
Hybridsystem ultrakalter Atome und supraleitender Ringstrukturen

Dissertation

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Eberhard Karls Universität Tübingen
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt von
Patrizia Weiß
aus Herrenberg

Tübingen
2016

Tag der mündlichen Qualifikation:	27.01.2017
Dekan:	Prof. Dr. Wolfgang Rosenstiel
1. Berichterstatter:	Prof. Dr. József Fortágh
2. Berichterstatter:	Prof. Dr. Claus Zimmermann

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Hybride Quantensysteme	1
1.2	Kalte Atome und supraleitende Elemente	2
2	Supraleitung	5
2.1	Makroskopische Beschreibung der Supraleitung	5
2.1.1	Meißner-Effekt	5
2.1.2	London-Gleichungen	6
2.2	Mikroskopische Beschreibung der Supraleitung	8
2.2.1	Flussquantisierung in Supraleitern	8
3	Experimenteller Aufbau	11
3.1	Lasersystem	11
3.2	Vakuummkammer und experimenteller Zyklus zum Erzeugen kalter Atomwolken	16
3.2.1	2D-MOT Kammer	17
3.2.2	Hauptkammer	18
3.2.3	Optischer Transfer zum supraleitenden Chip	20
3.2.4	Helium-Durchfluss-Kryostat	22
3.3	Atom-Chip	23
3.3.1	Zusätzliche stromführende Drähte	25
3.3.2	Koplanare Resonatoren	25
3.3.3	Ringstruktur	25
3.3.4	Zusätzliche Strukturen	25
3.4	Abbildung der kalten Atomwolke	27
4	Atome in magnetischen Mikrofallen	29
4.1	On-Chip Magnetfallen	29
4.2	Z-Falle	31
4.3	Beschreibung der Falle in der Simulation	35
4.3.1	Falle am Ort des Rings ohne Ringfeld	37
4.3.2	Falle am Ort des Rings mit Ringfeld	41
4.4	Beschreibung thermischer Wolken in der Falle	49

5	Messungen	53
5.1	Präparierung der Flusszustände im supraleitenden Ring	53
5.2	Transport der kalten Atomwolke über die Ringposition	55
5.3	Auswirkungen des Rings auf das Potenzial und die Atomwolke	60
5.3.1	Fallenfrequenzänderung durch Flussquanten im Ring	60
5.3.2	Dichteverteilung der Atome im Einflussbereich der Flussquanten	64
5.3.3	Berücksichtigung der Potenzialform in den Berechnungen	69
5.3.4	Atomzahllimitierung durch das Ringfeld	76
6	Zusammenfassung und Ausblick	81
6.1	Zusammenfassung	81
6.2	Ausblick	82
A	Potenzialberechnungen mit Ringfeld	85
A.1	Potenzialverlauf für verschiedene Flusszustände n im Ring entlang der x - und z -Achse	85
A.2	Zweidimensionales Potenzial und Dichteverteilung für verschiedene Fluss- zustände n im Ring	88
B	Daten und Kalibrierung	97
B.1	Kamera	97
B.2	Rabi-Oszillationen	97
B.3	Magnetfeldkalibration	98
B.4	Laserfrequenzen	100
B.5	Unvollständig gefüllte und verschobene Falle	100
B.6	Atomzahlmessung für die Stufen der Frequenzmessung	102
B.7	Chip Maske	103
	Literaturverzeichnis	105

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Hybride Quantensysteme

Hybridsysteme werden in verschiedensten Bereichen genutzt, ein bekanntes Alltagsbeispiel findet sich in der Automobilindustrie mit dem Hybridmotor. Es werden dabei im Allgemeinen zwei verschiedene Systeme kombiniert, um ihre jeweiligen Vorteile gemeinsam zu nutzen oder Nachteile des einen Systems durch das zweite System auszugleichen. So verhält es sich auch bei hybriden Quantensystemen.

Heute sind eine Vielzahl von Quantensystemen experimentell zugänglich, zum Beispiel Ensembles aus ultrakalten Atomen bzw. Bose/Fermi Kondensate [1–6], supraleitende Bauelemente wie SQUIDs¹ [7, 8] oder Cooperpaarboxen [9], NV-Zentren² in Diamanten [10–13], einzelne Ionen [14] oder auch mechanische Oszillatoren bei sehr tiefen Temperaturen im Millikelvin Bereich [15–17].

Die Untersuchung dieser Quantensysteme zeigte, dass jedes System spezielle Eigenschaften besitzt, die sowohl in der Grundlagenforschung als auch in der evtl. späteren Anwendung von Quantencomputern³ ausgenutzt werden können. Allerdings unterscheiden sich die Eigenschaften teilweise deutlich zwischen den Quantensystemen, so beispielsweise der Abstand zwischen den Energieniveaus oder die Möglichkeiten, die Zustände zu manipulieren.

Als Konsequenz der unterschiedlichen Eigenschaften und aus der Möglichkeit verschiedene Quantensysteme zu kombinieren, entwickelte sich der Bereich der hybriden Quantensysteme [23, 24].

Auf der einen Seite besitzen Hybridsysteme grundlegende Anwendungen. So wurde

¹SQUID - „Superconducting Quantum Interference Device“, deutsch supraleitende Quanteninterferenzeinheit.

²NV-Zentrum - „Nitrogen Vacancy Centre“, deutsch Stickstoff-Fehlstellen-Zentrum.

³Zu erwähnen sind hier die Arbeiten mit gefangenen Ionen [18–21]. Es wurden hier bereits Rechenoperationen demonstriert und bis zu 14 Qubits [22] erzeugt, was die Skalierbarkeit des Systems belegt. Ein Nachteil der Ionen besteht allerdings in ihrer starken gegenseitigen Coulombwechselwirkung, welche ein Hindernis für die Unabhängigkeit der Qubits darstellt.

nach der ersten Realisierung eines supraleitenden Atomchips [25] später auch in Tübingen gezeigt, dass supraleitende Fallen stark verringertes Rauschen aufweisen und damit längere Speicherzeiten nahe an Oberflächen möglich sind [26, 27], aber auch, dass der Meißner-Effekt deformierende Auswirkungen auf die Magnetfalle hat im Vergleich zu Normalleitern [28, 29]. Des Weiteren bietet dieses System die Möglichkeit, durch supraleitende Dauerströme Fallen zu erzeugen, die somit vom elektronischen Rauschen der Stromversorgung unabhängig sind, wie in der Gruppe von Mukai demonstriert [30]. Außerdem kann das Magnetfeld von Flussquanten in Typ-II Supraleitern genutzt werden, um Fallen zu erzeugen, wie in der Gruppe von Rainer Dumke [31–34] gezeigt. Auf der anderen Seite wurden Hybridsysteme im Hinblick auf Quantencomputer weiterentwickelt. Für die praktische Umsetzung eines Quantencomputers hat der Physiker DiVincenzo fünf Kriterien an ein Quantenbit (Qubit) zusammengefasst [35, 36]. Er formuliert außerdem zwei weitere Kriterien die notwendig sind, um die Quanteninformation zu übertragen und ein nicht ortsfestes Qubit zu erzeugen. Ein sogenanntes „flying-Qubit“.

1.2 Kalte Atome und supraleitende Elemente

Supraleitende Bauelemente⁴ erfüllen bisher vier dieser Kriterien. Erstens sind sie durch die Mikrofabrikation gut skalierbar und die Zustände, die den Qubit bilden, sind definierbar. Sie können zweitens in einem reinen Anfangszustand präpariert werden und drittens einzeln und unabhängig ausgelesen werden. Außerdem wurden viertens bereits erste Rechenoperationen durchgeführt [37–41].

Eine wichtige fünfte Eigenschaft eines Quantensystems ist die Kohärenzzeit, also die Zeitspanne, in der ein Überlagerungszustand aus den zwei Eigenzuständen des Qubits existiert ohne durch äußere Einflüsse in einen der Eigenzustände zu zerfallen. An die Kohärenzzeit gibt es die Bedingung, dass die Kohärenzzeit der Qubits länger sein muss als die Zeit für eine Rechenoperation. Die Kohärenz begrenzt ebenfalls die Speicherzeit⁵. Die Kohärenzzeit von Supraleitern befindet sich allerdings lediglich in der Größenordnung von mehreren hundert Mikrosekunden⁶ [43]. Dies ist begründet in der Ankopplung an die Umgebung. Kalte Atome hingegen zeigen Kohärenzzeiten von Minuten [44–46], da sie sehr gut von der Umgebung entkoppelt sind und bieten sich deshalb als Quantenspeicher an.

Es gibt verschiedene supraleitende Elemente, die als Qubit in Frage kommen, so zum

⁴Beispielsweise Cooperpaarboxen in Mikrowellenresonatoren oder SQUIDs.

⁵Die T_2 Kohärenzzeit („transverse coherence time“) des Überlagerungszustands ist immer kleiner als die T_1 Kohärenzzeit („longitudinal coherence time“) des Angeregtenzustands.

⁶Für Fluss-Qubits sind die erreichbaren Kohärenzzeiten kürzer, im Bereich von einigen Mikrosekunden [42].

Beispiel eine Cooperpaarbox, bei der die Ladung eines Cooperpaars auf einer Insel als Qubit fungiert, oder ein Fluss-Qubit⁷, bei dem die Stromrichtungen beziehungsweise die Orientierung des Flussquants die Qubit-Zustände bilden [23, 42, 47, 48].

Um eine Kopplung des Qubits an die kalte Atomwolke zu erhalten, werden in einer Vielzahl an Vorschlägen Mikrowellenresonatoren als Quanten-Bus verwendet [49–52]. Die Implementierung von Cooperpaarboxen in supraleitende Resonatoren und deren Kopplung über das elektrische Feld wurde bereits erfolgreich demonstriert [53–55]. Des Weiteren wurde in der Tübinger Arbeitsgruppe bereits demonstriert, dass die Kohärenzeigenschaften von atomaren Ensembles in der Umgebung von supraleitenden Resonatoren mehrere Sekunden betragen können [56]. Damit wurden schon erste Schritte auf dem Weg zur magnetischen Kopplung supraleitender Bauelemente über koplanare Resonatoren an kalte Atomwolken gemacht⁸.

Ein anderer Ansatz ist die direkte Kopplung, ohne die Vermittlung über einen Resonator. Ein Fluss-Qubit bietet diese Möglichkeit über die direkte magnetische Wechselwirkung des Flusses mit den Atomen⁹. Auch zu diesem Bereich existieren diverse Vorschläge, die von der Kopplung eines supraleitenden Rings bis zur Kopplung von SQUIDs an kalte Atomwolken mit Rydbergatomen reicht [58–62].

SQUIDs als Fluss-Qubits zu verwenden und einen stabilen Überlagerungszustand zu erzeugen, wurde bereits umgesetzt [47, 63]. Um den Flusszustand auszulesen, ohne ein weiteres Quantensystem, werden weitere SQUIDs genutzt. In einem hybriden Quantensystem mit kalten Atomen sollen diese in der Lage sein, den Flusszustand auszulesen und zu speichern.

