußeren Drähte im Fallenzentrum genau senkrecht zueinander. Dies entspricht der Konfiguration, die für den magnetischen Transport eingesetzt wird, da hierfür in erster Linie ein starker magnetischer Einschluss benötigt wird.

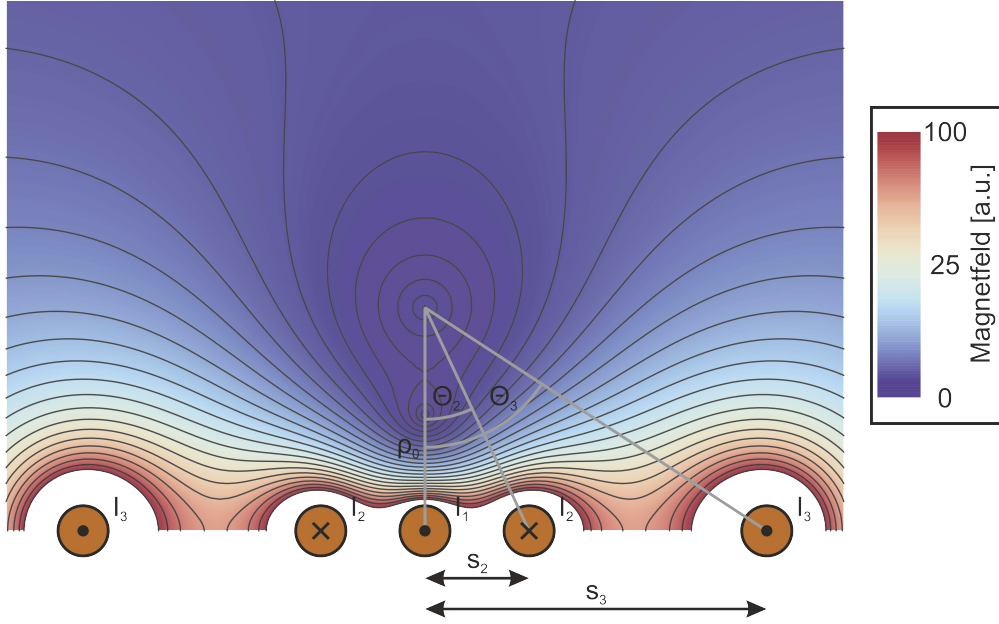


**Abbildung 2.8:** In (a) ist die Stärke höherer Multipolkomponenten  $\eta_i$  (schwarz) und das Verhältnis der Ströme  $I_2/I_1$  (rot) in Abhängigkeit des Abstands der äußeren Drähte zum zentralen Draht dargestellt. In (b) ist das Verhältnis der Quadrupol- und der Hexapolkomponente  $\eta_2/\eta_3$  (schwarz) sowie die Stärke der Quadrupolkomponente normiert auf den Strom in den äußeren Drähten  $\eta_2/(I_2/I_1)$  (rot) in Abhängigkeit des Abstands der äußeren Drähte dargestellt.

Für die magneto-optische Falle sind deutlich kleinere Magnetfeldgradienten als für die Magnetfalle notwendig. Allerdings muss das Fallenzentrum für die MOT deutlich weiter von den Drähten entfernt sein, um nicht das Einfangvolumen durch die Nähe zur Vakuumwand zu begrenzen und um einen räumlichen Überlapp zu dem Atomstrahl aus der 2D-MOT zu schaffen. Da der im zentralen Draht benötigte Strom nach Gleichung 2.2 proportional zu  $\rho_0$  skaliert, müssen alle Ströme erhöht werden, wenn das Fallenzentrum weiter von den Drähten entfernt wird. Zusätzlich skaliert der in den äußeren Drähten benötigte Strom proportional zu  $I_2/I_1$  mit  $1 + (s/\rho_0)^2$ . Daher ist die Größe der Drahtstruktur begrenzt durch den Strom, der durch einen Draht fließen kann. Diese Limitierung kann durch eine Veränderung der Drahtstruktur überwunden werden.

Dazu kann entweder wie in Referenz [56] auf komplexere Drahtstrukturen zurückgegriffen werden oder es kann, wie in Referenz [61] vorgeschlagen und in Abbildung 2.9 dargestellt, ein weiteres Drahtpaar zur Kompensation des störenden Hexapols verwendet werden. Die zweite Variante ermöglicht es, das zusätzliche Drahtpaar mit geringem Abstand zum zentralen Draht zu positionieren. Somit können diese Drähte auch für die Magnetfalle verwendet werden.

Für die Konfiguration aus fünf parallelen Drähten erhält man für die Komponenten



**Abbildung 2.9:** Optimiertes zweidimensionales Quadrupolfeld mit unterdrückter Hexapolkomponente und maximierter Quadrupolkomponente, erzeugt mit fünf parallelen Drähten.

der Multipolentwicklung

$$\eta_l = 1 + 2 \frac{I_2}{I_1} \cos^l(\theta_2) \cos(l\theta_2) + 2 \frac{I_3}{I_1} \cos^l(\theta_3) \cos(l\theta_3). \quad (2.4)$$

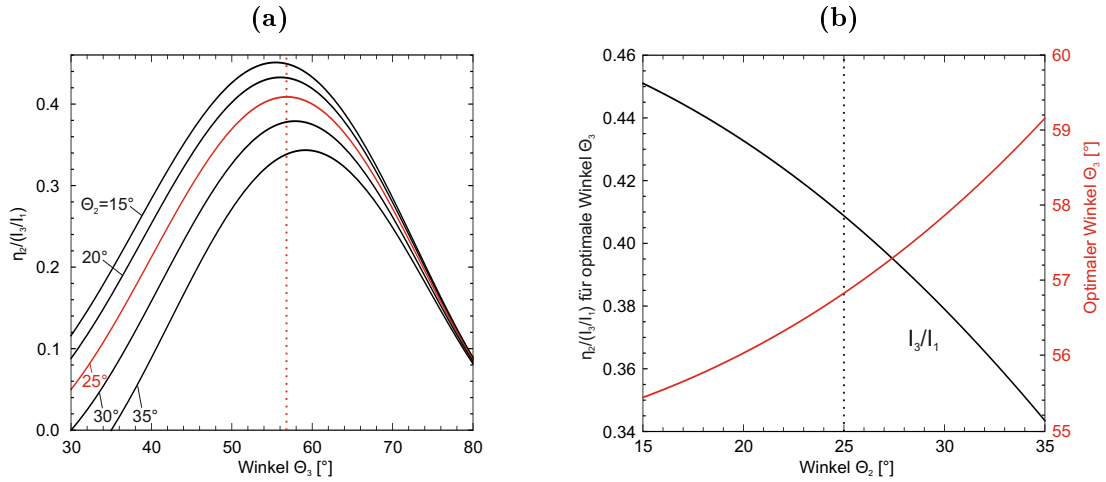
Die Winkel  $\theta_2$  und  $\theta_3$  sind die Winkel der Verbindungslinien zwischen dem Fallenzentrum und den Positionen der Drähte mit den Strömen  $I_1$  bis  $I_3$ , die in Abbildung 2.9 eingezeichnet sind. Der Strom  $I_1$  kann somit als Skalierungsfaktor betrachtet werden, mit dem der Gradient im Fallenzentrum eingestellt werden kann.

Um die optimalen Positionen für die Drähte sowie das optimale Verhältnis der Ströme zu finden, werden zunächst die Ströme  $I_2$  und  $I_3$  in Abhängigkeit von den beiden Winkel  $\theta_2$  und  $\theta_3$  bestimmt. Dazu wird vorausgesetzt, dass im Magnetfeldnullpunkt  $\eta_1 = 0$  nun zusätzlich auch der Hexapolanteil  $\eta_3 = 0$  verschwinden soll

$$I_2 = \frac{-1 + \cos(\theta_3) \cos(3\theta_3)}{2 \cos^2(\theta_2) (\cos(\theta_2) \cos(3\theta_2) - \cos(\theta_3) \cos(3\theta_3))} I_1 \quad (2.5)$$

$$I_3 = -\frac{1}{2 \cos^2(\theta_3)} \left( 1 + \frac{-1 + \cos(\theta_3) \cos(3\theta_3)}{\theta_2 (\cos(\theta_2) \cos(3\theta_2) - \cos(\theta_3) \cos(3\theta_3))} \right) I_1. \quad (2.6)$$

In Abbildung 2.10(a) ist die resultierende Quadrupolkomponente, gewichtet mit dem äußeren Strom  $I_3$ , für verschiedene Winkel  $\theta_2$  in Abhängigkeit von  $\theta_3$  dar-



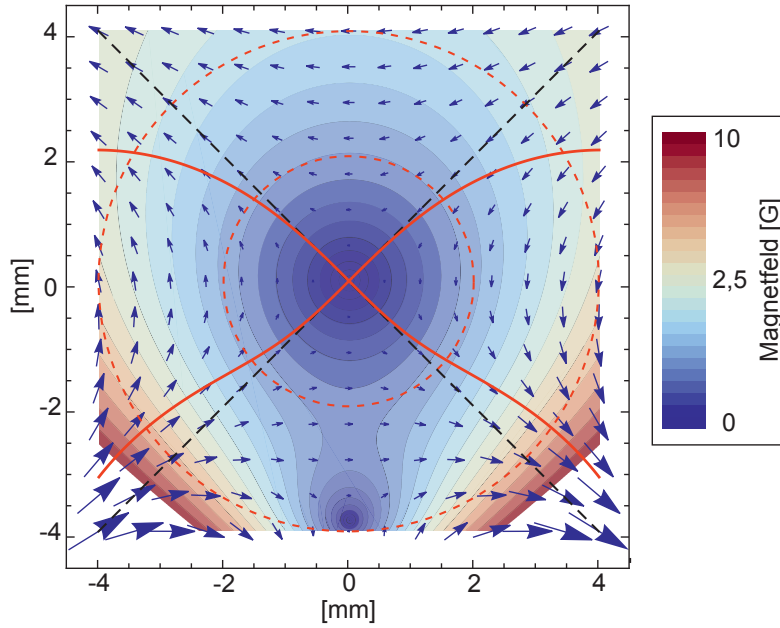
**Abbildung 2.10:** In (a) ist die auf den Strom in den äußersten Drähten normierte Quadrupolkomponente in Abhängigkeit von  $\theta_3$  für verschiedene Winkel  $\theta_2$  dargestellt. In (b) ist der Winkel  $\theta_3$  mit maximaler Quadrupolkomponente (schwarz) und die maximale Quadrupolkomponente (rot) in Abhängigkeit von  $\theta_2$  dargestellt. Die ausgewählten Winkel  $\theta_2 = 25^\circ$  und  $\theta_3 = 56,8^\circ$  sind durch senkrechte Linien markiert.

gestellt. Abbildung 2.10(b) zeigt, dass sich der optimale Winkel  $\theta_3$ , der die Quadrupolkomponente maximiert, nur geringfügig in Abhängigkeit von  $\theta_2$  verschiebt. Dabei nimmt die maximal erreichbare Quadrupolkomponente für größere Winkel  $\theta_2$  leicht ab.

Für den in dieser Arbeit beschriebenen Aufbau muss das Fallenzentrum der MOT einen Abstand von  $\rho_0 = 8$  mm zum Mittelpunkt der Längsdrähte aufweisen, um nicht das Einfangvolumen durch die Nähe zur Vakuumwand zu begrenzen und um einen räumlichen Überlapp mit dem Atomstrahl aus der 2D-MOT zu schaffen. Des Weiteren wurde für die inneren Drähte ein Winkel von  $\theta_2 = 25^\circ$  gewählt, was einem Abstand von  $s_2 = 3,7$  mm entspricht. Diese Wahl ermöglicht es, mit den drei inneren Drähten ein Führungsfeld mit optimalem Einschluss für den magnetischen Transport in einem Abstand von  $\rho_0 = 3,7$  mm zu erzeugen. Außerdem können die Drähte so in einem für die Fertigung ausreichenden Abstand zueinander positioniert werden.

Für die beiden äußeren Drähte ergibt sich ein optimaler Winkel von  $\theta_3 = 57^\circ$ , was einem Abstand von  $s_3 = 12,2$  mm entspricht. Die Ströme müssen für diese Drahtkonfiguration ein Verhältnis von  $I_2 = -1,21I_1$  und  $I_3 = 1,65I_1$  aufweisen, um das optimierte Quadrupolfeld zu erzeugen. In dieser Konfiguration ergibt sich für die Stärke des Quadrupolanteils  $\eta_2 = 0,68$ . Nach Gleichung 2.2 erhält man





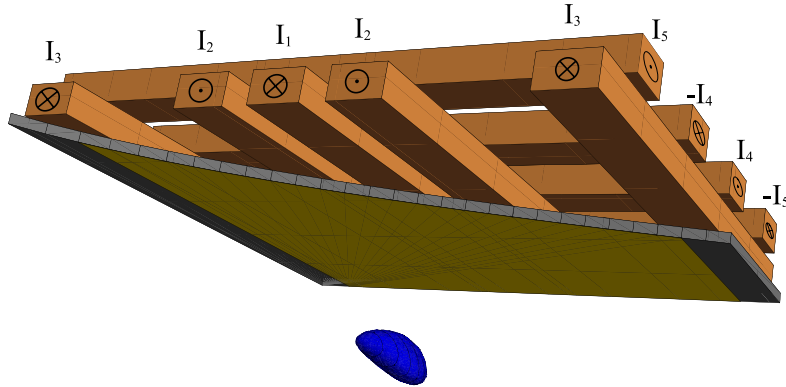
**Abbildung 2.11:** Verlauf des optimierten Magnetfelds um das Fallenzentrum. Die Linien gleicher Feldstärke verlaufen kreisförmig im Radius von bis zu 2 mm um das Fallenzentrum. Die Magnetfeldlinien laufen in einem Radius von mindestens 4 mm parallel zu den eingestrahlenen Lichtfeldern.

somit einen Gradienten von

$$B' = \frac{\mu_0 \eta_2}{2\pi \rho_0^2} I_1 \approx 0,21 \frac{\text{G}}{\text{cm A}} I_1. \quad (2.7)$$

Die in Abbildung 2.11 eingezeichneten Linien gleicher Feldstärke verlaufen kreisförmig mit einem Radius von bis zu 2 mm um das Fallenzentrum. Die Magnetfeldlinien laufen in einem Radius von mindestens 4 mm parallel zu den eingestrahlenen Lichtfeldern, so dass ein großes Fallenvolumen sichergestellt ist. Allerdings bildet sich unterhalb des Fallenzentrums ein zweites Minimum, welches aufgrund seiner umgekehrten Orientierung einen Verlustkanal für die Atome darstellt und somit das Fallenvolumen limitiert.

Für die Magnetfelder in axialer Richtung werden vier weitere Drähte verwendet (siehe Abbildung 2.12). Diese verlaufen senkrecht unterhalb der Drähte für das longitudinale Feld. Bereits mit zwei Drähten ließe sich ein dreidimensionales Quadrupolfeld erzeugen. Dabei entsteht zusätzlich zu dem Quadrupolfeld in longitudinaler Richtung eine zusätzliche Feldkomponente in vertikaler Richtung. Dieses Feld verschiebt das Fallenzentrum parallel zu dem Atomchip aus dem geometrischen Zentrum der Drahtstruktur und erzeugt damit weitere Verzerrungen des Feldverlaufs. Dies kann vermieden werden, indem ein zusätzliches Drahtpaar zur Kompensation der vertikalen Feldkomponente im Fallenzentrum eingesetzt wird. Die vier Drähte



**Abbildung 2.12:** Vollständige Drahtstruktur mit neun Drähten für das hexapolkompensierte Magnetfeld der MOT. Zusätzlich eingezeichnet ist die goldbeschichtete Vakuumbasis, die eine Positionierung der Drahtstruktur außerhalb des Vakuums erlaubt. Eine Oberfläche gleicher Magnetfeldstärke um das Fallenzentrum ist in blau dargestellt.

sind in gleichen Abständen von 6,4 mm angeordnet. Die beiden Drahtpaare werden von den Strömen  $I_4$  und  $I_5$  in gegenläufigen Richtungen durchflossen.

Insgesamt kann nach diesen Berechnungen mit Strömen von  $\{I_1; I_2; I_3; I_4; I_5\} = \{40; -48,5; 66,1; 48; -29\}$  A ein Quadrupolfeld mit Gradienten von 11 G/cm, 6 G/cm und 5 G/cm entlang der drei Hauptachsen erzeugt werden.

### 2.4.1 Aufbau des mesoskopischen Atomchips

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete mesoskopische Chipstruktur (Abbildung 2.13) besteht aus dreizehn Drähten. Die Drähte haben einen rechteckigen Leitungsquerschnitt von  $1,5 \times 2,5 \text{ mm}^2$  und sind mit einer isolierenden Beschichtung lackiert. Um den Verlauf der Drähte präzise kontrollieren zu können, wurden diese in CNC-gefrästen Nuten auf einem Kupferblock verlegt und mit wärmeleitendem Klebstoff verklebt. Bei der Auswahl des Wärmeleitklebers wurde auf eine hohe Viskosität vor dem Aushärten geachtet, um eine genaue Positionierung der Drähte zu gewährleisten. Die Nuten für die Längsdrähte sind 1 mm tief, so dass diese über die Oberfläche des Kupferblocks hinausragen. Um die Querdrähte vollständig unter den Längsdrähten zu versenken, sind die Quernuten 2,7 mm tief gefräst. Die Seiten des Kupferblocks sind ebenfalls mit Nuten versehen, in denen die Zuleitungen senkrecht nach oben verlaufen.

Mit dieser Technik ist es möglich, die Drähte so effizient zu kühlen, dass dauerhaft bis zu 200 A durch die einzelnen Drähte fließen können. Ungekühlt schmelzen die Drähte bei solch hohen Strömen schon nach wenigen Sekunden. Um die von

den Drähten erzeugte Wärme abzuführen, wird der Kupferblock von Kühlwasser durchflossen. Die Temperatur des Kupferblocks wird mit einem Kühlgerät auf 18° C stabilisiert.

Der 108 mm × 138 mm × 180 mm große Kupferblock hat eine L-förmige Struktur, die im Bereich der MOT 48 mm und im Experimentbereich 38 mm breit ist. Der Kupferblock ist in zwei Teile geteilt, um auf halbem Weg zwischen den beiden Bereichen Zuleitungen für die Längsdrähte zu ermöglichen. So ist ein getrenntes Ansteuern der Längsdrähte im MOT- und im Experimentbereich möglich.

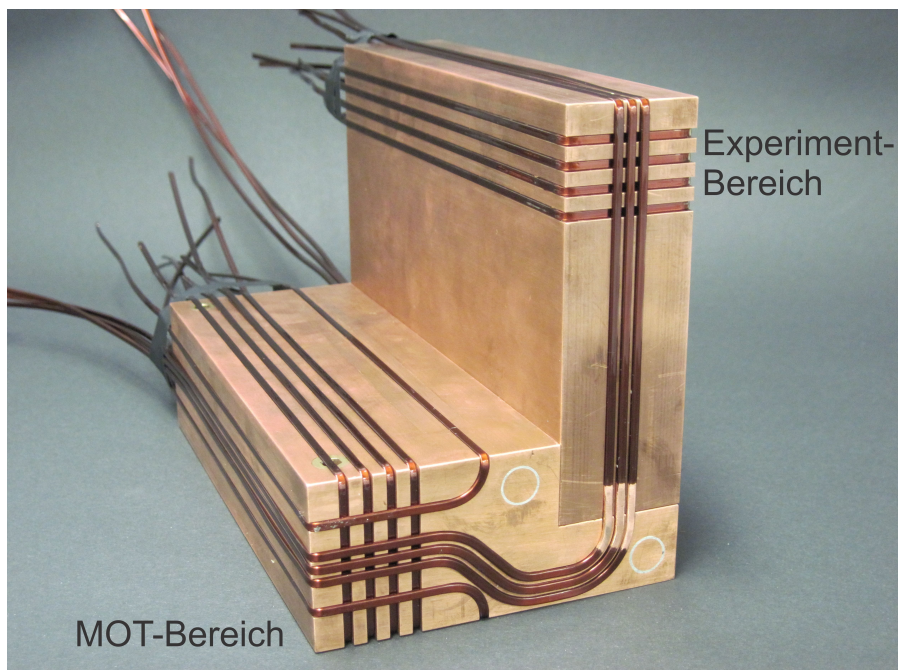
Die drei Längsdrähte sind so geformt, dass die Atome um den MOT-Spiegel herum- und durch die Aussparung in der Vakuumentrennwand (siehe Abbildung 2.4) hindurchgeführt werden. Zusätzlich zu den bereits diskutierten Querdrähten befinden sich im Experimentbereich nochmals vier Drähte, die ebenfalls im Abstand von 6,4 mm zueinander angeordnet sind. Diese Drähte können zum Einfangen der Atome nach dem Transport in der magnetischen Führung genutzt werden.

Die hier vorgestellten Drahtstrukturen stellen die zweite Ausbaustufe des mesoskopischen Atomchips dar, die gegenwärtig verwendet wird. Mit ihr können bereits Atome in dem Experiment geführt und wieder eingefangen werden. Die erste vereinfachte Ausbaustufe wurde für Tests der MOT und des Umladens in eine magnetische Falle im MOT Bereich verwendet. Diese war nur mit symmetrisch angeordneten geraden Drähten im MOT-Bereich versehen. Mit dieser ersten Ausbaustufe wurden auch die in [62] veröffentlichten Messungen durchgeführt.

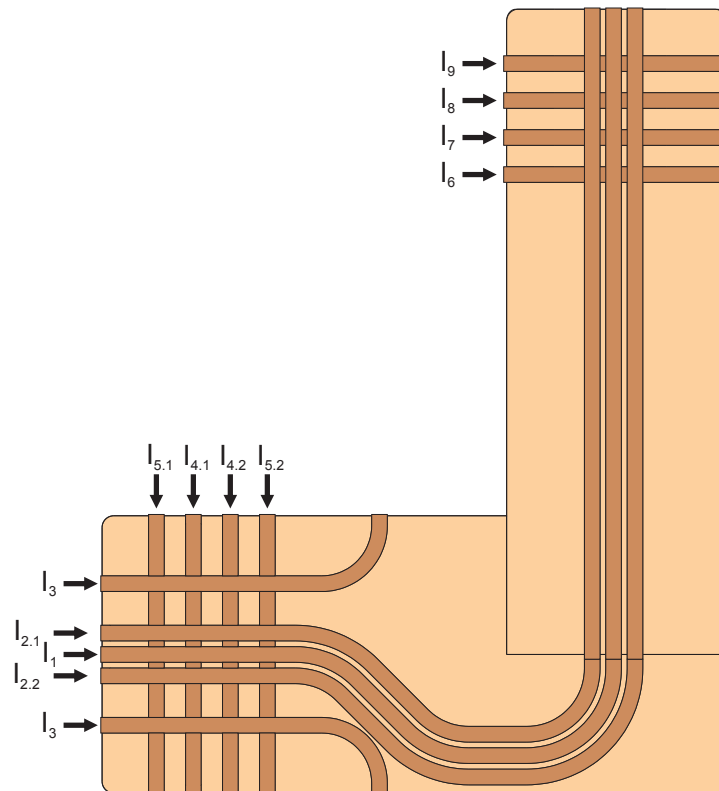
Für einen kontrollierten Transport, während dem die Atome auch axial eingeschlossen sind, muss der Atomchip in der nächsten Ausbaustufe noch um zusätzliche Querdrähte zwischen dem MOT- und dem Experimentbereich erweitert werden. Wenn im Experimentbereich mehrere Wolken gleichzeitig gefangen werden sollen, müssen ebenfalls noch weitere Drähte hinzugefügt werden. Erst mit dieser Konfiguration wird die Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten mit einer Taktrate von 2 Hz möglich.

Der Kupferblock ist von oben in einer Aussparung des Vakuumsystems versenkt. Dabei ist er auf drei Feingewindeschrauben auf der Vakuumkammer gelagert, so dass dieser sowohl in der Höhe als auch in der Ausrichtung justiert werden kann und sein Gewicht nicht auf der dünnen Vakuumwand darunter lastet.

Um die endliche Länge, den endlichen Querschnitt der Drähte sowie die Zuleitungen zu berücksichtigen, wurde ein von Markus Kottke [63] und Thomas Südmeyer [64] entwickeltes C++-Programm verwendet. Dabei hat sich gezeigt, dass insbesondere die Zuleitungen und der gekrümmte Verlauf der Längsdrähte einen starken Einfluss auf die erzeugten Magnetfelder haben. Daher wurden alle weiteren Simulationen unter Berücksichtigung der Zuleitungen und der endlichen Länge der Drähte durch-



**Abbildung 2.13:** Foto des im Rahmen dieser Arbeit verwendeten mesoskopischen Atomchips vor dem Verkleben der Drähte. Dargestellt ist die zweite Ausbaustufe des mesoskopischen Atomchip, mit dem die Atome in den Experimentbereich geführt und dort wieder eingefangen werden können.



**Abbildung 2.14:** Schematische Darstellung der Drähte auf der zweiten Ausbaustufe des mesoskopischen Atomchips. Die Bezeichnungen der Ströme, die im folgenden verwendet werden, orientieren sich an denen der ersten Ausbaustufe des mesoskopischen Atomchips (siehe Abbildung 2.12).

geführt. Der Querschnitt der Drähte wurde aufgrund des geringen Einflusses und des stark erhöhten Rechenaufwands für weitere Simulationen vernachlässigt.

### 2.4.2 Stromregelung

Um mit dem mesoskopischen Atomchip die Magnetfelder zu erzeugen, die für das Experiment benötigt werden, müssen Ströme von bis zu 150 A in den einzelnen Drähten fließen. Da die Drähte auf der ersten Ausbaustufe des mesoskopischen Atomchips symmetrisch um das Fallenzentrum angeordnet sind, kann dieser mit nur fünf Strömen betrieben werden (siehe Abbildung 2.12). Für den Betrieb der zweiten Ausbaustufe des mesoskopischen Atomchips gilt dies nicht mehr, so dass alle Ströme einzeln angesteuert werden. Dies wird insbesondere für den Transport der Atome in den Experimentbereich wichtig. Lediglich die am weitesten entfernten longitudinalen Drähte, die nur für die MOT verwendet werden, können mit einem symmetrischen Strom  $I_3$  betrieben werden (siehe Abbildung 2.14). Somit werden

insgesamt 11 Ströme benötigt. Diese müssen schnell und reproduzierbar mit dem Experimentsteuercomputer einstellbar sein. In vielen Drähten müssen im Laufe eines Experimentdurchlaufs Ströme in unterschiedlichen Richtungen fließen.

Zur Stromversorgung der Drähte wurde für jeden Draht eine Schaltung aus Hochstrom-MOSFETs aufgebaut, mit der der Strom geregelt werden kann. Die Stromversorgung aller Drähte wird von einem Netzteil mit einem Gesamtstrom von bis zu 1000 A sichergestellt. Für die Querdrähte ( $I_{4.1}$  bis  $I_9$ ) werden H-Brückenschaltungen aus jeweils vier MOSFETs verwendet, mit denen die Richtung des Stroms verändert werden kann. Die MOSFETs werden außerdem verwendet, um den Strom aktiv zu regeln. Für die durchgehenden Längsdrähte ( $I_1$  bis  $I_{2.2}$ ) wurden T-Schaltungen aufgebaut, die ein getrenntes Ansteuern des Stroms durch die gesamten Längsdrähte und des Stroms im Experimentbereich ermöglichen.

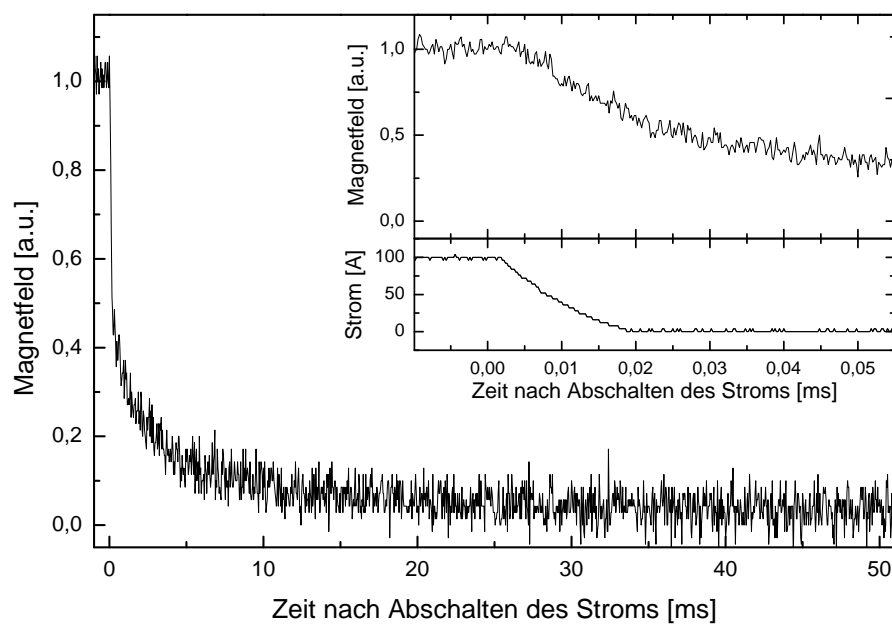
Die MOSFETs sind zur thermischen Stabilisierung auf wassergekühlten Kupferplatten angebracht. Damit sind dauerhaft Ströme von bis zu 130 A und für wenige Sekunden Ströme von bis zu 150 A möglich.

Um die Ströme messen zu können, sind Stromwandler im Verhältnis 1:1000 an jedem Draht angebracht. Mit Hilfe von analogen Proportional-Integral-Reglern werden die Ströme in den Drähten entsprechend den analogen Steuersignalen von der Experimentsteuerung eingestellt.

### 2.4.3 Schaltverhalten des mesoskopischen Atomchips

Um das Schaltverhalten des mesoskopischen Atomchips zu untersuchen, wird ein sprunghaftes Abschalten des Stroms in einem Querdraht betrachtet, in dem zuvor 100 A fließen. Dazu wird der Strom über den Kontrollausgang der Stromregelung und das erzeugte Magnetfeld mit einer Hallsonde betrachtet. Abbildung 2.15 zeigt, dass die Ströme nahezu ohne Verzögerung in wenigen Mikrosekunden geschaltet werden können. Die Magnetfelder klingen auf zwei Zeitskalen ab. Einerseits folgen sie größtenteils dem Strom, andererseits brauchen sie aufgrund von Wirbelströmen, die in dem Kupferkühlkörper induziert werden, ca. 20 ms bis sie vollständig abgeklungen sind. Die Längsdrähte sind nicht so tief in den Kühlkörper versenkt, zeigen aber ein ähnliches Schaltverhalten.

Die lange Abklingzeit behindert die optische Melassephase sowie die Detektion der Atome und sollte daher in zukünftigen Ausbaustufen des mesoskopischen Atomchips reduziert werden. Dies kann beispielsweise durch die Verwendung eines Kühlkörpers mit geringerer elektrischer Leitfähigkeit umgesetzt werden.



**Abbildung 2.15:** Aufgetragen ist der Verlauf des Magnetfelds und des Stroms beim sprunghaften Abschalten eines Stroms vom 100 A in einem Querdraht.





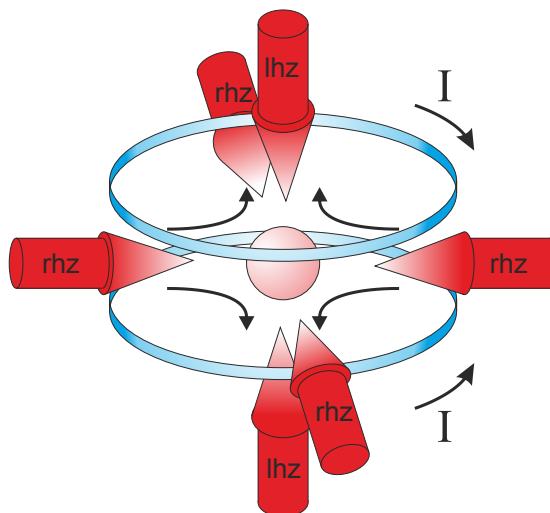
---

# MAGNETO-OPTISCHE FALLEN

In diesem Kapitel wird die magneto-optische Falle (magneto-optical trap, MOT) beschrieben, die im Rahmen dieser Arbeit geplant und aufgebaut wurde. Dazu wird zunächst auf das Konzept der Laserkühlung im Allgemeinen eingegangen. Danach wird der Aufbau, der zum Fangen von Atomen verwendeten magneto-optischen Falle (3D-MOT) und der zum Beladen der 3D-MOT verwendeten zweidimensionalen magneto-optischen Falle (2D-MOT) erläutert. Anschließend wird das magneto-optische Fallensystem charakterisiert. Am Ende des Kapitels wird ein alternativer Aufbau beschrieben, der das Rückpumplicht für die MOT durch Modulation eines Trapezverstärkers erzeugt.

## 3.1 Laserkühlung von Neutralatomen

Magnetfallen sind nicht dissipativ und die mit dem mesoskopischen Atomchip erzeugten Fallen sind auf Fallentiefen von wenigen Millikelvin beschränkt. Sie können somit nicht direkt mit den heißen Atomen aus dem Hintergrundgas beladen werden. Daher werden die Methoden der Laserkühlung verwendet, um die Atome auf eine Temperatur deutlich unterhalb der Fallentiefe zu kühlen, bei der sie in die Magnetfalle umgeladen werden können. Laserkühlung von Neutralatomen basiert auf der Absorption von Photonen aus einem Laserstrahl, der entgegen der Bewegungsrichtung der Atome eingestrahlt wird. Der dabei übertragene Impuls bremst die Atome ab. Zur selektiven Absorption von Photonen, die die Atome abbremsen, werden zwei Methoden verwendet. Als erster Schritt bei hohen Geschwindigkeiten wird die Dopplerverschiebung des Laserlichts im Bezugssystem der bewegten



**Abbildung 3.1:** Schematische Darstellung der typischen MOT Konfiguration mit sechs Laserstrahlen und makroskopischen Spulen. Die sechs Laserstrahlen müssen, abhängig von der Richtung des Magnetfelds entlang ihrer Ausbreitungsrichtung, rechts- oder linkshändig zirkular (rhz/lhz) polarisiert sein.

Atome (Dopplerkühlung) [65] zur Selektion und Kühlung der Atome genutzt. Bei tieferen Temperaturen können anschließend räumliche Polarisationsgradienten in einem stehenden Feld aus gegenläufigen Laserstrahlen zur Kühlung der Atome über optisches Pumpen verwendet werden (Polarisationsgradientenkühlung) [66].

Mit diesen beiden Methoden der Laserkühlung können Atome aus dem Hintergrundgas mit Raumtemperatur auf wenige Mikrokkelvin gekühlt werden. Da die zur Laserkühlung verwendeten atomaren Übergänge typischerweise nicht vollständig geschlossen sind, kann es passieren, dass Atome in Zustände relaxieren, in denen sie nicht weiter gekühlt werden können. Um diese Atome in den Kühlkreislauf zurückzubringen, wird Rückpumplicht verwendet. Dieses regt die Atome so an, dass sie in einen Zustand zerfallen können, der die Laserkühlung wieder ermöglicht.