In dieser Arbeit wird untersucht, wie das Zusammenspiel eines supraleitenden Rings mit einer kalten Atomwolke ist. Dazu wird eine Atomwolke in den Einflussbereich eines supraleitenden, mikrostrukturierten Rings gebracht. Die Bedingung, dass der Fluss durch die Ringfläche quantisiert sein muss, soll mit den kalten Atomen verifiziert werden¹⁰. Dadurch soll aufgezeigt werden, dass kalte Atomwolken in der Lage sind den Flusszustand eines supraleitenden Rings auszulesen.

Nachfolgend wird zuerst ein Überblick über die Beschreibung der Supraleitung und ihre Eigenschaften gegeben (Kapitel 2). Anschließend wird der experimentelle Aufbau (Kapitel 3) mit den speziellen Anforderungen erläutert, die gestellt werden, um die kryogene Umgebung für Supraleiter zu gewährleisten bei zeitgleicher Verwendung zum

⁷Können Rabifrequenzen im GHz Bereich aufweisen [47].

⁸Neutrale Atome weisen eine stärkere magnetische als elektrische Kopplung auf. Möchte man über das elektrische Feld koppeln, so bieten sich Rydbergatome mit ihrem großen elektrischen Dipolmoment an.

⁹Die Kopplung von NV-Zentren und einem Fluss-Qubit wurde bereits demonstriert [57].

¹⁰Die Flussquantisierung in supraleitenden Ringen wurde zuerst im Jahr 1961 sowohl durch Doll und Näbauer [64] als auch Deaver und Fairbank [65] nachgewiesen (siehe Kapitel 2.2.1).

Fangen kalter Atomwolken. Nach diesem Teil wird in Kapitel 4 darauf eingegangen, welche Auswirkungen ein supraleitender Ring und die darin gefangenen Flussquanten auf die Fallenpotenziale einer Atomwolke haben. Für verschiedene Anzahlen an Flussquanten im Ring wird numerisch berechnet, welche Auswirkungen auf das Fallenfeld zu erwarten sind und dass diese in einem messbaren Bereich für atomare Ensembles liegen. Zuletzt werden in Kapitel 5 die Messungen der Atomwolke vorgestellt, bei denen sich die Atome im Einflussbereich der Flussquanten des Rings befinden. Es werden die Auswirkungen auf die Fallenfrequenzen, das Dichteprofil und die Atomzahl für verschiedene Flusszustände vermessen und mit den numerischen Berechnungen der Falle für die Flussquanten des Rings verglichen. Als Abschluss werden in Kapitel 6 die Ergebnisse zusammengefasst und ein Ausblick auf zukünftige Experimente und Entwicklungen gegeben.

Kapitel 2

Supraleitung

Der supraleitende Zustand zeichnet sich durch mehrere, in diesem Kapitel näher erklärte Eigenschaften aus. Es wird auf spezielle Punkte der Supraleitung eingegangen, die für das Experiment und dessen Beschreibung direkte Konsequenzen haben.

2.1 Makroskopische Beschreibung der Supraleitung

Der Effekt eines verschwindenden elektrischen Leitungswiderstands wurde von Heike Kamerlingh Onnes zum ersten Mal 1911 in einer Quecksilberprobe gemessen [66]. Es gelang ihm, die Probe mit flüssigem Helium unter die Sprungtemperatur T_C abzukühlen. Dabei wurde bereits festgestellt, dass das Verschwinden des elektrischen Widerstands kein kontinuierlicher Prozess ist, sondern in einem sehr kleinen Temperaturbereich sprunghaft geschieht.

2.1.1 Meißner-Effekt

Der Übergang zur Supraleitung ist, wie sich später herausstellte, ein Phasenübergang, der beim Unterschreiten der kritischen Temperatur T_C stattfindet. Neben der widerstandsfreien Leitung wurde von Meißner und Ochsenfeld festgestellt, dass Supraleiter sich wie ideale Diamagnete verhalten und äußere Magnetfelder vollständig verdrängen [67]. Diese Verdrängung ist unabhängig von der Historie, das heißt es ist egal, ob zuerst das Magnetfeld angelegt und dann abgekühlt wird oder umgekehrt. Dieses Verhalten steht im Gegensatz zu einem idealen Leiter und war Hinweis auf einen Phasenübergang in die sogenannte Meißner-Phase. Außerdem hat das Anlegen eines äußeren Magnetfelds Einfluss auf die Supraleitung und die Sprungtemperatur T_C . Zu hohe externe Felder führen zum Zusammenbruch der Supraleitung. Eine schematische Darstellung der Phasen in Abhängigkeit von der Temperatur und des externen Magnetfelds ist in Abbildung 2.1 zu finden.

Um in der Meißner-Phase alle Magnetfelder aus dem Supraleiter zu verdrängen, fließen an der Oberfläche des Supraleiters sogenannte Abschirmströme, die das Innere feldfrei

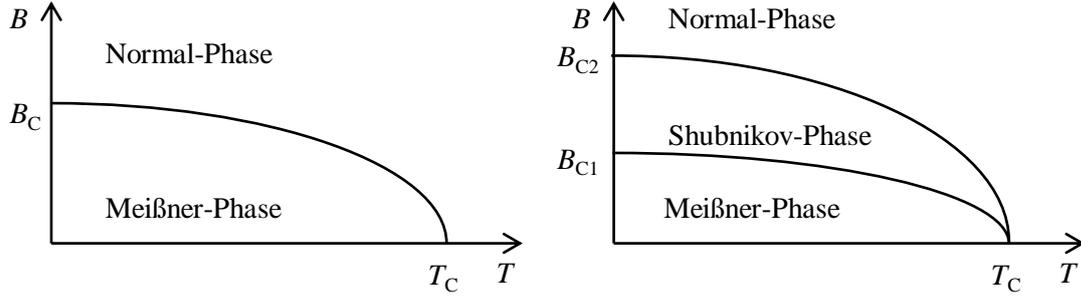


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Phasendiagramms von Supraleitern. Links: Typ-I-Supraleiter und rechts: Typ-II-Supraleiter.

halten. Die Meißner-Phase existiert sowohl bei Typ-I als auch bei Typ-II Supraleitern. Typ-I Supraleiter befinden sich unterhalb des kritischen Felds $B < B_C$ immer in der Meißner-Phase.

In Typ-II Supraleitern existiert oberhalb des kritischen Felds B_{C1} eine weitere Phase, die Shubnikov-Phase, in der Magnetfelder in den Supraleiter in Form von quantisierten Flussschläuchen eindringen können.

2.1.2 London-Gleichungen

Eine makroskopische, phänomenologische Beschreibung der Supraleitung, die sowohl den Effekt des verschwindenden Widerstands als auch die Feldverdrängung berücksichtigt, liefern die London-Gleichungen [68–72].

Die London-Gleichungen erhält man, indem der verschwindende elektrische Widerstand supraleitender Ladungsträger q_s in einer ungedämpften Bewegungsgleichung der Ladungsträger

$$m_s \frac{d\vec{v}}{dt} = q_s \vec{E} \quad (2.1)$$

berücksichtigt wird, wobei m_s die Masse und v die Geschwindigkeit der Ladungsträger ist und \vec{E} das elektrische Feld. Mit dem Ausdruck für die Stromdichte

$$\vec{j}_s = n_s q_s \vec{v} \quad (2.2)$$

und der Ladungsträgerdichte n_s erhält man für Gleichung 2.1

$$\vec{E} = \frac{d}{dt} (\Lambda \vec{j}_s) \quad (2.3)$$

mit $\Lambda = m_s / n_s q_s^2$. Gleichung 2.3 ist die erste London-Gleichung und beschreibt die widerstandsfreie Leitung beim Anlegen eines \vec{E} -Felds.

Bildet man die Rotation von Gleichung 2.3 und nutzt das Induktionsgesetz der Maxwell-Gleichungen,

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (2.4)$$

erhält man

$$\vec{\nabla} \times \Lambda \vec{j}_s = -\dot{\vec{B}}. \quad (2.5)$$

Unter Verwendung des Ampèreschen Gesetzes

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}_s \quad (2.6)$$

ohne Verschiebungsstrom und mit der Annahme, dass das Magnetfeld¹ quellfrei ist, $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$, folgt

$$\Delta \dot{\vec{B}} = \frac{\mu_0 n_s q_s^2}{m_s} \dot{\vec{B}} = \frac{1}{\lambda_L^2} \dot{\vec{B}}. \quad (2.7)$$

Die Masse m_s , die Ladung q_s , die Ladungsträgerdichte n_s und die Permeabilität μ_0 werden im letzten Schritt zu der London'schen Eindringtiefe

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m_s}{\mu_0 n_s q_s^2}} \quad (2.8)$$

zusammengefasst.

Durch die Entdeckung des Meißner-Effekts wurde gezeigt, dass nicht nur Änderungen, sondern auch statische Magnetfelder abgeschirmt werden. Deshalb muss Gleichung 2.5 auch im stationären Fall

$$\vec{\nabla} \times \Lambda \vec{j}_s = -\vec{B} \quad (2.9)$$

gelten. Dies hat zur Folge, dass auch

$$\Delta \vec{B} = \frac{1}{\lambda_L^2} \vec{B} \quad (2.10)$$

gelten muss, dies ist die zweite London-Gleichung. Die Gleichung 2.10 beschreibt den Meißner-Effekt. Bei Anlegen eines Magnetfelds ergibt sich als Lösung ein exponentiell abklingendes B -Feld vom Rand zum Inneren des Supraleiters, wobei die charakteristische Abklinglänge die London'sche Eindringtiefe λ_L ist, das Innere des Supraleiters bleibt feldfrei.

Die London-Gleichungen verknüpfen die Stromverteilung mit dem elektrischen und magnetischen Feld. Dadurch sind sie geeignet, um numerisch die supraleitende Stromverteilung in Leitern zu berechnen, indem die Gleichungen lokal gelöst werden. Wie in [28, 29] vorgestellt, wird dabei die Energie des Systems minimiert. Die Berechnungen supraleitender Stromverteilungen in Kapitel 4 wurden darauf basierend, mit einem von Daniel Cano geschriebenen Programm, durchgeführt [29].

¹Dem allgemeinen Sprachgebrauch folgend, wird die magnetische Induktion B als Magnetfeld bezeichnet. Im Vakuum gilt für das Magnetfeld H die Beziehung $B = \mu_0 H$. Dabei ist μ_0 die Permeabilität des Vakuums.

2.2 Mikroskopische Beschreibung der Supraleitung

Die London-Gleichungen beschreiben die zu beobachtenden Phänomene der Supraleitung korrekt, liefern allerdings keine mikroskopische Erklärung für deren Auftreten.

Die Supraleitung ist ein makroskopisches Quantenphänomen und kann durch eine makroskopische Wellenfunktion der Form

$$\Psi = \Psi_0 e^{i\varphi} \quad (2.11)$$

beschrieben werden. Dabei ist $\Psi_0^2 = n_s$ die Dichte der supraleitenden Ladungsträger und φ die Phase der makroskopischen Wellenfunktion.