Durch die Aufspaltung der atomaren Niveaus in einem Magnetfeld aufgrund des Zeeman-Effekts und eine geeignete Wahl der Polarisation der zur Kühlung verwendeten Laserstrahlen kann ein Impulsübertrag mit einer ortsabhängigen Komponente hinzugefügt werden. Dies führt dazu, dass die Atome in Richtung des geringsten Magnetfelds beschleunigt werden. In einer MOT ist es somit möglich, die Atome gleichzeitig zu kühlen und zu fangen [58, 67]. Für eine MOT werden drei orthogonale Paare aus gegenläufigen Laserstrahlen benötigt. Die Strahlen werden entlang der Hauptachsen eines magnetischen Quadrupolfelds eingestrahlt und treffen sich wie in Abbildung 3.1 dargestellt im Magnetfeldnullpunkt. Die gegenläufigen Laserstrahlen müssen jeweils die gleiche zirkuläre Polarisation aufweisen, wobei die Drehrichtung der Polarisation abhängig von der Richtung des Magnetfelds auf den

Hauptachsen ist.

## 3.2 Aufbau der magneto-optischen Falle

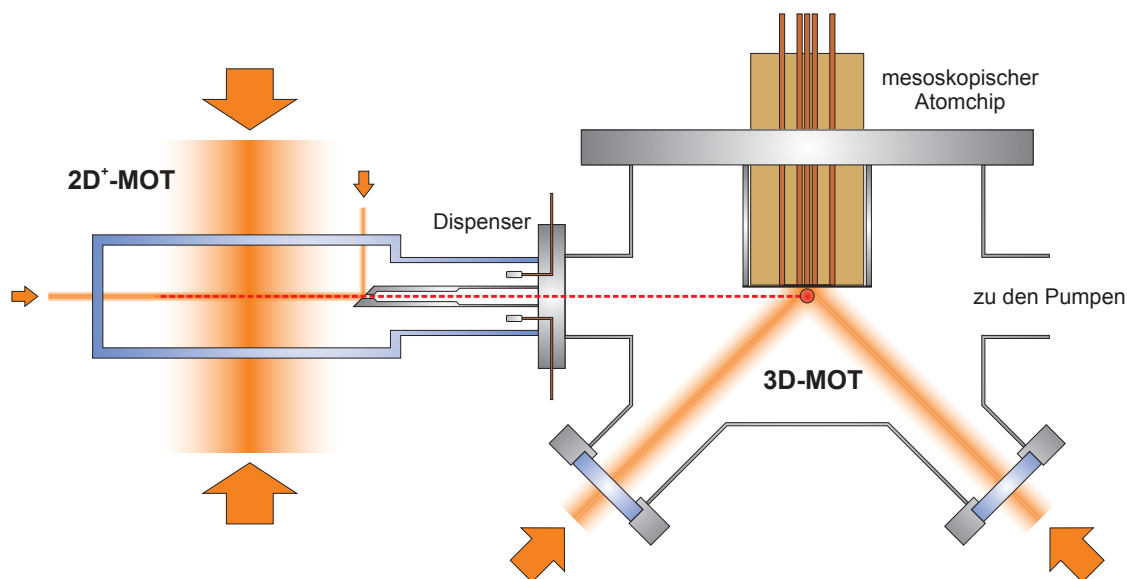
Die 3D-MOT wurde darauf optimiert, das Beladen einer Magnetfalle zu ermöglichen, die mit dem mesoskopischen Atomchip erzeugt wird. Um die geplanten schnellen Taktraten von 2 Hz für die Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten möglich zu machen, müssen mehrere Wolken gleichzeitig magnetisch im Experimentbereich der Vakuumkammer gefangen und evaporativ gekühlt werden. Da diese Magnetfallen nacheinander aus einer MOT beladen werden sollen, müssen Atome in diesem Aufbau ebenfalls mit einer Taktrate von 2 Hz in die MOT geladen und magnetisch in den Experimentbereich transportiert werden. Der Transport benötigt etwa 300 ms, daher ist die zum Beladen der MOT mit  $^{87}\text{Rb}$ -Atomen verfügbare Zeit auf 200 ms begrenzt.

Da permanent Atome in den Magnetfallen im Experimentbereich gehalten werden sollen, darf der Betrieb der MOT nicht dazu führen, dass Atome aus diesen Magnetfallen verloren gehen. Um zu verhindern, dass dies durch Streulicht der MOT geschieht, ist der Experimentbereich wie in Abschnitt 2.2 beschrieben optisch von der MOT getrennt. Um eine Wechselwirkung der Atome im Experimentbereich mit dem Magnetfeld der MOT zu verhindern, wird dieses lokal mit dem mesoskopischen Atomchip erzeugt (siehe Abschnitt 2.4.1). Der mesoskopische Atomchip wurde dazu im Bereich der MOT so optimiert, dass er das Magnetfeld für eine MOT mit großem Einfangvolumen erzeugt.

Die Verwendung des mesoskopischen Atomchips zur Erzeugung der Magnetfelder für die MOT ermöglicht zudem die Anpassung der Form der magneto-optisch gefangenen Wolke an die Form der Magnetfalle und erleichtert somit das Umladen der Atome in die Magnetfalle.

Die 3D-MOT wird mit einem vorgekühlten Atomstrahl beladen, der mit der in Abschnitt 3.3 beschriebenen 2D-MOT erzeugt wird. So werden die benötigten schnellen Laderaten der 3D-MOT sichergestellt.

Um ein großes Einfangvolumen in der 3D-MOT zu realisieren, werden zusätzlich zu einem geeigneten Magnetfeld hinreichend große Laserstrahlen benötigt. Der optische Zugang zu den Atomen im MOT-Bereich der verwendeten Vakuumkammer ist allerdings nach oben durch den Atomchip und zu den Seiten durch die Trennwände in der Vakuumkammer stark eingeschränkt. Die 3D-MOT wird daher mit nur drei Strahlen betrieben. Mit Hilfe von Spiegeln werden aus den drei Strahlen drei orthogonale Paare aus gegenläufigen Strahlen erzeugt, die den Betrieb der

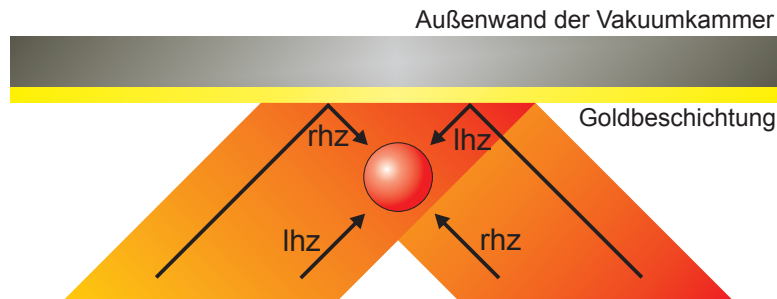


**Abbildung 3.2:** Vereinfachte Darstellung des Doppel-MOT-Systems, bestehend aus der  $2D^+$ -MOT und der 3D-MOT. Der Weg des Atomstrahls aus der  $2D^+$ -MOT ist durch die rot gestrichelte Linie gekennzeichnet. Der rote Punkt markiert die Position der 3D-MOT unterhalb des mesoskopischen Atomchips.

3D-MOT ermöglichen. Eine vollständige Darstellung des optischen Aufbaus um die Vakuumkammer, zu dem auch der optische Aufbau der magneto-optischen Fallen gehört, ist in Anhang A zu finden.

Das Licht zum Betrieb der 3D-MOT wird mit zwei optischen Fasern vom Lasersystem zum Experiment geführt. Das Kühllicht in horizontaler Richtung wird nach der Faser mit einer  $f = 80$  mm Linse auf einen Durchmesser von 15 mm kollimiert. Der resultierende Strahl wird zirkular polarisiert und an einem in der Vakuumkammer angebrachten Spiegel in sich zurück reflektiert. Eine auf dem Spiegel aufgebrachte Viertelwellenplatte passt die Polarisation des reflektierten Strahls so an, dass dieser dieselbe zirkulare Polarisationsrichtung wie der einlaufende Strahl hat.

Das Licht aus der zweiten optischen Faser, das sowohl Kühl- als auch Rückpumplicht enthält, wird mit einer  $f = 150$  mm Linse auf einen Durchmesser von 22 mm kollimiert. Der erzeugte Strahl wird anschließend aufgeteilt und in zwei Strahlen im  $45^\circ$  Winkel von unten entlang den beiden Hauptachsen des radialen Magnetfelds (siehe Abbildung 2.11) in die Vakuumkammer gelenkt. Die beiden Strahlen werden an der goldbeschichteten Oberfläche der Vakuumkammer unterhalb des mesoskopischen Atomchips reflektiert, so dass sich die typische Spiegel-MOT-Konfiguration [68] ergibt, die in Abbildung 3.3 dargestellt ist. Hierzu treffen sich die Mittelpunkte der beiden Strahlen oberhalb des Fallenzentrums auf der Spiegeloberfläche. Da sich die Drehrichtung der Polarisation bei der Reflexion ändert,



**Abbildung 3.3:** Schematische Darstellung der Spiegel-MOT-Konfiguration, mit der vier der sechs Strahlen der typischen MOT ersetzt werden.

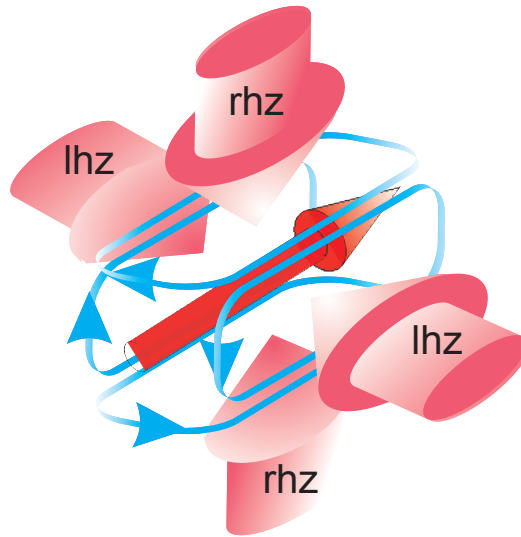
erhält man die benötigten Paare aus gegenläufigen Laserstrahlen mit gleicher zirkularer Polarisation.

Der Bereich, in dem die einlaufenden und die reflektierten Strahlen überlappen, bildet das Einfangvolumen der MOT. Dieses Konzept liefert ein hinreichend großes Fallenvolumen, wenn sich das Fallenzentrum im Vergleich zu der Ausdehnung der Strahlen nah an der Oberfläche befindet. Das für die 3D-MOT verwendete Magnetfeld hat seinen Nullpunkt im Abstand von 7 mm zu der goldbeschichteten Oberfläche. Damit ergibt sich für die verwendeten Laserstrahlen ein radiales Einfangvolumen mit 17 mm Durchmesser, was dem Durchmesser der Laserstrahlen in longitudinaler Richtung entspricht.

### 3.3 Zweidimensionale magneto-optische Falle

Obwohl es möglich ist, eine MOT direkt aus dem Hintergrundgas zu laden [69], ist es vorteilhaft, diese mit einem Strahl vorgekühlter Atome zu beladen. Solch ein Strahl aus kalten Atomen kann mit Hilfe von Laserkühlung beispielsweise aus einem Chirpabbremsler [70], einem Zeemanabbremsler [71] oder einer zweidimensionalen magneto-optischen Falle [72, 73] erzeugt werden. Der in dieser Arbeit beschriebene Aufbau verwendet eine 2D-MOT, da diese besonders kompakt realisiert werden kann. Außerdem kann eine 2D-MOT für  $^{87}\text{Rb}$  mit einfach zu handhabenden Atomquellen realisiert werden, da sie einen Strahl aus dem Hintergrundgas erzeugt und nicht einen heißen Strahl aus einem Ofen abbremst. Im Gegensatz zu den beiden anderen Konzepten liefert die 2D-MOT einen auch in transversaler Richtung gekühlten Atomstrahl.

Die 3D-MOT mit einem Strahl kalter Atome aus einer 2D-MOT zu beladen, bietet zwei Vorteile. Erstens wird der im Bereich der 3D-MOT erreichbare Vakuumdruck deutlich besser, da hier kein Hintergrundgas zum Beladen der MOT vorhanden



**Abbildung 3.4:** Schematische Darstellung der Spulen und Laserstrahlen in einer zweidimensionalen magneto-optischen Falle mit vier transversalen Laserstrahlen. Die gegenläufigen Laserstrahlen haben jeweils die gleiche zirkuläre Polarisationsrichtung, wobei jeweils zwei Laserstrahlen rechts- beziehungsweise linkshändig zirkular (rhz/lhz) polarisiert sind.

sein muss. Insbesondere gelangt von dem Hintergrundgas, das aus Rubidium in seinem natürlichen Isotopenverhältnis und zusätzlichen Verschmutzungen besteht, nur das benötigte  $^{87}\text{Rb}$  in die 3D-MOT-Kammer, das bereits vorgekühlt ist. Daher ist fast kein heißes Hintergrundgas in der 3D-MOT-Kammer vorhanden, das permanent zu Verlusten führen würde. Dies erlaubt höhere Atomzahlen in der 3D-MOT. Außerdem sind die Verluste während des magnetischen Transports in den Experimentbereich reduziert, da weniger Stöße zwischen den magnetisch gefangenen Atomen und den heißen Atomen aus dem Hintergrundgas auftreten. Zweitens können mit diesem Konzept deutlich höhere Laderaten der MOT erreicht werden, da in einer 2D-MOT ein deutlich größeres Einfangvolumen realisiert werden kann.

### 3.3.1 2D<sup>+</sup>-MOT

In einer 2D-MOT kühlen vier Laserstrahlen die Atome in transversaler Richtung auf eine von einem zweidimensionalen Quadrupolfeld vorgegebene Achse (siehe Abbildung 3.4). Um viele Atome von der 2D-MOT in die 3D-MOT zu laden, wird ein transversal kalter Atomstrahl benötigt. Dieser wird durch die Eintrittsöffnung einer differentiellen Pumpstufe beschnitten, so dass nur Atome, die in transversaler Richtung hinreichend kalt sind, in die Hauptkammer gelangen können.

Die transversal kalten Atome breiten sich in dem 2D-MOT-Strahl in beide Richtungen aus. Um die Laderate der 3D-MOT weiter zu erhöhen, werden in der 2D-MOT zwei weitere Lichtstrahlen mit Kühllicht in longitudinaler Richtung eingestrahlt. Der Beschleunigungsstrahl wird in Richtung des Atomstrahls eingestrahlt und beschleunigt die Atome in Richtung der differentiellen Pumpstufe. Der Bremsstrahl wird in entgegengesetzter Richtung eingestrahlt und hat ein ringförmiges Strahlprofil.

Die beiden gegenläufigen Strahlen kühlen die Atome in der 2D-MOT zusätzlich in longitudinaler Richtung. Somit wird die Zeit, in der sich die Atome in den transversalen Kühlstrahlen befinden, verlängert und die Atome erreichen in transversaler Richtung eine tiefere Temperatur. Atome die soweit gekühlt wurden, dass sie sich innerhalb des hohlen Bremsstrahls befinden, werden in Richtung der 3D-MOT beschleunigt.

Im Fall einer 2D-MOT mit zusätzlichem Brems- und Beschleunigungsstrahl spricht man von einer 2D<sup>+</sup>-MOT. Mit der Erweiterung der 2D-MOT auf eine 2D<sup>+</sup>-MOT erreicht man einen Atomstrahl mit einem höheren Fluss und geringerer longitudinaler Geschwindigkeit [49, 74].

### 3.3.2 Aufbau der 2D-MOT

Die 2D-MOT wird in einer UHV Glaszelle betrieben, in der mit Dispensern ein ausreichender Rubidium-Hintergrundgasdruck erzeugt wird. Die Verbindung zum restlichen Vakuum wird über eine differentielle Pumpstufe mit einer 2 mm großen Eintrittsöffnung hergestellt. Das benötigte zweidimensionale Quadrupolfeld wird mit vier 12 cm × 17 cm großen Rechteckspulen mit jeweils 81 Windungen erzeugt. Die Spulen sind quaderförmig um die Glaszelle angeordnet und erzeugen ein zweidimensionales Quadrupolfeld mit einem Gradienten von 3,3 G/cm pro 1 A Spulenstrom. Durch Verändern der Ströme in den vier Spulen kann das Zentrum des erzeugten Quadrupolfelds verschoben werden. Somit kann der Atomstrahl auf die Öffnung in der differentiellen Pumpstufe ausgerichtet werden. Die vier Spulen werden für den Betrieb der 2D-MOT von einem mittleren Strom von 4,5 A durchflossen, so dass sie einen Magnetfeldgradienten von 14,5 G/cm erzeugen.

Zur transversalen Kühlung der Atome werden zwei elliptische Laserstrahlen verwendet. Das transversale Kühllicht für die 2D-MOT wird mit zwei optischen Fasern vom Lasersystem zum Experiment geführt. Die beiden Fasern transportieren jeweils 200 mW Laserlicht, das sowohl aus Kühl- als auch aus Rückpumplicht besteht. Die beiden Strahlen werden zunächst mit Viertelwellenplatten zirkular polarisiert und mit zwei  $f = 150$  mm Linsen auf einen Strahldurchmesser von 30 mm kollimiert. Anschließend werden sie mit einer konkaven Zylinderlinse ( $f = -50,8$  mm)

und einer konvexen Zylinderlinse ( $f = 150$  mm) horizontal aufgeweitet. Die resultierenden Strahlen haben ein elliptisches Strahlprofil mit  $87 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$  Durchmesser. Das Licht wird von unten und von der Seite in die Glaszelle eingestrahlt und mit auf der Rückseite hochreflektierend beschichteten Viertelwellenplatten in sich selbst reflektiert. Somit erhält man zwei Paare aus gegenläufigen Laserstrahlen mit der für den Betrieb einer 2D-MOT benötigten Polarisation. Gleichzeitig steht im Vergleich zu einem Aufbau, in dem alle vier Strahlen einzeln erzeugt werden, effektiv doppelt so viel Kühllicht zur Verfügung. Die Glaszelle ist auf den Seiten, an denen die Strahlen reflektiert werden, von außen antireflektierend beschichtet. Dies minimiert das Ungleichgewicht der Leistungen zwischen den beiden gegenläufigen Strahlen, das zu einer Ablenkung des Atomstrahls führen würde.

Für die  $2D^+$ -MOT Konfiguration werden zwei weitere Strahlen benötigt. Zu ihrer Realisierung wird ein Teil des Laserlichts, das auch für die transversalen Strahlen der 2D-MOT verwendet wird, mit einer weiteren optischen Faser zum Experiment geführt und mit einem Faserkollimator zu einem Strahl mit 5 mm Durchmesser geformt. Dieser Strahl wird mit einem polarisierenden Strahlteiler aufgeteilt, so dass die beiden resultierenden Strahlen linear und senkrecht zueinander polarisiert sind. Der Beschleunigungsstrahl wird entlang der Nulllinie des Quadrupolfelds in Richtung des Atomstrahls eingestrahlt. Der Bremsstrahl wird mit dem Beschleunigungsstrahl überlagert und in entgegengesetzter Richtung eingestrahlt. Der Bremsstrahl wird an der Endfläche der differentiellen Pumpstufe reflektiert, wobei aufgrund der Öffnung in der differentiellen Pumpstufe ein Teil aus dem Bremsstrahl herausgeschnitten wird, so dass er das benötigte ringförmige Strahlprofil erhält. Der Effekt der beiden zusätzlichen Strahlen in longitudinaler Richtung wird im Rahmen der Charakterisierung der 2D-MOT diskutiert.

### 3.4 Detektion

Um die relevanten Kenngrößen der magneto-optischen Fallen zu bestimmen, werden die atomaren Wolken in der 3D-MOT mit einer Fluoreszenzdetektion analysiert. Dazu werden die Atome mit dem Licht aus den beiden MOT-Strahlen angeblitzt, die von unten in die Vakuumkammer eingestrahlt werden. Das Kühllicht wird für die Detektion resonant auf den atomaren Übergang von  $F=2$  nach  $F'=3$  eingestellt. Das Licht wird über die beiden AOMs für das Kühl- und Rückpumplicht geschaltet und in einen  $50 \mu\text{s}$  dauernden Puls auf die Atome gegeben.

Das gestreute Licht wird mit zwei kalibrierten CCD-Kameras detektiert, von denen eine Bilder der Atome von unten und die andere von der Seite aufnimmt. Die beiden Kameras bilden die Atome über Polarisationsstrahlteiler ab, die im horizontalen MOT-Strahl und im Strahlengang des optischen Pumplichts zur Reinigung der Po-



larisation eingebaut sind. Typischerweise wird die horizontale Detektionsrichtung genutzt, da diese über einen besseren optischen Zugang verfügt. Sie bietet die Möglichkeit, die Fallparabel der Atome zu beobachten, nachdem die Falle abgeschaltet wurde.

Aus den Bildern der Kameras kann sowohl die räumliche Verteilung der Atome als auch die Anzahl der gefangenen Atome über die gestreute Laserleistung [75] bestimmt werden. Über die ballistische Ausdehnung der Wolken nach dem Abschalten der Falle kann mit dem Zusammenhang

$$T = \frac{m}{k_B} \frac{\sigma_2^2 - \sigma_1^2}{t_2^2 - t_1^2} \quad (3.1)$$

die Temperatur  $T$  der gefangenen Wolken bestimmt werden. Dabei sind  $\sigma_1$  und  $\sigma_2$  die  $1/\sqrt{e}$ -Größe der Wolke nach den Expansionszeiten  $t_1$  und  $t_2$ . Zur genaueren Auswertung wird häufig eine Sequenz von Messungen nach verschiedenen Fallzeiten aufgenommen. Aus der Näherung der Größe der Wolke  $\sigma(t)$  nach der Expansionszeit  $t$

$$\sigma(t)^2 = T \frac{k_B}{m} t^2 + \sigma_0^2 \quad (3.2)$$

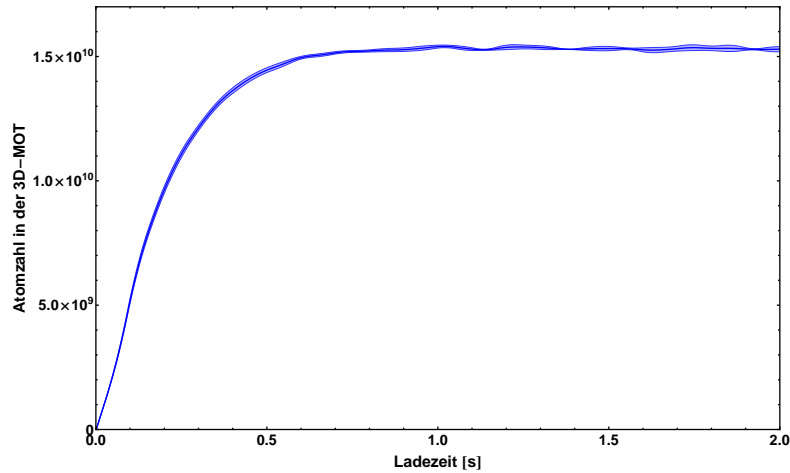
kann mit der Anfangsgröße  $\sigma_0$  die Temperatur bestimmt werden.

## 3.5 Charakterisierung der magneto-optischen Fallen

Das magneto-optische Fallensystem wurde auf eine maximale Laderate und Atomzahl in der 3D-MOT optimiert. Wenn die 3D-MOT-Parameter optimal eingestellt sind, können nahezu alle Atome aus dem Atomstrahl der 2D-MOT in der 3D-MOT gefangen werden. Die Laderate der 3D-MOT ist somit durch den Fluss aus der 2D-MOT begrenzt. Die Endatomzahl wird hingegen im Wesentlichen durch die Parameter der 3D-MOT bestimmt. Somit können die beiden magneto-optischen Fallen getrennt voneinander optimiert und charakterisiert werden.

Zur Charakterisierung des magneto-optischen Fallensystems werden aus vielen Messungen gemittelte Ladekurven der 3D-MOT betrachtet (siehe Abbildung 3.5). Für die Ladekurven wird die Atomzahl in der 3D-MOT für unterschiedlich lange Beladung mit der 2D-MOT ermittelt. Die Laderate wird aus der anfänglichen linearen Steigung bestimmt, während die Endatomzahl aus der gesättigten Atomzahl nach langen Ladezeiten abgelesen wird.

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Charakterisierung der 2D-MOT und der 3D-MOT detailliert beschrieben.



**Abbildung 3.5:** Atomzahl in der 3D-MOT als Funktion der Ladezeit mit der 2D-MOT. Die Daten wurden aus mehreren Bildern gemittelt und der schattierte Bereich stellt die zugehörige Standardabweichung dar.

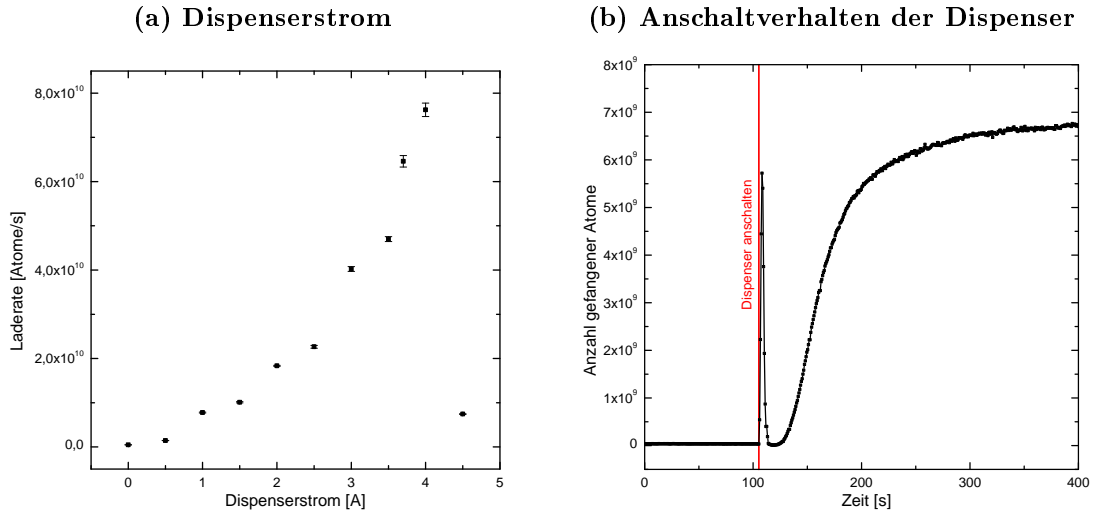
### 3.5.1 Charakterisierung der 2D-MOT

Das Ziel der Charakterisierung der 2D-MOT ist die Optimierung ihres Flusses. Zusätzlich werden sinnvolle Änderungen für zukünftige Aufbauten identifiziert, in denen eine ähnliche 2D-MOT verwendet werden soll.

In Referenz [49] wurden umfangreiche Untersuchungen an einer ähnlichen 2D-MOT durchgeführt. Da das hier beschriebene System über deutlich mehr Laserleistung und breitere transversale Strahlen, sowie Dispenser anstelle eines Ofens als Atomquelle verwendet, wird untersucht, wie sich diese Änderungen auf den Fluss der 2D-MOT auswirken.

Um den Einfluss des Rubidium Hintergrundgases auf den Fluss der 2D-MOT zu untersuchen, wurde die 2D-MOT mit verschiedenen Dispenserströmen betrieben (siehe Abbildung 3.6(a)). Die freigesetzte Menge Rubidium skaliert nicht linear mit dem Strom, so dass die Laderaten oberhalb von 3 A stark ansteigen. Bei Strömen über 4 A wird so viel Gas freigesetzt, dass sich der Vakuumdruck in der 3D-MOT-Kammer verschlechtert. Da die Laderaten ebenfalls stark sinken, ist davon auszugehen, dass nicht nur Rubidium, sondern auch Verunreinigungen freigesetzt werden. Als Kompromiss für den regulären Betrieb der 2D-MOT wurde deshalb ein Strom von 3,7 A gewählt.

Zur Untersuchung des Anschaltverhaltens des Dispensers wurde dieser angeschaltet, während kontinuierlich die Atomzahl in der 3D-MOT nach 100 ms Ladezeit bestimmt wurde (siehe Abbildung 3.6(b)). Es wurde eine kurzzeitige Erhöhung der Laderate direkt nach dem Anschalten sowie ein langsamer Anstieg über mehrere



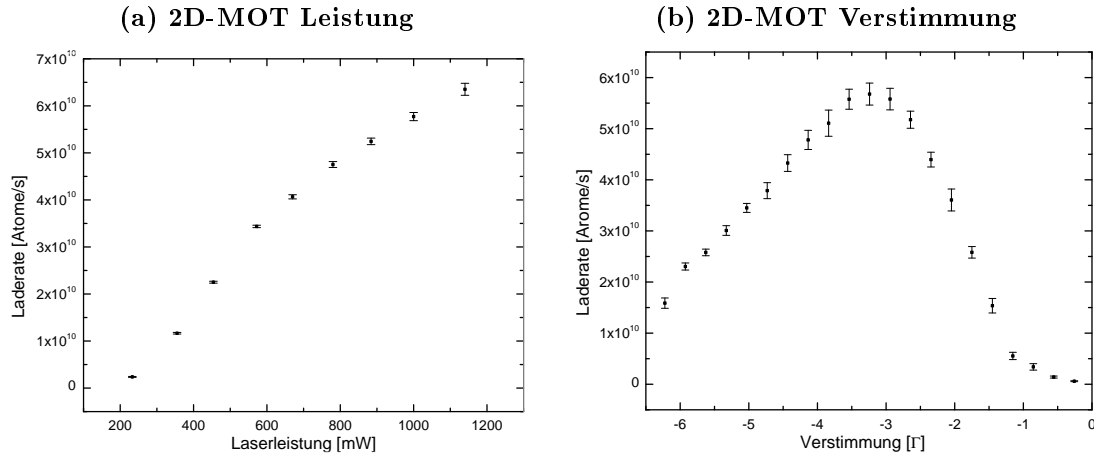
**Abbildung 3.6:** (a) Laderate der 3D-MOT als Funktion des Dispenserstroms. (b) Verhalten der Laderate direkt nach dem Anschalten auf 3,7 A.

Minuten beobachtet. Der langsame Anstieg der Laderate ist auf das Aufheizen des Dispensers auf die Temperatur zurückzuführen, ab der das Rubidiumsalz in dem Dispenser reduziert wird. Die kurzzeitige Erhöhung der Laderaten ist vermutlich reines Rubidium, das bereits bei niedrigeren Temperaturen vollständig verdampft.

Für den hier beschriebenen Aufbau wurde der Dispenser kontinuierlich betrieben. Für Anwendungen, in denen ein kontinuierlicher Betrieb nicht möglich ist, kann aber ein gepulster Betrieb sinnvoll sein, der die kurzzeitige Erhöhung der Laderaten direkt nach dem Anschalten ausnutzt.

Für die durchgeführten Experimente wurde nur ein Dispenser verwendet, der vor dem Einbau am Experiment in einem Testaufbau gereinigt wurde. Da an anderen Experimenten festgestellt wurde, dass sich das Verhalten von einzelnen Dispensern stark unterscheidet, ist nicht klar, inwiefern die mit diesem Dispenser erzielten Ergebnisse auf andere Aufbauten übertragbar sind. Insbesondere hat sich der Druckanstieg in der 3D-MOT-Kammer, der durch den Betrieb des Dispensers ausgelöst wird, über Monate hinweg verringert. Da sich über denselben Zeitraum die mit dem MOT-System erzielten Ergebnisse verbessert haben, ist davon auszugehen, dass die Verunreinigung des Dispensers kontinuierlich abnimmt.

Um die optimale Frequenz für das Kühllicht der 2D-MOT zu bestimmen, wurde die Laderate in Abhängigkeit von der Verstimmung des Kühllichts zum atomaren Übergang vom Zustand  $F=1$  zum Zustand  $F'=3$  bestimmt (siehe Abbildung 3.7 (a)). Die maximale Laderate wird bei einer Verstimmung von  $3,2 \Gamma$  erreicht. Die im Vergleich zu Referenz [49] größere optimale Verstimmung ist auf die höhere



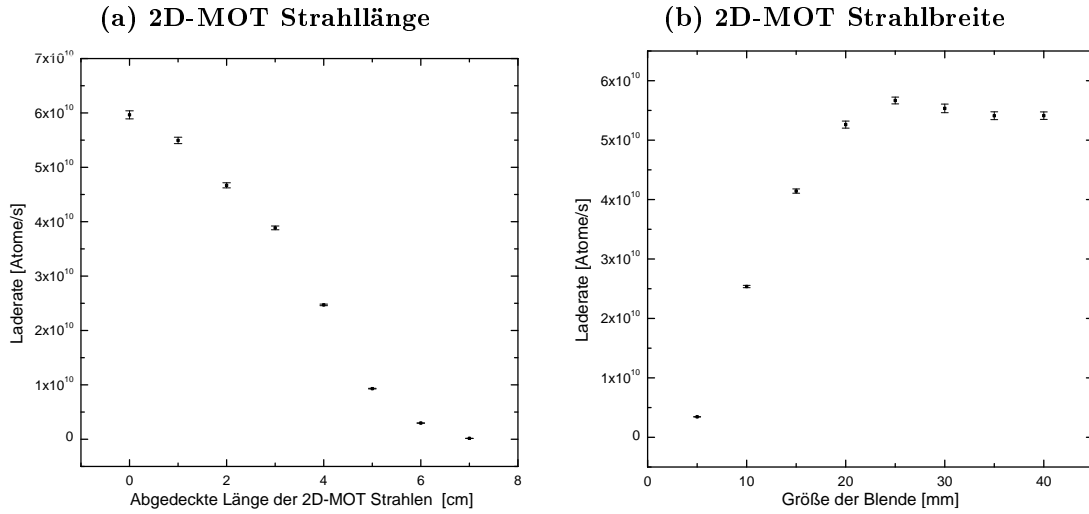
**Abbildung 3.7:** (a) Laderate der 3D-MOT als Funktion der Laserleistung zum Betrieb der 2D-MOT. Die Laserleistung wurde am Ausgang des Trapezverstärkers für die 2D-MOT gemessen und über den Versorgungsstrom des Trapezverstärkers variiert. (b) Laderate der 3D-MOT in Abhängigkeit der Verstimmung des Kühllichts in der 2D-MOT zum atomaren Kühlübergang.

Kühllaserleistung und die breiteren transversalen Kühllaserstrahlen zurückzuführen.

Zur Untersuchung des Einflusses der Laserleistung, die zum Betrieb der 2D-MOT zur Verfügung steht, wurde die Laderate der 3D-MOT bei verschiedenen Laserleistungen untersucht. Die Leistung kann über den Versorgungsstrom des Trapezverstärkers für die 2D-MOT eingestellt werden. Abbildung 3.7 (b) zeigt die Laderaten für verschiedene Laserleistungen, die am Ausgang des Trapezverstärkers gemessen wurden. Die Messung zeigt, dass sich der Fluss der 2D-MOT mit größerer Leistung erhöht. Dabei ist noch keine signifikante Sättigung zu beobachten, so dass der Fluss mit größeren Laserleistungen weiter erhöht werden kann.

Da der Fluss aus der 2D-MOT mit höheren Laserintensitäten ansteigt, wurde untersucht, ob es für zukünftige Aufbauten sinnvoll ist, kleinere transversale Kühllaserstrahlen einzusetzen. Diese würden bei gleicher Leistung höhere Intensitäten erzeugen. Dazu wurde die Länge der 2D-MOT reduziert, indem die Kühllaserstrahlen teilweise abgedeckt wurden (siehe Abbildung 3.8 (a)). Es ist zu erkennen, dass sich die Laderate der 3D-MOT verringert, wenn die Länge der Strahlen reduziert wird.

Zusätzlich wurde der Einfluss der Strahlbreite untersucht. Dazu wurden die transversalen Kühllaserstrahlen mit Schlitzblenden verkleinert (siehe Abbildung 3.8 (b)). Hier ist ebenfalls ein Absinken der Laderate in der 3D-MOT zu beobachten, wenn Teile des Strahls abgeschnitten werden.

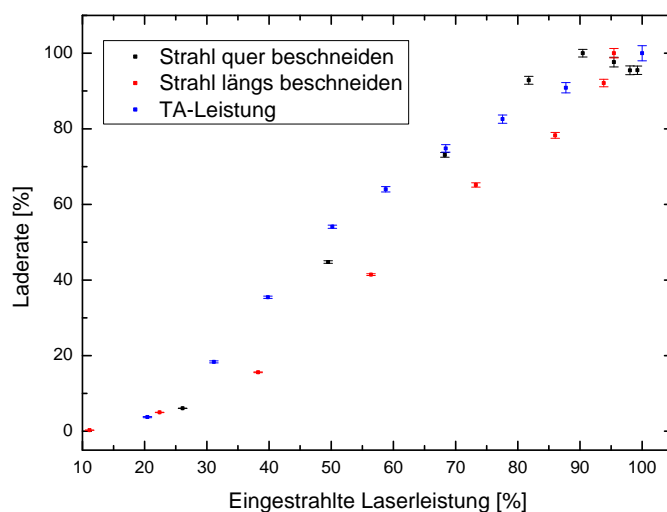


**Abbildung 3.8:** (a) Laderate der 3D-MOT in Abhängigkeit der Länge der Kühllaserstrahlen der 2D-MOT. Die transversalen Laserstrahlen der 2D-MOT wurden für diese Messung auf verschiedenen Längen abgedeckt. (b) Laderate der 3D-MOT in Abhängigkeit der Breite der Kühllaserstrahlen der 2D-MOT. Die transversalen Kühllaserstrahlen der 2D-MOT wurden mit Schlitzblenden beschnitten.

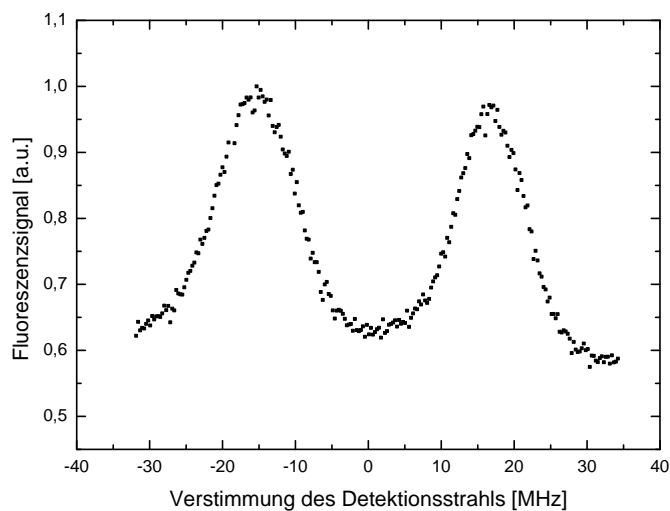
Die teilweise abgeschnittenen Laserstrahlen führen zu einer reduzierten eingestrahelten Laserleistung. Ein Vergleich der Laderaten ergibt, dass diese ähnlich stark verringert werden unabhängig davon, ob die Laserleistung insgesamt reduziert wurde oder ob Teile der transversalen Kühlstrahlen abgeschnitten wurden (siehe Abbildung 3.9). Allerdings scheint eine Verringerung der Leistung durch eine Verkürzung der Strahllänge die stärkste Reduktion zur Folge zu haben.

Zukünftige Experimentaufbauten, die eine 2D-MOT zum Beladen einer 3D-MOT verwenden, können durch Einsatz von mehr Laserleistung verbessert werden. Diese könnte beispielsweise durch die Verwendung mehrerer oder leistungsstärkerer Trapezverstärker sowie durch den kürzlich demonstrierten Einsatz eines frequenzverdoppelten Faserlasers bereit gestellt werden [76]. Dabei ist davon auszugehen, dass die Laderate in zukünftigen Aufbauten am besten durch eine Verlängerung der transversalen Kühlstrahlen verbessert werden kann. Auch bei der Verwendung der gleichen Geometrie der Kühllaserstrahlen verbessert sich der Fluss mit mehr Laserleistung, da die Verstimmung vergrößert werden kann und dies zu einer Vergrößerung des Einfangvolumens führt.

Neben dem Fluss des Atomstrahls ist die Geschwindigkeit der Atome in Strahlrichtung eine zweite wichtige Kenngröße. Um diese zu bestimmen, wurde der Atomstrahl bei abgeschalteter 3D-MOT zur Detektion mit Licht aus dem horizontalen Strahl der 3D-MOT beleuchtet. Das von dem Atomstrahl gestreute Licht wurde auf der unteren CCD-Kamera detektiert, während die Verstimmung des Detekti-



**Abbildung 3.9:** Vergleich der Laderaten der 3D-MOT für unterschiedlich stark reduzierte Laserleistungen der 3D-MOT. Die eingestrahlte Laserleistung wurde durch Abschneiden der Laserstrahlen mit Schlitzblenden, durch Abdecken der Strahlen in Längsrichtung und durch Herunterfahren der Ausgangsleistung des Trapezverstärkers für die 2D-MOT reduziert.



**Abbildung 3.10:** Fluoreszenzsignal des Atomstrahls aus der 2D-MOT in Abhängigkeit der Verstimmung eines in  $45^\circ$  eingestrahlt und retroreflektierten Detektionsstrahls. Aus dem Signal wird eine mittlere Geschwindigkeit des Atomstrahls von 17,7 m/s und eine Geschwindigkeitsverteilung mit einer mittleren Halbwertsbreite von 4,5 m/s errechnet.

2D-MOT KONFIGURATION	LADERATE [ATOME/S]	ENDATOMZAHL
reine 2D-MOT	$4,83 \times 10^9$	$5,85 \times 10^9$
2D-MOT mit Beschleunigungsstrahl	$4,60 \times 10^{10}$	$1,48 \times 10^{10}$
2D <sup>+</sup> -MOT	$5,65 \times 10^{10}$	$1,55 \times 10^{10}$

**Tabelle 3.1:** Laderate und Endatomzahl für verschiedene 2D-MOT Konfigurationen.

onslichts zum Übergang  $F=2$  nach  $F'=3$  verändert wurde. Da der Detektionsstrahl einen Winkel von  $45^\circ$  mit dem Atomstrahl einschließt, ist der atomare Übergang durch den Dopplereffekt verschoben. In Abbildung 3.10 treten eine rot- und eine blauverstimmte Resonanz auf, weil der Detektionsstrahl in der Kammer retroreflektiert wird. Die blauverstimmte Resonanz tritt auf, wenn der im  $45^\circ$ -Winkel mit dem Atomstrahl eingestrahlte Strahl resonant ist. Das rotverstimmte Signal ist dem reflektierten Strahl zuzuordnen, der ebenfalls im  $45^\circ$ -Winkel aber entgegen dem Atomstrahl verläuft. Aus dem halben Abstand zwischen den Mittelpunkten der beiden Signale kann die Dopplerverschiebung  $\Delta\nu_D$  bestimmt werden. Die mittlere Geschwindigkeit der Atome kann über

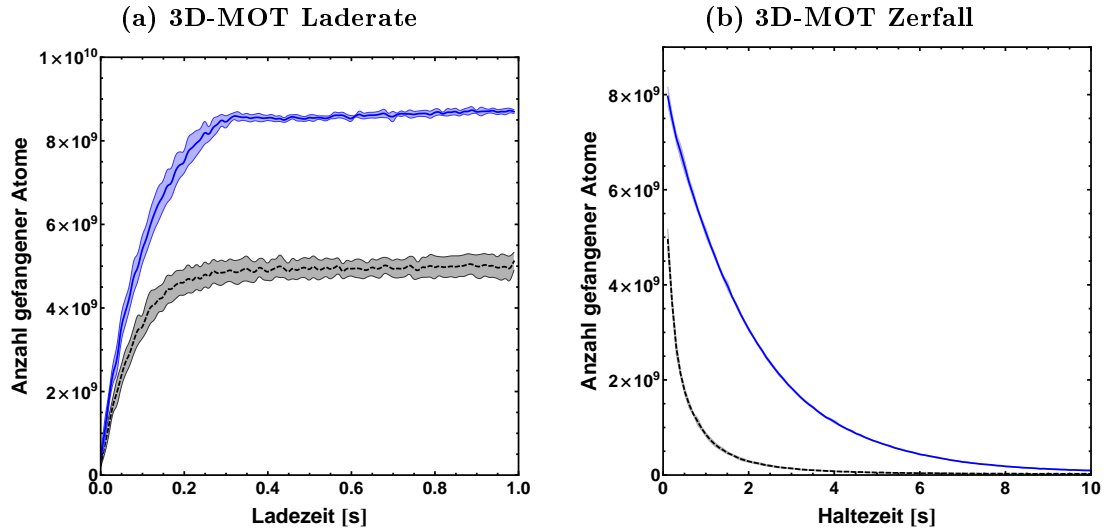
$$\langle v \rangle = \frac{\Delta\nu_D \lambda}{\cos \Theta} \quad (3.3)$$

mit der Wellenlänge des Detektionslichts  $\lambda$  und dem Winkel  $\Theta$  zwischen dem Detektionsstrahl und dem Atomstrahl bestimmt werden [49]. Aus einer Näherung der beiden Signale mit einem Voigt-Profil kann zusätzlich die Breite der Geschwindigkeitsverteilung bestimmt werden. Für die 2D<sup>+</sup>-MOT Konfiguration ergibt sich eine mittlere Geschwindigkeit von 17,7 m/s und eine Geschwindigkeitsverteilung mit einer mittleren Halbwertsbreite von 4,5 m/s.

Abschließend wurden die Vorteile des 2D<sup>+</sup>-MOT Aufbaus mit einem Beschleunigungs- und einem Bremsstrahl überprüft (Siehe Tabelle 3.1). Die Verwendung des Beschleunigungsstrahls führt zu einer erheblichen Verbesserung der Laderate und der Endatomzahl in der 3D-MOT, während der zusätzliche Bremsstrahl nur noch geringfügige Verbesserungen der Laderate und der Endatomzahl bewirkt.

### 3.5.2 Charakterisierung der 3D-MOT

Da der Betrieb der 3D-MOT mit dem Kapitel in 2 beschriebenen mesoskopischen Atomchip ein neues Konzept darstellt, wurde eine umfangreiche Charakterisierung der 3D-MOT durchgeführt. Insbesondere die Kombination aus einem mesoskopischen Atomchip, der Verwendung hexapolkompensierter Magnetfelder, der voll-



**Abbildung 3.11:** Ladepkurve (a) und Zerfallskurve (b) der 3D-MOT mit kompensiertem Hexapolanteil (blau) und mit einer Magnetfeldkonfiguration mit gleichen Gradienten im Fallenzentrum aber mit Hexapolkomponente (schwarz). Die Zerfallskurve wurde nach einer festen Ladezeit von 500 ms aufgenommen. Die schattierten Bereiche entsprechen der Standardabweichung von zehn ausgewerteten Messungen.

ständige Verzicht auf Spulen zur Erzeugung der MOT-Magnetfelder, der Einsatz einer 2D-MOT sowie die Positionierung des mesoskopischen Atomchips außerhalb des Vakuums ist bisher einmalig. Die Ergebnisse der Charakterisierung wurden bereits in [62] veröffentlicht. Diese Untersuchungen wurden mit der ersten Ausbaustufe des mesoskopischen Atomchips durchgeführt. Die aktuellen Ergebnisse der 3D-MOT haben sich aus zwei Gründen verbessert. Erstens hat sich der Dispenser gereinigt, was zu einem besseren Vakuum und einem größeren Fluss in der 2D-MOT geführt hat. Zweitens konnte mit einer automatisierten Optimierung (siehe Kapitel 2) eine verbesserte Konfiguration der Ströme auf dem mesoskopischen Atomchip gefunden werden. Die Ergebnisse aus [62] sind aber weiterhin qualitativ gültig.

### Test der Hexapolkompensation

Zunächst wurde die Kompensation der Hexapolkomponente des Magnetfelds für die 3D-MOT überprüft. Aufgrund der Zuleitungen und der endlichen Ausdehnung der Drähte auf dem mesoskopischen Atomchip erhält man zusätzlich zu den in Abschnitt 2.4 berechneten Feldern ein Feld am Ort des Fallenzentrums. Dieses Feld bewirkt eine Auslenkung der Falle aus dem geometrischen Zentrum. Numerische Bio-Savart Simulationen, die auch die Zuleitungen berücksichtigen, haben erge-



ben, dass die gewünschte Feldkonfiguration erhalten bleibt, wenn zwei Ströme auf  $I_3 = 120$  A und  $I_2 = -53$  A angepasst werden. Diese Konfiguration liefert einen Magnetfeldverlauf mit Gradienten von 11, 15 und 5 G/cm entlang der Achsen, auf denen das Kühllicht eingestrahlt wird. Die Kompensation des Hexapolanteils wird dabei kaum beeinflusst.

Zum Vergleich wurde eine Magnetfeldkonfiguration betrachtet, die ähnliche Gradienten aufweist, in der aber die Hexapolkomponente nicht kompensiert ist. Dazu wurde das Feld in radialer Richtung mit nur drei Drähten und Strömen von  $I_1 = -30,3$  A,  $I_2 = 0$  und  $I_3 = 91$  A erzeugt. Die Ströme für das axiale Feld wurden nicht verändert. Das resultierende Magnetfeld hat seinen Nullpunkt am selben Ort wie das Magnetfeld mit kompensiertem Hexapolanteil. Die radialen Gradienten im Fallenzentrum betragen 11 und 16 G/cm entlang der Achsen, auf denen das Licht eingestrahlt wird.

### Ladeverhalten der hexapolkompensierten MOT

Abbildung 3.11(a) zeigt den Vergleich zwischen der hexapolkompensierten MOT und der MOT mit Hexapolanteil anhand der Anzahl gefangener Atome nach verschieden langen Ladezeiten der 3D-MOT mit der 2D-MOT. Zum Schalten der 2D-MOT wurde eine der vier Spulen der 2D-MOT abgeschaltet. Dies führt zu einer Verschiebung des Magnetfeldminimums in der 2D-MOT, so dass der Atomstrahl nicht mehr durch die differentielle Pumpstufe gelenkt wird. Zur Auswertung wurden die Daten mit einer exponentiellen Sättigungsfunktion [77] der Form

$$N(t) = N_f(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (3.4)$$

genähert. Für die Magnetfeldkonfiguration mit kompensiertem Hexapolanteil ergibt sich eine Endatomzahl von  $N_f = 8,7 \times 10^9$  Atomen und eine Anfangsladerate von  $N_f/T = 8,4 \times 10^{10}$  Atomen/s. Die Atomzahl sättigt abrupt ab ca.  $8 \times 10^9$  Atomen, was zu einem Knick in der Ladekurve führt, der von einer exponentiellen Sättigung abweicht. Dieser Knick markiert die Dichtelimitierung der 3D-MOT [78] aufgrund von Reabsorption gestreuten Lichts [79] und von lichtinduzierten Stößen, die zu Verlusten führen [57].

Die Vergleichskonfiguration ohne Hexapolkompensation erreicht eine Endatomzahl von  $N_f = 5,0 \times 10^9$  Atomen und eine Anfangsladerate von  $N_f/T = 5,9 \times 10^{10}$  Atomen/s und erzielt somit signifikant schlechtere Ergebnisse. Dies zeigt, dass die Kompensation des Hexapolanteils des Magnetfelds das Fallenvolumen deutlich vergrößert. Das Ladeverhalten der nicht hexapolkompensierten Magnetfeldkonfiguration kann gut durch eine exponentielle Sättigungsfunktion beschrieben werden. Somit wird in dieser Konfiguration die Dichtelimitierung nicht erreicht.

### Zerfall der hexapolkompensierten MOT

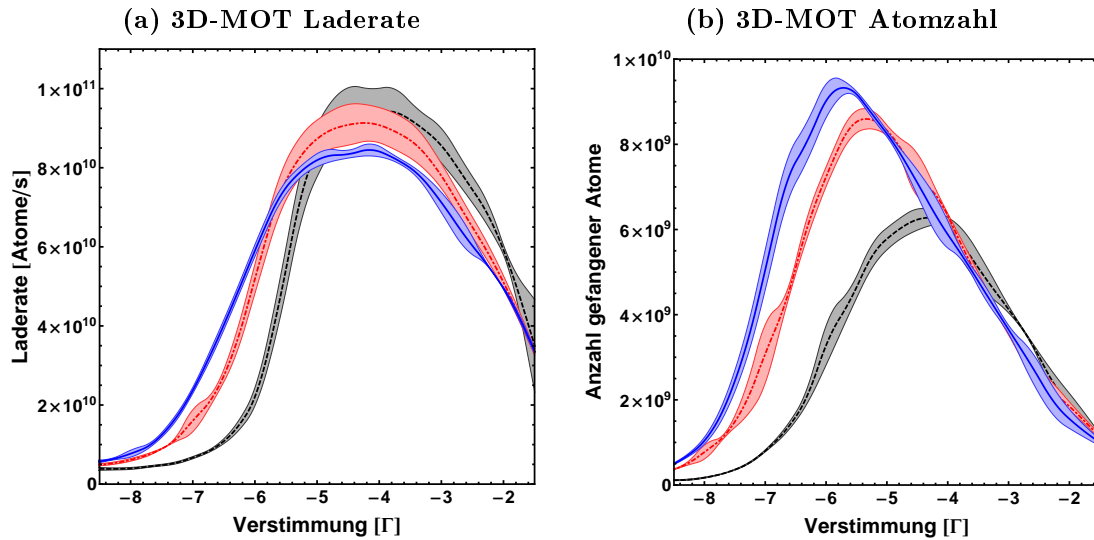
Um die Zerfallsrate der 3D-MOT zu untersuchen, wurde diese in 500 ms vollständig geladen. Anschließend wurde die 2D-MOT abgeschaltet und die Atome in der 3D-MOT gehalten. In der hexapolkompensierten Konfiguration kann die Atomzahl gut durch einen exponentiellen Zerfall mit einer Lebensdauer von 2.0 s angenähert werden. Diese Lebensdauer kann durch Verluste über Stöße mit dem Hintergrundgas erklärt werden.

Das Zerfallsverhalten in der Konfiguration ohne Hexapolkompensation ist grundsätzlich verschieden. Die beobachtete Lebensdauer ist auf 500 ms reduziert und weicht deutlich von einem exponentiellen Zerfall ab. Dies ist auf zusätzliche dichteabhängige Verluste zurückzuführen, die entstehen, weil der Magnetfeldverlauf im Minimum des Magnetfelds asymmetrisch durch die Hexapolkomponente verformt wird. Dies stört die Balance aus Rückstellkraft und der minimalen Dichte im Fallenzentrum. Diese Verformung des Magnetfelds erklärt auch die geringere Endatomzahl, da diese einen Gleichgewichtszustand aus Lade- und Verlustrate darstellt.

### Gradienten und Verstimmung der 3D-MOT

Um die optimalen Parameter zum Betrieb der 3D-MOT zu finden, wurden die Ergebnisse des Systems für verschiedene Magnetfeldstärken und verschiedene Verstimmungen des Kühllichts bestimmt. Dafür wurden die Ströme auf dem mesoskopischen Atomchip linear skaliert, so dass man verschiedene Magnetfeldkonfigurationen erhält, die ein festes Verhältnis der Gradienten auf den Strahlachsen haben. Das Magnetfeldminimum liegt für alle Konfigurationen in einem Abstand von 7,2 mm von der Gold beschichteten Oberfläche. Abbildung 3.12 (a) zeigt die resultierenden Laderaten. Für eine Verstimmung von 4,5  $\Gamma$  werden in allen Konfigurationen Laderaten von  $8 \times 10^{10}$  Atomen/s erreicht. Die Insensitivität der Laderate auf die Parameter der 3D-MOT resultiert aus der Tatsache, dass die Laderate durch den endlichen Fluss der Atome aus der 2D-MOT begrenzt ist.

In Abbildung 3.12(b) ist die erreichte Endatomzahl für verschiedene Stärken des Magnetfelds und Verstimmungen des Kühllichts dargestellt. Die Ergebnisse verbessern sich mit größeren Magnetfeldgradienten, wobei die Verwendung von Gradienten oberhalb von 11 : 15 : 5 G/cm die Endatomzahl nicht mehr signifikant verbessert. Dabei wird das Optimum mit zunehmenden Magnetfeldgradienten zu größeren Verstimmungen verschoben. Interessanterweise werden die höheren Endatomzahlen bei verringerten Laderaten erreicht. Dies kann auf die verringerte Reabsorption von gestreuten Photonen bei größeren Verstimmungen zurückgeführt wer-



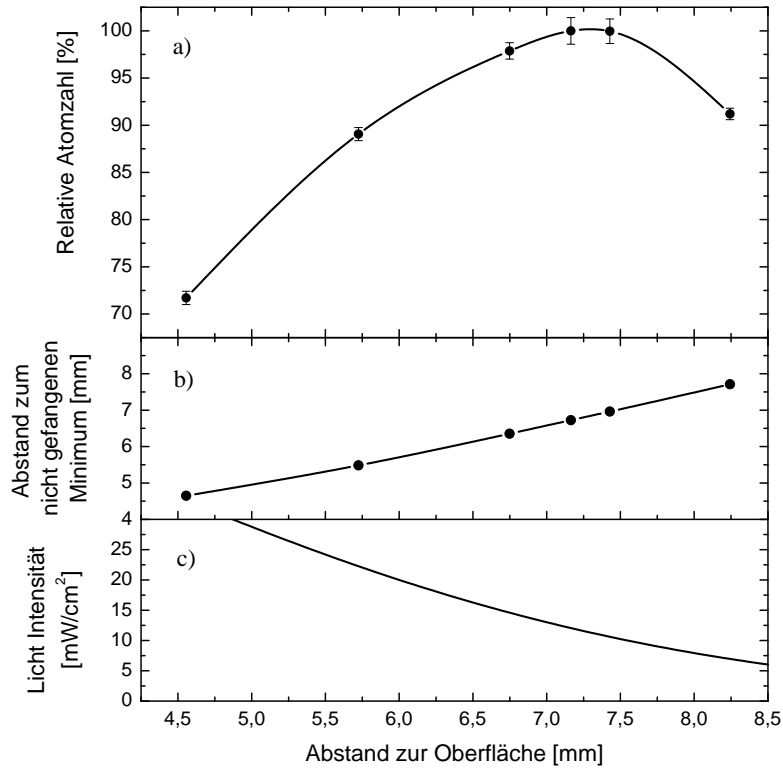
**Abbildung 3.12:** Endatomzahl (a) und Laderate (b) der 3D-MOT in Abhängigkeit der Verstimmung des Kühllichts der 3D-MOT für verschiedene Magnetfelder. Die Laderate wurde aus der Anzahl gefangener Atome nach 29 ms und die Endatomzahl nach 500 ms bestimmt. Die Magnetfeldgradienten sind 5 : 8 : 2 G/cm (schwarz), 8 : 12 : 4 G/cm (rot) und 11 : 15 : 5 G/cm (blau). Die schattierten Bereiche entsprechen der Standardabweichung aus zehn ausgewerteten Bildern.

den.

Diese Ergebnisse führen zu optimalen Gradienten von 11 : 15 : 5 G/cm und einer Verstimmung von  $-5,2 \Gamma$ , die sowohl große Endatomzahlen als auch schnelle Laderaten ermöglicht. Außerdem ist die 3D-MOT bei diesen Parametern insensitive auf kleine Veränderungen der Parameter.

### **Einfluss der Oberfläche auf die 3D-MOT**

Um den Einfluss der Oberfläche auf die 3D-MOT zu untersuchen wurde das Magnetfeldminimum auf verschiedene Abstände zu der Vakuumwand unter dem mesoskopischen Atomchip eingestellt, wobei die Gradienten im Fallenzentrum konstant gehalten wurden. Die erreichte Endatomzahl wird bei einem optimalen Abstand zur Oberfläche von 7,2 mm maximiert (siehe Abbildung 3.13(a)). Dies entspricht einem Abstand von 8,6 mm zum Zentrum der Längsdrähte. Ober- und unterhalb des optimalen Abstands sinkt die Atomzahl weil die Hexapolkompensation für diesen Abstand optimiert wurde. Zusätzlich nimmt der Abstand zwischen dem Fallenzentrum und dem Minimum mit umgekehrtem Vorzeichen ab wenn das Fallenzentrum an den Chip herangezogen wird (siehe Abbildung 3.13(b)). Das zweite Minimum stellt einen Verlustkanal dar und begrenzt das erreichbare Fallenvolu-



**Abbildung 3.13:** (a) Relative Atomzahl in der 3D-MOT für verschiedene Abstände zur Oberfläche der Vakuumkammer. Die Gradienten wurden für diese Messungen konstant bei  $11 \pm 0,6$ ,  $11 \pm 0,02$  und  $5 \pm 0,06$  gehalten. Die Fehlerbalken entsprechen der Standardabweichung aus 50 Messungen. In (b) ist der Abstand des Fallenzentrums zum zweiten Magnetfeldminimum mit falschem Vorzeichen angegeben (siehe Abschnitt 2.4). Der Abstand nimmt nahe der Oberfläche ab, welches die Größe der Wolke begrenzt. (c) Bei größeren Abständen zu der Oberfläche nimmt die Intensität der vertikalen MOT-Strahlen ab, so dass eine optimale Position der MOT definiert ist.

men. Mit zunehmendem Abstand nimmt auch die Intensität der Kühllaserstrahlen ab, was ebenfalls die Ergebnisse der 3D-MOT verschlechtert (siehe Abbildung 3.13(c)). Somit gibt es eine optimale Position für die MOT, die nah der errechneten optimalen Position im Abstand von 8 mm zu dem Mittelpunkt der Querdrähte liegt.

### Temperatur der 3D-MOT

Um die Temperatur der Atome in der 3D-MOT zu bestimmen, wurde die freie Expansion vermessen, nachdem alle Ströme und Laserstrahlen abgeschaltet wurden. Aus der freien Expansion kann eine Temperatur von 126  $\mu\text{K}$  in horizontaler Richtung ermittelt werden. Die Temperatur in vertikaler Richtung kann nicht sinnvoll bestimmt werden. Bei kurzen Expansionszeiten wird die Wolke durch die nicht vollständig abgeklungenen Magnetfelder zu stark verformt und bei längeren Expansionszeiten stößt die Wolke gegen die Wand der Vakuumkammer, so dass keine sinnvolle Bestimmung der Größe der Wolke möglich ist.

### Übertrag der Ergebnisse auf die zweite Ausbaustufe des mesoskopischen Atomchips

Die Charakterisierung der 3D-MOT wurde mit der ersten Ausbaustufe des mesoskopischen Atomchips durchgeführt, in der die Drähte symmetrisch um das Fallenzentrum angeordnet sind. Daher kann dieser Atomchip auch mit nur fünf Strömen betrieben werden. Um die Ergebnisse auf die zweite Ausbaustufe des Atomchips zu übertragen, müssen alle Drähte einzeln mit Strom versorgt werden, um die Verzerrungen durch die nicht symmetrischen Drahtverläufe zu kompensieren. Lediglich die beiden weit entfernten äußeren Längsdrähte können mit identischen Strömen betrieben werden. Die Anpassung der Ströme wurde mit der automatisierten Optimierungsfunktion der Experimentsteuerung vorgenommen.

Das optimale Magnetfeld zum Betrieb der 3D-MOT wird mit den Strömen aus Tabelle 3.2 erzeugt. Das Magnetfeld weist im Fallenzentrum Gradienten von  $11 : 16 : 6 \text{ G/cm}$  entlang der Laserstrahlen auf und reproduziert gut die Ergebnisse, die mit der ersten Ausbaustufe des mesoskopischen Atomchips erzielt wurden. Das Fallenzentrum befindet sich im Abstand von 9,4 mm zum Zentrum der longitudinalen Drähte und ist somit weiter von der Oberfläche des Vakuumsystems entfernt. Dies ist mit einer besseren Positionierung des Fallenzentrums in der Mitte der Kühllaserstrahlen zu erklären, die durch die getrennte Ansteuerung der einzelnen Drähte möglich wird. Die optimalen Ergebnisse werden in dieser Magnetfeldkonfiguration mit einer Verstimmung von  $-4,4 \Gamma$  erreicht.

DRAHT	STROM [A]
$I_1$	31,1
$I_{2.1}$	-29,9
$I_{2.2}$	-62,8
$I_3$	136,6
$I_{5.1}$	-19,4
$I_{4.1}$	56,4
$I_{4.2}$	-56,1
$I_{5.2}$	7,6

**Tabelle 3.2:** Ströme auf der zweiten Ausbaustufe des mesoskopischen Atomchips für das optimale Magnetfeld zum Betrieb der 3D-MOT. Die Bezeichnungen der Drähte orientieren sich an Abbildung 2.14.

### Zusammenfassung

Typischerweise werden mit dem vorgestellten magneto-optischen Fallensystem Endatomzahlen von  $1,5 \times 10^{10}$  Atomen und Laderaten von  $6 \times 10^{10}$  Atomen/s erreicht. Somit erfüllt das magneto-optische Fallensystem die Anforderungen, die sich aus dem geplanten Betrieb des Experiments mit einer Taktrate von 2 Hz ergeben. Insbesondere können in den 200 ms, die im geplanten Experimentzyklus für das Beladen der 3D-MOT zur Verfügung stehen,  $1 \times 10^{10}$  Atome in die 3D-MOT geladen werden. Dies stellt einen guten Ausgangspunkt für die weiteren Schritte auf dem Weg zur schnellen Erzeugung quantenentarteter Ensembles dar. Die erreichten Laderaten und Endatomzahlen des vorgestellten Systems übertreffen die bisher publizierten Ergebnisse auf Basis von Atomchips [68], selbst wenn zusätzliche Bemühungen zur Optimierung des Magnetfelds unternommen wurden [56, 61].

## 3.6 Erzeugung des Rückpumpers durch Modulation eines Trapezverstärkers

Für den Betrieb einer  $^{87}\text{Rb}$ -MOT wird neben dem Kühllicht, das den  $F=2$  und den  $F'=3$  Zustand miteinander koppelt, auch ein kleiner Teil Rückpumplicht benötigt. Das Rückpumplicht transferiert Atome, die in den  $F=1$  Zustand zerfallen sind, wieder in den Kühlzyklus. Dazu wird resonantes Licht auf dem Übergang von  $F=1$  nach  $F'=2$  eingestrahlt. Die Frequenzdifferenz zwischen den beiden Übergängen beträgt 6,6 GHz. Daher werden typischerweise zwei getrennte Laser für das Kühl- und Rückpumplicht verwendet, deren Leistung anschließend mit Trapezverstärkern verstärkt werden. Für die Anwendung von kalten Atomen in transportablen Sensoren werden kompakte Lasersysteme mit einem geringen Leistungsverbrauch

benötigt. Daher ist es für diese Anwendungen vorteilhaft, wenn auf einen der beiden Laser verzichtet werden könnte.

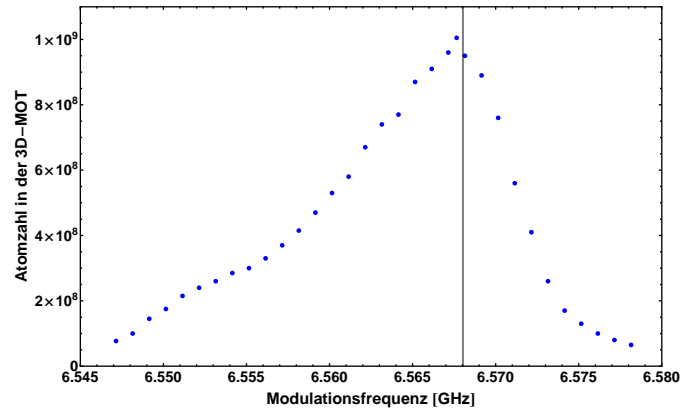
Die Frequenzdifferenz von 6,6 GHz kann mit optischen Modulatoren nur mit hohen Leistungsverlusten überwunden werden. Eine direkte Modulation des Lasers ist möglich, aber für viele Anwendungen ebenfalls ungeeignet, da sie zwei Nachteile mit sich bringt. Einerseits muss der Laserresonator so angepasst werden, dass er beide Frequenzen unterstützt. Andererseits steht kein unmoduliertes Licht zur Verfügung, das aber für die Detektion und Manipulation der Atome benötigt wird.

Deshalb wurde an diesem Experiment eine weitere Methode zur Erzeugung des Rückpumplichts für eine MOT erprobt [80]. Der Versorgungsstrom eines Trapezverstärkers, in dem das Kühllicht verstärkt wird, wird moduliert. Das blaue Seitenband, das im Abstand der Modulationsfrequenz entsteht, wird als Rückpumplicht für die Atome in der MOT verwendet.

Das Kühllicht für die 3D-MOT wird ohne Rückpumplicht vom Lasersystem (siehe Abschnitt 2.1) in einer optischen Faser zu einem Testaufbau geführt und in einem Trapezverstärker verstärkt und moduliert. Anschließend wird das Licht in die optische Faser gekoppelt, aus der die in  $45^\circ$  von unten eingestrahlenen Strahlen der 3D-MOT erzeugt werden. Zusätzlich wird die Schwebungsfrequenz zwischen dem Licht aus dem Masterlaser (siehe Abbildung 2.1) und dem Licht aus dem Trapezverstärker auf einer Photodiode detektiert. Dies ermöglicht einen sicheren Nachweis der Seitenbänder.