Beim Übergang zur Supraleitung werden die Elektronen über die Wechselwirkung mit dem Gitter, den Phononen, zu Cooperpaaren gebunden². Dieser gebundene Zustand wird eingenommen, da er energetisch günstiger ist. Ein Cooperpaar besteht aus zwei Elektronen mit entgegengesetztem Spin und Impuls, durch den ganzzahligen Spin ist es ein Boson. Bosonen können den Grundzustand makroskopisch besetzen, dies geschieht bei der Supraleitung. Alle Cooperpaare befinden sich im selben Grundzustand, der durch obige Wellenfunktion beschrieben ist.

2.2.1 Flussquantisierung in Supraleitern

Die Flussquantisierung in Supraleitern ist darauf zurückzuführen, dass jedes geschlossene Wegintegral über den Wellenvektor \vec{k} ein ganzzahliges Vielfaches n von 2π sein muss, beziehungsweise die Phase φ nach einem Umlauf in sich selbst übergehen muss. Dies ist eine direkte Konsequenz des makroskopisch besetzten Grundzustands, der durch die eindeutige Wellenfunktion 2.11 gegeben ist. Unter Ausnutzung des kanonischen Impulses eines Cooperpaars

$$\vec{p} = \hbar \vec{k} = m_s \vec{v} + q_s \vec{A}, \quad (2.12)$$

wobei m_s die Masse, q_s die Ladung und \vec{A} das magnetische Vektorpotenzial ist, führt dies zu

$$n \cdot 2\pi = \oint \vec{k} d\vec{r} = \frac{m_s}{\hbar} \oint \vec{v} d\vec{r} + \frac{q_s}{\hbar} \oint \vec{A} d\vec{r}. \quad (2.13)$$

Setzt man die Stromdichte 2.2 ein, erhält man

$$n \frac{\hbar}{q_s} = \frac{m_s}{n_s q_s^2} \oint \vec{j}_s d\vec{r} + \oint \vec{A} d\vec{r}. \quad (2.14)$$

Mit dem Satz von Stokes für das Integral über das Vektorfeld wird die Gleichung zu

$$n \frac{\hbar}{q_s} = n \cdot \Phi_0 = \frac{m}{n_s q_s^2} \oint \vec{j}_s d\vec{r} + \int (\vec{\nabla} \times \vec{A}) d\vec{F}. \quad (2.15)$$

²bei Typ-I Supraleitern

Die Rotation des Vektorfelds ist das Magnetfeld, wodurch das Integral $\int (\vec{\nabla} \times \vec{A}) d\vec{F} = \int \vec{B} d\vec{F} = \Phi$ den magnetischen Fluss durch die vom Integrationsweg umschlossene Fläche F darstellt. Mit diesem Zusammenhang und dem Einsetzen der London-Eindringtiefe 2.8 erhält man die endgültige Formel der Fluxoidquantisierung

$$n \frac{h}{2e} = n \cdot \Phi_0 = \mu_0 \lambda_L^2 \oint \vec{j}_s d\vec{r} + \Phi, \quad (2.16)$$

wobei hier schon verwendet wurde, dass die Ladung der Cooperpaare $q_s = 2e$ die doppelte Elementarladung ist. Die rechte Seite der Gleichung ist das Fluxoid, welches quantisiert ist und zuerst von F. London [73, 74] vorhergesagt wurde.

Der supraleitende Strom fließt, wie zuvor bemerkt, in einer dünnen Schicht an der Oberfläche, deren Dicke durch die London'sche Eindringtiefe λ_L bestimmt ist. Wird der Integrationsweg in das Innere des Supraleiters gelegt, so ist dort die Stromdichte $j_s \approx 0$. Dies ist für die meisten Anordnungen möglich, da die London-Eindringtiefe in der Größenordnung von 100 nm liegt. Das Integral in Gleichung 2.16 kann somit vernachlässigt werden, was zur Flussquantisierung

$$n \frac{h}{2e} = n \cdot \Phi_0 = \Phi = \int \vec{B} d\vec{F} \quad (2.17)$$

führt.

Der Fluss setzt sich zusammen aus einem Anteil verursacht durch ein extern angelegtes Magnetfeld $\int B_f dF = \Phi_f$ und dem Fluss LI_{SC} , der durch den Suprastrom erzeugt wird

$$n \cdot \Phi_0 = \Phi_f + LI_{SC} = n \cdot 2,0678 \cdot 10^{-15} \text{ Tm}^2, \quad (2.18)$$

mit der Induktivität L , um zur nächsten ganzen Zahl n auf- oder abzurunden. Die Anzahl an Flussquanten im Ring wird beim Eintritt in den supraleitenden Zustand festgelegt. Werden danach Felder angelegt, so werden Ströme induziert. Die induzierten Ströme klingen aufgrund des verschwindenden Widerstands im Supraleiter allerdings nicht ab.

Die Flussquantisierung in Supraleitern wurde 1961 experimentell sowohl von Doll und Näbauer [64] als auch von Deaver und Fairbank [65] bestätigt. Die Messung der Quantisierung und der Größe eines Quants lieferten den direkten Beweis, dass die Supraleitung durch geladenen Teilchen mit doppelter Elementarladung $2e$ zustande kommt [75]. In allen vorherig bekannten Formeln und messbaren Größen war die Ladung immer im Verhältnis zur Masse, wodurch sich dieser Vorfaktor kürzte. Es war somit die erste experimentelle Bestätigung, dass der supraleitende Strom durch Cooperpaare getragen wird.

Dass der Fluss in Supraleitern quantisiert sein muss, ist wie oben gezeigt, eine direkte Konsequenz der makroskopischen Besetzung des Grundzustandes und der Eindeutigkeit der Wellenfunktion analog zu den Schalen des Bohr'schen Atommodells.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau ist nachfolgend in vier Hauptteile gegliedert. Zunächst wird das Lasersystem zur Präparation und Detektion der kalten Atome vorgestellt. Anschließend wird die Vakuummkammer mit dem Kryostaten, der Transport in die kalte Umgebung, der supraleitende Atomchip und zuletzt die Abbildung der kalten Atome beschrieben.

Das aktuelle Experiment ist das Ergebnis von ständiger Weiterentwicklung eines bestehenden Aufbaus, dessen Grundkonzept, beschrieben in [76] und bereits verwendet in [27, 29], bestehen blieb. Die größten Veränderungen ergaben sich in der Modernisierung des Lasersystems, der Erweiterung und Weiterentwicklung der Abbildung und dem Austausch der supraleitenden Struktur durch einen Atomchip [77–79].

3.1 Lasersystem

Das Lasersystem [77] muss vier verschiedene Laserfrequenzen zur Kühlung, Manipulation und zum Nachweis der Rubidium-87 Atome erzeugen, diese sind in Abbildung 3.1 zu sehen.

Als Referenzlaser dient ein gitterstabilisierter Diodenlaser¹ in Littrow-Konfiguration. Dieser wird mit einer Frequenz-Modulations-Spektroskopie [81, 82] auf den $F = 1 \rightarrow F' = 1/2$ „Cross-over“ Übergang von Rubidium-87² stabilisiert. Dazu wird dem Laserstrom ein 30 MHz Signal aufmoduliert, welches entsprechende Seitenbänder erzeugt. Anschließend wird das Licht in einen Pump- und Teststrahl aufgespalten und gegenläufig in einer Rubidiumdampfzelle überlagert. Der Teststrahl wird auf eine Photodiode gelenkt. Nach der Demodulation des Photodiodensignals mit dem 30 MHz Referenzsignal erhält man ein dispersives Signal mit einem Nulldurchgang bei der Resonanzfrequenz des Übergangs [83]. Dieses Signal kann direkt als Regelsignal genutzt werden,

¹Toptica DL Pro

²Alle Hyperfeinzustände beziehen sich auf die D2-Linie von Rubidium und damit auf den Übergang von $5S_{1/2}^2$ nach $5P_{3/2}^2$.

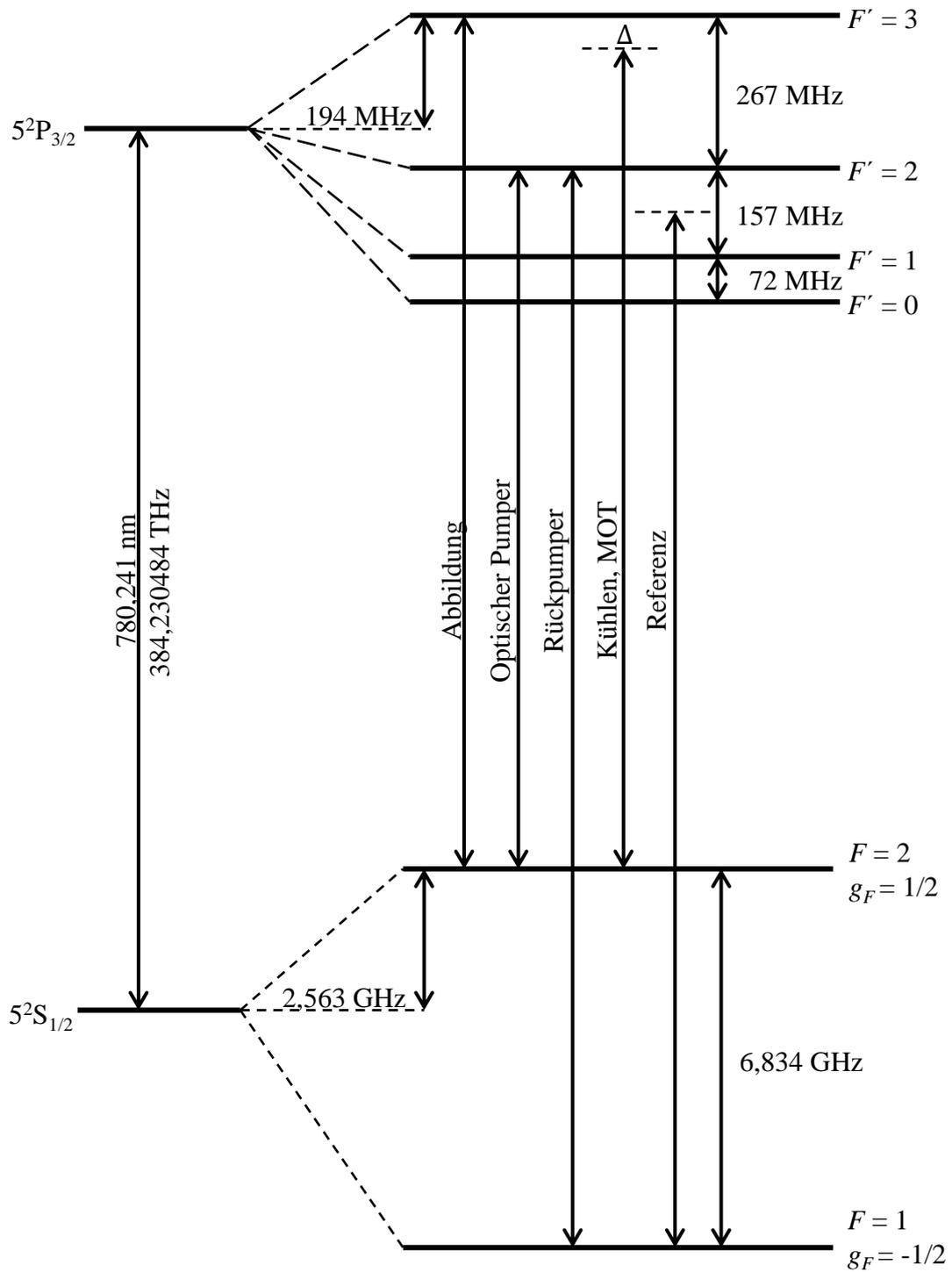


Abbildung 3.1: Termschema der D2-Linie von Rubidium-87 [80] mit den im Experiment benötigten Laserfrequenzen zum Kühlen und Abbilden der Atome.

um die Laserfrequenz zu stabilisieren. Das Signal wird dem Regler³ zugeführt. Dieser besteht aus zwei integrierenden Schaltkreisen mit unterschiedlichen Integrationszeiten. Das schnelle Regelsignal wird auf den Laserstrom gegeben, das langsamere Signal über einen Piezokristall an das Gitter. Der Referenzlaser dient im Experiment gleichzeitig als Rückpumplaser und muss noch durch einen akusto-optischen-Modulator, nachfolgend AOM genannt (Frequenzschub 78,5 MHz), auf die benötigte Übergangsfrequenz ($F = 1 \rightarrow F' = 2$) verschoben werden (Tabelle B.2). Das Rückpumplicht wird auf drei Fasern aufgespalten, um sowohl für die später beschriebene 2D-MOT⁴ als auch für die 3D-MOT zur Verfügung zu stehen. Am Ausgang der Fasern stehen jeweils circa 6 mW an Rückpumpleistung zur Verfügung. Die dritte Faser wird zum Abbilden der Atome im $F = 1$ Zustand verwendet, um diese mit dem Rückpumplaser in den $F = 2$ Zustand zu transferieren.

Zum Abbilden ($F = 2 \rightarrow F' = 3$) und zum optischen Pumpen ($F = 2 \rightarrow F' = 2$) der Atome wird ein Laser gemeinsam verwendet, auch dieser ist ein gitterstabilisierter Diodenlaser¹. Dieser ist über ein Schwebungssignal auf den Referenzlaser stabilisiert. Dazu werden der Referenzlaser und der Abbildungslaser auf einer schnellen Photodiode überlagert. Der Frequenzunterschied beider Laser beträgt 6,4896 GHz. Die Schwebungsfrequenz wird anschließend mit einem Synthesizer (10 MHz Referenzoszillator mit Phasenregelschleife), der eine Frequenz von 6,800 GHz liefert, gemischt. Das Differenzsignal von 310 MHz wird nun über einen Frequenz-Spannungs-Wandler⁵ auf den Regler gegeben. Analog zum Referenzlaser werden auch hier eine schnelle (Laserstrom) und eine langsame (Lasergitter) Regelschleife genutzt.

Da der Laser sowohl zum Abbilden als auch zum optischen Pumpen verwendet wird, müssen anschließend AOMs verwendet werden, um die unterschiedlichen im Experiment benötigten Frequenzen zu erzeugen. Der Laser besitzt nach der Stabilisierung bereits die richtige Frequenz zum Abbilden, es muss also nur noch ein Teil des Lichts um -266 MHz verschoben werden, um die Frequenz zum optischen Pumpen zu erreichen. Obwohl die Frequenz für die Abbildung bereits korrekt ist, wird das Licht noch durch zwei AOMs gesandt, um eine schnelle Schaltzeit zu erreichen. Beide AOMs heben sich in der Frequenzverschiebung gegenseitig auf.

Als letztes wird Licht zum Kühlen der Atome ($F = 2 \rightarrow F' = 3 - \Delta$) benötigt. Die Frequenz des Kühllasers ist um $\Delta = 19$ MHz rotverstimmt, dies entspricht in Linienbreiten circa 3Γ [80]. Auch dieser Laser wird mittels eines Schwebungssignals stabilisiert. Dazu wird der Kühllaser mit dem Abbildungslaser überlagert, welcher zuvor mit einem AOM um -267 MHz frequenzverschoben wird. Da hier die resultierende

³Entwickelt von Simon Bernon, als Integrationsregler mit zwei möglichen Regelschleifen.

⁴MOT - „magneto-optical trap“, deutsch magneto-optische Falle.

⁵Entwickelt von Martin Brendle, kann Frequenzen bis zu 1500 MHz in proportionale Spannungswerte umwandeln.

Schwebungsfrequenz deutlich niedriger bei 248 MHz liegt, kann auf eine Mischung des Signals verzichtet werden.

Zum Kühlen der Atome in der 3D-MOT wird allerdings eine höhere Lichtintensität benötigt, deshalb folgt nach dem Laser ein Trapezverstärker-Chip zum Verstärken der Intensität⁶, so dass nach Durchlaufen einer polarisationserhaltenden Single-Mode-Faser über 120 mW Laserleistung zur Verfügung stehen.

Um das benötigte Kühllicht für die 2D-MOT zu erzeugen, wird ein weiterer Laser benötigt. Dieser Laser ist ein Eigenbau-Diodenlaser und fungiert als Slavelaser. Die Laserdiode⁷ wird durch den Kühllaser der 3D-MOT injiziert und besitzt damit dieselbe Frequenz und eine Leistung von circa 40 mW nach der Faser.

Es werden folglich alle Laser auf einen Referenzlaser stabilisiert. Durch die nachfolgenden AOMs erhalten alle Laser ihre schlussendlich benötigte Frequenz. Des Weiteren werden die Modulatoren auch zum schnellen ($\approx 100 \text{ ns}$ ⁸) An- und Ausschalten der Laser genutzt.

Neben den AOMs zum zeitlich exakten Schalten der Laserstrahlen werden zusätzlich mechanische Verschlüsse (Shutter) verwendet, um sicherzustellen, dass kein Restlicht zum Experiment gelangt. Die mechanischen Verschlüsse werden aus Lautsprechern hergestellt [84], auf denen eine Rasierklinge als Blende zum Blockieren der Laserstrahlen montiert ist. Die mechanischen Verschlüsse besitzen für fokussierte Strahlen Reaktionszeiten im Bereich mehrerer Mikrosekunden und eine zeitliche Unsicherheit von circa einer Mikrosekunde.

Ein schematischer Überblick über den Aufbau, die Schwebungssignale und Frequenzen der akusto-optischen-Modulatoren ist in Abbildung 3.2 gegeben.

Schlussendlich werden die Laserstrahlen in optische Fasern gekoppelt, um über diese zum Experiment geführt zu werden.

⁶Laser und TA-Chip sind gemeinsam in einem Toptica TA Pro verbaut.

⁷QLF 073D

⁸Bei fokussiertem Laserstrahl im AOM-Kristall.

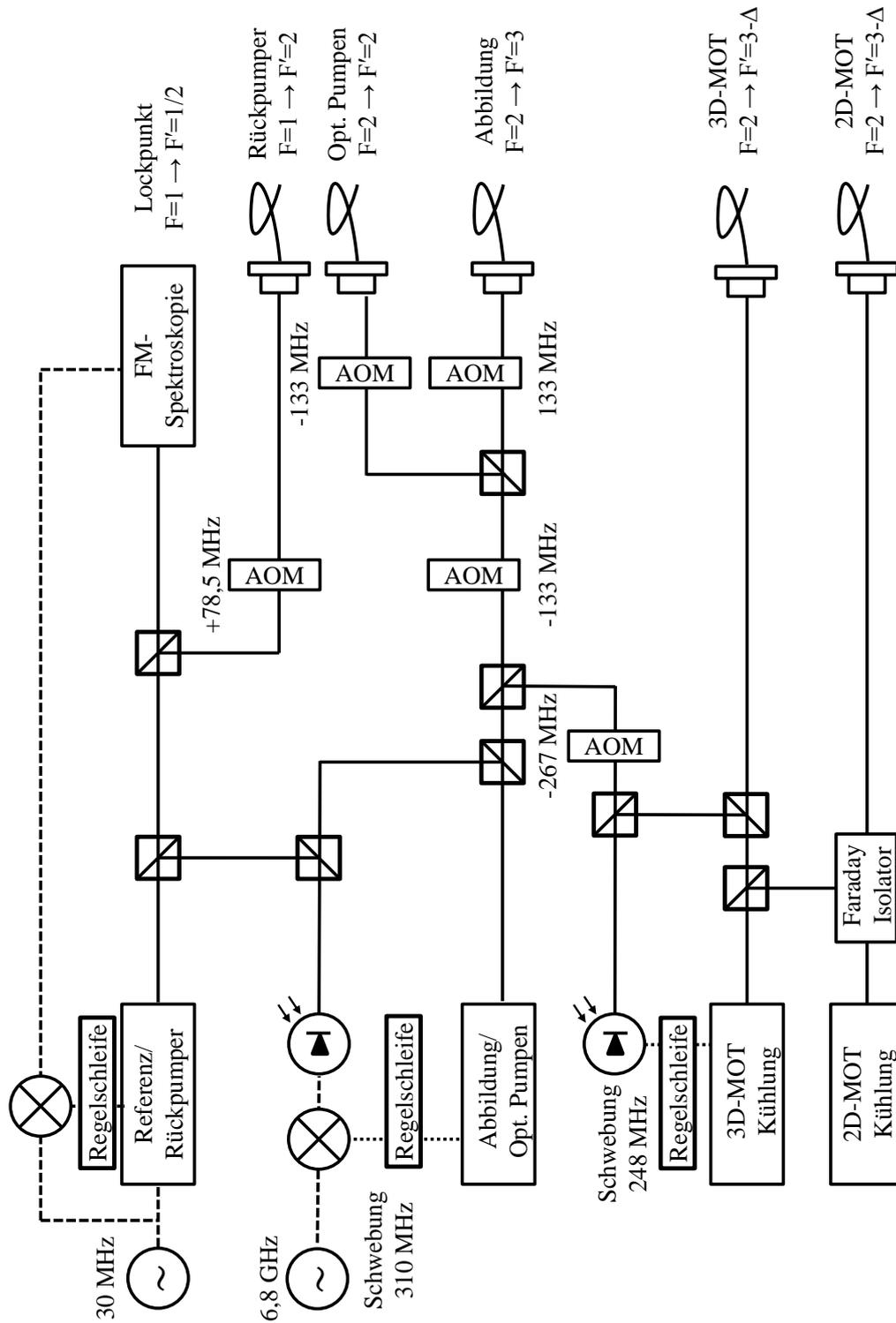


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des Lasersystems. Dargestellt ist das Stabilisierungsschema mit der Frequenz-Modulations-Spektroskopie und den nachfolgenden Schwebungssignalen. Die akusto-optischen-Modulatoren zum Schalten und Frequenzschieben erzeugen die endgültigen im Experiment verwendeten Frequenzen. Am Ende wird das Laserlicht über Faserkoppler zum Experiment geleitet. Es ist jeweils angegeben, welchen Übergang das Licht anregt.