Der konstante Strom, mit dem der Trapezverstärker betrieben wird, wird in einem Bias-T mit einem Mikrowellensignal zur Modulation überlagert, bevor beide gemeinsam in den Trapezverstärker eingespeist werden. Da das Kühllicht eine Verstimmung von 28 MHz gegenüber der atomaren Resonanz aufweist, wird für die Modulation eine Frequenz von  $6834,7 \text{ MHz} - 266,7 \text{ MHz} + 28 \text{ MHz} = 6596,0 \text{ MHz}$  benötigt. Die 6834,7 MHz entsprechen der Aufspaltung des Grundzustands und die 266,7 MHz der Aufspaltung des angeregten Zustands zwischen den Zuständen  $F = 2$  und  $F = 3$ . In den Trapezverstärker wird dieses Mikrowellensignal mit einer Leistung von 32,7 dBm eingespeist.

Mit diesem Aufbau ist es gelungen die 3D-MOT ausschließlich mit Licht aus dem Kühlaser zu betreiben. Die optimale Frequenz für die Modulation stimmt gut mit der berechneten Frequenz überein (siehe Abbildung 3.14). Mit diesem Aufbau wurde eine Laderate von  $1,6 \times 10^9$  Atome/s und eine Endatomzahl vom  $1,1 \times 10^9$  Atomen in der 3D-MOT erreicht (siehe Abbildung 3.15(a)). Folglich sind die mit diesem Aufbau erreichten Werte um einen Faktor zehn schlechter, als die in der Standardkonfiguration mit Rückpumplicht erzielten Werte. Dies liegt daran, dass durch die Modulation nicht genug Rückpumplicht erzeugt wird. Das

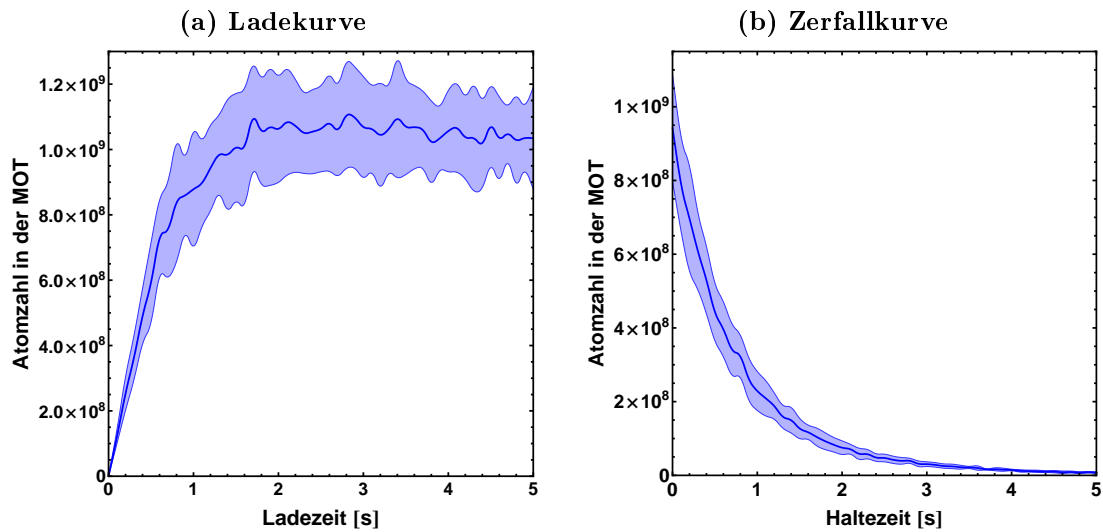


**Abbildung 3.14:** Atomzahl in der 3D-MOT als Funktion der Frequenz, mit der der Trapezverstärker moduliert wird. Die errechnete optimale Modulationsfrequenz von 6568,0 MHz ist aufgetragen.

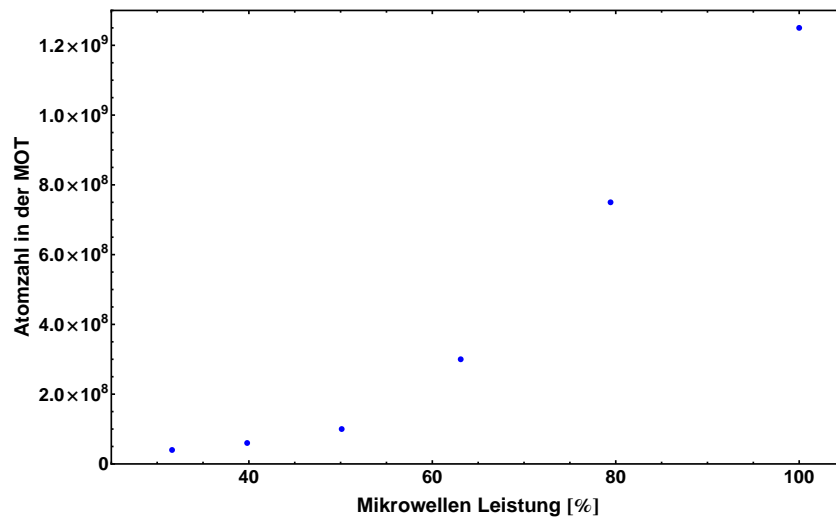
ist aus einem Vergleich der Schwebungssignale, die vom Rückpumplicht in den beiden Konfigurationen erzeugt werden, zu erkennen. Das reduzierte Rückpumplicht führt auch zu einer verringerten Lebensdauer der Atome in der 3D-MOT (siehe Abbildung 3.15(b)). Die Atome zerfallen in den  $F=1$  Zustand und können nicht in den  $F=2$  Zustand zurückgepumpt werden, bevor sie das Einfangvolumen verlassen. Dies führt zu einer erhöhten Verlustrate und somit zu einer verringerten Effizienz der 3D-MOT.

Der Anteil des Rückpumplichts, der durch die Modulation erzeugt wird, kann zukünftig durch verschiedene Anpassungen verbessert werden. Abbildung 3.16 zeigt, dass die Anzahl der Atome in der MOT mit zunehmender Leistung des zur Modulation verwendeten Mikrowellensignals weiter erhöht werden kann. Allerdings wird dabei auch der Trapezverstärker aufgeheizt, so dass seine Kühlung aufwendiger wird. Vielversprechender ist eine Anpassung des Modulationssignals an die Impedanz des Trapezverstärkers. Außerdem wurde für diese Experimente ein Standard-Trapezverstärker verwendet, dessen Kontaktierung nicht auf die Einkopplung von Mikrowellensignalen optimiert ist. Durch eine optimierte Kontaktierung kann der Anteil des Rückpumplichts deutlich erhöht werden, so dass es zukünftig möglich sein wird, hinreichend Rückpumplicht für den effizienten Betrieb einer MOT zu erzeugen.





**Abbildung 3.15:** Ladekurve (a) und Zerfallskurve (b) der 3D-MOT, wenn das Rückpumplicht über die Modulation eines Trapezverstärkers erzeugt wird. Das Rückpumplicht für die Detektion wurde mit dem zweiten Laser bereitgestellt um die Zuverlässige Bestimmung der Atomzahlen in der 3D-MOT sicherzustellen. Die schattierten Bereiche entsprechen der Standardabweichung von fünf ausgewerteten Messungen.



**Abbildung 3.16:** Atomzahl in der 3D-MOT als Funktion der Leistung des zur Modulation des Trapezverstärkers verwendeten Mikrowellensignals.



---

# MAGNETISCHER TRANSPORT

Dieses Kapitel stellt zunächst die theoretischen Grundlagen für die magnetische Fangbarkeit von Neutralatomen vor. Danach werden die einzelnen Schritte des experimentellen Ablaufs zur Präparation der Atome für das Beladen einer magnetischen Falle beschrieben und charakterisiert. Daraufhin wird das Detektionssystem im Experimentbereich erläutert. Anschließend wird der magnetisch geführte Transport der Atome vom MOT-Bereich in den Experimentbereich beschrieben und analysiert.

## 4.1 Magnetisches Fangen

Atome mit nicht gepaarten Elektronen, wie beispielsweise die Alkali-Atome, weisen ein starkes magnetisches Moment  $\vec{\mu}$  auf. Die Wechselwirkung dieses atomaren magnetischen Moments mit einem externen Magnetfeld  $\vec{B}$  resultiert in einer Energieverschiebung der atomaren Niveaus

$$\Delta E = -\vec{\mu}\vec{B}. \quad (4.1)$$

Klassisch betrachtet führt dies zu einem Potential  $\Delta E = -\mu|\vec{B}|\cos\Theta$  wobei  $\Theta$  den Winkel zwischen dem magnetischen Moment und dem externen Feld bezeichnet. Dabei präzediert das magnetische Moment mit der Larmorfrequenz

$$\omega_L = \frac{\mu}{\hbar}|\vec{B}| \quad (4.2)$$

um die Achse  $\vec{B}/|\vec{B}|$ , die vom Magnetfeld vorgegeben wird. Die quantenmechanische Betrachtung führt die Quantenzahl  $m_F$  ein, mit der die gequantelte Projektion des Drehimpulses  $F$  auf die Magnetfeldachse beschrieben wird und die somit den klassischen Term  $\cos\Theta$  ersetzt. Die Quantenzahl  $F$  kennzeichnet die Hyperfeinzustände während die Zustände mit unterschiedlichen  $m_F$  als Zeeman-Zustände bezeichnet werden. Es ergibt sich eine Verschiebung der atomaren Zustände in einem geringen externen Magnetfeld von

$$\Delta E = g_F \mu_B m_F |\vec{B}|. \quad (4.3)$$

Dabei bezeichnet  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton und  $g_F$  den Landé-Faktor des atomaren Zustands.

Die atomaren Zustände können in drei Kategorien aufgeteilt werden. In Zuständen mit  $g_F m_F < 0$  werden die Atome in Richtung des Gradienten des Magnetfelds beschleunigt. In Zuständen mit  $g_F m_F > 0$  werden sie entgegen dem Magnetfeldgradienten beschleunigt und in magnetfeldinsensitiven Zuständen mit  $m_F = 0$  wechselwirken die Atome in erster Ordnung nicht mit dem Magnetfeld [81]. Da die Maxwellgleichungen keine lokalen Maxima eines Magnetfelds im freien Raum zulassen [82], können nur Zustände mit  $g_F m_F > 0$  gefangen werden.

Dabei gibt es zwei verschiedene Typen von Fallen auf Basis von statischen Magnetfeldern. Einerseits können die Atome in einem Magnetfeld mit einem Nulldurchgang im Fallenzentrum gefangen werden. Andererseits können Magnetfelder mit einem endlichen Feld im Minimum zum Fangen von Atomen genutzt werden.

Magnetfallen mit einem Nulldurchgang im Fallenzentrum und einem Potential, das in alle Richtungen linear ansteigt, werden als Quadrupolfallen bezeichnet. Außerdem können Magnetfallen mit einem gekrümmten Feld im Fallenzentrum erzeugt werden. Diese Fallen können ein endliches Feld im Magnetfeldminimum aufweisen und ihr Potential steigt typischerweise parabolisch im Fallenzentrum an. Sie werden deswegen auch als harmonische Fallen bezeichnet. Quadrupolfallen bieten einen stärkeren Einschluss und höhere Fallentiefen bei gegebenen maximalen Feldern. Somit können in ihnen mehr Atome gefangen werden wenn sie mit heißen Atomen beladen werden deren Einfangwahrscheinlichkeit durch ihre Temperatur gegeben ist. Ferner ist die Ausdehnung der Wolken in diesen Fallen bei gleicher Temperatur der Atome kleiner und es werden höhere Dichten erzielt. Allerdings treten in Fallen mit einem Nulldurchgang im Fallenzentrum sogenannte Majorana-Verluste auf [83, 84].

Diese Majorana-Verluste treten auf, wenn sich die Ausrichtung des Magnetfelds entlang der Trajektorie der Atome schnell ändert, so dass die magnetische Ausrichtung der Atome nicht mehr adiabatisch folgen kann. In Folge dessen ändert sich der magnetische Zustand der Atome in nicht fangbare Zustände, so dass diese aus

der Falle verloren gehen. Um Majorana-Verluste zu vermeiden, muss die Änderung der Ausrichtung der magnetischen Feldrichtung  $\vec{B}$  klein gegen die Larmorfrequenz  $\omega_L$  sein:

$$\frac{\dot{\vec{B}}}{|B|} \ll \omega_L. \quad (4.4)$$

Diese Bedingung ist nicht mehr erfüllt, wenn die Atome einen Magnetfeldnullpunkt durchlaufen. Da die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Atome im Fallenzentrum mit abnehmender Temperatur zunimmt, skalieren diese Verluste proportional zu  $T^{-2}$  [83, 84]. Da für Bose-Einstein-Kondensation sehr tiefe Temperaturen notwendig sind, kann diese nicht in reinen Quadrupolpotenzialen erreicht werden.

Aus diesem Grund wird für die Falle im Experimentbereich eine harmonische Falle verwendet, während die Atome im MOT-Bereich und für den magnetischen Transport in Quadrupolfallen gefangen werden.

## 4.2 Umladen in die Magnetfalle

Da die Atome in der 3D-MOT eine andere räumliche Verteilung aufweisen und über andere Zustände verteilt sind als in Magnetfallen, müssen weitere Präparationschritte folgen, um die Atome für das magnetische Fangen vorzubereiten.

Im Folgenden werden die einzelnen Schritte zum Umladen in eine magnetische Falle beschrieben:

- Zunächst werden die Atome magneto-optisch von der Position der 3D-MOT zur Position der Magnetfalle verschoben und gleichzeitig komprimiert.
- Anschließend werden die Atome mittels einer kurzen optischen Melassephase gekühlt.
- Im Anschluss werden die Atome über einen optischen Pumpprozess in den gewünschten magnetisch fangbaren Zustand überführt.
- Abschließend werden die Atome magnetisch gefangen. Dabei können sie entweder in einer Quadrupolfalle im MOT-Bereich gefangen werden, die primär zur Charakterisierung der Präparationssequenz verwendet wird oder in eine magnetische Führung geladen werden, in der sie in den Experimentbereich transportiert werden können.

DRAHT	STROM [A]
$I_1$	3,5
$I_{2.1}$	-0,4
$I_{2.2}$	-1,4
$I_3$	88,2
$I_{5.1}$	-23,3
$I_{4.1}$	14,0
$I_{4.2}$	-4,7
$I_{5.2}$	28,6

**Tabelle 4.1:** Ströme auf der zweiten Ausbaustufe des mesoskopischen Atomchips für das Magnetfeld der nah an die Oberfläche gezogenen MOT. Die Bezeichnungen der Drähte orientieren sich an Abbildung 2.14.

### 4.2.1 Magneto-optischer Transport

Die in magneto-optischen Fallen erreichbare Dichte ist durch Reabsorption von gestreuten Photonen und durch lichtinduzierte Stöße begrenzt. Die 3D-MOT wird daher in einem Abstand vom Zentrum des Magnetfelds zum mesoskopischen Atomchip von 9,4 mm beladen, um ein ausreichend großes Fallenvolumen zu realisieren (siehe Kapitel 3). Das für eine Magnetfalle benötigte Feld kann jedoch in diesem Abstand nicht mit dem mesoskopischen Atomchip erzeugt werden. Des Weiteren ist die Ausdehnung der atomaren Wolke in der 3D-MOT sehr viel größer als das Fallenvolumen der Magnetfallen, die mit dem mesoskopischen Atomchip erzeugt werden können. Um diese Limitierungen zu überwinden, wird die Wolke vor dem Umladen zunächst näher an den Atomchip gezogen. Dazu wird das Magnetfeldminimum näher an die Oberfläche bewegt. Mit einem geringeren Abstand zum Atomchip können die Gradienten im Fallenzentrum erhöht werden, was in Kombination mit einer größeren Verstimmung der Kühllaser zu einer Kompression der gefangenen Wolke führt [85].

Das Magnetfeld für diese MOT nahe an der Oberfläche, das der Wolke eine optimale Form und Position zum Umladen in die Magnetfalle aufprägt, wurde mit der automatischen Optimierungsfunktion der Experimentsteuerung gefunden. Es wird mit den Strömen aus Tabelle 4.1 erzeugt. Die Simulation des erzeugten Felds zeigt, dass das Magnetfeldminimum im Abstand von 3,4 mm zum Mittelpunkt der longitudinalen Drähte liegt und somit dem Abstand des Fallenzentrums der Magnetfalle entspricht. Gleichzeitig werden Gradienten von 19:34:16 G/cm entlang der drei Achsen, auf denen das Kühllicht eingestrahlt wird, erreicht. Dies entspricht ungefähr einer Verdopplung der Gradienten gegenüber der Standard-3D-MOT Konfiguration. Gleichzeitig wird die Verstimmung auf  $-9,0 \Gamma$  erhöht und damit ebenfalls verdoppelt.

Die Lebensdauer der Atome in dieser Falle ist erheblich reduziert, da die Wolke in dieser Falle so stark komprimiert wird, dass es zu lichtinduzierten Stoßverlusten kommt. Außerdem befindet sich das Fallenzentrum nah an dem mesoskopischen Atomchip, so dass Verluste durch Stöße mit der Oberfläche auftreten. Das Fallenzentrum wird deshalb in  $133 \mu\text{s}$  an die Oberfläche gezogen und dort für  $734 \mu\text{s}$  gehalten. Diese Zeit ist lang genug, damit die atomare Wolke durch die Spontankraft der Laserstrahlen [67] an die Position der Magnetfalle geschoben und komprimiert werden kann, aber gleichzeitig kurz genug, um die Verluste an der Oberfläche zu minimieren.

### 4.2.2 Optische Melasse

Die Effizienz des Umladeprozesses der Atome in die Magnetfalle wird durch die geringe Falltiefe und die räumliche Größe des Fallenvolumens der Magnetfalle beschränkt. Um möglichst viele Atome in die Magnetfalle zu laden, muss die Temperatur der Wolke so weit wie möglich reduziert werden. Die typische Herangehensweise zum Beladen einer Magnetfalle ist es, die Atome in einer optischen Melassephase mittels Polarisationsgradientenkühlung [66] auf Temperaturen von einigen Mikrokkelvin herabzukühlen. Dazu werden in der Regel die Kühllaserstrahlen der MOT stark rotverstimmt und sämtliche Magnetfelder abgeschaltet. Dieses Vorgehen ist allerdings nur bedingt auf das hier beschriebene Experiment übertragbar, da hier zwei Probleme auftreten. Erstens klingen die mit dem mesoskopischen Atomchip erzeugten Magnetfelder aufgrund von induzierten Wirbelströmen nur langsam ab (siehe Abschnitt 2.4.3), obwohl die Ströme auf dem mesoskopischen Atomchip schnell und präzise mit MOSFETs geschaltet werden können (siehe Abschnitt 2.4.2). Zweitens führt eine nicht ausgeglichene Laserintensität in den gegenläufigen Kühllaserstrahlen zu einer Beschleunigung der Atome während der optischen Melassephase. Da die goldbeschichtete Oberfläche der Vakuumkammer keine perfekte Reflektivität aufweist, ist ein solches Ungleichgewicht nicht zu vermeiden und die Atome werden in Richtung der Oberfläche beschleunigt.

Um die Position der Atome während der Melassephase konstant zu halten und die Limitierungen durch das Abschaltverhalten der Magnetfelder zu überwinden, werden die Magnetfelder kontrolliert abgeschaltet. Dazu werden die Ströme in  $8,67 \text{ ms}$  von der Konfiguration für die MOT nahe der Oberfläche linear auf Null abgesenkt, während gleichzeitig die Verstimmung auf  $-17,1 \Gamma$  erhöht wird. Der Strom  $I_3$  wird während dieser Zeit nicht abgeschaltet, da dieser ein radiales Feld erzeugt, mit dem der Abstand der Atome zur Oberfläche aufrecht erhalten wird. So wird verhindert, dass die Atome während des Abschaltvorgangs der Ströme durch die Gravitation aus der Einfangregion der Magnetfalle fallen oder von den Kühllaserstrahlen gegen die Oberfläche des Vakuumsystems gedrückt werden. Anschließend wird der

Strom  $I_3$  ebenfalls abgeschaltet und die Atome werden in einer kurzen optischen Melassephase von 75  $\mu\text{s}$  weiter gekühlt.

Die Effizienz der optischen Melassephase kann mit zukünftigen Ausbaustufen des mesoskopischen Atomchips deutlich erhöht werden, indem der Kühlkörper für die Drahtstrukturen nicht aus Kupfer, sondern aus einem nicht elektrisch leitfähigen Material gefertigt wird. Dies würde Wirbelströme unterdrücken und somit kürzere Abklingzeiten der Magnetfelder ermöglichen.

### 4.2.3 Optisches Pumpen

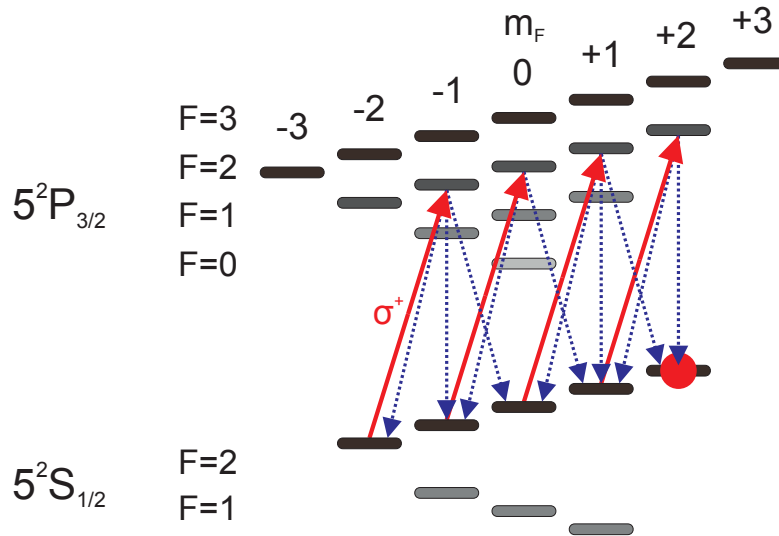
Nach der Melassephase sind die Atome auf die beiden Hyperfeinzustände des  $^{87}\text{Rb}$  Grundzustands sowie alle ihre Zeeman-Unterstufen verteilt. Von den insgesamt acht Zuständen sind nur  $|F = 2, m_F = 1\rangle$ ,  $|F = 2, m_F = 2\rangle$ ,  $|F = 1, m_F = -1\rangle$  magnetisch fangbar. Von diesen Zuständen erfährt der  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  den stärksten Einschluss bei gegebenem Magnetfeld. Darüber hinaus handelt es sich um einen gestreckten Zustand, in dem keine spinändernden Kollisionen auftreten können. Aus diesem Grund wird eine optische Pumpsequenz durchgeführt, die möglichst viele Atome in diesen Zustand überführt, bevor die Magnetfalle angeschaltet wird.

Zunächst werden alle Atome in den  $F = 2$  Zustand überführt. Dazu wird das Kühllicht der 3D-MOT abgeschaltet, während für einen Zeitraum von 1 ms nur Rückpumplicht eingestrahlt wird.

Anschließend werden die Atome durch einen optischen Pumpprozess in den  $m_F = 2$  Unterzustand überführt. Bereits 62  $\mu\text{s}$  vor Ende der Melassephase wird damit begonnen, ein magnetisches Feld von ca. 40 G mit den beiden äußeren Querdrähten ( $I_{5,1} = 149$  A und  $I_{5,2} = -147$  A) aufzubauen, das die Quantisierungsachse für die Zeemanzustände definiert und diese energetisch aufspaltet. Dieses Feld verläuft in dem Bereich, über den die Atome verteilt sind, nahezu homogen in der vertikalen Richtung. Entlang des Magnetfelds wird für 994  $\mu\text{s}$  von unten ein  $\sigma^+$ -polarisierter Laserstrahl eingestrahlt, dessen Frequenz resonant zu dem Übergang von  $F = 2$  nach  $F' = 2$  ist. Während dessen ist das Rückpumplicht weiterhin angeschaltet und transferiert Atome, die in den Zustand  $F = 1$  zerfallen, zurück in den  $F = 2$  Zustand.

Durch die Anregung mit  $\sigma^+$ -Licht wird die  $m_F$ -Quantenzahl jeweils um eins erhöht (siehe Abbildung 4.1). Anschließend können die Atome in den Ausgangszustand oder in Zustände mit höheren  $m_F$ -Quantenzahlen zerfallen. Somit sammeln sich die Atome nach wenigen absorbierten Photonen in dem Zustand  $|F = 2, m_F = 2\rangle$ , von dem aus sie nicht weiter angeregt werden können.





**Abbildung 4.1:** Schematische Darstellung des optischen Pumpprozesses. Die Atome werden mit  $\sigma^+$ -polarisiertem Licht auf dem Übergang  $F = 2$  nach  $F' = 2$  angeregt und zerfallen nach wenigen Anregungen in den Zustand  $|F = 2, m_F = 2\rangle$ , von dem aus sie nicht erneut angeregt werden können.

Anschließend werden die Ströme eingeschaltet und die Atome werden in der Quadrupolfalle gefangen. Allein die Präparation der Atome in dem magnetisch fangbaren  $m_F = 2$  Zustand erhöht die Umladeeffizienz in die Quadrupolfalle um einen Faktor 3,1.

#### 4.2.4 Quadrupolfalle im MOT-Bereich

Wenn die Drähte des mesoskopischen Atomchips im MOT-Bereich mit den Strömen in Tabelle 4.2 betrieben werden, kann mit ihnen eine Magnetfalle im MOT-Bereich erzeugt werden. Diese dient als Ausgangspunkt für den magnetischen Transport der Atome in den Experimentbereich. Zum Einfangen der Atome im MOT-Bereich wird eine Quadrupolfallenkonfiguration gewählt. Die Effizienz des Beladeprozesses ist durch die Fallentiefe und die räumliche Größe der Magnetfalle limitiert und Majorana-Verluste können aufgrund der hohen Temperatur der Atome hier noch vernachlässigt werden.

Diese Falle dient in erster Linie der Charakterisierung des Umladeprozesses von der magneto-optischen Falle in die Magnetfalle. Die atomaren Wolken in dieser Falle können mit dem Fluoreszenzdetektionssystem analysiert werden, das bereits für die Charakterisierung der 3D-MOT verwendet wurde. Dazu werden die Atome so lange in der Magnetfalle gehalten, bis alle nicht gefangenen Atome aus dem Detektionsbereich gefallen sind. Für den späteren Transport werden die Atome direkt in

DRAHT	STROM [A]
$I_1$	131,4
$I_{2.1}$	-147,2
$I_{2.2}$	-149,6
$I_3$	0
$I_{5.1}$	125,0
$I_{4.1}$	-59,4
$I_{4.2}$	42,5
$I_{5.2}$	-88,7

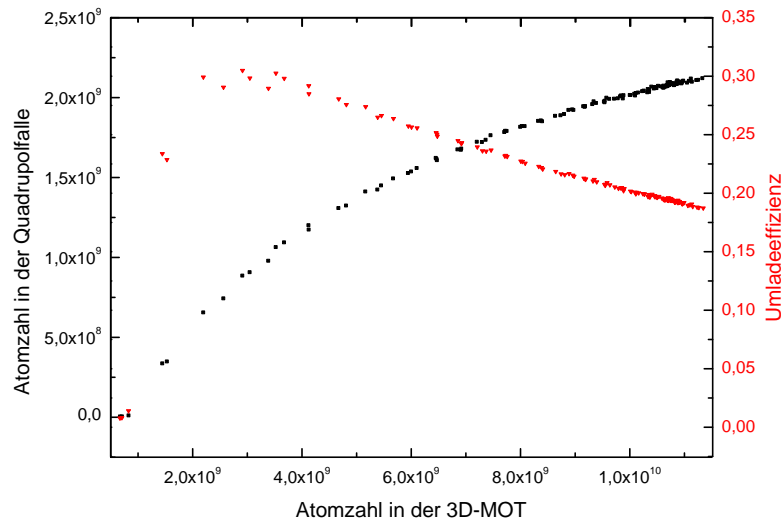
**Tabelle 4.2:** Stromkonfiguration auf der zweiten Ausbaustufe des mesoskopischen Atomchips, mit der die Quadrupolfalle im MOT-Bereich erzeugt wird. Die Bezeichnungen der Drähte orientieren sich an Abbildung 2.14.

eine magnetische Führung transferiert, die in radialer Richtung der Quadrupolfalle entspricht. In der longitudinalen Richtung sind die Atome allerdings nicht eingeschlossen. Daher verlassen sie den Detektionsbereich, bevor die nicht gefangenen Atome aus der magneto-optischen Falle den Detektionsbereich verlassen haben. Somit ist beim Beladen der magnetischen Führung keine sinnvolle Bestimmung der Umladeeffizienz möglich.

Eine Simulation der Quadrupolfalle im MOT-Bereich zeigt, dass das Fallenzentrum dieser Magnetfeldkonfiguration in einem Abstand von 3,4 mm zum Mittelpunkt der longitudinalen Drähte des mesoskopischen Atomchips erzeugt wird. Die Gradienten im Magnetfeldminimum betragen 253 G/cm, -237 G/cm und -17 G/cm entlang der drei Hauptachsen des Quadrupolfelds. Die Tiefe dieser Fallenkonfiguration beträgt 1,4 mK, wenn die Gravitation mit berücksichtigt wird.

#### 4.2.5 Charakterisierung des Umladeprozesses

Mit dem vorgestellten Ablauf zum Beladen der Quadrupolfalle, die im MOT-Bereich mit dem mesoskopischen Atomchip erzeugt wird, können  $2,2 \times 10^9$  Atome eingefangen werden. Das entspricht einer Effizienz des Umladeprozesses der Atome aus der 3D-MOT in die Quadrupolfalle von 19 % (siehe Abbildung 4.2). Die Umladeeffizienz weist eine Abhängigkeit von der Atomzahl in der 3D-MOT auf. Sie nimmt zunächst für kleine Atomzahlen zu und erreicht ein Maximum von 30 % bei  $3 \times 10^9$  Atomen in der 3D-MOT. Unterhalb dieses Wertes gibt es noch keinen hinreichenden Überlapp des Einfangvolumens der Quadrupolfalle und der präparierten Atomwolke. Daher ist die Umladeeffizienz für kleine Atomzahlen stark reduziert. Für größere Atomzahlen wird die atomare Wolke sehr viel größer als das Einfangvolumen der Quadrupolfalle, so dass die Umladeeffizienz sinkt. Somit ist



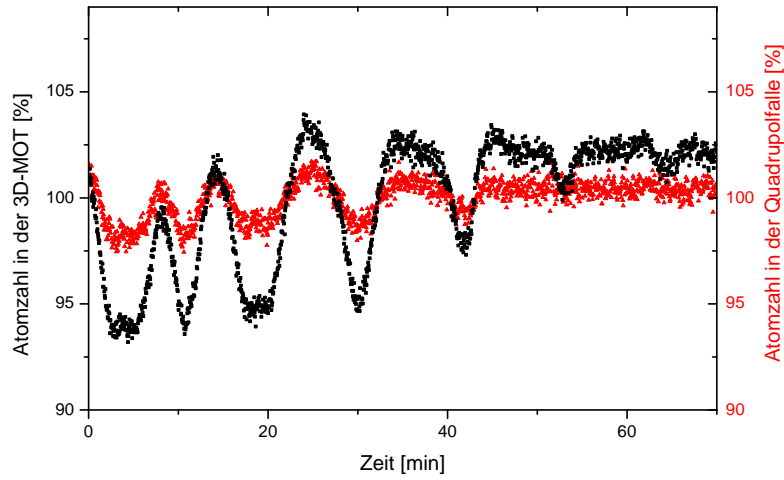
**Abbildung 4.2:** Effizienz des Umladeprozesses von der 3D-MOT in die Quadrupolfalle in Abhängigkeit der Atomzahl in der MOT. Für diese Messung wurde abwechselnd die Atomzahl in der Quadrupolfalle und in der 3D-MOT bestimmt (schwarz). Dabei wurde die Atomzahl über unterschiedliche Ladezeiten mit der 3D-MOT variiert. Aus dem Verhältnis der beiden Atomzahlen wurde die Umladeeffizienz (rot) ermittelt.

eine weitere Erhöhung der Atomzahlen in der 3D-MOT nur bedingt hilfreich, um die Anzahl der magnetisch gefangenen Atome zu erhöhen.

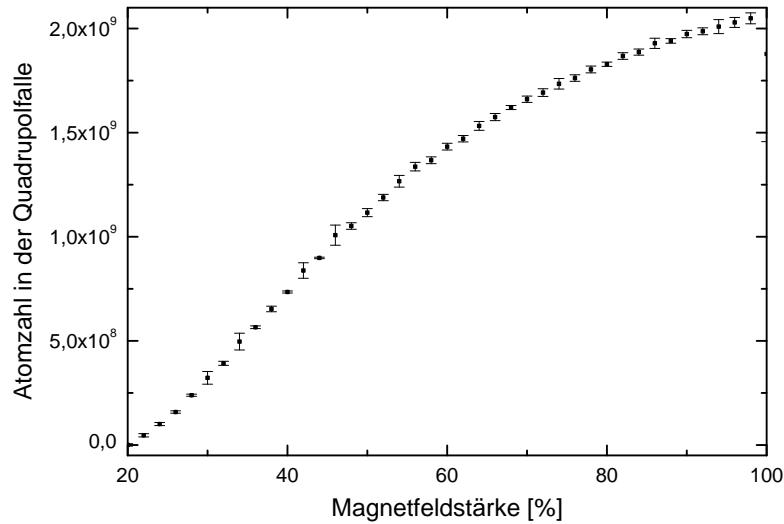
Durch die Sättigung bei hohen Teilchenzahlen übertragen sich Teilchenzahlschwankungen und Drifts in der 3D-MOT nur in abgeschwächter Form auf die Atomzahl in der Quadrupolfalle (siehe Abbildung 4.3).

Die Anzahl der Atome, die in die Quadrupolfalle geladen werden können, ist durch deren Falltiefe und deren Fallenvolumen limitiert. Abbildung 4.4 zeigt die Umladeeffizienz für verschiedene Stärken des mit dem mesoskopischen Atomchip erzeugten Magnetfelds. Dazu wurden sämtliche Ströme beim Umladen skaliert, so dass die Falle beim Umladen eine reduzierte Falltiefe aufweist. Die Atomzahl steigt mit zunehmendem Magnetfeld an, zeigt aber ein Sättigungsverhalten für hohe Magnetfelder. Daher ist zu vermuten, dass das Einfangvolumen die Umladeeffizienz limitiert. Somit kann diese möglicherweise in zukünftigen Ausbaustufen des mesoskopischen Atomchips durch größere Fallenvolumen weiter optimiert werden.