3.2 Vakuumkammer und experimenteller Zyklus zum Erzeugen kalter Atomwolken

Die Vakuumkammer besteht aus zwei verbundenen Teilkammern und einem Kryostat. Jeder Bereich besitzt unterschiedliche Funktionen und damit verbundene technische Anforderungen. Eine schematische Übersicht ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Die einzelnen Bereiche und ihre Funktion werden nach ihrer zeitlichen Reihenfolge im Experiment beschrieben.

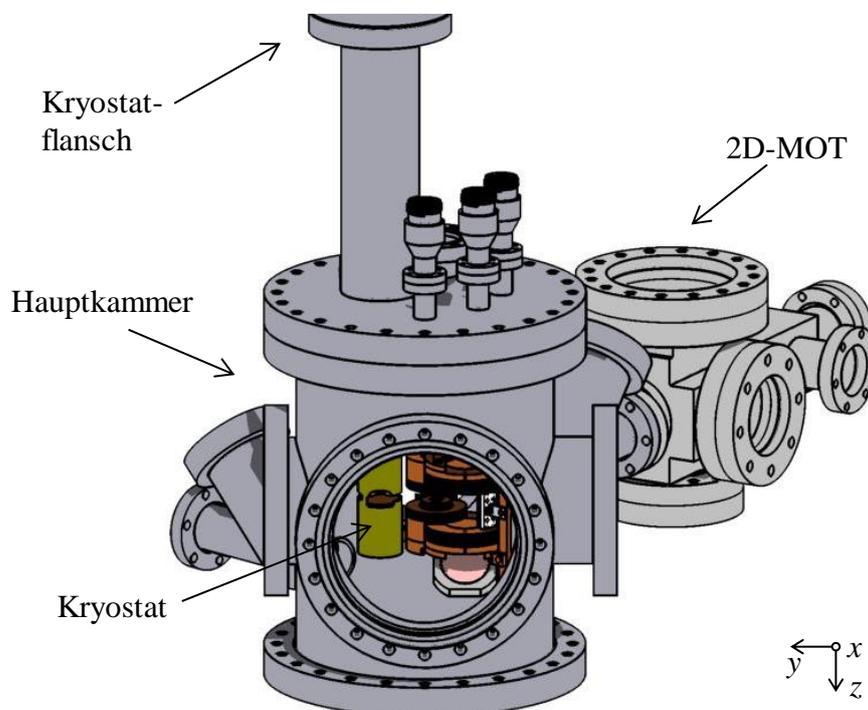


Abbildung 3.3: Übersicht über die Kammern. Im Vordergrund ist die Hauptkammer, in die der Kryostat ragt. Im Hintergrund ist die 2D-MOT Kammer.

3.2.1 2D-MOT Kammer

Die Präparierung der kalten Atomwolke beginnt im Raumtemperatur-Set-up mit einer magneto-optischen Falle in zwei Dimensionen, nachfolgend als 2D-MOT abgekürzt [85,86]. Der Kammerteil, in der die 2D-MOT realisiert wird, befindet sich bei Nichtgebrauch bei einem Druck von circa $1 \cdot 10^{-9}$ mbar. Die 2D-MOT wird durch Rubidium-Dispenser geladen [87]. Der Rubidium-Dispenser, der innerhalb der 2D-MOT Kammer angebracht ist, wird über Ohm'sche Wärme erhitzt, indem ein Strom von 5,2 A fließt. Dadurch gelangen die Rubidiumatome in die Gasphase und können durch Lichtkräfte abgebremst und im inhomogenen Magnetfeld gefangen werden. Durch die freigesetzten Rubidiumatome steigt der Druck in der 2D-MOT Kammer auf $p \approx 1 \cdot 10^{-8}$ mbar.

Die 2D-MOT wird durch einen Kühllaser und dem überlagerten Rückpumpulaser, die aus vier Raumrichtungen eingestrahlt werden erzeugt, wobei die vier Strahlen so realisiert sind, dass zwei Strahlen rückreflektiert werden. Die Laserstrahlen des Kühllasers sind zur atomaren Resonanz rotverstimmt, so dass nur Atome, die sich auf den Laserstrahl zubewegen, durch den Dopplereffekt in Resonanz gestimmt werden und so in der Lage sind Photonen zu absorbieren. Bei der Absorption wird der Impuls des Photons auf das Atom übertragen, was zu einer Kraft entgegen der Flugrichtung des Atoms führt, es wirken die sogenannten Lichtkräfte. Die Emission des Photons erfolgt statistisch, wodurch im Mittel keine effektive Kraft ausgeübt wird. Der räumliche Einschluss erfolgt durch Spulen, die ein Quadrupolfeld erzeugen. Durch den Zeeman-Effekt verschieben sich die Energieniveaus der Atome im Magnetfeld, so dass zusätzlich zu den geschwindigkeitsselektiven Lichtkräften auch ein ortsabhängiger Strahlungsdruck entsteht, der die Atome in Richtung des Magnetfeldminimums drückt [88–91]. Das Quadrupolfeld wird durch zwei rechteckige Spulenpaare erzeugt, so dass nur in den zwei Dimensionen der Laserstrahlen ein magnetischer Einschluss erzeugt wird.

Es entsteht ein kalter Atomstrahl entlang einer Magnetfeldnulllinie. Um den kalten Atomstrahl effektiver entlang dieser Linie in die Hauptkammer, in das Fangvolumen der dreidimensionalen magneto-optischen Falle, nachfolgend 3D-MOT, zu leiten, wird ein „Push“-Strahl genutzt (Abb. 3.5). Der „Push“-Strahl wird von dem Kühllaser erzeugt, besitzt eine Leistung von wenigen hundert Mikrowatt und wird entlang der Magnetfeldnulllinie in Richtung der Verbindung zur Hauptkammer eingestrahlt. Durch den Strahlungsdruck werden die Atome entlang des Laserstrahls in die Hauptkammer beschleunigt. Die kleine Kammer der 2D-MOT ist über einen Wellbalg mit der Hauptkammer verbunden. Der Druck in der Hauptkammer beträgt $p \approx 1 \cdot 10^{-11}$ mbar, weshalb in der Verbindung eine differenzielle Pumpstrecke integriert ist, um den Druckunterschied zwischen beiden Bereichen zu erhalten. Durch diese Verbindung gelangt auch der Atomstrahl von der 2D-MOT in die Hauptkammer.

3.2.2 Hauptkammer

Im zweiten Teil, der Hauptkammer (beschrieben in [27,29,76]), ist eine dreidimensionale magneto-optische Falle (3D-MOT), die aus der 2D-MOT geladen wird, implementiert. Die Funktionsweise ist analog zur 2D-MOT nur in drei-Dimensionen. Die 3D-MOT wird mit dem Kühllaser und dem überlagerten Rückpumplaser, die aus sechs Raumrichtungen eingestrahlt werden erzeugt. Am Kreuzungspunkt der Laserstrahlen bildet ein Spulenpaar in Anti-Helmholtz-Anordnung einen Magnetfeldnullpunkt, in dessen Umgebung die gekühlten Atome gefangen werden. Der Rückpumplaser stellt sicher, dass Atome, die den Kühlzyklus $F = 2 \rightarrow F' = 3$ verlassen haben, durch nichtresonante Anregungen $F = 2 \rightarrow F' = 2$ und von dort in den $F = 1$ Zustand zerfallen, zurück in den Kühlzyklus gepumpt werden und schließt diesen.

Die Ladedauer der 3D-MOT kann zwischen 0,5 und 10s variiert werden, um die Atomzahl bei fester Temperatur am Ende der Präparation festzulegen. Nach einer Ladezeit von 6s durch den Atomstrahl enthält die MOT Atomzahlen in der Größenordnung von 10^9 bei einer Temperatur von $200 \mu\text{K}$. Der Druck in der Hauptkammer wird dadurch nicht beeinträchtigt.

Nachdem die Atome in allen drei Dimensionen lasergekühlt wurden, folgt für eine Zeitspanne von 8ms eine optische Melasse zur weiteren Abkühlung durch Polarisationsgradientenkühlen [80,91,92]. Danach werden die MOT-Spulen in Helmholtzkonfiguration betrieben, um ein kleines Magnetfeld und damit eine Quantisierungsachse für die Atome zu erzeugen. Die Atome werden nun durch optisches Pumpen mit zirkular polarisiertem Licht ($\sigma-$), mit dem Rückpumplaser ($5 \mu\text{s}$) und dem optischen Pumplaser ($200 \mu\text{s}$), in den absoluten Grundzustand $|F = 1, m_F = -1\rangle$ bei Temperaturen kleiner $200 \mu\text{K}$ gebracht.

Es werden nun alle Laser ausgeschaltet und die Atome werden magnetisch im Quadrupolfeld der MOT-Spulen gefangen. Das Potenzial zum Fangen der Atome ist

$$U_{\text{mag}} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = \mu_B m_F g_F |\vec{B}|, \quad (3.1)$$

mit dem Bohrschen Magneton μ_B , der magnetischen Quantenzahl m_F und dem Landé-Faktor g_F . Für den verwendeten Zustand $|F = 1, m_F = -1\rangle$ mit $g_F = -\frac{1}{2}$ ergibt sich ein Potenzialminimum für niedrige Magnetfeldbeträge, er ist ein sogenannter „low-field-seeking“ Zustand⁹. Es genügt den Magnetfeldbetrag zu betrachten, solange die Änderung des Felds kleiner ist als die Lamorfrequenz $\omega_L = \mu_B g_F B / \hbar$. Dies ist der Fall, wenn für die Lamorfrequenz $\frac{d\omega_L}{dt} \ll \omega_L^2$ gilt, dann kann die Änderung als adiabatisch angenommen werden [86]. Die Quadrupolfalle erfährt ständige Atomzahlverluste der

⁹Die Zustände $|F = 2, m_F = 2\rangle$ und $|F = 2, m_F = 1\rangle$ sind ebenfalls „low-field-seeking“ Zustände. Im freien Raum ist es nur möglich „low-field-seeking“-Zustände, für die $g_f m_F > 0$ gilt, magnetisch zu fangen, da dort keine Maxima des Magnetfeldbetrags erzeugt werden können [93].

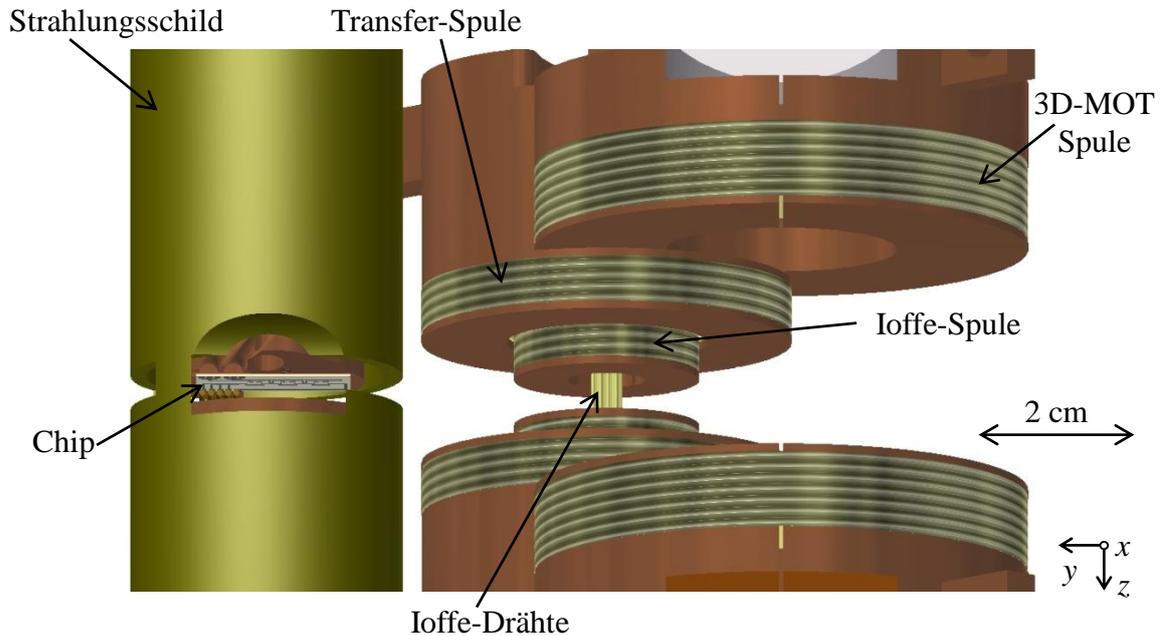


Abbildung 3.4: Innenleben der Hauptkammer. Der rechte Teil ist das Raumtemperatur-Set-up bestehend aus 3D-MOT, magnetischem Transfer und Ioffe-Falle zur Erzeugung kalter Atomwolken. Der linke Teil ist der Heliumkryostat mit dem Chip am unteren Ende, umgeben von einem Strahlungsschild.

kältesten Atome durch Majorana Spin-Flips im Bereich um den Magnetfeldnullpunkt des Quadrupols [94,95], da dort obige Bedingung nicht erfüllt werden kann.

Um diese Verluste zu verhindern, werden die Atome in eine benachbarte Ioffe-Falle transferiert, in welcher der Magnetfeldnullpunkt verschwindet (siehe Abb. 3.4). Das erste seitlich versetzte Spulenpaar, die Transferspulen, dient dem räumlichen Verschieben der magnetisch gefangenen Atomwolke [96]. Sie erzeugen ebenfalls ein Quadrupolfeld. Ein zweites Spulenpaar, die Ioffe-Spulen, ist im Transferspulenpaar zentriert und besitzt einen kleineren Radius, um bei gleichem Strom höhere Magnetfeldgradienten zu erreichen. Im Innern der Ioffe-Spulen sind zwei zusätzliche Ioffe-Drähte parallel zur Spulenachse angebracht. Durch die zusätzlichen Felder der Ioffe-Drähte wird nun eine Ioffe-Falle erzeugt, welche ein harmonisches Fallenpotenzial in drei Dimensionen mit verschwindendem Magnetfeldnullpunkt am Ort des Potenzialminimums erzeugt [28,97,98].

Neben dem durch die Magnetfelder erzeugten Potenzial für die Atome muss zusätzlich noch das Gravitationspotenzial $U_{\text{grav}} = -g \cdot m_{\text{Rb}} \cdot z$ additiv berücksichtigt werden. Dies führt zu einem Versatz des Potenzialminimums in Richtung der Gravitation, dem

„gravitational-sag“.

Außen an der Kammer sind noch drei weitere Spulenpaare angebracht, diese erlauben es in jeder Raumrichtung ein zusätzliches homogenes Magnetfeld anzulegen und werden als Offset-Spulen bezeichnet.

Der beschriebene Aufbau innerhalb der Hauptkammer befindet sich bei Raumtemperatur, wobei die erzeugte Wärme der stromdurchflossenen Spulen über einen Kupferstab nach außen abgeführt wird. Dieser ist außerhalb der Hauptkammer wassergekühlt. Ein Überblick ist in Abbildung 3.4 zu sehen.

In der Raumtemperatur-Ioffe-Falle wird die Atomwolke durch evaporatives Kühlen mit Radiofrequenzen bis zu einer Temperatur von circa 1 μ K weiter gekühlt [91, 99, 100]. Durch die Radiofrequenz wird energiewahlweise der gefangene Zustand ($g_F m_F > 0$) mit nicht gefangenen Zeemanzuständen ($g_F m_F \leq 0$) gekoppelt. Die Radiofrequenz wird über eine Zeitrampe von hohen Frequenzen zu kleineren verschoben und entfernt damit zuerst Atome bei hohen Energien zu immer niedrigeren Energien. Da die energiereichsten Atome gekoppelt und damit aus der Falle entfernt werden, führt dies nach der Thermalisierung des Ensembles durch Stöße zu einer Temperaturabsenkung der Wolke, da die Gesamtenergie reduziert wurde. Man erhält eine kalte Atomwolke mit circa $5 \cdot 10^6$ Atomen. An diesem Punkt ist die Präparierung der Atomwolke im Raumtemperatur-Set-up abgeschlossen.

3.2.3 Optischer Transfer zum supraleitenden Chip

Um die Atomwolke zwischen den Temperaturbereichen zu transferieren, wird eine optische Pinzette eingesetzt [101, 102]. Die optische Pinzette oder Dipolfalle ($\lambda = 1064$ nm, $P \approx 500$ mW) wird durch ein AOM zeitlich geschaltet und intensitätsstabilisiert. Die Atome sind im optischen Potenzial

$$U_{\text{dip}} = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(\vec{r}), \quad (3.2)$$

welches durch den Laser erzeugt wird, gefangen [101]. Γ ist die Linienbreite, ω_0 die Übergangsfrequenz des Atoms und ω die Frequenz des Lasers. Die Potenzialform entspricht der gaußförmigen Intensitätsverteilung in radialer Richtung¹⁰ $I(\vec{r}) = I_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_0^2}\right)$, mit der Strahltaile ω_0 . Nach dem kontinuierlichen Anschalten der Dipolfalle wird die Ioffe-Falle ausgeschaltet und die Atome sind einzig in der Dipolfalle gefangen.

Die Dipolfalle besteht aus nur einem Laserstrahl (Strahltaile $\omega_0 = 25$ μ m) und besitzt deshalb in radialer Richtung einen stärkeren Einschluss als in longitudinaler. Der Laserstrahl der Dipolfalle ist durch eine Linse auf einem computergesteuerten und Luftkissen-gelagerten Verschiebetisch¹¹ mit Mikrometergenauigkeit bewegbar, um den

¹⁰In axialer Richtung divergiert der Strahl mit dem Öffnungswinkel $\theta = \frac{\lambda}{\pi\omega_0}$.

¹¹Hersteller Aerotech

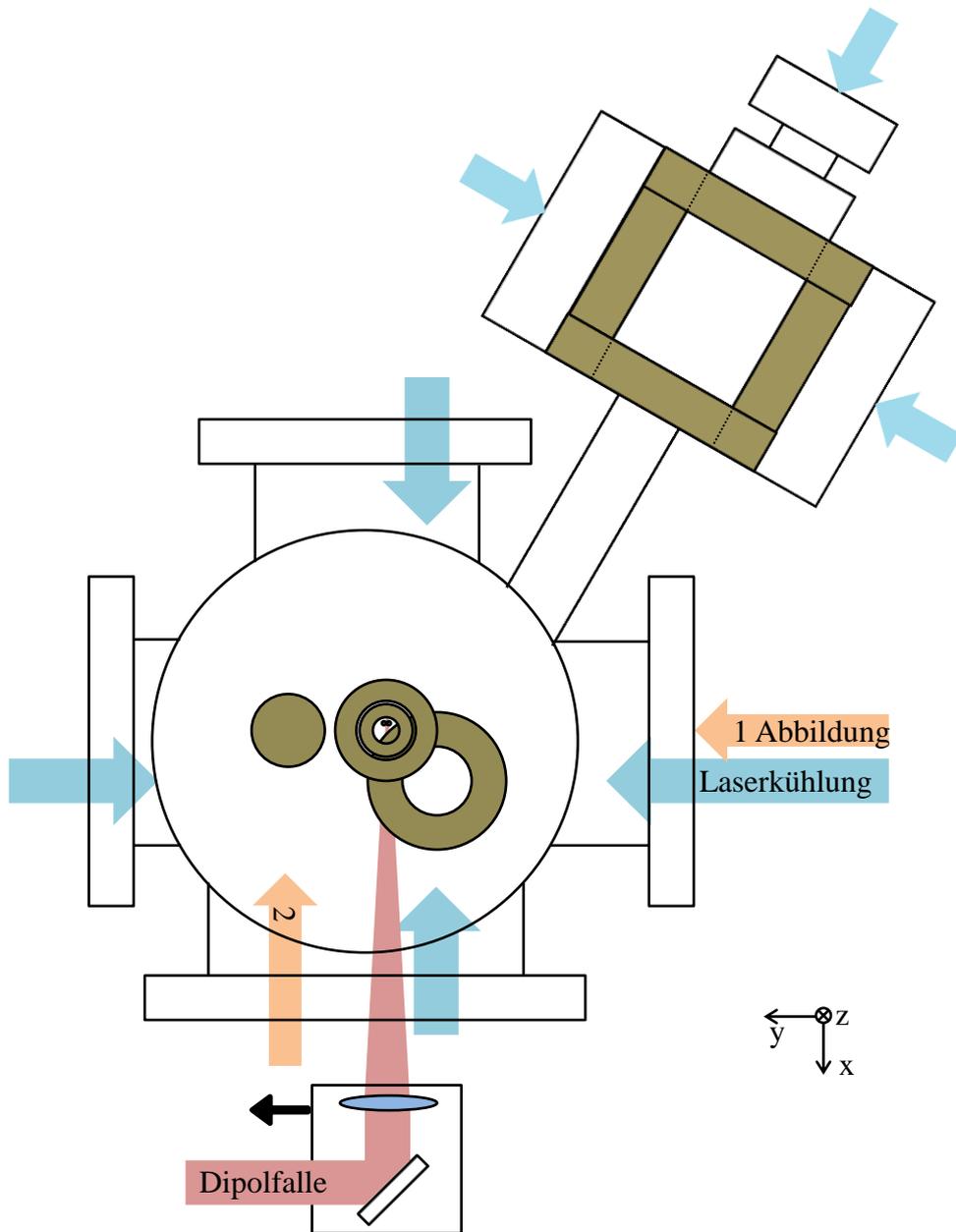


Abbildung 3.5: Schema des Aufbaus, nicht vollständig maßstabsgetreu. In blau die Kühlaser der 2D- als auch der 3D-MOT und der „Push“-Strahl. In rot die Dipolfalle auf dem Verschiebetisch und in orange die Abbildungslaser in y -Richtung (1) und x -Richtung (2).

Abstand zwischen der Raumtemperatur-Ioffe-Falle und dem supraleitenden Chip zu überbrücken (vgl. Abb. 3.5). Die Verschiebung erfolgt dabei in radialer Richtung des Laserstrahls, um den stärkeren Einschluss in dieser Richtung auszunutzen. Dadurch ist ein schnellerer Transport in 700 ms über eine Strecke von 40 mm mit höheren Beschleunigungen möglich, ohne Atome zu verlieren. Während des Transports in der Dipolfalle wird ein Magnetfeld von 350 mG entlang der longitudinalen Achse (x -Raumrichtung) angelegt, welches eine Quantisierungsachse für den Atomspin bildet, wodurch die Atomwolke spinpolarisiert bleibt.