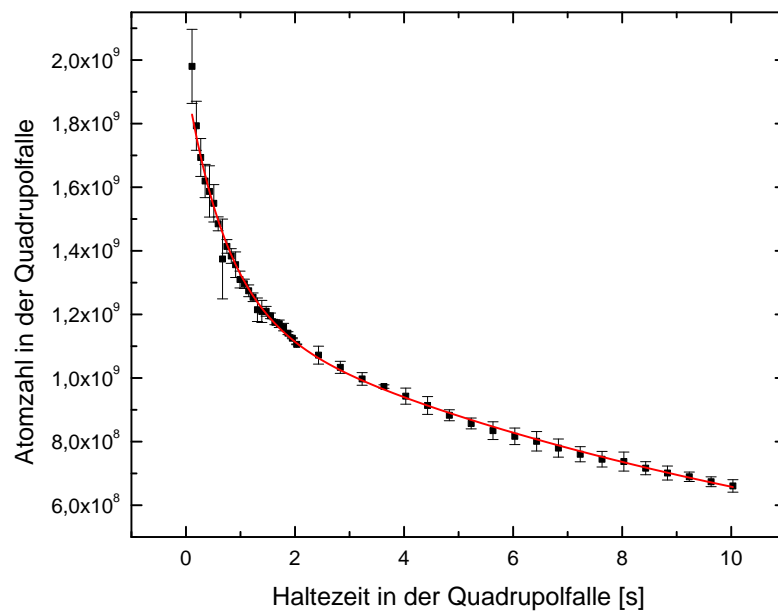
Um zu untersuchen, ob die Atome beim Umladeprozess aufgeheizt werden und folglich Verluste aus der Quadrupolfalle auftreten, werden die Atome unterschiedlich lang in der Quadrupolfalle gehalten (siehe Abbildung 4.5). Aus dieser Messung kann die Lebensdauer der Atome in der Quadrupolfalle ermittelt werden. Es zeigt sich, dass zwei Verlustprozesse mit unterschiedlichen Zerfallszeiten auftreten. Der



**Abbildung 4.3:** Stabilitätsmessung der Atomzahl in der 3D-MOT und in der Quadrupolfalle. Für diese Messung wurde abwechselnd die Atomzahl in der MOT und in der Quadrupolfalle bestimmt und auf die mittlere Atomzahl normiert. Die Schwankungen der Atomzahl in der 3D-MOT aufgrund von Schwankungen der Umgebungstemperatur, werden beim Umladen in die Quadrupolfalle stark gedämpft. Im Mittel wurden während dieser Messreihe  $1,2 \times 10^{10}$  Atome in der MOT und  $2,0 \times 10^9$  Atome in der Quadrupolfalle gefangen.



**Abbildung 4.4:** Atomzahl in der Quadrupolfalle nach dem Umladen für unterschiedliche Magnetfeldstärken. Die Magnetfelder werden über lineare Skalierung der Ströme auf dem mesoskopischen Atomchip abgesenkt. Die Atomzahl wird nach 71 ms Haltezeit in der Quadrupolfalle ermittelt.



**Abbildung 4.5:** Anzahl der Atome in der Quadrupolfalle in Abhängigkeit der Haltezeit. Der Zerfall kann gut mit einer exponentiellen Zerfallsfunktion mit zwei Zeitkonstanten genähert werden. Es ergeben sich zwei Verlustprozesse mit Zerfallszeiten von 0,8 s und 17 s. Der schnelle Zerfall ist auf heiße Atome zurückzuführen, die durch Thermalisierung des Ensembles entstehen und aus der Falle entkommen können. Der Zerfall auf der langsamen Zeitskala wird durch Stöße mit dem Hintergrundgas ausgelöst.

schnelle Verlustprozess läuft mit einer Zerfallszeit von 0,8 s ab. Er ist darauf zurückzuführen, dass nur die kältesten Atome der Wolke in die Falle umgeladen werden können und Ihre Energie somit nicht mehr Boltzmann-verteilt ist. Während der anschließenden Rethermalisierung des Ensembles erhalten einige Atome so viel Energie, dass sie aus der Falle verloren gehen. Dabei nimmt die Temperatur der Wolke von 207  $\mu\text{K}$  nach 100 ms auf 122  $\mu\text{K}$  nach 3,1 s ab. Nach längeren Zeiten ändert sich die Temperatur nur noch geringfügig, so dass die Atome nach 6,1 s in der Quadrupolfalle eine Temperatur von 104  $\mu\text{K}$  aufweisen. Der zweite Verlustprozess mit einer Zerfallszeit von 17 s ist durch Stöße mit dem Hintergrundgas in der Vakuumkammer gegeben. Bei einem Hintergrundgasdruck von  $10^{-10}$  mbar wird eine Lebensdauer in der Größenordnung von 10 s erwartet, so dass die gemessene Lebensdauer gut mit dem im MOT-Bereich gemessenen Druck von knapp unter  $10^{-10}$  mbar übereinstimmt. Mit dieser Betrachtung ist die Beschreibung und Charakterisierung des Umladeprozesses abgeschlossen.

### 4.3 Detektion im Experimentbereich

Um die atomaren Wolken nach dem Transport im Experimentbereich zu detektieren, werden Absorptionsoptionen der Atome erstellt. Dazu wird die Falle abgeschaltet und die Atome werden während des Falls mit einem resonanten Laserstrahl beleuchtet. Der von den Atomen erzeugte Schatten wird auf eine CCD-Kamera abgebildet. Aus den Kamerabildern kann anschließend die Position, die räumliche Verteilung sowie die Anzahl der Atome in der Wolke ermittelt werden. In Kombination mit der Fallzeit und den mittleren Fallenparametern können außerdem die Temperatur, die ursprüngliche Dichteverteilung sowie die Phasenraumdicke der Atome in der Falle bestimmt werden [81].

Der optische Aufbau für die Absorptionsdetektion ist in Anhang A vollständig dargestellt. Die Atome werden mit einem horizontalen Laserstrahl beleuchtet, der mit einer optischen Faser ans Experiment geführt wird. Der Laserstrahl wird mit einem Faserauskoppler auf einen Durchmesser von 3,9 mm kollimiert und anschließend zirkular polarisiert. Der Schatten der Atome wird zunächst mit einer  $f = 145$  mm Linse kollimiert und danach mit einer  $f = 120$  mm Linse auf den CCD-Chip der Kamera in der ursprünglichen Größe abgebildet. Das Detektionslicht ist resonant zum atomaren Übergang von  $F = 2$  nach  $F' = 3$ . Für die Detektion von Atomen im  $F = 1$  Zustand kann zusätzlich in orthogonaler Richtung Rückpumplicht eingestrahlt werden.

Die Intensitätsverteilung des Detektionslaserstrahls nach dem Durchlaufen der atomaren Wolke kann über das Lambert-Beersche Gesetz

$$I(x, y) = I_0(x, y) \exp^{-OD(x, y)} \quad (4.5)$$

beschrieben werden, wobei  $I_0(x, y)$  die Intensitätsverteilung vor der Absorption bezeichnet. Aus der ortsabhängigen optischen Dichte  $OD(x, y)$  kann die Information über die Dichteverteilung der Atomwolke ermittelt werden.

Dazu werden drei Bilder aufgenommen. Für das erste Bild (Bild *A*) wird die Atomwolke mit einem 10  $\mu\text{s}$  langen Laserpuls belichtet, um die Intensitätsverteilung nach der Absorption zu ermitteln. Nach einer Wartezeit von 20 ms sind die Atome aus dem Bildbereich gefallen und es wird ein weiteres Bild (Bild *B*) eines identischen Laserpulses aufgenommen, aus dem die Intensitätsverteilung ohne die Atome bestimmt wird. Das dritte Bild (Bild *C*) wird mit dem Umgebungslicht belichtet und verwendet, um dieses von den anderen beiden Bildern zu subtrahieren. Die drei Bilder müssen möglichst schnell hintereinander unter identischen Bedingungen aufgenommen werden. Da das Auslesen der Kamera mehrere Sekunden benötigt, werden die Bilder auf dem CCD-Chip der Kamera zwischengespeichert. Die Bildinformationen werden jeweils nach der Aufnahme eines Bildes in einen optisch abgeschirmten Bereich des CCD-Chips geschoben und am Ende der Detektionssequenz gemeinsam ausgelesen.

Aus den drei Bildern kann über

$$OD = \ln \frac{I}{I_0} = \frac{I_B - I_C}{I_A - I_C} \quad (4.6)$$

pixelweise die optische Dichte der Atomwolke ermittelt werden.

Nach dem Lambert-Beersche Gesetz nimmt die Intensität eine in Richtung  $z$  verlaufenden Lichtstrahl mit

$$I = I_0 e^{-ODz} \quad (4.7)$$

ab.

Die optische Dichte ist hierbei über

$$OD(x, y) = \sigma(I) \int n(x, y, z) dz \quad (4.8)$$

mit der Dichteverteilung  $n(x, y, z)$  in der Atomwolke verknüpft. Dabei bezeichnet

$$\sigma(I) = \frac{\sigma_0}{1 + I/I_{sat} + 4(\delta/\Gamma)^2} \quad (4.9)$$

den atomaren Streuquerschnitt mit

$$\sigma_0 = \frac{\Gamma \hbar \omega_0}{2I_{sat}}. \quad (4.10)$$

Der Streuquerschnitt hängt von der Verstimmung des Detektionslichts  $\delta$  zu der Frequenz des verwendeten atomaren Übergangs  $\omega_0$  im Verhältnis zu dessen Linienbreite  $\Gamma = 2\pi \times 6,065$  MHz sowie dessen Sättigungsintensität  $I_{sat} = 1.669$  mW/cm<sup>2</sup> ab.

Die Anzahl der Atome, die auf einem Pixel detektiert werden, kann durch Integration von Gleichung 4.8 über die auf einen Pixel abgebildete Fläche  $A$  aus der optischen Dichte bestimmt werden

$$N_{Pixel} = \frac{A}{\sigma(I)} OD. \quad (4.11)$$

Das Verhältnis der Intensität des Detektionslichts und der Sättigungsintensität  $I/I_{sat}$ , das in die Berechnung des Streuquerschnitts eingeht, kann ebenfalls aus den aufgenommenen Bildern berechnet werden. Die Kamera wurde hierfür auf die zur Belichtung verwendete Energie kalibriert. So kann aus Bild  $B$  und der Belichtungszeit die Intensität am Ort der Atome ermittelt werden.

Die Gesamtatomzahl  $N$  der Wolke kann entweder durch Summation über alle Pixel oder durch die Näherung der atomaren Dichteverteilung mit einer Gaußfunktion ermittelt werden. Dabei ist zu beachten, dass dies nur für in einer harmonischen Falle präparierte Wolken sinnvoll ist. Wolken, die in einer Quadrupolfalle präpariert wurden, müssen mit einer Laplace-Funktion genähert werden. Mit der Näherung der Dichteverteilung können zusätzlich die Radien  $\sigma_i$  der atomaren Wolke bestimmt werden. Aus diesen kann nach einer definierten Fallzeit  $t$  aus einer harmonischen Falle mit bekannten Fallenfrequenzen  $\omega_i$  die Temperatur der Wolke

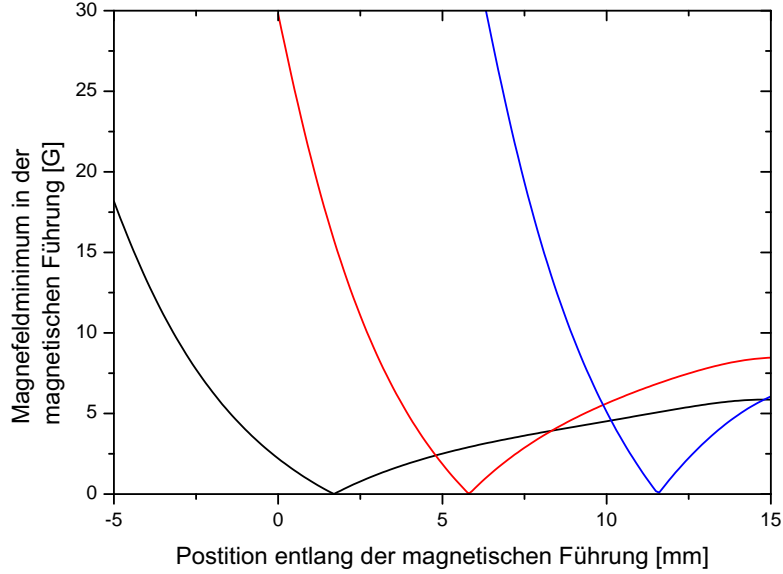
$$k_B T = \frac{1}{2} m \left( \frac{\omega_i^2}{1 + \omega_i^2 t^2} \sigma_i^2 \right) \quad (4.12)$$

sowie die Dichteverteilung  $n(\vec{x})$  der Atome in der Falle berechnet werden [81]. Dabei beträgt die Spitzendichte in der Falle

$$n_0 = N \left( \frac{m \bar{\omega}^2}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}},$$

wobei  $\bar{\omega} = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}$  die mittlere Fallenfrequenz bezeichnet. Aus der Dichte in der atomaren Wolke kann zusätzlich mit Hilfe der thermischen de Broglie-Wellenlänge  $\lambda_{dB} = \sqrt{2\pi \hbar^2 / m k_B T}$  die maximale Phasenraumdicke  $psd = n_0 \lambda_{dB}^3$  in der Falle ermittelt werden.





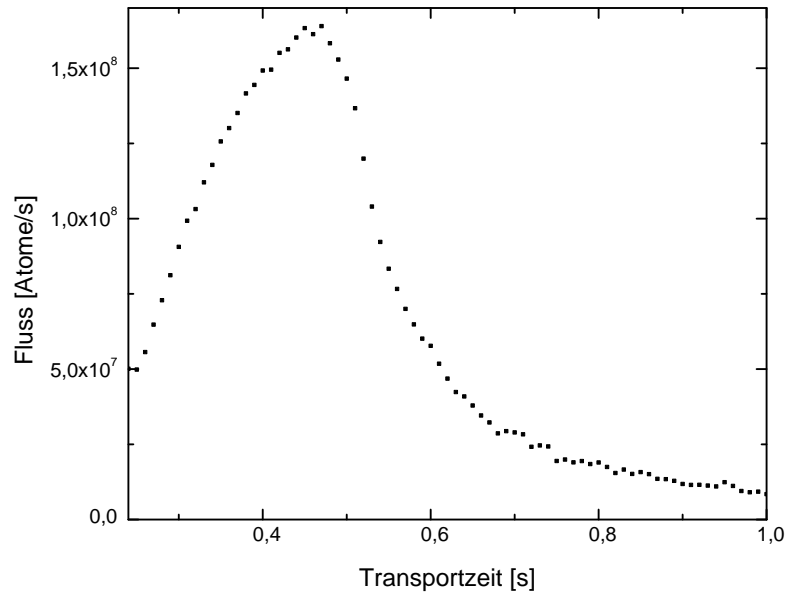
**Abbildung 4.6:** Feldverlauf in der magnetischen Führung für die drei Beschleunigungsschritte:  $I_{5,1}; I_{4,1}; I_{4,2} = 125; 0; 0$  A (schwarz),  $I_{5,1}; I_{4,1}; I_{4,2} = 125; 125; 0$  A (rot),  $I_{5,1}; I_{4,1}; I_{4,2} = 0; 125; 125$  A (blau)

## 4.4 Transport in der magnetischen Führung

Um die Atome vom MOT-Bereich in den Experimentbereich zu transportieren, wird eine magnetische Führung verwendet. Diese wird mit den drei inneren Längsdrähten des mesoskopischen Atomchips erzeugt. Dazu werden in diesen drei Drähten nach der Präparationssequenz, die auch zum Beladen der Quadrupolfalle im MOT-Bereich verwendet wird, Ströme von  $I_1 = 136$  A,  $I_{2,1} = -145$  A und  $I_{2,2} = -145$  A angeschaltet. Mit dieser Konfiguration wird ein zweidimensionales Magnetfeldminimum im Abstand von 2,9 mm zum Mittelpunkt der Drähte erzeugt. Der radiale Gradient dieses Felds beträgt 181 G/cm.

Um die Atome in Richtung des Experimentbereichs zu beschleunigen, wird zusätzlich im ersten Querdraht ein Strom von  $I_{5,1} = 125$  A angeschaltet (siehe Abbildung 4.6). Nach einer Beschleunigungszeit von 120 ms werden die Atome so weit verschoben, dass der Strom im zweiten Querdraht in 45 ms linear auf einen Strom von  $I_{4,1} = 125$  A gerampt werden kann, um die Atome weiter zu beschleunigen. In einem dritten Schritt wird in dem dritten Querdraht in 30 ms ein Strom von  $I_{4,2} = 125$  A linear angeschaltet, während der Strom im ersten Querdraht abgeschaltet wird.

Nach der Beschleunigungssequenz werden die Ströme in der magnetischen Führung reduziert ( $I_1 = 125$  A,  $I_{2,1} = -131$  A,  $I_{2,2} = -135$  A), um zu verhindern, dass die MOSFETs in den Stromregelungen aufgrund zu hoher Dissipation beschädigt



**Abbildung 4.7:** Fluss des magnetisch geführten Atomstrahls im Experimentbereich in Abhängigkeit von der vergangenen Transportzeit nach der Beschleunigungssequenz im MOT-Bereich. Der Fluss wird aus der in einem  $680\ \mu\text{m}$  langen Abschnitt detektierten Atomzahl sowie der Geschwindigkeit berechnet. Die Geschwindigkeit wird als näherungsweise konstant angenommen aus der Transportzeit und der zurückgelegten Strecke ermittelt.

werden. Dabei sinkt der radiale Magnetfeldgradient auf  $166\ \text{G/cm}$ . Abbildung 4.7 zeigt den Fluss des magnetisch geführten Strahls, der mit dem Absorptionsdetektionssystem im Experimentbereich bestimmt wird. Insgesamt werden mit einem Beladezyklus der magnetischen Führung  $5,6 \times 10^7$  Atome in den Experimentbereich transportiert. Der größte Fluss von  $1,8 \times 10^8$  Atomen/s wird nach einer freien Flugzeit von  $0,46\ \text{s}$  erreicht. Im Maximum des atomaren Flusses haben die Atome eine Geschwindigkeit von  $0,35\ \text{m/s}$  entlang der magnetischen Führung. Insgesamt legen die Atome während des Transports eine Strecke von  $178\ \text{mm}$  von der Position der 3D-MOT zur Detektion im Experimentbereich zurück.

Zusätzlich ist es möglich, die 3D-MOT noch während des Transports wieder zu beladen, sobald die beschleunigten Atome die Streulichtbarriere passiert haben. Für den geplanten Betrieb der Apparatur mit einer Taktrate von  $2\ \text{Hz}$  stellt die Transportzeit keine Einschränkung dar, da die Atome in den  $0,5\ \text{s}$  nicht bis in den Detektionsbereich transportiert werden müssen. Die Atome sollen kurz nach dem Durchlaufen der Streulichtbarriere wieder eingefangen werden und müssen daher nur etwa die Hälfte der Strecke in dieser Zeit zurücklegen. Des Weiteren können spätere Ausbaustufen des mesoskopischen Atomchips um zusätzliche Querdrähte entlang der magnetischen Führung erweitert werden, mit denen die Atome auf höhere Geschwindigkeiten beschleunigt werden können.

---

# ATOME IM EXPERIMENTBEREICH

Nachdem in den beiden vorangegangenen Kapiteln beschrieben wurde, wie die Atome im MOT-Bereich des Vakuumsystems präpariert und in einer magnetischen Führung in den Experimentbereich transportiert werden, sollen in diesem Kapitel Experimente mit den Atomen im Experimentbereich vorgestellt werden. Dabei wird zunächst das Einfangen der Atome in einer harmonischen Magnetfalle nach dem Transport beschrieben. Im Anschluss wird eine Methode vorgestellt, mit der BECs hergestellt werden können. Dazu werden zunächst die theoretischen Grundlagen der experimentellen Untersuchung von Bose-Einstein-Kondensation eingeführt, bevor die experimentelle Umsetzung beschrieben wird. Im Anschluss wird gezeigt, dass es mit diesem Experimentaufbau gelungen ist, Bose-Einstein-Kondensate zu erzeugen. Es wird eine umfangreiche Charakterisierung der Magnetfalle im Experimentbereich durchgeführt, anhand derer die Magnetfeldsimulationen des mesoskopischen Atomchips überprüft werden. Abschließend werden erste Vorarbeiten zum Test eines kontinuierlichen Beladeschemas für eine nicht dissipative Falle vorgestellt, das mit dem aufgebauten System zukünftig untersucht werden soll.

## 5.1 Beladen einer Falle im Experimentbereich

Um die Atome im Experimentbereich einzufangen, wird der magnetisch geführte Atomstrahl an einer flach ansteigenden Barriere abgebremst, die in eine steile Barriere übergeht und die Atome staut. Diese Barriere wird mit den drei hinteren Querdrähten auf dem mesoskopischen Atomchip generiert (siehe Tabelle 5.1). Anschließend werden die Ströme in 30 ms auf eine Konfiguration gerammt, in der sie

DRAHT	TRANSPORT STROM [A]	FALLE STROM [A]
$I_1$	125	98
$I_{2.1}$	-131	-131
$I_{2.2}$	-135	-135
$I_7$	-15	130
$I_8$	-32	-46
$I_9$	-70	130

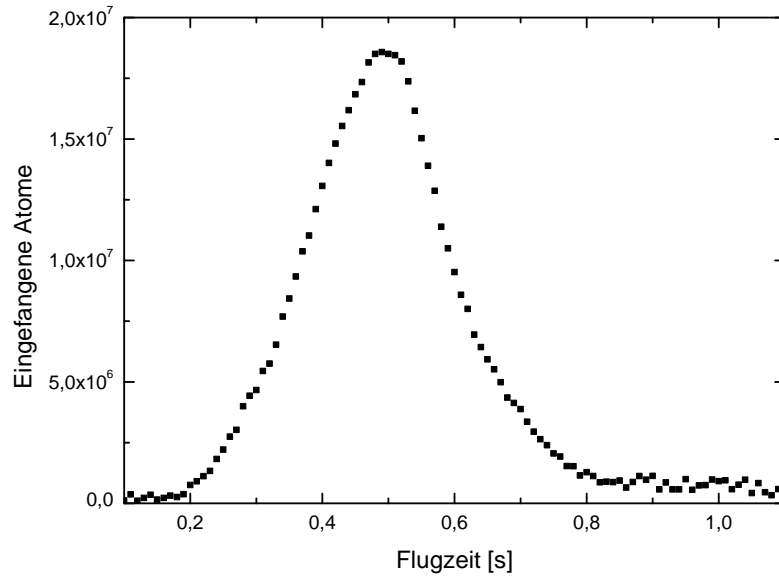
**Tabelle 5.1:** Ströme auf der zweiten Ausbaustufe des mesoskopischen Atomchips für die magnetische Führung mit Barriere sowie für die Falle zum Einfangen der Atome im Experimentbereich. Die Bezeichnungen der Drähte orientieren sich an Abbildung 2.14.

eine dreidimensionale harmonische Falle erzeugen (siehe Tabelle 5.1). Dazu wird die Stromrichtung in den äußeren Drähten umgekehrt, so dass diese zwei Barrieren vor und hinter den Atomen erzeugen. Der mittlere Draht, dessen Strom in dieser Konfiguration in der entgegengesetzten Richtung zu den beiden äußeren Strömen fließt, senkt das Magnetfeld zwischen den beiden Barrieren ab, um die Falltiefe zu erhöhen. Zusätzlich wird der Strom  $I_1$  der magnetischen Führung abgesenkt, wodurch sich der magnetische Einschluss weiter erhöht, da das Fallenzentrum näher an den mesoskopischen Atomchip gezogen wird.

Die Messung der Anzahl gefangener Atome in Abhängigkeit von der Transportzeit nach der Beschleunigungssequenz ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Es können bis zu  $1,8 \times 10^7$  Atome eingefangen werden. Dies entspricht einem Drittel der Atome, die in den Experimentbereich transportiert werden.

## 5.2 Bose-Einstein-Kondensation

Die Intention des im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Experiments ist die Erzeugung von Bose-Einstein-kondensierten Ensembles aus  $^{87}\text{Rb}$  Atomen mit einer Taktrate von 2 Hz. In diesem Abschnitt werden zunächst die theoretischen Grundlagen für die experimentelle Betrachtung der Bose-Einstein-Kondensation zusammengefasst. Anschließend wird die Methode vorgestellt, mit der Bose-Einstein-Kondensation an diesem Experiment verwirklicht werden kann und die Quantenentartung experimentell nachgewiesen. Der in diesem Abschnitt vorgestellte Weg zur Bose-Einstein-Kondensation über Mikrowellen-Evaporation ist nicht im ursprünglichen Konzept für die Erzeugung von BECs in schneller Abfolge vorgesehen. Allerdings stellen die auf diese Weise erzeugten BECs gute Testobjekte dar, mit denen eine präzise Charakterisierung der mit dem mesoskopischen Atomchip



**Abbildung 5.1:** Anzahl im Experimentbereich eingefangener Atome in Abhängigkeit von der Transportzeit der Atome.

erzeugten Fallengeometrie und ein Test des Detektionssystems möglich ist.

### 5.2.1 Grundlagen der Bose-Einstein-Kondensation

Bose-Einstein-Kondensation von Neutralatomen beschreibt den Phasenübergang eines Ensembles bosonischer Atome, welches nahe an den absoluten Nullpunkt gekühlt wird und dessen Phasenraumdicke einen Spitzenwert von  $psd \geq 2,61$  überschreitet.

Auf eine theoretische Beschreibung wird an dieser Stelle verzichtet, stattdessen werden ausschließlich die experimentell wichtigen Ergebnisse zusammengefasst. Detaillierte Beschreibungen sind in den Arbeiten [81, 86–89] zu finden. Wenn die Temperatur eines bosonischen Ensembles aus  $N$  Atomen in einer harmonischen Falle mit der mittleren Fallenfrequenz  $\bar{\omega} = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}$  reduziert wird, sinkt gleichzeitig die Anzahl der Fallenzustände, die die Atome besetzen. Daher bildet sich ab einer kritischen Temperatur  $T_C$  eine makroskopische Besetzung des Grundzustands heraus, die als Bose-Einstein-Kondensat bezeichnet wird. Die kritische Temperatur kann im thermodynamischen Grenzfall als

$$T_C = \frac{\hbar \bar{\omega}}{k_B} \left( \frac{N}{\zeta(3)} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (5.1)$$

genähert werden, wobei  $\zeta$  die Riemann'sche Zeta-Funktion bezeichnet. Der Anteil der Atome im Bose-Einstein-Kondensat kann über

$$N_{BEC}/N_{Gesamt} = 1 - (T/T_C)^3 \quad (5.2)$$

genähert werden.

Bose-Einstein-kondensierte Ensembles in einem Potenzial  $V(\vec{x})$  werden durch eine einzige makroskopische Wellenfunktion  $\Psi(\vec{x}, t)$  beschrieben, deren zeitliche Entwicklung durch die zeitabhängige, nichtlineare Schrödinger-Gleichung gegeben ist, die als Gross-Pitaevskii-Gleichung bezeichnet wird [90, 91]

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\vec{x}, t) = \left( -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V(\vec{x}) + g|\Psi(\vec{x}, t)|^2 \right) \Psi(\vec{x}, t). \quad (5.3)$$

Der nichtlineare Term  $g|\Psi(\vec{x}, t)|^2$  mit  $g = 4\pi\hbar^2 a/m$  beschreibt die Wechselwirkung der Atome untereinander über ein Pseudopotenzial mit der Streulänge  $a$ . Im stationären Fall und unter Vernachlässigung des Terms der kinetischen Energie kann die Dichteverteilung im BEC  $n(\vec{x})$  durch eine inverse Parabel

$$n(\vec{x}) = \Psi^2(\vec{x}) = \begin{cases} g(\mu - V(\vec{x})) & \text{für } (\mu > V(\vec{x})) \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (5.4)$$

beschrieben werden. Dabei bezeichnet

$$\mu = \frac{1}{2}(15\hbar^2 \bar{\omega}^3 \sqrt{m} N a) \quad (5.5)$$

das chemische Potenzial des Ensembles. Die Ausdehnung dieser Parabel in der Falle wird durch die Fallenfrequenzen bestimmt und als Thomas-Fermi-Radius bezeichnet

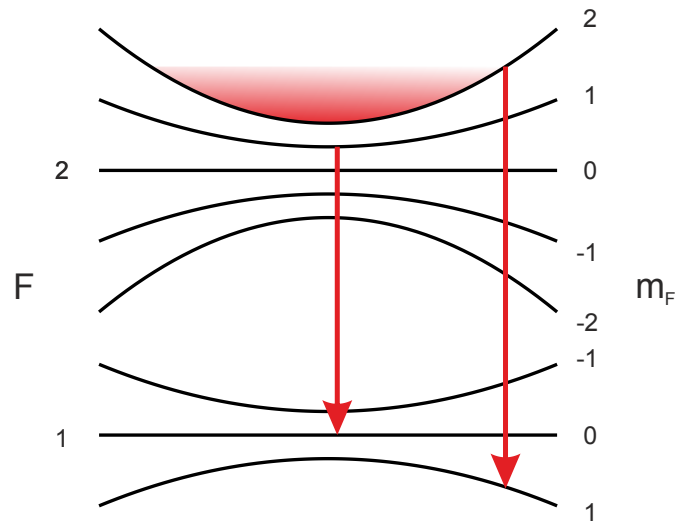
$$R_i = \frac{1}{\omega_i} \sqrt{2\mu/m}. \quad (5.6)$$

Wichtig für die experimentelle Untersuchung von Bose-Einstein-Kondensaten ist die zeitliche Entwicklung der Dichteverteilung nach dem Abschalten der Falle und einer freien Entwicklungszeit. Für eine Falle, deren longitudinale Fallenfrequenz klein gegen ihre radiale Fallenfrequenz ist ( $\omega_l \ll \omega_r$ ), in der die Wolke also stark elongiert ist, kann die Entwicklung ihrer Dichteverteilung analytisch gelöst werden. Für die zeitliche Entwicklung der Thomas-Fermi Radien ergibt sich

$$R_r = R_r(0) \sqrt{1 + \tau} \quad (5.7)$$

$$R_l = R_l(0) \left( 1 + \left( \frac{\omega_l}{\omega_r} \right)^2 (\tau \arctan(\tau) - \ln(\sqrt{1 + \tau^2})) \right), \quad (5.8)$$

wobei  $\tau = \omega_r t$  eine mit der radialen Fallenfrequenz gewichtete dimensionslose Zeit ist. Aus dieser zeitlichen Entwicklung folgt, dass sich das Aspektverhältnis einer Bose-Einstein-kondensierten Wolke während des freien Falls umkehrt.



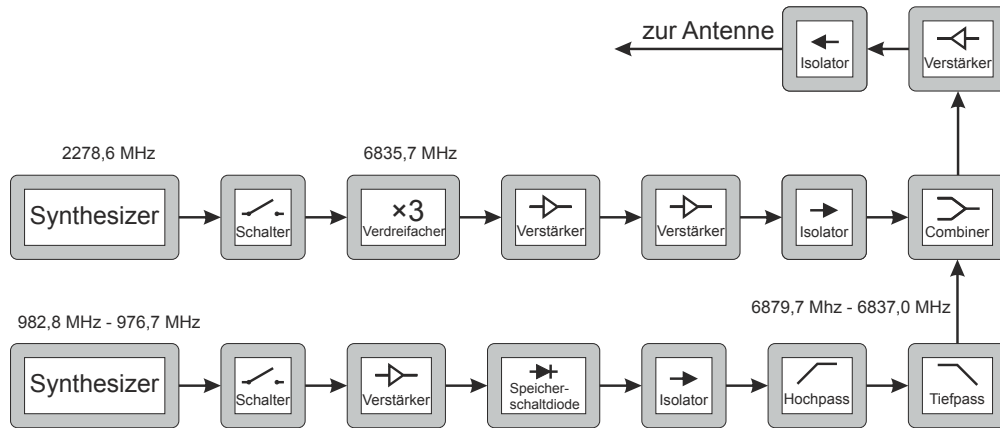
**Abbildung 5.2:** Schematische Darstellung der Mikrowellenevaporation. Ein veränderliches Mikrowellenfeld wird genutzt, um kontrolliert die energiereichsten Atome im Zustand  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  aus der Falle zu entfernen, während das zweite statische Mikrowellenfeld alle Atome aus  $|F = 2, m_F = 1\rangle$  entfernt.

### 5.2.2 Experimentelle Umsetzung

In diesem Abschnitt wird die verwendete Methode zur Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten auf dem mesoskopischen Atomchip beschrieben.

Um die im Experimentbereich gefangenen Atome in ein Bose-Einstein-Kondensat zu überführen, werden diese evaporativ gekühlt [84, 92]. Dazu wird in diesem Aufbau mit Hilfe eines Mikrowellenfelds die Falltiefe jeweils so weit reduziert, dass die energiereichsten Atome die Falle verlassen. Dazu koppelt das Mikrowellenfeld den Zustand  $|F = 2, m_F = 2\rangle$ , in dem die Atome gefangen sind, mit dem Zustand  $|F = 1, m_F = 1\rangle$ , in dem die Atome aus der Falle abgestoßen werden (siehe Abbildung 5.2). Dieser Übergang bei einer Frequenz von 6,8 GHz verschiebt sich mit dem Magnetfeld am Ort der Atome um 2,1 MHz/G. Atome mit höherer Energie halten sich weiter vom Fallenzentrum entfernt auf und erfahren dementsprechend eine größere magnetische Verschiebung ihrer Übergangsfrequenz. So kann mit dieser Methode präzise die Mindestenergie der Atome, die die Falle verlassen, eingestellt werden. Über Stöße wird die Energie in der Atomwolke anschließend umverteilt, sie rethermalisiert und es bildet sich erneut eine Maxwell-Boltzmann Verteilung mit geringerer Temperatur aus. Somit sinkt die Temperatur des Ensembles, wenn die Verstimmung des Mikrowellenfelds an den Fallboden angenähert wird.

Wenn die Atome im nicht gefangenen  $|F = 1, m_F = 1\rangle$ -Zustand aus der Fallregion gedrückt werden, kann es passieren, dass sie durch das Mikrowellenfeld für die Evaporation unerwünschterweise in den  $|F = 2, m_F = 1\rangle$ -Zustand überführt



**Abbildung 5.3:** Komponentenweiser Aufbau zur Erzeugung der Mikrowellensignale für die evaporative Kühlung der Atome im Experimentbereich.

werden. In diesem Zustand sind die Atome wieder gefangen und werden nicht mehr evaporativ gekühlt. Um zu verhindern, dass diese Atome in der Falle bleiben und die Wolke aufheizen, wird ein zweites Mikrowellenfeld eingestrahlt. Dieses koppelt die Zustände  $|F = 2, m_F = 1\rangle$  und  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  und entfernt die störenden Atome im  $|F = 2, m_F = 1\rangle$ -Zustand.

Die beiden Mikrowellenfelder werden jeweils mit einem Synthesizer erzeugt und gemeinsam in einem Verstärker mit 3 W Ausgangsleistung verstärkt (siehe Abbildung 5.3). Zum schnellen Schalten der Mikrowellenfelder sind direkt hinter den Frequenzgeneratoren Schalter verbaut, die mit TTL-Signalen angesteuert werden können. Da die beiden Synthesizer keine ausreichend hohen Frequenzen liefern können, werden ihre Ausgangsfrequenzen vervielfacht. Für die statische Mikrowellenfrequenz wird dazu ein Frequenzverdreifacher eingesetzt. Die veränderbare Mikrowellenfrequenz wird mit einer Speicherschaltodiode erzeugt, die höhere Harmonische generiert. Mit einem Hoch- und einem Tiefpass wird die siebte Harmonische des Eingangssignals selektiert. Mit Befehlssequenzen, die über den GPIB-Bus an den Synthesizer gesendet werden, kann die Frequenz linear verschoben werden. Um die Zeit zu verkürzen, die für die Übertragung der Befehlssequenzen benötigt wird, werden die Rampen vorher im Synthesizer abgespeichert und anschließend während des Experimentablaufs abgerufen. Im Experimentablauf wird nach jeder Rampe eine Zeit von 100 ms eingefügt, um sicherzustellen, dass alle Rampen trotz der zeitlichen Schwankungen und Übertragungszeiten für die Befehlssequenzen vollständig durchgeführt werden.

Für die Erzeugung eines BECs werden sieben lineare Frequenzrampen mit unterschiedlicher Geschwindigkeit und Dauer verwendet (siehe Tabelle 5.2). Die Rampen für die Evaporation wurden auf eine möglichst große Atomzahl im BEC optimiert. Sie stellen somit einen Kompromiss aus der Zeit, die für die Rethermalisierung

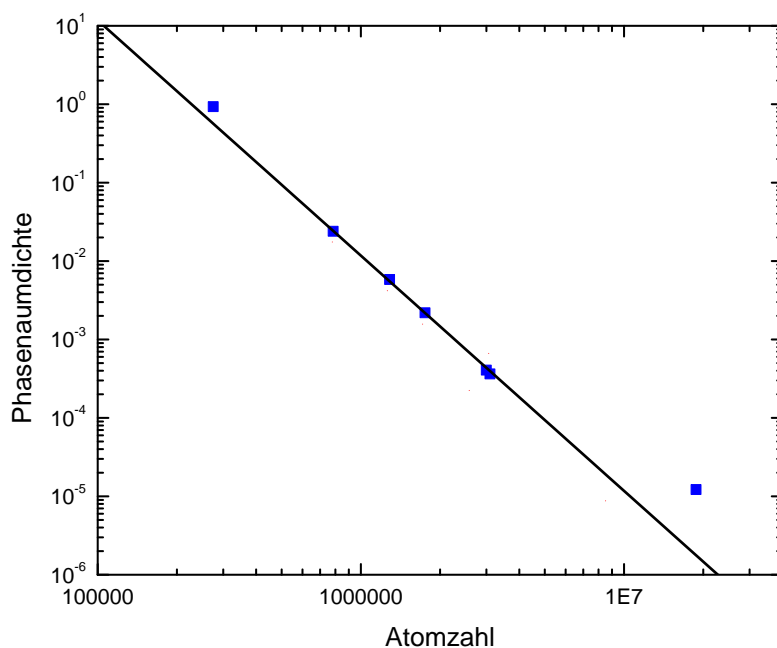


NUMMER	ZEITDAUER	ENDFREQUENZ	ENDVERSTIMMUNG
1	20 s	6852,683 MHz	18,00 MHz
2	10 s	6840,683 MHz	6,00 MHz
3	3 s	6839,183 MHz	4,50 MHz
4	1,5 s	6838,283 MHz	3,60 MHz
5	2 s	6837,683 MHz	3,00 MHz
6	3 s	6837,083 MHz	2,40 MHz
7	0,5 s	6836,963 MHz	2,28 MHz

**Tabelle 5.2:** Mikrowellenfrequenzrampen zur evaporativen Kühlung der Atome bis zum BEC. Die Rampen beginnen jeweils mit der Endfrequenz der letzten Rampe. Die erste Rampe beginnt bei einer Frequenz von 6879,683 MHz was einer Verstimmung von 45,0 MHz entspricht.

des Ensembles benötigt wird und der endlichen Lebensdauer beziehungsweise der Heizrate der Atome in der Falle dar. Zur experimentellen Optimierung wurde der Verlauf der maximalen Phasenraumdicke und der Atomzahl nach den einzelnen Rampen betrachtet (siehe Abbildung 5.4). Unter typischen experimentellen Bedingungen sollte die Phasenraumdicke um drei Größenordnungen zunehmen, wenn die Atomzahl um eine Größenordnung reduziert wird. Das diese Steigung der Phasenraumdicke erreicht wird zeigt eindeutig, dass die mit dem mesoskopischen Atomchip erzeugte Falle gut für die evaporative Kühlung geeignet ist und das keine signifikanten Heiz- oder Verlustprozesse auftreten.

Die ersten beiden Rampen starten, nachdem die Wolke eingefangen und für 1 s in der Falle gehalten wurde. Während dieser Zeit wird die zweite Mikrowelle zur Entvölkerung des  $m_F = 1$  Zustands noch nicht benötigt. Der Anteil der Atome im Zustand  $m_F = 1$  ist noch so gering, dass keine negativen Auswirkungen auf die Temperatur des gesamten Ensembles auftreten. Nach der zweiten Evaporationsrampe ist die Ausdehnung der atomaren Wolke so weit reduziert, dass die Falle weiter an die Oberfläche gezogen werden kann. Dies wird durch eine Reduzierung des Stroms im zentralen Längsdraht auf  $I_1 = 77,6$  A realisiert. Gleichzeitig wird der Strom in dem Querdraht, mit dem die vordere Barriere erzeugt wird, auf  $I_7 = 130$  A erhöht, um die Falle weiter zu komprimieren. Auf diese Weise wird die Stoßrate und damit die Rethermalisierungsgeschwindigkeit erhöht. Gleichzeitig wird der Strom in dem Querdraht oberhalb der Fallenposition auf  $I_8 = 41,6$  A abgesenkt, um den Fallenboden anzupassen. Da die Atome dabei adiabatisch aufgeheizt werden, gleichzeitig aber die Mikrowelle mit der Endfrequenz der letzten Rampe eingestrahlt wird, stellt auch das Komprimieren der Falle einen Evaporations-schritt dar. Anschließend wird die zweite Mikrowellenfrequenz hinzugeschaltet und die fünf restlichen Rampen der Mikrowellenevaporation werden eingestrahlt. Im Verlauf der letzten Rampe wird die kritische Temperatur  $T_C$  und damit der Phasenübergang zum BEC überschritten.

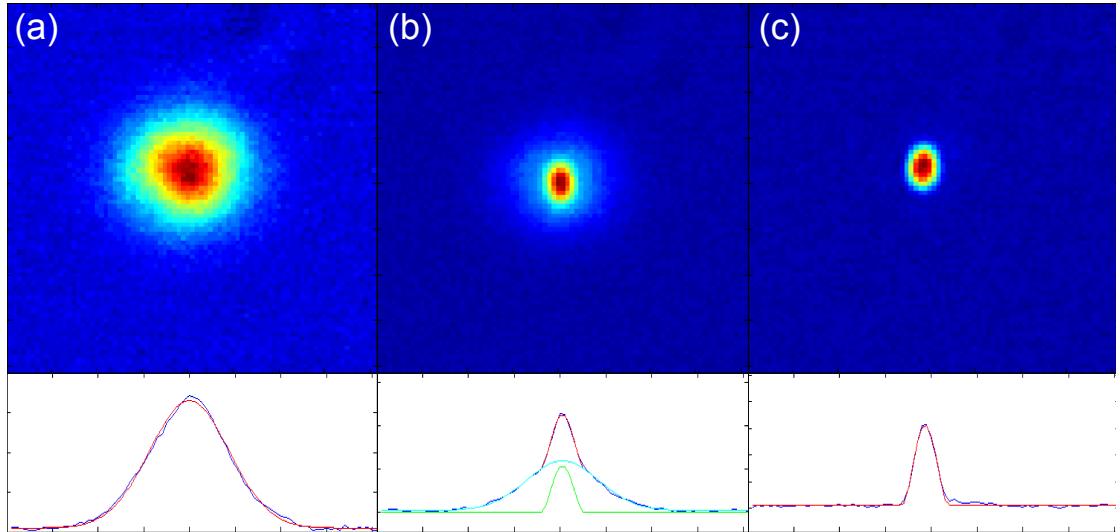


**Abbildung 5.4:** Maximale Phasenraumdichte der atomaren Wolke nach verschiedenen Evaporationschritten aufgetragen gegen die Anzahl der Atome  $N$  in der Wolke. Der Verlauf der Phasenraumdichte während der evaporativen Kühlung ist proportional zu  $N^{-3}$  (schwarze Linie).

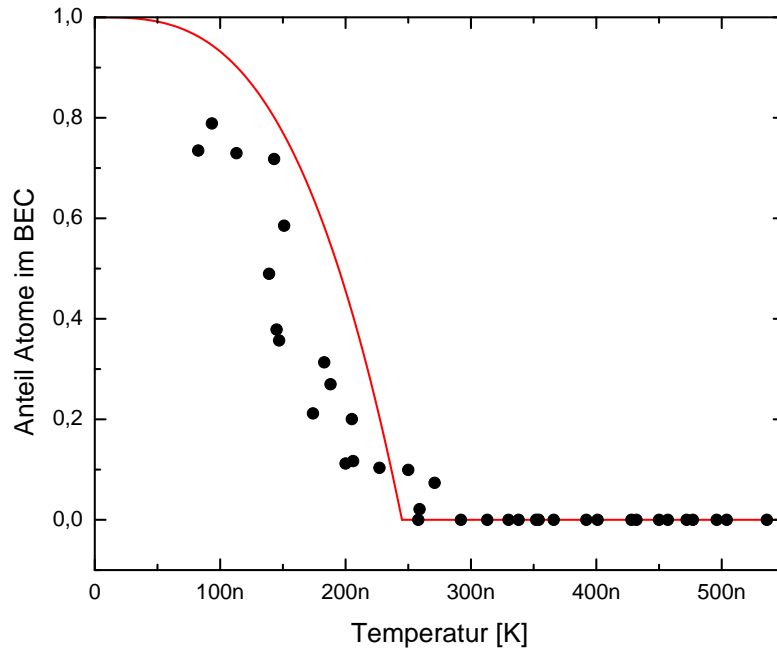
### 5.2.3 Experimenteller Nachweis der Bose-Einstein-Kondensation

Zum Nachweis der Bose-Einstein-Kondensation eines atomaren Ensembles wird die räumliche Verteilung der Atome nach einer freien Fallzeit von einigen Millisekunden betrachtet. Diese ist in erster Linie durch die Impulsverteilung der Atome in der harmonischen Falle zum Zeitpunkt des Abschaltens der Falle vorgegeben. Beim Phasenübergang von einer thermischen Atomwolke zum Bose-Einstein-Kondensat ändert sich die Impulsverteilung der Atome signifikant. Thermische Wolken weisen eine gaussförmige Impulsverteilung auf, während die Impulsverteilung eines BECs nach dem Abschalten der harmonischen Falle durch eine inverse Parabel mit geringerer Breite beschrieben werden kann [81].

In Abbildung 5.5 sind drei Atomwolken gezeigt, die unterschiedlich weit evaporativ gekühlt wurden. Das erste Bild 5.5(a) zeigt eine thermische Wolke mit einer Temperatur von 250 nK. Auf dem zweiten Bild 5.5(b) ist eine bimodale Dichteverteilung zu erkennen, die sich aus einer thermischen Wolke mit einer Temperatur von 200 nK und einem kondensierten Anteil im Zentrum zusammensetzt. Auf dem letzten Bild wurde die Wolke soweit abgekühlt, dass ein nahezu reines Kondensat mit  $6 \times 10^4$  Atomen entstanden ist.



**Abbildung 5.5:** Absorptionaufnahmen von unterschiedlich stark evaporativ gekühlten atomaren Wolken sowie der horizontale Verlauf der vertikalen Summe der Pixelwerte (blau). Die Bilder wurden nach einer freien Fallzeit von 10 ms abgebildet und jeweils die letzte Rampe der Evaporationssequenz angepasst, um den Wolken unterschiedliche Temperaturen aufzuprägen. Die in (a) abgebildete Wolke wurde bis zu einer Mikrowellenverstimmung von 2,28 MHz evaporiert. Das Dichteprofil kann gut mit einer gaussförmigen Verteilung genähert werden, die einer thermischen Wolke mit einer Temperatur von 250 nK entspricht (rot). Die Wolke in Abbildung (b) wurde bis zu einer Verstimmung von 2,25 MHz evaporiert und weist die typische bimodale Dichteverteilung (rot) einer teilweise kondensierten Wolke auf. Aus der gaussförmigen Näherung der thermischen Wolke (türkis) ergibt sich eine Temperatur von 200 nK. Die Näherung des kondensierten Anteils mit einer inversen Parabel (grün) zeigt, dass das BEC 19 Prozent der Atome beinhaltet. Abbildung (c) zeigt eine nahezu vollständig kondensierte Wolke aus  $6 \times 10^4$  Atomen, die bis zu einer Verstimmung von 2,19 MHz evaporiert wurde. Die Temperatur kann nicht mehr angegeben werden, da der Anteil thermischer Atome zu klein für eine Temperaturbestimmung ist.

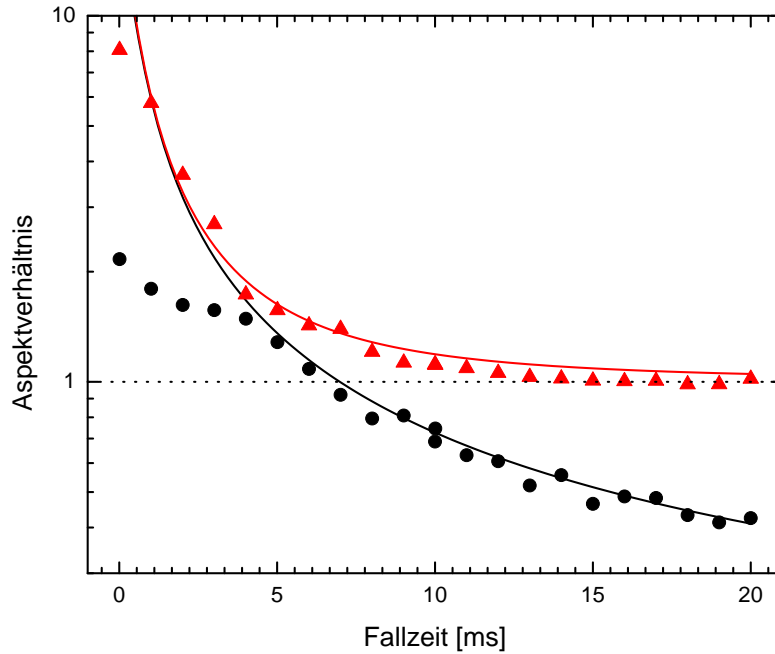


**Abbildung 5.6:** Temperaturabhängiger Anteil der Atome im BEC. Zum Vergleich ist der nach Gleichung 5.2 theoretisch erwartete Verlauf für die berechnete kritische Temperatur von  $T_C = 245$  nK eingezeichnet (rote Linie).

In Abbildung 5.6 ist der Anteil der Atome im BEC, der aus der bimodalen Dichteverteilung ermittelt wird, für verschiedene aus der thermischen Wolke ermittelte Temperaturen aufgetragen. Das BEC formiert sich ab einer kritischen Temperatur von ca.  $T_C = 250$  nK und der Anteil der Atome im BEC folgt dem theoretisch erwarteten Verlauf. Für die gegebenen experimentellen Parameter ergibt sich nach Gleichung 5.1 eine erwartete kritische Temperatur von  $T_C = 245$  nK. Diese stimmt gut mit dem beobachteten Verhalten überein. Die Abweichungen sind auf Oberflächeneffekte und die repulsive Wechselwirkung innerhalb des BECs zurückzuführen. Diese Effekte sind bekannt [91], wurden hier aber vernachlässigt, da nur eine qualitative Untersuchung durchgeführt wurde.

Ein weiterer Indikator für Bose-Einstein-Kondensation ist das Expansionsverhalten der atomaren Wolke im freien Fall. Die harmonische Falle im Experimentbereich ist in der longitudinalen Richtung deutlich flacher als in der radialen Richtung, so dass die Wolke in der Falle stark elongiert ist. Nach einigen Millisekunden freier Expansion ist die Dichteverteilung einer thermischen Wolke nahezu vollständig durch die Geschwindigkeit bestimmt, die die Atome aufgrund ihrer endlichen Temperatur haben. Da die Temperatur isotrop in allen Raumrichtungen ist, nähert sich die Wolke im freien Fall einer kreisförmigen Form an (siehe Abbildung 5.7).

Für Bose-Einstein-Kondensate gilt dieser Zusammenhang nicht. Die Expansions-



**Abbildung 5.7:** Aspektverhältnis atomarer Wolken nach unterschiedlichen freien Fallzeiten. Die thermischen Wolken (rote Dreiecke) nähern sich mit steigender Fallzeit einer runden Form an. Dabei entspricht der zeitliche Verlauf des Aspektverhältnisses für die thermische Wolke dem nach Gleichung 3.2 vorhergesagten Expansionsverhalten (rote Linie). Das Aspektverhältnis der kondensierten Wolke (schwarze Punkte) dreht sich nach einer freien Fallzeit von 6 ms. Hier ist eine gute Übereinstimmung mit dem in den Gleichungen 5.7 und 5.8 vorhergesagten Expansionsverhalten zu beobachten (schwarze Linie). Dabei ist zu beachten, dass das Aspektverhältnis für kleine Fallzeiten des BECs nur sehr ungenau bestimmt werden kann, da die räumliche Ausdehnung noch sehr gering ist und somit das Auflösungsvermögen des Detektionssystems nicht ausreicht.

geschwindigkeit eines BECs wird durch die Umwandlung von Wechselwirkungsenergie in kinetische Energie beim Abschalten der Falle vorgegeben. In der stärker komprimierten Richtung ist die Wechselwirkungsenergie größer, so dass die Wolke in dieser Richtung schneller expandiert. Dies führt zu einer Umkehr des Aspektverhältnisses während des freien Falls, der am Experiment auch beobachtet wird (siehe Abbildung 5.7).

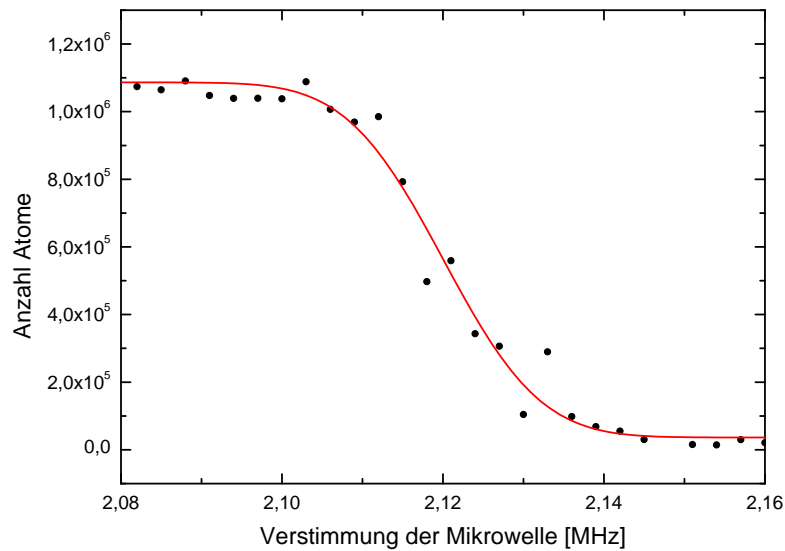
Damit ist zweifelsfrei nachgewiesen, dass es möglich ist mit dem mesoskopischen Atomchip Bose-Einstein-Kondensate zu erzeugen. Für die hier vorgestellte Methode zur BEC-Erzeugung werden mehr als 40 s benötigt. Allerdings können die Evaporationsrampen so weit verkürzt werden, dass nahezu gleichgroße BECs in weniger als einer halben Minute erzeugt werden. Außerdem ist davon auszugehen, dass zukünftig noch mehr Atome im Experimentbereich eingefangen werden können, so dass sich die Stoßrate erhöht und damit auch die zur evaporativen Kühlung benötigte Zeit verkürzt wird.

### 5.3 Charakterisierung der harmonischen Falle im Experimentbereich

Zur Charakterisierung der harmonischen Falle im Experimentbereich werden im Folgenden BECs oder sehr kalte thermische Wolken verwendet. Mit ihnen soll überprüft werden, ob die erzielten Ergebnisse den Erwartungen entsprechen und das für dieses Experiment entwickelte Konzept zur Erzeugung von BECs mit einer Taktrate von 2 Hz zukünftig umsetzbar ist. Insbesondere kann anhand dieser Charakterisierung ein quantitativer Vergleich der Magnetfeldsimulation mit den gemessenen Fallenparametern erfolgen. Damit kann eine Aussage über die Genauigkeit dieser Simulationen getroffen und Korrekturen für eine zukünftige Nutzung vorgenommen werden.

Es werden folgende Fallenparameter vermessen:

- Das minimale Magnetfeld im Fallenzentrum, das als Fallenboden bezeichnet wird.
- Die harmonische Krümmung des Fallenpotenzials im Fallenzentrum in radialer und longitudinaler Richtung, die durch die Fallenfrequenzen beschrieben wird.
- Die Lebensdauer und die Heizrate eines Ensembles in der Falle.

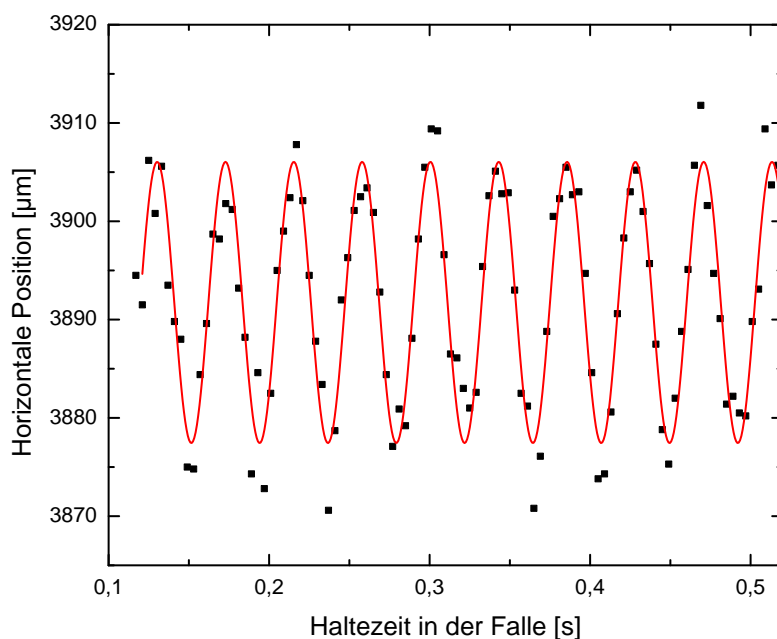


**Abbildung 5.8:** Anzahl der Atome in der harmonischen Falle im Experimentbereich nachdem die Mikrowelle für 1,5 s mit verschiedenen Verstimmungen zum atomaren Übergang von  $F = 1$  nach  $F' = 2$  eingestrahlt wurde. Durch die Näherung der Ergebnisse mit einer Fehlerfunktion (rote Linie) kann eine minimale Verschiebung des atomaren Übergangs in der Falle von 2,12 MHz ermittelt werden. Dies entspricht einem Magnetfeld im Fallenzentrum von 1,01 G.

## Fallenboden

Ein wichtiger Parameter einer harmonischen Falle ist das minimale Feld im Fallenzentrum. Zur Bestimmung dieses sogenannten Fallenbodens wird eine kalte thermische Wolke in der Falle präpariert, in der auch das BEC erzeugt wird. Anschließend werden die Atome mit einem Mikrowellenfeld manipuliert, dessen Frequenz der Hyperfeinaufspaltung des  $^{87}\text{Rb}$  Grundzustands entspricht. Sobald die Verstimmung der Mikrowellenfrequenz gegenüber dem unverschobenen atomaren Übergang größer ist als die Zeemanverschiebung des Übergangs, werden Atome aus der Falle entfernt (siehe Abbildung 5.2). Aus der Näherung der Atomzahl in Abhängigkeit der eingestrahelten Mikrowellenfrequenz kann der Fallenboden auf 1,01 G bestimmt werden.

Ein sinnvoller Vergleich des gemessenen Fallenbodens mit den Simulationen ist nicht möglich. Der Fallenboden kann nicht hinreichend genau simuliert werden, da dieser sehr stark von den Eingangsparametern abhängt. Insbesondere berücksichtigen die Simulationen nicht die Umgebungsmagnetfelder wie das Erdmagnetfeld oder die Felder der Inonengetterpumpen. Außerdem verschiebt sich der Fallenboden massiv, wenn sich die Ströme geringfügig ändern, da die einzelnen Drähte am Ort der Atome Felder von bis zu 60 G erzeugen, die voneinander abgezogen werden. Daher reicht schon die Änderung eines Stroms von unter einem Prozent aus, um



**Abbildung 5.9:** Horizontale Position der Wolke nachdem diese zu Schwingungen angeregt und unterschiedlich lange in der harmonischen Falle gehalten wurde. Aus der Näherung mit einer harmonischen Schwingung (rote Linie) kann eine radiale Fallenfrequenz von 23,5 Hz ermittelt werden.

den Fallenboden soweit zu verschieben, dass die Erzeugung eines BECs mit den gegebenen Evaporationsrampen unmöglich wird. Insgesamt weicht das simulierte Magnetfeldminimum um ca. 2 G von dem gemessenen Fallenboden ab.

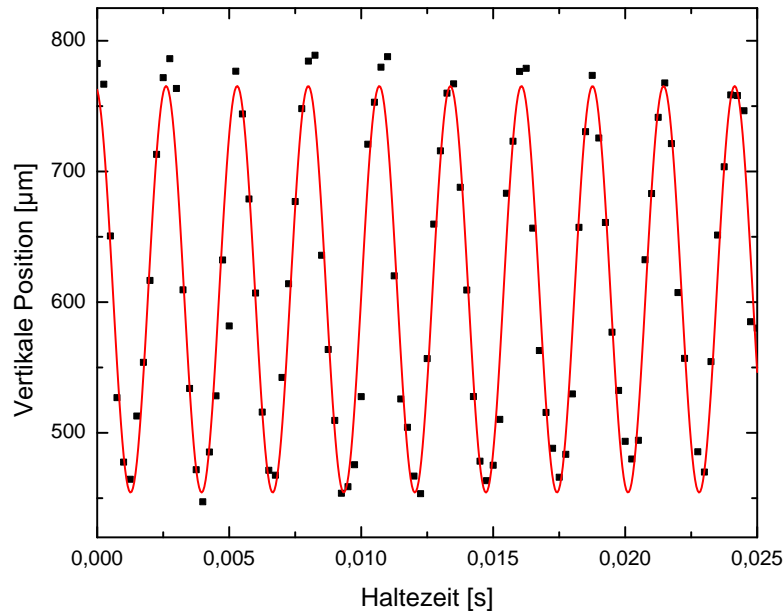
Da die BEC Erzeugung reproduzierbar funktioniert, ist gleichzeitig auch sichergestellt, dass die Ströme in den einzelnen Drähten des mesoskopischen Atomchips hinreichend genau und reproduzierbar fließen.

### Fallenfrequenzen

Die Fallenfrequenzen der harmonischen Falle in den drei Raumrichtungen stellen einen weiteren wichtigen Parametersatz dar. Anhand der Fallenfrequenzen kann die Dichteverteilung der Atome in der Falle beschrieben werden, wenn Temperatur und Teilchenzahl bekannt sind. Umgekehrt kann die Temperatur einer atomaren Wolke, die aus einer Falle mit bekannten Fallenfrequenzen fallen gelassen wird, aus der räumlichen Verteilung der Atome nach einer definierten Fallzeit ermittelt werden (siehe Abschnitt 4.3).

Zur Bestimmung der Fallenfrequenzen werden zunächst teilweise kondensierte Wolken in der Falle präpariert. Anschließend werden die Wolken zu Schwingungen in





**Abbildung 5.10:** Vertikale Position der Wolke nachdem diese zu einer Schwingung in dieser Richtung angeregt und unterschiedlich lange in der harmonischen Falle gehalten wurde. Aus der Näherung mit einer harmonischen Schwingung (rote Linie) kann eine radiale Fallenfrequenz von 371 Hz ermittelt werden.

der Falle angeregt, indem das Fallenzentrum adiabatisch ausgelenkt und dann instantan wieder an die Anfangsposition verschoben wird. Anschließend wird die Position der Wolke nach unterschiedlich langen Haltezeiten in der Falle und einer freien Fallzeit von 10 ms bestimmt. Auf diese Weise kann die Oszillation der Geschwindigkeit der Atome mit der Fallenfrequenz vermessen werden.

Es können nur die vertikale Fallenfrequenz  $\omega_z$  und die longitudinale Frequenz  $\omega_y$  entlang der magnetischen Führung gemessen werden, da eine Schwingung in der Detektionsrichtung nicht abgebildet werden kann. Allerdings sind die radialen Fallenfrequenzen  $\omega_x$  und  $\omega_z$  nahezu identisch, so dass alle drei Fallenfrequenzen mit hinreichender Genauigkeit bestimmt werden können.

Um die Falle in longitudinaler Richtung auszulenken, wird der Strom  $I_7$  in 100 ms linear um 3,5 A heruntergeregelt, die Falle dadurch horizontal ausgelenkt und anschließend instantan zurück verschoben. Die beobachtete Schwingung ergibt eine Fallenfrequenz von  $\omega_y = 2\pi \times 23,5$  Hz (siehe Abbildung 5.9). Um diesen Wert mit der Simulation zu vergleichen, wird diese zunächst auf den zuvor gemessenen Wert für den Fallboden angepasst, was einer Korrektur von  $I_8$  um 5 Prozent entspricht. Anschließend wird das Feld in der magnetischen Führung um das Fallenzentrum berechnet, in das Fallenzentrum umgerechnet und harmonisch genähert. Diese Näherung ergibt eine Fallenfrequenz von  $\omega_y = 2\pi \times 23,8$  Hz und stimmt gut mit

der gemessenen Fallenfrequenz überein.

Für die Bestimmung der vertikalen Fallenfrequenz wird das Fallenzentrum nach oben ausgelenkt, indem der Strom im zentralen Draht der magnetischen Führung  $I_1$  in 100 ms linear um 0,5 A abgesenkt wird. Nach einer instantanen Verschiebung der Falle zu ihrer ursprünglichen Position wird eine Schwingung mit einer Frequenz von  $\omega_z = 2\pi \times 371$  Hz beobachtet (siehe Abbildung 5.10).

Zur Berechnung dieser radialen Fallenfrequenz wird ausgenutzt, dass das Magnetfeld der harmonischen Falle sich aus dem in radialer Richtung linear ansteigenden Feld  $B_\rho(\rho) = B'|\rho|$  und dem harmonisch um das Magnetfeldminimum verlaufenden Feld in longitudinaler Richtung  $B_y(y) = B_0 + 1/2B''_y y^2$  zusammensetzt. Für den Betrag des Magnetfelds ergibt sich  $B = \sqrt{B_y^2 + B_\rho^2}$ . Daher kann der radiale Feldverlauf im Fallenzentrum als  $B(\rho) = \sqrt{B_0^2 + B'^2 \rho^2}$  genähert werden. Mit der Entwicklung der Quadratwurzel bis zur zweiten Ordnung vereinfacht sich dieser Zusammenhang zu

$$B(\rho) = B_0 + B \frac{B'^2 \rho^2}{2B_0^2}. \quad (5.9)$$

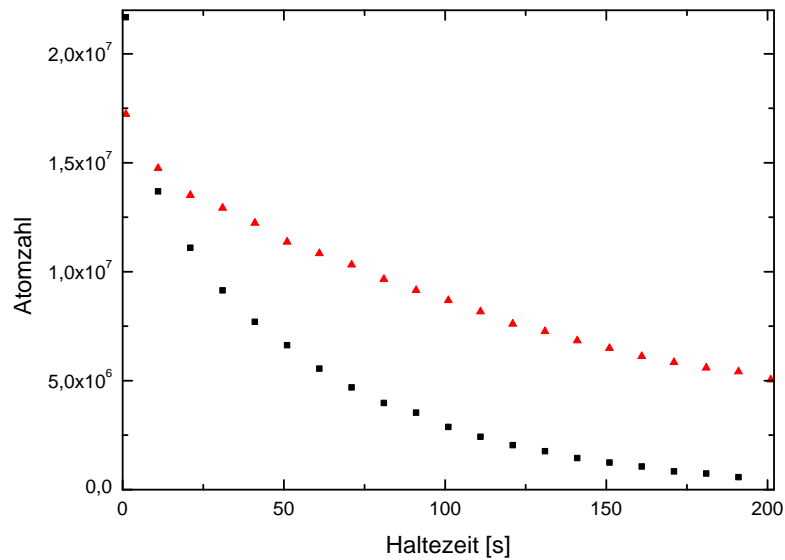
Es folgt für die Atome mit Masse  $m_{Rb}$  in radialer Richtung das Potenzial eines harmonischen Oszillators mit der Fallenfrequenz

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\mu_B g_F m_F B'^2}{m_{Rb} B_0}}. \quad (5.10)$$

Die vertikale Fallenfrequenz kann mit Gleichung 5.10 aus der Simulation bestimmt werden, indem der gemessene Fallboden  $B_0$  und der aus der Simulation bestimmte Gradient in vertikaler Richtung eingesetzt wird. Die so errechnete Fallenfrequenz von  $\omega_y = 2\pi \times 384$  Hz stimmt gut mit der gemessenen Fallenfrequenz überein. Damit ist klar gezeigt, dass die Simulationen hinreichend genaue Ergebnisse liefern und für die Weiterentwicklung des mesoskopischen Atomchips eingesetzt werden können.