Nachdem die Dipolfalle zu einer Position ungefähr 400 μm unterhalb des Atomchips verschoben wurde, wird die Magnetfalle auf dem Chip angeschaltet und die Dipolfalle durch das AOM mit einer Rampe ausgeschaltet. Die Position ist unterhalb des Atomchips, da dieser kopfüber in der Kammer montiert ist.

Der Transfer in die Chipfalle erfolgt annähernd ohne ein Aufheizen der Wolke oder einen Atomzahlverlust, da die Aspektverhältnisse ($a = \frac{\omega_r}{\omega_l}$, Verhältnis radialer zu longitudinaler Fallenfrequenz) beider Fallen und damit ihre Form (zigarrenförmig, $a \gg 1$) ähnlich ist. Ab diesem Zeitpunkt befindet sich die Atomwolke in der kalten Umgebung und kann auf dem supraleitenden Chip manipuliert werden.

Als erster Schritt wird die magnetische Chipfalle näher an die Oberfläche gefahren und komprimiert, auf einen Abstand von circa 200 μm . An dieser Position wird die Wolke durch evaporatives Kühlen mit einer Radiofrequenz weiter abgekühlt, wobei die Atomzahl und Temperatur durch Variation der MOT-Ladedauer und der Endfrequenz der Radiowellenrampe eingestellt werden kann. Die Falle an der Kühlposition besitzt Fallenfrequenzen von $\{\omega_x, \omega_y, \omega_z\} / 2\pi = \{19, 145, 128\}$ Hz.

3.2.4 Helium-Durchfluss-Kryostat

Der Helium-Durchfluss-Kryostat¹² ist an der Hauptkammer angebracht, dabei ragt die Kaltfläche von oben in die Hauptkammer hinein. Der Kryostat besitzt eine Kühlleistung von 2 W bei einer Temperatur von 4,2 K, dies entspricht der von flüssigem Helium. Eine Übersicht ist in Abbildung 3.4 dargestellt, links ist der in die Kammer ragende Teil des Kryostaten zu sehen. Die Kaltfläche ist durch einen Strahlungsschild, der sich bei 25 K befindet, vor der umgebenden Schwarzkörperstrahlung der sich bei Raumtemperatur befindlichen Kammer teilweise abgeschirmt. Der Strahlungsschild weist auf Höhe des Chips eine 2 mm hohe Öffnung auf, um die Atome transferieren zu können und um optischen Zugang zum Abbilden der Atome zu gewährleisten. Der Chip ist kopfüber am unteren Ende des Kryostaten befestigt.

¹²Janis ST-400

3.3 Atom-Chip

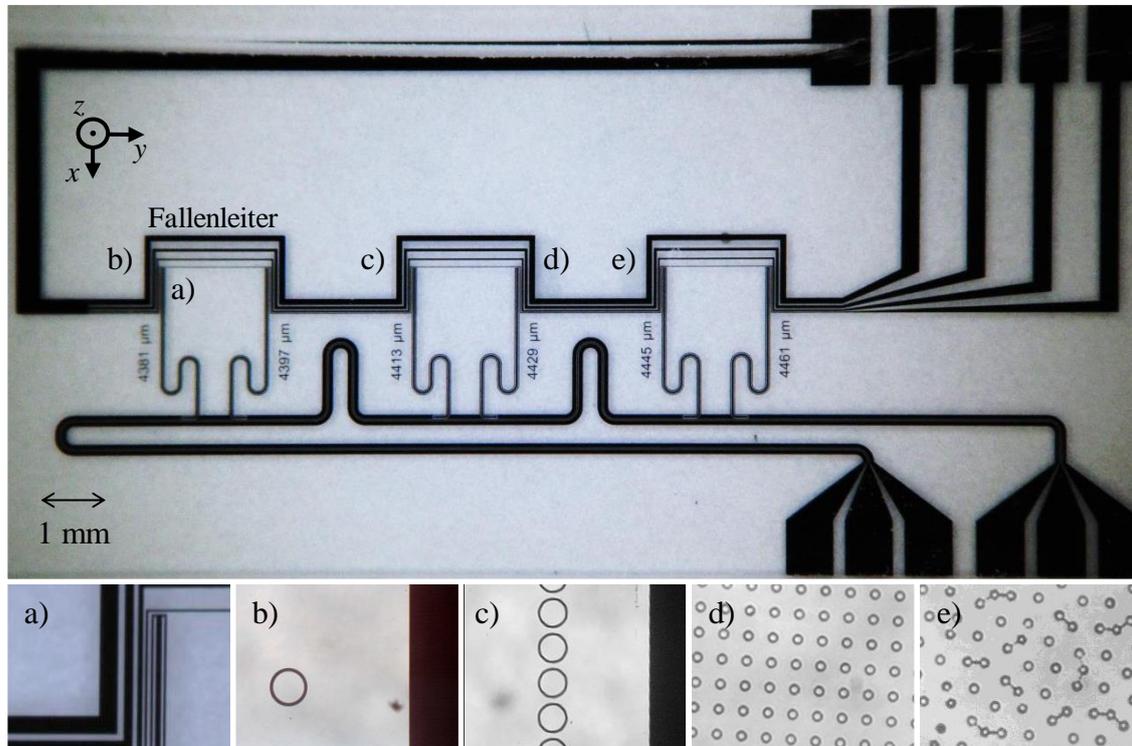


Abbildung 3.6: Oben: Foto des gesamten supraleitenden Atomchips mit einer Breite von 2 cm und einer Höhe von 1 cm. Es sind die ungefähren Positionen der Strukturen gekennzeichnet. a) Eine der Resonatorstrukturen. Es ist der Abschluss durch eine Verbindung des breiteren Zentralleiters mit den dünneren Erdleitungen am oberen Ende zu erkennen. b) Zoom auf den einzelnen Ring, mit einem Radius von $10\ \mu\text{m}$, neben dem Fallenleiter. c) Ringkette entlang des Fallenleiters. Die Ringe besitzen ebenfalls einen Radius von $10\ \mu\text{m}$ und einen Abstand von $25\ \mu\text{m}$. d) 2D Struktur aus Ringen, mit einem Radius von $1\ \mu\text{m}$. e) Penrose-Muster aus Ringen, die ebenfalls einen Radius von $1\ \mu\text{m}$ haben.

Der supraleitende Chip besteht aus einem Saphirsubstrat mit einer Dicke von $330\ \mu\text{m}$. Es wurde Saphir gewählt, da es ein elektrischer Isolator mit einer gleichzeitig guten thermischen Leitfähigkeit bei tiefen Temperaturen ist [103] und wenige dielektrische Verluste für die MW-Resonatoren aufweist. Auf diesem Substrat ist durch Sputtern eine $500\ \text{nm}$ dicke Niob-Schicht aufgetragen, welche mittels optischer Lithographie und

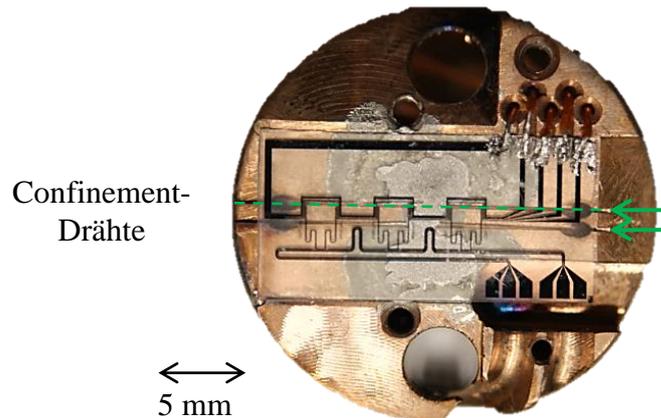


Abbildung 3.7: Foto des supraleitenden Chips auf einem Kupferhalter. Die Ausfräsungen im Halter, in denen die Confinement-Drähte verlaufen, sind markiert. Der obere, in dieser Arbeit verwendete, wurde hervorgehoben. Es ist außerdem zu erkennen, dass der Chip auf den Halter gelötet wurde.

reaktivem Ionenätzen strukturiert wird¹³ [56]. Das Niob ist durch die geringe Schichtdicke ein Typ-II Supraleiter, befindet sich aber bei 4,2 K und den im Experiment angelegten Magnetfeldern in der Meißner-Phase¹⁴. Die Sprungtemperatur von Niob liegt bei 9,2 K. In Abbildung 3.6 ist der Chip mit verschiedenen supraleitenden Strukturen abgebildet.

Es sind mehrere Arten von Strukturen auf dem Chip implementiert. Unter anderem verschieden breite (15 μm bis 100 μm), stromführende, Z-förmige Leiterstrukturen [77, 104] zum Erzeugen von magnetischen Fallenpotenzialen für die Atome. Es wurden sechs identische Z-Leiterstrukturen in Reihe realisiert. Die Leiter können Stromdichten von bis zu $4 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$ tragen. Dadurch können auf den beiden breiten Leitern (50 μm und 100 μm) Ströme bis 1 A fließen, ohne die kritische Stromdichte zu erreichen. Außerdem befinden sich mehrere Mikrowellenresonatoren [56] auf einer Seite neben den Fallenleitern und verschiedene Ringanordnungen [104] auf der anderen Seite der Fallenleiter.

Der Chip wurde durch Ultraschalllötten mit Silberlot auf einem Kupferhalter befestigt, um einen guten thermischen Kontakt zu erhalten, der sowohl für die Kryoumgebung

¹³Die Herstellung erfolgte durch Daniel Bothner [78] aus der Arbeitsgruppe von Prof. Kölle und Prof. Kleiner.

¹⁴Das untere kritische Feld für den Niobiumdünnfilm ist $B_{C1} \approx \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda_L^2} \approx 110 \text{ G}$ [69] und wird nicht überschritten.

als auch das Ultrahochvakuum geeignet ist. Die Zuleitungen wurden ebenfalls auf den Chip gelötet¹⁵. Ein Foto des Chips auf dem Kupferhalter ist in Abbildung 3.7 zu sehen.

3.3.1 Zusätzliche stromführende Drähte

Neben den Strukturen auf dem Chip befinden sich zwischen Chip und Halter zwei zusätzliche Drähte, die nachfolgend als „Confinement“-Drähte¹⁶ bezeichnet werden. Diese sind ebenfalls supraleitend und haben einen Durchmesser von 125 μm . Sie erhöhen die Freiheitsgrade in der Positionierung der Magnetfalle, als auch das Aspektverhältnis der Fallenfrequenzen. Die Drähte befinden sich circa 400 μm oberhalb des Chips, wobei zu beachten ist, dass der Chip kopfüber an den Kryostaten angebracht ist. Die Drähte verlaufen in Ausfräsungen im Halter, wie in Abbildung 3.7 zu sehen. Die Drähte sind nicht symmetrisch um die Fallenleiter angeordnet, Näheres hierzu in Kapitel 4.