## Lebensdauer und Heizrate

Für den Betrieb des Experiments mit einer Taktrate von 2 Hz müssen viele Wolken über mehrere Sekunden im Experimentbereich gehalten werden. Dies ist nur möglich, wenn die Atome eine hinreichend große Lebensdauer in den Fallen im

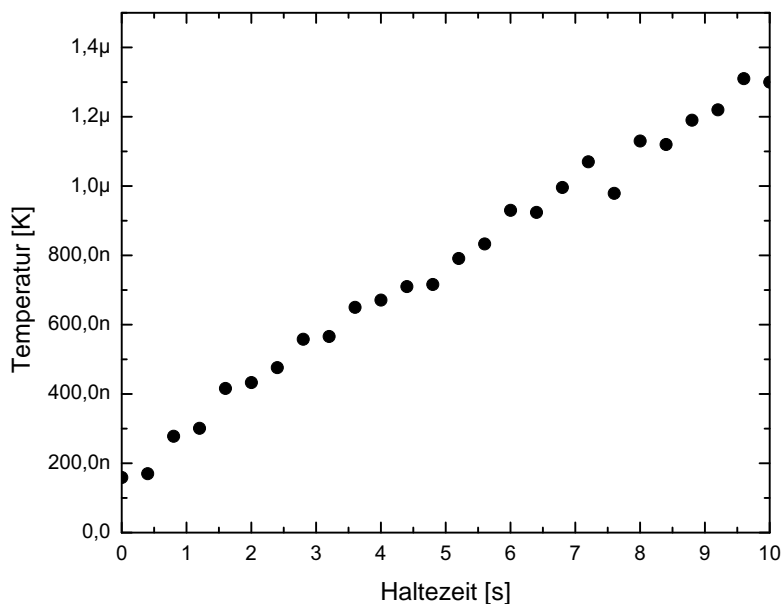


**Abbildung 5.11:** Vergleich der Atomzahl in der Magnetfalle im Experimentbereich nach verschiedenen Haltezeiten mit abgeschaltetem MOT-Licht (rot) und mit während der Haltezeit angeschaltetem MOT-Licht (schwarz).

Experimentbereich aufweisen. Zusätzlich ist die Lebensdauer der Atome bei eingeschaltetem MOT-Licht ein guter Indikator für die Abschirmung der Atome gegen resonantes Streulicht im Experimentbereich. Von besonderer Bedeutung ist dabei die Funktion der im Vakuum verbauten Streulichtbarrieren zwischen dem MOT-Bereich und dem Experimentbereich. Um die Lebensdauer zu bestimmen wurden die Atomzahlen in der harmonischen Falle, die zum Einfangen der Atome verwendet wird, nach unterschiedlich langen Haltezeiten mit und ohne das MOT-Licht bestimmt (siehe Abbildung 5.11).

Die Atome weisen ohne eingeschaltetes MOT-Licht eine Lebensdauer von 175 s auf. Diese ist durch Stöße mit dem Hintergrundgas limitiert und stimmt gut mit dem im Experimentbereich gemessenen Vakuumdruck überein, der knapp unter  $10^{-11}$  mbar liegt. Wenn das MOT-Licht angeschaltet wird, während die Atome im Experimentbereich gehalten werden, reduziert sich die Lebensdauer auf 58 s. Dies zeigt, dass die Atome im Experimentbereich hinreichend vor dem Streulicht aus dem MOT-Bereich geschützt sind, insbesondere da die MOT für den späteren Ablauf der Experimente mit einer Taktrate von 2 Hz nur jeweils für 200 ms angeschaltet werden soll.

Ein weiterer und deutlich sensiblerer Indikator ist die Lebensdauer des BECs in der harmonischen Falle, da dieses schnell durch Heizeffekte von Umgebungseinflüssen, wie beispielsweise Schwankungen der Falle, zerstört wird. Um die Heizrate eines BECs in der Falle im Experimentbereich zu untersuchen, wurde die Temperatur einer teilweise kondensierten Wolke nach unterschiedlich langen Haltezeiten ermittelt



**Abbildung 5.12:** Temperatur einer teilweise kondensierten Wolke für unterschiedliche Haltezeiten in der harmonischen Falle im Experimentbereich. Aus einer linearen Näherung des thermischen Anteils der atomaren Wolken kann eine Heizrate von 120 nK/s ermittelt werden.

(siehe Abbildung 5.12). Eine lineare Näherung des Temperaturverlaufs ergibt eine Heizrate von 120 nK/s, die vermutlich durch inelastische Stöße zwischen den Atomen im BEC hervorgerufen wird. Diese Messung zeigt, dass es keine signifikanten Heizprozesse durch Schwankungen der Magnetfalle oder durch schnell oszillierende Hintergrundfelder gibt. Diese Messung bestätigt sich durch die sehr langen optimalen Evaporationszeiten, die sich mit höheren Heizraten ebenfalls verlängern würden. Die Heizeffekte stellen keine Einschränkung für spätere Experimente dar, da die Bose-Einstein-Kondensate typischerweise nur für kurze Zeit in der Falle gehalten werden.

## 5.4 Mehrfaches Beladen einer statischen Falle

In der Gruppe von Jean Dalibard und David Guery-Odelin wurde ein Schema zum kontinuierlichen Laden einer nicht dissipativen Falle vorgeschlagen [93], das mit dem vorgestellten Experimentaufbau zukünftig verwirklicht werden kann. Dieses Schema setzt einen kalten Atomstrahl voraus, der in einem radialen Potenzial geführt wird. Zusätzlich zu diesem Führungspotenzial werden zwei Potenzialbarrieren benötigt, von denen die erste flach genug ist, um von den Atomen überwunden werden zu können. Die hintere Barriere muss so hoch sein, dass die Atome an

dieser reflektiert werden. Zusätzlich wird eine Einstellmöglichkeit für die radiale Potentialtiefe benötigt.

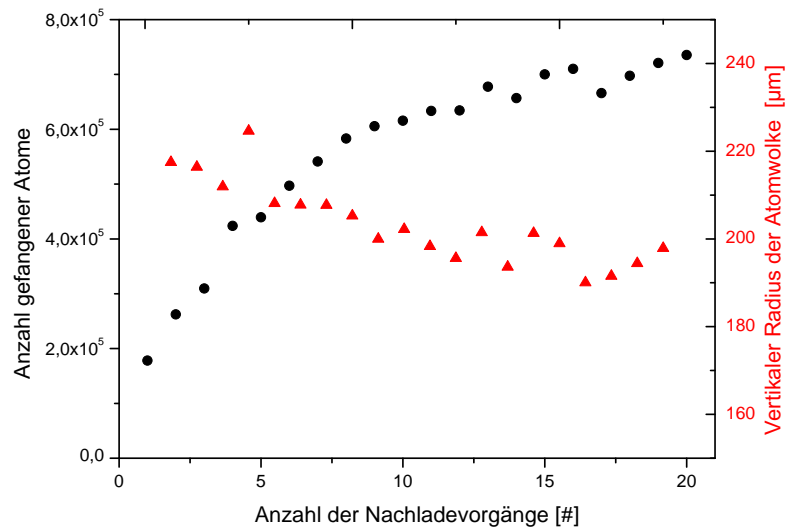
Durch eine geschickte Wahl der Fallenparameter kann unter diesen Bedingungen eine Situation erzeugt werden, in der Atome aus dem Strahl die erste Barriere überwinden und anschließend zwischen den beiden Barrieren miteinander stoßen. Diese Stoßwahrscheinlichkeit wird erhöht, indem eine stark elongierte Falle verwendet wird. Die Atome sollen daher in der transversalen Richtung stark eingeschlossen sein, aber gleichzeitig lange brauchen, um die Falle in longitudinaler Richtung zu durchlaufen. Während der Stoßprozesse gewinnen einige Atome zusätzliche Energie während andere Energie verlieren. Die radiale Potentialtiefe wird so eingestellt, dass Atome, die Energie gewonnen haben, die Falle schnell verlassen können und die zusätzlich aufgenommene Energie aus dem Ensemble entfernen. Die restlichen Atome haben nun nicht mehr genug Energie, um die erste Barriere zu überwinden und sind somit gefangen. Im Gleichgewichtszustand, der sich nach einiger Zeit einstellt, sammeln sich nun Atome in der Falle. Dabei tritt bei einer bestimmten radialen Potentialtiefe eine Resonanz auf, bei der die Phasenraumdichte stark erhöht wird.

Mit dieser Methode kann möglicherweise in Zukunft ein BEC kontinuierlich erzeugt und aufrecht erhalten werden.

In dem hier beschriebenen Experiment sind bereits alle für dieses Konzept benötigten Komponenten vorhanden. Die magnetische Führung stellt das transversale Potenzial bereit, das mit den Querdrähten im Experimentbereich um die beiden benötigten Potenzialbarrieren erweitert werden kann. Mit dem Aufbau ist es nicht möglich, einen kontinuierlichen Strahl zu erzeugen. Es können aber in kurzer Abfolge Wolken in der magnetischen Führung in den Experimentbereich transportiert werden, so dass der mittlere Fluss zur Umsetzung des vorgeschlagenen Schemas ausreicht.

Es wurden bereits erste Tests zu diesem Schema durchgeführt. Abbildung 5.13 zeigt die Anzahl der Atome in einer statischen Falle, die mehrmals mit in der magnetischen Führung transportierten Atomen beladen wird. Es ist zu erkennen, dass die Anzahl der Atome mit der Anzahl der Beladezyklen zunimmt und bei  $8 \times 10^5$  Atomen sättigt. Gleichzeitig nimmt die Größe der Wolke mit der Anzahl der Beladezyklen ab, was auf eine abnehmende Temperatur hindeutet und dem vorhergesagten Verhalten entspricht. Damit ist es erstmals gelungen, dass vorgeschlagene Schema zum kontinuierlichen Beladen einer nicht dissipativen Falle umzusetzen.

Die Anzahl der Atome, die bisher mit diesem Schema gefangen werden können, erreicht noch nicht die Ergebnisse des dynamischen Beladeprozesses. Es wurde be-



**Abbildung 5.13:** Anzahl gefangener Atome (schwarze Punkte) und vertikaler Radius der gefangenen atomaren Wolke (rote Dreiecke) in Abhängigkeit der Beladezyklen.

obachtet, dass die Lebensdauer der Atome in der statischen Falle im Experimentbereich durch Schaltvorgänge der Ströme im MOT-Bereich limitiert ist. Zukünftig ist es aber möglich sein, diese Limitierungen zu überwinden und in Kombination mit dem Mikrowellenfeld das Potenzial soweit anzupassen, dass deutlich mehr Atome gefangen werden können und auch die resonanzartige Überhöhung der Phasenraumdicke beobachtet werden kann. Damit sollte es möglich sein die Ergebnisse des dynamischen Beladeprozesses deutlich zu übertreffen.

# AUSBLICK

Die Taktraten und damit einhergehend auch der erreichbare Fluss typischer Quellen zur Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten sind stark limitiert. Dies liegt in erster Linie an den langen Zeitskalen im Bereich von einigen zehn Sekunden, die für die beiden Kühlschritte bis zur Bose-Einstein-Kondensation notwendig sind.

In dieser Arbeit wurde eine Methode vorgestellt, mit der diese Limitierungen überwunden werden können und mit der zukünftig die Erzeugung Bose-Einstein-Kondensaten mit einer Taktrate von 2 Hz möglich wird. Diese Methode wird das Anwendungsspektrum von Bose-Einstein-Kondensaten auf Bereiche erweitern, die auf gute statistische Mittelungen angewiesen sind. Ein typisches Beispiel für eine solche Anwendung stellen atominterferometrische Messungen dar, die mit quantenentarteten Ensembles deutlich verbessert werden können, diese aber bisher aufgrund der geringen Taktraten noch nicht nutzen.

Die vorgeschlagene Methode zur schnellen BEC-Erzeugung basiert auf der Verwendung eines mesoskopischen Atomchips, der eine parallele evaporative Kühlung vieler gleichzeitig gefangener atomarer Wolken erlaubt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die wesentlichen für dieses Konzept benötigten Komponenten entwickelt, aufgebaut und erfolgreich getestet. So wurde das benötigte Vakuumsystem, das Lasersystem, eine computergestützte Ansteuerung sowie ein Detektionssystem für die Atome aufgebaut. Im Rahmen dieser Arbeit wurde hauptsächlich der mesoskopische Atomchip entwickelt, der die benötigten Felder für das magnetische Fangen der Atome bereitstellt. Auf Basis dieses Atomchips wurde ein magneto-optisches Fallensystem realisiert, das die hohen Anforderungen an die Laderate und Endatomzahl erfüllt. Die gefangenen Wolken wurden in eine mit dem Atomchip generierte magnetische Führung geladen und in einen vom Streulicht abgeschirmten

Bereich der Vakuumkammer transportiert. Dort wurden sie erneut eingefangen und erfolgreich in die Quantenentartung gekühlt.

Die nächsten Schritte auf dem Weg hin zu einer BEC-Quelle mit einer Taktrate von 2 Hz sind Entwicklung und Aufbau einer weiteren Ausbaustufe des mesoskopischen Atomchips. Diese wird diverse Neuerungen aufweisen, um maßgebliche Probleme der bisherigen Realisierung zu lösen. Das Schaltverhalten der gegenwärtig verwendeten Version des Atomchips ist durch Wirbelströme limitiert, die in dem Kupferkühlkörper induziert werden. Keramische Werkstoffe verhindern diese Wirbelströme und ermöglichen schnellere Schaltzeiten, mit denen die optische Melasse und die Umladeeffizienz von der magneto-optischen Falle in die magnetische Führung verbessert werden können.

Zur Optimierung der Drahtstruktur des nächsten mesoskopischen Atomchips stehen Simulationen zur Verfügung, die im Rahmen dieser Arbeit vorbereitet und mit gemessenen Parametern abgeglichen wurden. Die derzeitige Ausbaustufe des mesoskopischen Atomchips beinhaltet neben den Längsdrähten für die magnetische Führung und zwei weiteren Längsdrähten für die MOT nur jeweils vier Querdrähte im MOT- und Experimentbereich. Mit diesen können die Atome im MOT-Bereich beschleunigt und im Experimentbereich wieder eingefangen werden. In Zukunft werden zusätzliche Querdrähte benötigt, mit denen ein kontrollierter auch in longitudinaler Richtung geführter Transport möglich wird. Damit wird die Transportgeschwindigkeit und die Effizienz des Transports erhöht. Außerdem expandiert die Wolke während eines geführten Transports weniger, so dass mehr Atome in die harmonische Falle im Experimentbereich geladen werden können. In Zukunft sollen bis zu zehn Wolken gleichzeitig in einer Kette von Fallen magnetisch gehalten werden, und folglich werden auch im Experimentbereich deutlich mehr Querdrähte benötigt.

Eine weitere Technik zur Verbesserung des hier vorgestellten Aufbaus, ist die Implementierung einer magneto-optischen Beschleunigungssequenz für die Atome in der magnetischen Führung. Ein ähnliches Konzept wird bereits genutzt, um die Atome von der Position an der die magneto-optische Falle beladen wird näher an den Atomchip zu transportieren. Dazu wird das Minimum des magnetischen Feldes und damit auch das Fallenzentrum verschoben, so dass die Atome durch den Strahlungsdruck der Lichtfelder beschleunigt werden. Dabei wird eine Strecke von 6 mm in unter einer Millisekunde zurückgelegt. Unter der Annahme, dass die Atome gleichförmig beschleunigt und anschließend wieder abgebremst werden, kann für diesen Transport eine Beschleunigung abgeschätzt werden, die über hundert mal größer als die Erdbeschleunigung ist. Die Beschleunigung könnte somit in sehr kurzer Zeit erfolgen und würde sehr hohe Geschwindigkeiten erlauben. Allerdings müsste eine magneto-optische Beschleunigung stattfinden, bevor die Atome in der magnetischen Führung gefangen werden, da diese sich zwischenzeitlich in nicht



---

magnetisch fangbaren Zuständen befinden. Auch die optische Melassephase müsste nach der magneto-optischen Beschleunigung durchgeführt werden. Diese wäre auf eine Kühlung in transversaler Richtung beschränkt, damit die Atome nicht wieder abgebremst werden. Wenn die Atome auf eine ähnliche Geschwindigkeit wie mit der magnetischen Beschleunigung gebracht werden, bliebe auch noch genug Zeit für eine optische Melassephase und die Zustandspräparation über optisches Pumpen, bevor die Atome den optisch zugänglichen Bereich verlassen.

Der letzte Schritt für die Erzeugung von BECs mit einer Taktrate von 2 Hz ist die Suche nach einer geeigneten Methode für die evaporative Kühlung. Mit dem im Rahmen dieser Arbeit genutzten Evaporationsschema, bei dem eine Mikrowellenfrequenz über eine Antenne im Experimentbereich eingestrahlt wird, können alle gefangenen Wolken gleichzeitig evaporativ gekühlt werden. Es ist hingegen nicht möglich, die einzelnen Wolken getrennt zu adressieren, was den gewünschten kontinuierlichen Betrieb verhindert. Während der kontinuierlichen evaporativen Kühlung weisen die Wolken in den verschiedenen Fallen unterschiedliche Temperaturen auf. Somit würden mit den Mikrowellenfrequenzen, die zur Evaporation der kälteren Wolken verwendet werden, aus den heißeren Wolken Atome mit zu geringer Energie entfernt. Eine mögliche Lösung ist es, die Ströme der Querdrähte, die die Magnetfallen erzeugen, mit den Evaporationsfrequenzen zu modulieren. So kann eine lokale evaporative Kühlung in den einzelnen Fallen durchgeführt werden. Allerdings muss dabei simuliert werden, wie sehr sich die Mikrowellen auf die benachbarten Fallen auswirken.

Eine weitere erfolgversprechende Lösung für die kontinuierliche Evaporation ist die Implementierung eines räumlichen Evaporationsschemas. Hierfür wird ausgenutzt, dass sich die energiereichsten Atome auch den größten Abstand zum Fallenzentrum aufweisen. Wenn nun die Atome in der Kette aus Magnetfallen nahe einer Oberfläche entlang geführt werden, deren Abstand zum Fallenzentrum sich immer weiter verringert, so werden jeweils die Atome mit dem größten Abstand zum Fallenzentrum aus den Wolken entfernt. In Ref. [94] wurde der Einfluss einer Oberfläche in der Nähe einer magnetisch gefangenen Wolke untersucht. Dabei konnte gezeigt werden, dass in leitfähigen Materialien thermisch induzierte Stromschwankungen auftreten, die verhindern, dass es eine hinreichend scharfe Evaporationskante gibt. Es wurde auch gezeigt, dass dieses Problem an einer keramischen Oberfläche nicht auftritt. So konnte ein räumliches Evaporationsschema zur Erzeugung eines BECs genutzt werden. Die Effizienz war dabei vergleichbar mit der von herkömmlichen, evaporativen Kühlverfahren mittels Radiofrequenzen. Dieses räumliche Evaporationsschema wurde auch bereits erfolgreich auf einen magnetisch geführten Atomstrahl übertragen, der dazu nah an einer keramischen Oberfläche vorbei geführt wurde [95].

Um diese Methode auf das hier beschriebene Experiment zu übertragen, muss

zunächst eine geeignete Keramikstruktur in der Vakuumkammer verbaut werden. Zur präzisen Kontrolle des Abstands zwischen der keramischen Oberfläche und den Fallenzentren der Magnetfalle, welcher beim Erreichen der Bose-Einstein-Kondensation nur noch wenige Mikrometer beträgt, wird eine elektronisch ansteuerbare Positionierung der keramischen Struktur notwendig sein. Insbesondere zum Verschieben der Atome von einer Falle in die Nächste müssen gründliche Simulationen und Optimierungen der Fallen durchgeführt werden. Damit können Auslenkungen der Fallenpositionen unterdrückt werden, um somit ungewollte Verluste an der Oberfläche zu minimieren.

Wenn es mit diesen Erweiterungen gelingt, Bose-Einstein-Kondensate mit einer Taktrate von 2 Hz zu erzeugen, ergeben sich neben der anfangs beschriebenen Atominterferometrie eine Vielzahl weiterer Anwendungsmöglichkeiten des entwickelten Verfahrens. So kann es beispielsweise genutzt werden, um die Verluste in einem Bose-Einstein-Kondensat auszugleichen. Dazu wird in der letzten Falle der geplanten Kette von Magnetfallen ein BEC erzeugt, das immer wieder mit neuen Kondensaten aufgefüllt wird. Ein ähnlicher Ansatz wurde bereits in [96] verfolgt, indem ein BEC in einer optischen Dipolfalle alle 18 s mit einer zweiten beweglichen Dipolfalle nachgeladen wurde. Allerdings würden sich mit dem hier vorgestellten System Vorteile ergeben. In dem zuvor demonstrierten Aufbau war es nicht möglich, kohärent Atome aus dem BEC auszukoppeln und so einen kontinuierlichen Atomlaser [97] zu realisieren. Dies lag an der Tatsache, dass in einer Dipolfalle alle atomaren Zustände gefangen sind. Daher war es nicht möglich die Atome in einen nichtgefangenen Zustand zu überführen und gleichzeitig die Falle nachzuladen. Außerdem waren die Verluste in der Falle so hoch, dass auch ohne Auskopplung zwischen zwei Nachladeschritten der Großteil der Atome verloren gegangen ist.

Für Magnetfallen wurde bereits nachgewiesen, dass es möglich ist, Atome von einer magnetisch gefangenen Wolke in ein BEC nachzuladen, das in der selben Falle gefangen ist, während gleichzeitig ein Atomlaserstrahl ausgekoppelt wird [98]. In dem hierfür verwendeten Aufbau war es allerdings nicht möglich, schnell Atome nachzuliefern, nachdem die initiale Wolke aufgebraucht war. Mit dem in dieser Arbeit entwickelten Konzept wäre dies hingegen möglich. Ein solcher kontinuierlicher Nachladeprozess wäre ein entscheidender Schritt hin zu kontinuierlichen Atominterferometern ohne Taktzeit.

Eine andere Einsatzmöglichkeit für den im Rahmen dieser Arbeit beschriebenen Aufbau, ist die Kombination eines BECs mit anderen Teilchen, wie polaren Molekülen oder Ionen. Sowohl polare Moleküle [99] als auch Ionen [100, 101] können wie Neutralatome ebenfalls mit planaren Chipstrukturen gefangen werden. Dabei werden allerdings im Gegensatz zu den Neutralatomen nur Fallenpotenziale aus statischen, elektrischen Feldern und Radiofrequenzfeldern eingesetzt [102, 103]. Eine solche Chipstruktur könnte zusätzlich in der bereits verwendeten Vakuum-

kammer implementiert werden. Somit könnten die Fallenpotenziale für die Ionen oder Moleküle vollkommen unabhängig von den Atomen manipuliert werden und kontrolliert miteinander überlagert werden. Ein solches Hybridsystem erlaubt vielseitige Untersuchungen der Wechselwirkung zwischen einem BEC und einem einzelnen Ion [104]. Weiterhin könnte es zur sympathetischen Kühlung von Molekülen ultrakalte Temperaturen genutzt werden [105]. Solche Temperaturen waren bisher nur für wenige molekulare Spezies und mit großem Aufwand erreichbar [106]. Dabei wäre der Vorteil des hier beschriebenen Experiments, dass es viele atomare Wolken zur Kühlung eines molekularen Ensembles bereitstellen könnte. Außerdem ließe sich die Wechselwirkung vieler Wolken mit dem selben Ion untersuchen.

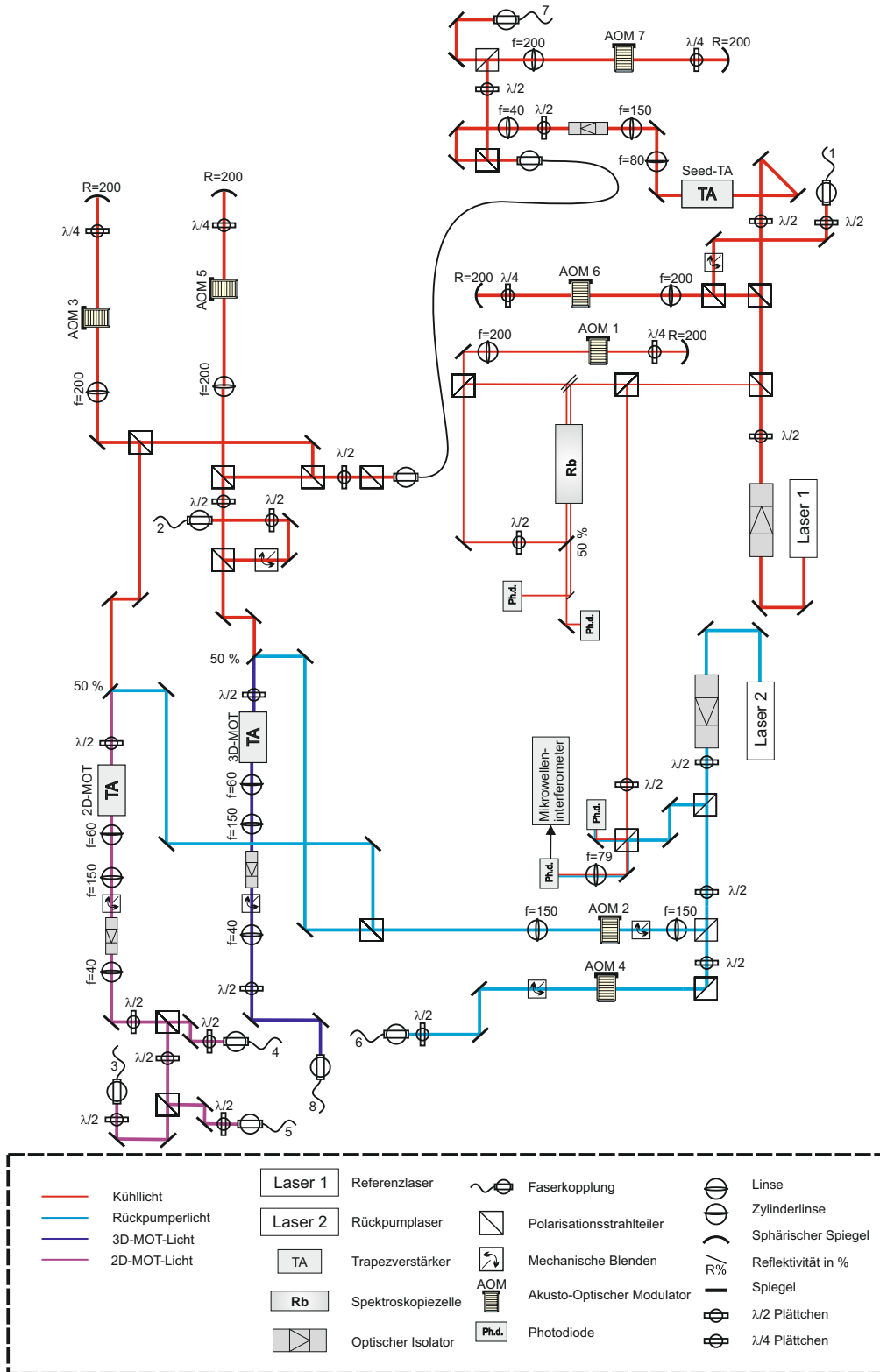
Diese Beispiele zeigen, dass das hier vorgestellte Experiment neben einer neuartigen Quelle für die Atominterferometrie auch Möglichkeiten für sympathetische Kühlung von Molekülen und Untersuchungen von Ionen-BEC-Mischungen bietet.



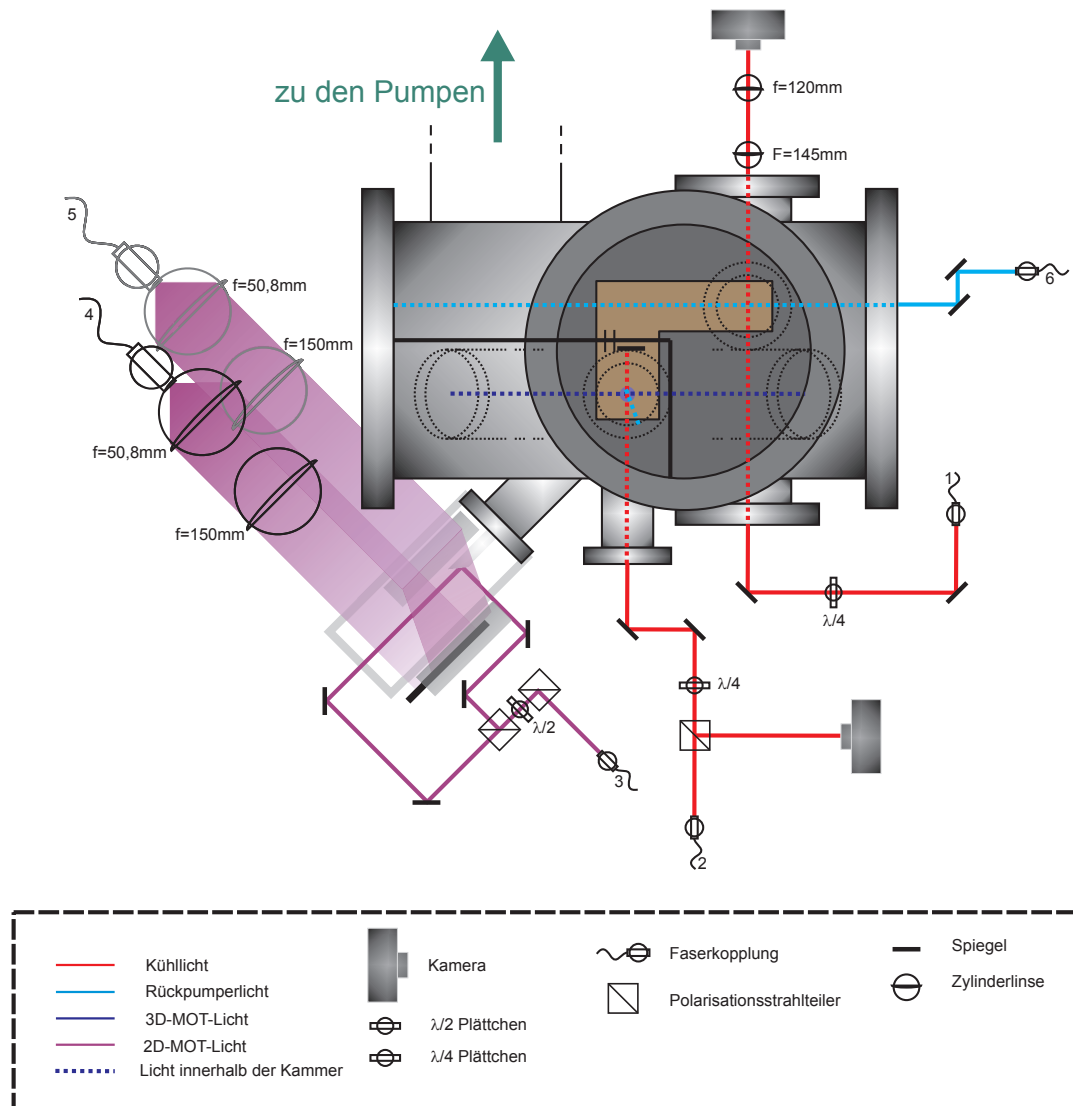
## AUFBAU DES LASERSYSTEMS

Im Folgenden ist der Aufbau des Lasersystems mit allen optischen Elementen in den drei verschiedenen Ebenen dargestellt. Verbindungen über optische Fasern sind über gleiche Zahlen an den Einkopplern in Abbildung A.1 und den in den Auskopplern in den Abbildungen A.2 und A.3 gekennzeichnet. Das Licht in den Fasern geführte Licht, sowie dessen Verwendungszweck wird in Tabelle A.1 beschrieben.

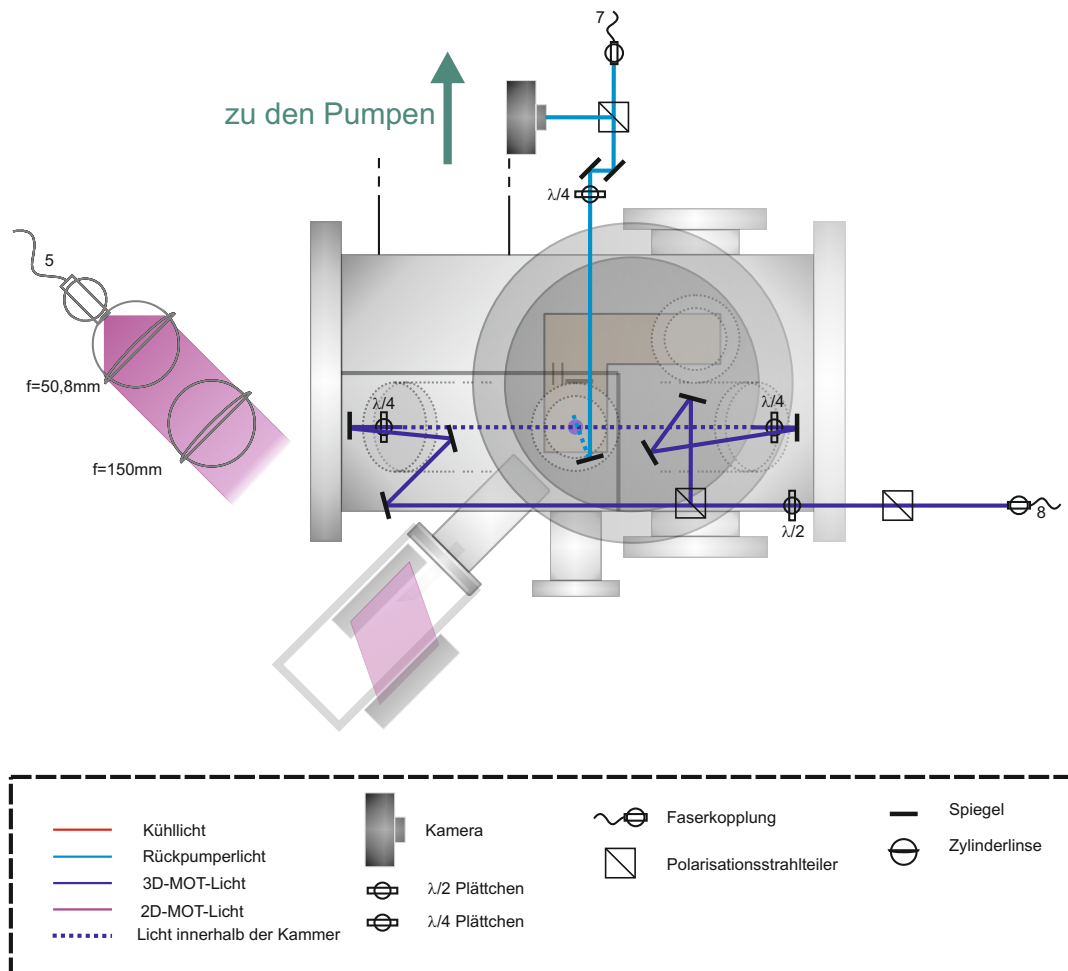
- Aufbau der optischen Bauelemente im Lasersystem.
- Aufbau der optischen Bauelemente auf Höhe der horizontalen, optischen Zugänge des Vakuumsystems welche sich auf Höhe der Atome befinden.
- Aufbau der optischen Bauelemente auf der Tischebene unterhalb der Vakuumsystems.
- Liste der optischen Fasern vom Lasersystem zum Experiment.



**Abbildung A.1:** Aufbau des Lasersystems mit allen optischen Bauelementen. Die Zahlen an den eingezeichneten Fasereinkopplern kennzeichnen die Verbindungen zu den Auskopplern auf den Abbildungen A.2 und A.3. (Modifiziert übernommen aus [51])



**Abbildung A.2:** Aufbau der optischen Bauelemente auf Höhe der horizontalen, optischen Zugänge des Vakuumsystems. Die Zahlen an den eingezeichneten Faserauskopplern kennzeichnen die Verbindungen zu den Einkopplern in Abbildung A.1. (Modifiziert übernommen aus [51])



**Abbildung A.3:** Aufbau der optischen Bauelemente auf der Tischebene unterhalb der Vakuumsystems. Die Zahlen an den eingezeichneten Faserauskopplern kennzeichnen die Verbindungen zu den Einkopplern in Abbildung A.1. (Modifiziert übernommen aus [51])



	VERWENDUNGSZWECK	FREQUENZ	LEISTUNG
1	Absorptionsdetektion im Experimentbereich	resonant zum Übergang $F = 2 \rightarrow F' = 3$	0,25 mW
2	horizontales Kühllicht der 3D-MOT und der optischen Melasse	6,2 $\Gamma$ bis 15 $\Gamma$ rotverstimmt zum Übergang $F = 2 \rightarrow F' = 3$	90,5 mW
3	Kühl- und Rückpumplicht für Brems- und Beschleunigungsstrahl der 2D-MOT	3,2 $\Gamma$ rotverstimmt zum Übergang $F = 2 \rightarrow F' = 3$ und resonant zum Übergang $F = 1 \rightarrow F' = 2$	31,4 mW
4	Kühl- und Rückpumplicht für die horizontalen Kühlstrahlen der 2D-MOT	3,2 $\Gamma$ rotverstimmt zum Übergang $F = 2 \rightarrow F' = 3$ und resonant zum Übergang $F = 1 \rightarrow F' = 2$	196 mW
5	Kühl- und Rückpumplicht für die vertikalen Kühlstrahlen der 2D-MOT	3,2 $\Gamma$ rotverstimmt zum Übergang $F = 2 \rightarrow F' = 3$ und resonant zum Übergang $F = 1 \rightarrow F' = 2$	190 mW
6	Rückpumplicht für die Detektion von Atomen im Zustand $F = 1$	resonant zum Übergang $F = 1 \rightarrow F' = 2$	1 mW
7	Licht für optisches Pumpen	resonant zum Übergang $F = 2 \rightarrow F' = 2$	0,7 mW
8	Kühl- und Rückpumplicht für die von unten eingestrahnten Strahlen der 3D-MOT, optische Melasse und Detektion	resonant bis 15 $\Gamma$ rotverstimmt zum Übergang $F = 2 \rightarrow F' = 3$ und resonant zum Übergang $F = 2 \rightarrow F' = 2$	323 mW

**Tabelle A.1:** Verwendungszweck, Frequenz und Leistung des Lichts in den optischen Fasern, die vom Lasersystem zum Experimentaufbau führen. Die Nummern der Fasern kennzeichnen die Verbindungen zu den Ein- und Auskopplern auf den Abbildungen A.1, A.2 und A.3.



# Literaturverzeichnis

- [1] A. Bauch, B. Fischer, T. Heindorff, and R. Schröder.  
Performance of the ptb reconstructed primary clock cs1 and an estimate of its current uncertainty.  
*Metrologia*, 35(6):829, 1998.
- [2] T. P. Heavner, S. R. Jefferts, E. A. Donley, J. H. Shirley, and T. E. Parker.  
Nist-f1: recent improvements and accuracy evaluations.  
*Metrologia*, 42(5):411, 2005.
- [3] C. W. Chou, D. B. Hume, J. C. J. Koelemeij, D. J. Wineland, and T. Rosenband.  
Frequency comparison of two high-accuracy  $al^+$  optical clocks.  
*Phys. Rev. Lett.*, 104(7):070802, Feb 2010.
- [4] P. Fritschel and the LIGO Scientific Collaboration.  
Ligo: the laser interferometer gravitational-wave observatory.  
*Reports on Progress in Physics*, 72(7):076901–, 2009.
- [5] H. Grote and the LIGO Scientific Collaboration.  
The geo 600 status.  
*Classical and Quantum Gravity*, 27(8):084003–, 2010.
- [6] R. Schnabel and the LIGO Scientific Collaboration.  
A gravitational wave observatory operating beyond the quantum shot-noise limit.  
*Nature Physics*, 7:962–965, 2011.  
DOI: doi:10.1038/nphys2083.
- [7] K. U. Schreiber, T. Klügel, J.-P. R. Wells, R. B. Hurst, and A. Gebauer.  
How to detect the Chandler and the annual wobble of the earth with a large ring laser gyroscope.  
*Phys. Rev. Lett.*, 107:173904, Oct 2011.
- [8] A. Peters, K.Y. Chung, and S. Chu.  
Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms.

- Nature*, 400(6747):849–852, 1999.
- [9] honeywell.com (Aerospace).
- [10] microglacoste.com.
- [11] L. de Broglie.  
The reinterpretation of wave mechanics.  
*Foundations of Physics*, 1:5–15, 1970.
- [12] C. Davisson and L. H. Germer.  
Diffraction of electrons by a crystal of nickel.  
*Phys. Rev.*, 30:705–740, Dec 1927.
- [13] S. Gerlich, S. Eibenberger, M. Tomandl, S. Nimmrichter, K. Hornberger, P.J. Fagan, J. Tüxen, M. Mayor, and M. Arndt.  
Quantum interference of large organic molecules.  
*Nature communications*, 2:263, 2011.
- [14] T. L. Gustavson, P. Bouyer, and M. A. Kasevich.  
Precision rotation measurements with an atom interferometer gyroscope.  
*Phys. Rev. Lett.*, 78:2046–2049, Mar 1997.
- [15] W.D. Phillips.  
Laser cooling and trapping of neutral atoms.  
*Reviews of Modern Physics*, 70(3):721–742, 1998.
- [16] T. Müller, M. Gilowski, M. Zaiser, P. Berg, Ch. Schubert, T. Wendrich, W. Ertmer, and E. M. Rasel.  
A compact dual atom interferometer gyroscope based on laser-cooled rubidium.  
*The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 53:273–281, 2009.
- [17] R. Geiger, V. Ménoret, G. Stern, N. Zahzam, P. Cheinet, B. Battelier, A. Villling, F. Moron, M. Lours, Y. Bidel, et al.  
Detecting inertial effects with airborne matter-wave interferometry.  
*Nature communications*, 2:474, 2011.
- [18] Ph. Laurent, M. Abgrall, Ch. Jentsch, P. Lemonde, G. Santarelli, A. Clairon, I. Maksimovic, S. Bize, Ch. Salomon, D. Blonde, J.F. Vega, O. Grosjean, F. Picard, M. Saccoccio, M. Chaubet, N. Ladiette, L. Guillet, I. Zenone, Ch. Delaroche, and Ch. Sirmain.  
Design of the cold atom pharao space clock and initial test results.  
*Applied Physics B: Lasers and Optics*, 84:683–690, 2006.

- [19] Y. Le Coq, J.A. Retter, S. Richard, A. Aspect, and P. Bouyer.  
Coherent matter wave inertial sensors for precision measurements in space.  
*Applied Physics B: Lasers and Optics*, 84:627–632, 2006.
- [20] F. Sorrentino, K. Bongs, P. Bouyer, L. Cacciapuoti, M. de Angelis, H. Dittus, W. Ertmer, A. Giorgini, J. Hartwig, M. Hauth, S. Herrmann, M. Inguscio, E. Kajari, T. Könemann, C. Lämmerzahl, A. Landragin, G. Modugno, F. Pereira dos Santos, A. Peters, M. Prevedelli, E. Rasel, W. Schleich, M. Schmidt, A. Senger, K. Sengstock, G. Stern, G. Tino, and R. Walser.  
A compact atom interferometer for future space missions.  
*Microgravity Science and Technology*, 22:551–561, 2010.
- [21] Q. Bodart, S. Merlet, N. Malossi, F.P. Dos Santos, P. Bouyer, and A. Landragin.  
A cold atom pyramidal gravimeter with a single laser beam.  
*Applied Physics Letters*, 96(13):134101–134101, 2010.
- [22] L. Zhou, Z. Xiong, W. Yang, B. Tang, W. Peng, K. Hao, R. Li, M. Liu, J. Wang, and M. Zhan.  
Development of an atom gravimeter and status of the 10-meter atom interferometer for precision gravity measurement.  
*General Relativity and Gravitation*, 43:1931–1942, 2011.
- [23] T. van Zoest, N. Gaaloul, Y. Singh, H. Ahlers, W. Herr, S. T. Seidel, W. Ertmer, E. Rasel, M. Eckart, E. Kajari, S. Arnold, G. Nandi, W. P. Schleich, R. Walser, A. Vogel, K. Sengstock, K. Bongs, W. Lewoczko-Adamczyk, M. Schiemangk, T. Schuldt, A. Peters, T. Könemann, H. Müntinga, C. Lämmerzahl, H. Dittus, T. Steinmetz, T. W. Hänsch, and J. Reichel.  
Bose-einstein condensation in microgravity.  
*Science*, 328(5985):1540–1543, 2010.
- [24] A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu.  
High-precision gravity measurements using atom interferometry.  
*Metrologia*, 38(1):25, 2001.
- [25] H. Müller, S. Chiow, Q. Long, S. Herrmann, and S. Chu.  
Atom interferometry with up to 24-photon-momentum-transfer beam splitters.  
*Phys. Rev. Lett.*, 100:180405, May 2008.
- [26] J. Fils, F. Leduc, P. Bouyer, D. Holleville, N. Dimarcq, A. Clairon, and A. Landragin.  
Influence of optical aberrations in an atomic gyroscope.  
*The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 36:257–260, 2005.

- [27] E. A. Cornell and C. E. Wieman.  
Nobel lecture: Bose-einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments.  
*Rev. Mod. Phys.*, 74:875–893, Aug 2002.
- [28] W. Ketterle.  
Nobel lecture: When atoms behave as waves: Bose-einstein condensation and the atom laser.  
*Rev. Mod. Phys.*, 74:1131–1151, Nov 2002.
- [29] J. E. Debs, P. A. Altin, T. H. Barter, D. Döring, G. R. Dennis, G. McDonald, R. P. Anderson, J. D. Close, and N. P. Robins.  
Cold-atom gravimetry with a bose-einstein condensate.  
*Phys. Rev. A*, 84:033610, Sep 2011.
- [30] Y. Torii, Y. Suzuki, M. Kozuma, T. Sugiura, T. Kuga, L. Deng, and E. W. Hagley.  
Mach-zehnder bragg interferometer for a bose-einstein condensate.  
*Phys. Rev. A*, 61:041602, Feb 2000.
- [31] S. Chiow, T. Kovachy, H. Chien, and M. Kasevich.  
102 $\hbar k$  Large Area Atom Interferometers.  
*Phys. Rev. Lett.*, 107:130403, Sep 2011.
- [32] S. S. Szigeti, J. E. Debs, J. J. Hope, N. P. Robins, and J. D. Close.  
Why momentum width matters for atom interferometry with bragg pulses.  
*New Journal of Physics*, 14(2):023009, 2012.
- [33] H Müller, S. Chiow, S. Herrmann, and S. Chu.  
Atom interferometers with scalable enclosed area.  
*Phys. Rev. Lett.*, 102:240403, Jun 2009.
- [34] B. Lücke, M. Scherer, J. Kruse, L. Pezzé, F. Deuretzbacher, P. Hyllus, O. Topic, J. Peise, W. Ertmer, J. Arlt, L. Santos, A. Smerzi, and C. Klempt.  
Twin matter waves for interferometry beyond the classical limit.  
*Science*, 334(6057):773–776, 2011.
- [35] M. Fattori, C. D’Errico, G. Roati, M. Zaccanti, M. Jona-Lasinio, M. Modugno, M. Inguscio, and G. Modugno.  
Atom interferometry with a weakly interacting bose-einstein condensate.  
*Phys. Rev. Lett.*, 100:080405, Feb 2008.
- [36] H. Ammann and N. Christensen.  
Delta kick cooling: A new method for cooling atoms.  
*Phys. Rev. Lett.*, 78:2088–2091, Mar 1997.

- 
- [37] T. Aoki, T. Kato, Y. Tanami, and H. Nakamatsu.  
 $\delta$ -kick cooling using the ioffe-pritchard potential.  
*Phys. Rev. A*, 73:063603, Jun 2006.
- [38] S. H. Myrskog, J. K. Fox, H. S. Moon, J. B. Kim, and A. M. Steinberg.  
Modified “ $\delta$ -kick cooling” using magnetic field gradients.  
*Phys. Rev. A*, 61:053412, Apr 2000.
- [39] J. Reichel.  
Microchip traps and bos-einstein condensation.  
*Applied Physics B: Lasers and Optics*, 74:469–487, 2002.
- [40] J. Fortágh and C. Zimmermann.  
Magnetic microtraps for ultracold atoms.  
*Rev. Mod. Phys.*, 79(1):235–289, Feb 2007.
- [41] R. Folman, P. Krueger, J. Schmiedmayer, J. Denschlag, and C. Henkel.  
Microscopic atom optics: from wires to an atom chip.  
*Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, 48:263, 2002.
- [42] J. Rudolph, N. Gaaloul, Y. Singh, H. Ahlers, W. Herr, T.A. Schulze, S.T. Seidel, C. Rode, V. Schkolnik, W. Ertmer, et al.  
Degenerate quantum gases in microgravity.  
*Microgravity Science and Technology*, 23(3):287–292, 2011.
- [43] J.F. Clément, J.P. Brantut, M. Robert-De-Saint-Vincent, R.A. Nyman, A. Aspect, T. Bourdel, and P. Bouyer.  
All-optical runaway evaporation to bose-einstein condensation.  
*Physical Review A*, 79(6):061406, 2009.
- [44] D.A. Steck.  
Rubidium 87 d line data.  
2001.
- [45] Reza Hodajerdi.  
Aufbau einer zweidimensionalen magneto-optischen Falle mit hohem Fluss.  
Master’s thesis, Leibniz Universität Hannover, 2009.
- [46] M. Gilowski, Ch. Schubert, M. Zaiser, W. Herr, T. Wübbena, T. Wendrich, T. Müller, E.M. Rasel, and W. Ertmer.  
Narrow bandwidth interference filter-stabilized diode laser systems for the manipulation of neutral atoms.  
*Optics Communications*, 280(2):443 – 447, 2007.

- [47] U. Schünemann, H. Engler, R. Grimm, W. Weidemüller, and M. Zielonkowski.  
Simple scheme for tunable frequency offset locking of two lasers.  
*Review of Scientific Instruments*, 70(1):242–243, January 1999.
- [48] J. N. Walpole.  
Semiconductor amplifiers and lasers with tapered gain regions.  
*Optical and quantum electronics*, 28:623–645, February 1996.
- [49] S. Chaudhuri, S. Roy, and C. S. Unnikrishnan.  
Realization of an intense cold rb atomic beam based on a two-dimensional magneto-optical trap: Experiments and comparison with simulations.  
*Phys. Rev. A*, 74(2):023406, Aug 2006.
- [50] Jan Mahnke.  
Eine magneto-optische Falle auf Basis eines mesoskopischen Atomchips.  
Diplomarbeit, Leibniz-Universität Hannover, 2010.
- [51] Ilka Geisel.  
Präparation eines magnetisch geführten Strahls ultrakalter Atome.  
Masterarbeit, Leibniz-Universität Hannover, 2011.
- [52] R. Storn and K. Price.  
Differential evolution—a simple and efficient adaptive scheme for global optimization over continuous spaces.  
*International Computer Science Institute-Publications-TR*, 1995.
- [53] K.V. Price, R.M. Storn, and J.A. Lampinen.  
*Differential evolution: a practical approach to global optimization*.  
Springer-Verlag New York Inc, 2005.
- [54] W. Rohringer, R. Bücke, S. Manz, T. Betz, Ch. Koller, M. Göbel, A. Perrin, J. Schmiedmayer, and T. Schumm.  
Stochastic optimization of a cold atom experiment using a genetic algorithm.  
*Applied Physics Letters*, 93(26):264101, 2008.
- [55] R. Gämperle, S.D. Müller, and P. Koumoutsakos.  
A parameter study for differential evolution.  
*Advances in Intelligent Systems, Fuzzy Systems, Evolutionary Computation*, 10:293–298, 2002.
- [56] S. Wildermuth, P. Krüger, C. Becker, M. Brajdic, S. Haupt, A. Kasper, R. Folman, and J. Schmiedmayer.  
Optimized magneto-optical trap for experiments with ultracold atoms near surfaces.  
*Phys. Rev. A*, 69:030901, Mar 2004.



- 
- [57] M. Prentiss, A. Cable, J. E. Bjorkholm, Steven Chu, E. L. Raab, and D. E. Pritchard.  
Atomic-density-dependent losses in an optical trap.  
*Opt. Lett.*, 13(6):452–454, Jun 1988.
- [58] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, and D. E. Pritchard.  
Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure.  
*Phys. Rev. Lett.*, 59(23):2631–2634, Dec 1987.
- [59] E. Majorana.  
Atomi orientati in campo magnetico variabile.  
*Nuovo Cimento*, 9:43, 1932.
- [60] W. Demtröder.  
*Experimentalphysik 2 Elektrizität und Optik 5., überarb. u. erw.*  
1999.
- [61] M. Hyodo, K. Nakayama, M. Watanabe, and R. Ohmukai.  
Mirror magneto-optical trap exploiting hexapole-compensated magnetic field.  
*Phys. Rev. A*, 76:013419, Jul 2007.
- [62] S. Jöllenebeck, J. Mahnke, R. Randoll, W. Ertmer, J. Arlt, and C. Klempt.  
Hexapole-compensated magneto-optical trap on a mesoscopic atom chip.  
*Phys. Rev. A*, 83(4):043406, Apr 2011.
- [63] Markus Kottke.  
*Magnetfallen und Signaturen der Eindimensionalität für Bose-Einstein-Kondensate.*  
Doktorarbeit, Universität Hannover, 2004.
- [64] Thomas Südmeyer.  
Präparation kalter atomarer ensembles für die bose- einstein-kondensation.  
Diplomarbeit, Universität Hannover, 1998.
- [65] T.W. Hänsch and A.L. Schawlow.  
Cooling of gases by laser radiation.  
*Optics Communications*, 13(1):68 – 69, 1975.
- [66] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji.  
Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models.  
*JOSA B*, 6(11):2023–2045, 1989.

- [67] D. E. Pritchard, E. L. Raab, V. Bagnato, C. E. Wieman, and R. N. Watts.  
Light traps using spontaneous forces.  
*Phys. Rev. Lett.*, 57:310–313, Jul 1986.
- [68] J. Reichel, W. Hänsel, and T. W. Hänsch.  
Atomic micromanipulation with magnetic surface traps.  
*Phys. Rev. Lett.*, 83(17):3398–3401, Oct 1999.
- [69] K. Gibble, . Kasapi, and S. Chu.  
Improved magneto-optic trapping in a vapor cell.  
*Opt. Lett.*, 17(7):526–528, Apr 1992.
- [70] W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall, and M. Zhu.  
Laser manipulation of atomic beam velocities: Demonstration of stopped atoms and velocity reversal.  
*Phys. Rev. Lett.*, 54(10):996–999, Mar 1985.
- [71] W. D. Phillips and H. Metcalf.  
Laser deceleration of an atomic beam.  
*Phys. Rev. Lett.*, 48(9):596–599, 1982.
- [72] K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller, and J. T. M. Walraven.  
Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms.  
*Phys. Rev. A*, 58(5):3891–3895, 1998.
- [73] J. Schoser, A. Batär, R. Löw, V. Schweikhard, A. Grabowski, Yu. B. Ovchinnikov, and T. Pfau.  
Intense source of cold rb atoms from a pure two-dimensional magneto-optical trap.  
*Phys. Rev. A*, 66(2):023410, Aug 2002.
- [74] Y. B. Ovchinnikov.  
Compact magneto-optical sources of slow atoms.  
*Optics Communications*, 249(4–6):473 – 481, 2005.
- [75] H.J. Metcalf and P. Van der Straten.  
*Laser cooling and trapping of atoms*.  
Springer, New York, 1999.
- [76] S. S. Sané, S. Bennetts, J. E. Debs, C. C. N. Kuhn, G. D. McDonald, P. A. Altin, J. D. Close, and N. P. Robins.  
11 w narrow linewidth laser source at 780nm for laser cooling and manipulation of rubidium.  
*Opt. Express*, 20(8):8915–8919, Apr 2012.

- 
- [77] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman.  
Very cold trapped atoms in a vapor cell.  
*Physical Review Letters*, 65(13):1571–1574, 1990.
- [78] C.Y. Park, M.S. Jun, and D. Cho.  
Magneto-optical trap loaded from a low-velocity intense source.  
*JOSA B*, 16(6):994–997, 1999.
- [79] T. Walker, D. Sesko, and C. Wieman.  
Collective behavior of optically trapped neutral atoms.  
*Physical review letters*, 64(4):408–411, 1990.
- [80] Sascha Kulas.  
Lasersysteme zur Präparation und Manipulation ultrakalter Ensembles für die Atominterferometrie.  
Masterarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2011.
- [81] W. Ketterle, D. S. Durfee, and D. M. Stamper-Kurn.  
Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates.  
*Proceedings of the International School of Physics - Enrico Fermi*, cond-mat/9904034, April 1999.
- [82] W. Ketterle and D. E. Pritchard.  
Trapping and focusing ground state atoms with static fields.  
*Applied Physics B: Lasers and Optics*, 54:403–406, 1992.
- [83] W. Petrich, M. H. Anderson, Ja. R. Ensher, and E. A. Cornell.  
Stable, tightly confining magnetic trap for evaporative cooling of neutral atoms.  
*Phys. Rev. Lett.*, 74:3352–3355, Apr 1995.
- [84] K. B. Davis, M. Mewes, M. A. Joffe, M. R. Andrews, and W. Ketterle.  
Evaporative cooling of sodium atoms.  
*Phys. Rev. Lett.*, 74:5202–5205, Jun 1995.
- [85] W. Petrich, M. H. Anderson, J. R. Ensher, and E. A. Cornell.  
Behavior of atoms in a compressed magneto-optical trap.  
*J. Opt. Soc. Am. B*, 11(8):1332–1335, Aug 1994.
- [86] L. Pitaevskii and S. Stringari.  
*Bose-Einstein Condensation*.  
Oxford University Press, 2003.
- [87] Carsten Klempt.  
*Wechselwirkung in Bose-Fermi-Quantengasen*.  
Doktorarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2007.

- [88] Thorsten Henninger.  
*Ultrakalte heteronukleare Feshbach-Moleküle.*  
Doktorarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2008.
- [89] Maic Zaiser.  
*Eine Quelle quantenentarteter Gase für die Atominterferometrie.*  
Doktorarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2010.
- [90] C. Pethick and H. Smith.  
*Bose-Einstein condensation in dilute gases.*  
Cambridge Univ Pr, 2002.
- [91] F. Dalfovo, S. Giorgini, L. P. Pitaevskii, and S. Stringari.  
Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases.  
*Reviews of Modern Physics*, 71(3):463–487, April 1999.
- [92] W. Ketterle and N. J. van Druten.  
Evaporative cooling of trapped atoms.  
*Advances in atomic, molecular, and optical physics*, 37:181, 1996.
- [93] C. F. Roos, P. Cren, D. Guéry-Odelin, and J. Dalibard.  
Continuous loading of a non-dissipative atom trap.  
*EPL (Europhysics Letters)*, 61:187, 2003.
- [94] D. M. Harber, J. M. McGuirk, J. M. Obrecht, and E. A. Cornell.  
Thermally induced losses in ultra-cold atoms magnetically trapped near room-temperature surfaces.  
*Journal of low temperature physics*, 133(3):229–238, 2003.
- [95] G. Reinaudi, T. Lahaye, A. Couvert, Z. Wang, and D. Guéry-Odelin.  
Evaporation of an atomic beam on a material surface.  
*Phys. Rev. A*, 73:035402, Mar 2006.
- [96] A. Chikkatur, Y. Shin, AE Leanhardt, D. Kielpinski, E. Tsikata, TL Gustavson, DE Pritchard, and W. Ketterle.  
A continuous source of bose-einstein condensed atoms.  
*Science*, 296(5576):2193, 2002.
- [97] M. Mewes, M. Andrews, D. Kurn, D. Durfee, C. Townsend, and W. Ketterle.  
Output coupler for bose-einstein condensed atoms.  
*Physical Review Letters*, 78(4):582–585, 1997.
- [98] N. P. Robins, C. M. Savage, J. J. Hope, J. E. Lye, C. S. Fletcher, S. A. Haine, and J. D. Close.  
Fluctuations and flux: The limits of multistate atom lasers.  
*Physical Review A*, 69(5):051602, 2004.

- 
- [99] S.A. Meek, H. Conrad, and G. Meijer.  
Trapping molecules on a chip.  
*Science*, 324(5935):1699–1702, 2009.
- [100] M. Madsen, W. Hensinger, D. Stick, J. Rabchuk, and C. Monroe.  
Planar ion trap geometry for microfabrication.  
*Applied Physics B: Lasers and Optics*, 78(5):639–651, 2004.
- [101] D. Stick, WK Hensinger, S. Olmschenk, M. J. Madsen, K. Schwab, and C. Monroe.  
Ion trap in a semiconductor chip.  
*Nature Physics*, 2(1):36–39, 2005.
- [102] B. Englert, M. Mielenz, C. Sommer, J. Bayerl, M. Motsch, P. Pinkse, G. Rempe, and M. Zeppenfeld.  
Storage and adiabatic cooling of polar molecules in a microstructured trap.  
*Physical Review Letters*, 107(26):263003, 2011.
- [103] W. Paul and H. Steinwedel.  
Ein neues massenspektrometer ohne magnetfeld.  
*Zeitschrift Naturforschung Teil A*, 8:448, 1953.
- [104] C. Zipkes, S. Palzer, C. Sias, and M. Köhl.  
A trapped single ion inside a bose–einstein condensate.  
*Nature*, 464(7287):388–391, 2010.
- [105] P. Soldán, P.S. Żuchowski, and J.M. Hutson.  
Prospects for sympathetic cooling of polar molecules: Nh with alkali-metal and alkaline-earth atoms—a new hope.  
*Faraday Discuss.*, 142(0):191–201, 2009.
- [106] C. Ospelkaus, S. Ospelkaus, L. Humbert, P. Ernst, K. Sengstock, and K. Bongs.  
Ultracold heteronuclear molecules in a 3d optical lattice.  
*Physical review letters*, 97(12):120402, 2006.



# ABBILDUNGSVERZEICHNIS

---

2.1	Termschema von $^{87}\text{Rb}$ mit den am Experiment verwendeten Laserfrequenzen. . . . .	11
2.2	Aufbau des Vakuumsystems um die zentrale Kammer. . . . .	13
2.3	Schematische Darstellung der Vakuumkammer mit der Aufteilung in verschiedene Bereiche. . . . .	14
2.4	Ausparung in der Vakuumtrennwand mit im Vakuum verbautem Spiegel. . . . .	16
2.5	Ablaufdiagramm des automatisierten Optimierungsalgorithmus . . .	18
2.6	Beispiel einer neundimensionalen Optimierung der Atomzahl in der MOT . . . . .	20
2.7	Zweidimensionales Quadrupolfeld, erzeugt mit drei parallelen Drähten	22
2.8	Höhere Multipole und Verhältnis der Ströme für drei Drähte in Abhängigkeit des Abstands der Drähte . . . . .	24
2.9	Optimiertes zweidimensionales Quadrupolfeld, erzeugt mit fünf parallelen Drähten . . . . .	25
2.10	Stärke der Quadrupolkomponente für verschiedene Winkel $\theta_2$ und $\theta_3$ .	26
2.11	Verlauf des optimierten Magnetfelds um das Fallenzentrum . . . . .	27
2.12	Drahtstruktur für das hexapolkompensierte Magnetfeld der MOT. .	28
2.13	Foto des mesoskopischen Atomchips. . . . .	30
2.14	Schematische Darstellung der Drähte auf der zweiten Ausbaustufe des mesoskopischen Atomchips. . . . .	31

2.15	Schaltverhalten der Ströme und Magnetfelder des mesoskopischen Atomchips. . . . .	33
3.1	Schematische Darstellung der typischen MOT Konfiguration mit sechs Lichtstrahlen und makroskopischen Spulen. . . . .	36
3.2	Vereinfachte Darstellung des Doppel-MOT-Systems . . . . .	38
3.3	Schematische Darstellung der Spiegel-MOT-Konfiguration. . . . .	39
3.4	Schematische Darstellung der Spulenströme und Laserstrahlen in einer zweidimensionalen magneto-optischen Falle. . . . .	40
3.5	Atomzahl in der 3D-MOT als Funktion der Ladezeit mit der 2D-MOT. 44	44
3.6	Laderate der 3D-MOT als Funktion des Stroms mit dem der Dispenser geheizt wird, sowie Schaltverhalten des Dispensers . . . . .	45
3.7	Laderate der 3D-MOT in Abhängigkeit der Leistung und der Verstimmung des 2D-MOT Lichts . . . . .	46
3.8	Laderate der 3D-MOT in Abhängigkeit der Länge und der Breite der transversalen Kühlstrahlen der 2D-MOT. . . . .	47
3.9	Vergleich der Laderaten der 3D-MOT für unterschiedlich stark reduzierte Laserleistungen der 3D-MOT. . . . .	48
3.10	Geschwindigkeitsmessung des Atomstrahls. . . . .	48
3.11	Lade- und Zerfallskurve der 3D-MOT mit der Magnetfeldkonfiguration mit und ohne Hexapolanteil. . . . .	50
3.12	Laderate und Endatomzahl der 3D-MOT in Abhängigkeit der Verstimmung des Kühllichts der 3D-MOT für verschiedene Magnetfelder. 53	53
3.13	Relative Atomzahl in der 3D-MOT für verschiedenen Abstände zur Oberfläche der Vakuumkammer. . . . .	54
3.14	Atomzahl in der 3D-MOT als Funktion der Frequenz, mit der der Trapezverstärker moduliert wird. . . . .	58
3.15	Ladekurve und Zerfallskurve der 3D-MOT, wenn das Rückpumplicht über die Modulation eines Trapezverstärkers erzeugt wird. . .	59
3.16	Atomzahl in der 3D-MOT als Funktion der Leistung des zur Modulation des Trapezverstärkers verwendeten Mikrowellensignals. . . . .	59



---

4.1	Schematische Darstellung des optischen Pumpprozesses. . . . .	67
4.2	Effizienz des Umladeprozesses von der 3D-MOT in die Quadrupol- falle in Abhängigkeit der Atomzahl in der MOT. . . . .	69
4.3	Stabilitätsmessung der Atomzahl in der 3D-MOT und in der Qua- drupolfalle. . . . .	70
4.4	Atomzahl in der Quadrupolfalle nach dem Umladen für unterschied- liche Magnetfeldstärken. . . . .	70
4.5	Anzahl der Atome in der Quadrupolfalle in Abhängigkeit von der Haltezeit. . . . .	71
4.6	Feldverlauf in der magnetischen Führung für die drei Beschleuni- gungsschritte . . . . .	75
4.7	Fluss des magnetisch geführten Atomstrahls im Experimentbereich. . . . .	76
5.1	Anzahl im Experimentbereich eingefangener Atome in Abhängigkeit von der Transportzeit. . . . .	79
5.2	Schematische Darstellung der Mikrowellenevaporation. . . . .	81
5.3	Aufbau zur Erzeugung der Mikrowellensignale für die evaporative Kühlung. . . . .	82
5.4	Phasenraumdicke der atomaren Wolke nach verschiedenen Evapo- rationsschritten. . . . .	84
5.5	Absorptionsaufnahmen von atomaren Wolken mit unterschiedlichen BEC-Anteilen. . . . .	85
5.6	Temperaturabhängiger Anteil der Atome im BEC. . . . .	86
5.7	Zeitlicher Verlauf des Aspektverhältnis atomarer Wolken. . . . .	87
5.8	Fallenbodenmessung in der harmonischen Falle. . . . .	89
5.9	Bestimmung der longitudinalen Fallenfrequenz. . . . .	90
5.10	Bestimmung der radialen Fallenfrequenz. . . . .	91
5.11	Lebensdauerbestimmung in der harmonischen Falle. . . . .	93
5.12	Bestimmung der Heizrate in der harmonischen Falle. . . . .	94

5.13	Anzahl gefangener Atome und vertikaler Radius der gefangenen atomaren Wolke in Abhängigkeit der Beladungszyklen. . . . .	96
A.1	Aufbau des Lasersystems mit allen optischen Bauelementen. . . . .	104
A.2	Aufbau der optischen Bauelemente auf Höhe der horizontalen optischen Zugänge des Vakuumsystems. . . . .	105
A.3	Aufbau der optischen Bauelemente auf der Tischebene unterhalb der Vakuumsystems. . . . .	106

## Publikationsliste

- *Hexapole-compensated magneto-optical trap on a mesoscopic atom chip*  
S. Jöllenbeck, J. Mahnke, R. Randoll, W. Ertmer, J. Arlt, C. Klempt,  
Phys. Rev. A **83**, 043406 (2011),  
[dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.83.043406](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.83.043406)
- *Realisierung einer kalten Atomquelle zum Beladen einer optischen Dipolfalle*,  
S. Jöllenbeck,  
Diplomarbeit (2008)



# Lebenslauf

Name Jöllenbeck, Stefan  
Geburtsdatum/-ort 13. 09. 1982, Essen, Deutschland

## Promotionsstudium

6/2008 - 7/2012 Doktorarbeit am *Institut für Quantenoptik* der *Leibniz Universität Hannover* mit dem Thema:  
„Eine Quelle Bose-Einstein-kondensierter Ensembles auf Basis eines mesoskopischen Atomchips“  
  
Förderung durch das *Centre for Quantum Engineering and Space-Time Research (QUEST)*

## Studium

10/2003 - 6/2008 Studium an der *Leibniz Universität Hannover*, Abschluss Diplom-Physiker, Studienrichtung Technische Physik  
  
5/2007 - 4/2008 Diplomarbeit am *Institut für Quantenoptik* mit dem Thema:  
„Realisierung einer kalten Atomquelle zum Beladen einer optischen Dipolfalle“

## Schulabschluss

6/2002 Abitur an der *Tellkapfschule Hannover*

## Praktika

7/2006 - 10/2006 Praktikum  
Aufbau und Betrieb eines Versuchstands zur Durchführung von Staub- und Aerosolmessungen, sowie Aufbau einer Anlage zum induktiven Härten von Metallbolzen.  
*Unterwassertechnikum Hannover*  
  
10/2006 - 5/2007 Hilfwissenschaftler  
Aufbau eines Prüfstands zur Messung der Qualität des Strahlprofils eines Laserstrahls.  
*Institut für Quantenoptik* der *Leibniz Universität Hannover*  
  
7/2006 - 10/2006 Praktikum  
Grundpraktikum Elektrotechnik.  
*Siemens AG* in Laatzen