3.3.2 Koplanare Resonatoren

Die Resonatoren sind als $\lambda/4$ koplanare Resonatoren auf dem Chip ausgeführt und haben folglich ein geschlossenes und ein offenes Ende. Auf dem Chip befinden sich sechs Resonatoren, welche kapazitiv an eine gemeinsame Zuleitung gekoppelt sind. Die Resonatoren haben ihrer Länge nach eine Designgrundfrequenz von $f_R \approx 7$ GHz und sind damit nicht resonant zum Hyperfeinstruktur-Übergang $f_{\text{HF}} = 6,834$ GHz von Rubidium-87. Außerdem ist die Mikrowellenzuleitung der Resonatoren nicht angeschlossen und somit stellen sie eine rein passive Struktur dar. Die Kohärenzeigenschaften einer kalten Rubidiumwolke im Modenvolumen des Resonators wurden in [56, 77] untersucht.

3.3.3 Ringstruktur

Der supraleitende Ring hat einen Innenradius r_i von 9 μm , einen Außenradius r_a von 11 μm und somit eine Breite von 2 μm (Abb. 3.8 links). Der Ring ist 70 μm in y -Richtung neben der Kante des breitesten Fallenleiters (100 μm breit) positioniert. In x -Richtung befindet sich der Ring nicht mittig zum Fallenleiter, sondern ist um 200 μm von der Mitte verschoben (Abb. 3.8 rechts).

3.3.4 Zusätzliche Strukturen

Neben mehreren Resonatoren, sich wiederholenden Fallenstrukturen und dem Ring sind auf dem Chip noch weitere Strukturen aufgebracht. Sie liegen jeweils auf der gegenüberliegenden Seite eines Resonators und bestehen aus einer Ringkette, wobei

¹⁵Der Halter als auch die Befestigung wurde von Florian Jessen realisiert.

¹⁶Wie später zu sehen sein wird, erhöhen sie den Einschluss der Atomwolke in der x -Richtung.

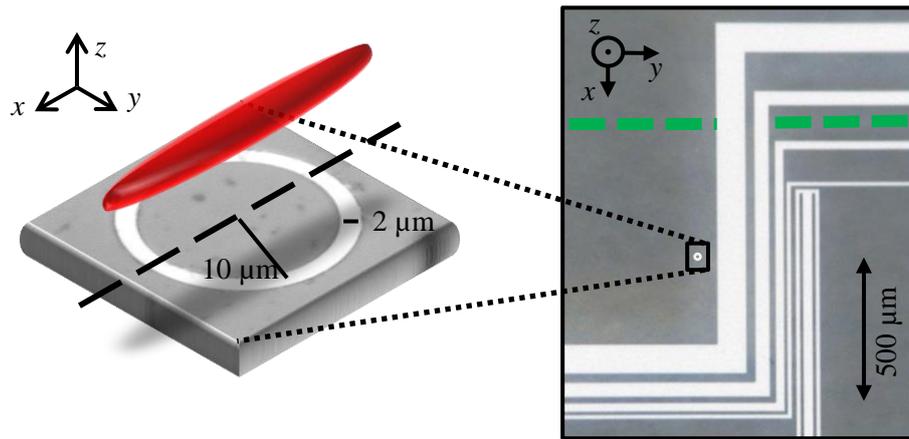


Abbildung 3.8: Links: Zoom auf die Ringstruktur mit einer zur Orientierung skizzierten Atomwolke. Rechts: Der Ring neben dem breitesten Fallenleiter. In grün angedeutet ist die Position eines stromführenden Confinement-Drahts, der oberhalb des Chips angebracht ist.

Ringe der Kette die gleichen Abmessungen besitzen wie der einzelne Ring, aus einem zweidimensionalen quadratischen Muster von Ringen und einem Penrose-Muster aus Ringen, mit Ringdurchmessern von $2\ \mu\text{m}$. Eine vergrößerte Darstellung der einzelnen Strukturen ist in Abbildung 3.6 unten zu sehen. Weiterführende Messungen an diesen komplexeren Strukturen wurden bisher nicht durchgeführt.

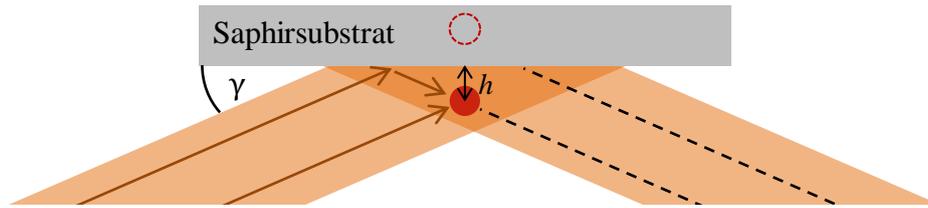


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung der Reflexionsabbildung. Es ist zu sehen, dass es zu einer doppelten Absorptionaufnahme (Spiegelbild) der Atomwolke kommt. Der Abstand der Wolken im Bild entspricht dem doppelten Abstand zum Chip.

3.4 Abbildung der kalten Atomwolke

Es stehen Absorptionsabbildungen sowohl in x - als auch in y -Richtung zur Verfügung (Abb. 3.5). Es kann gewählt werden, ob eine direkte Absorptionsabbildung parallel zur Chipoberfläche oder eine Absorptionsabbildung in Reflexion am Chip erfolgt [105].

Die Abbildung in y -Richtung (Strahl 1 in Abb.3.5) erfolgt durch zwei 1-Zoll Linsen ($f = 150$ mm und $f = 250$ mm) und besitzt einen Abbildungsmaßstab von 1,7. Damit entspricht ein Pixel des CCD-Chips mit $6,45 \mu\text{m}$ in der Bildebene einer Größe von $3,87 \mu\text{m}$ in der Gegenstandsebene. Die Beugungsbegrenzung der Abbildung ergibt sich aus dem Rayleighkriterium

$$l_{\min} = 1,22 \frac{g\lambda}{2a}, \quad (3.3)$$

wobei $2a$ der Linsendurchmesser ist und die Gegenstandsweite $g = 15$ cm beträgt. Es ist ein Abstand von $5,6 \mu\text{m}$ nötig, um getrennt wahrgenommen werden zu können. Die Abbildung ist also beugungsbegrenzt.

Die Abbildung in x -Richtung (Strahl 2 in Abb.3.5) erfolgt durch ein 2-Zoll Objektiv und besitzt einen Abbildungsmaßstab von 1,8. Damit entspricht ein Pixel in der Bildebene einer Größe von $3,57 \mu\text{m}$ in der Gegenstandsebene. Die Beugungsgrenze für diese Abbildung liegt mit einer Gegenstandsweite $g = 20$ cm bei $3,75 \mu\text{m}$. Die Auflösungsbegrenzung durch die Pixelgröße und die Beugungsbegrenzung liegen in der selben Größenordnung [106].

Für die Reflexionsabbildung wird das Abbildungslicht unter einem kleinen Winkel γ zum Chip eingestrahlt. In Abbildung 3.9 ist zu sehen, dass dadurch die Atomwolke mit einem doppelten Schattenwurf abgebildet wird. Es wird also auch ein imaginäres Spiegelbild der Wolke abgebildet. Beide Bilder besitzen den doppelten Abstand d zueinander wie zur Oberfläche h . Der Abstand d der Bilder auf dem CCD-Chip hängt

vom Einfallswinkel ab

$$d = 2h \cos(\gamma), \quad (3.4)$$

wobei für kleine Winkel angenommen werden kann, dass der Abstand auf dem CCD-Chip $d \approx 2h$ dem doppeltem Abstand der Wolke zum Chip entspricht. Die Annahme eines kleinen Winkels ist im Experiment gerechtfertigt, da der mögliche Einstrahlwinkel schon durch die Apertur des Strahlungsschildes auf ungefähr 5° begrenzt ist. Im Experiment wird außerdem direkt am Saphirchip (Brechungsindex $n \approx 1,7$) reflektiert, der keine spezielle Reflexionsbeschichtung besitzt. Der Reflexionsgrad R beträgt minimal 0,69, für einen Einfallswinkel von $\gamma = 5^\circ$. Dies erlaubt die Messung des Abstands d zur Chipoberfläche.

Da die Frequenz des Abbildungslasers zu dem Übergang $F = 2 \rightarrow F' = 3$ resonant ist, die Atome sich allerdings im $F = 1$ Zustand befinden, wird für die Abbildung zuerst der Rückpumpulaser eingestrahlt. Die Atome werden in den $F = 2$ Zustand umgepumpt und können anschließend als Schattenwurf mit dem Abbildungslaser auf einen CCD-Chip¹⁷ abgebildet werden.

Das Abbildungslicht wird von den Atomen gemäß dem Lambert-Beer'schen Gesetz [107]

$$I(x, z) = I_0(x, z) e^{-\sigma \int n(x, y, z) dy} \quad (3.5)$$

absorbiert. Dabei ist σ der Wirkungsquerschnitt¹⁸, n die Dichte und I_0 die Intensität des Abbildungslasers. Die zweidimensionale Dichte der Atome ist

$$n(x, z) = \int n(x, y, z) dy = -\frac{1}{\sigma} \ln \left(\frac{I(x, z)}{I_0(x, z)} \right) \quad (3.6)$$

und kann direkt aus dem Verhältnis der Intensitäten berechnet werden. Dazu werden zeitlich nacheinander drei Bilder aufgenommen. Eines mit den Atomen I_{Atom} , ein Referenzbild I_{Ref} ohne Atome und ein Dunkelbild I_{Dunkel} ohne Laserlicht. Das Verhältnis der Intensitäten entspricht

$$\frac{I(x, z)}{I_0(x, z)} = \frac{(I_{\text{Atom}}(x, z) - I_{\text{Dunkel}}(x, z))}{(I_{\text{Ref}}(x, z) - I_{\text{Dunkel}}(x, z))}. \quad (3.7)$$

Das Referenzbild für die Berechnung der Atomzahl wurde noch optimiert nach [108]. Dabei wird aus einer Basis an Referenzbildern durch eine Linearkombination der Basisbilder ein ideales Referenzbild für die aktuelle Atomabbildung erzeugt. In beiden Bildern sind meist Interferenzstreifen des Laserlichts zu sehen, die entweder durch die Linsen oder Beugungseffekte an Gegenständen im Strahlengang entstehen. Mit dem optimierten Referenzbild werden diese störenden Effekte im Hintergrund minimiert.

¹⁷Details zur Kamera und zum CCD-Chip befinden sich in B.1.

¹⁸ $\sigma \cong 1,356 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^2$ [80]

Kapitel 4

Atome in magnetischen Mikrofallen

Es wurden von mehreren Arbeitsgruppen verschiedene Geometrien von Leitern entwickelt, um Mikrofallen zum Speichern kalter Atomwolken zu erzeugen [97, 109–113]. Einige dieser Fallen bestehen aus rein zweidimensionalen Strukturen und können so auf einem Chip implementiert werden [112, 113]. Neben den Magnetfeldern, die auf dem Chip erzeugt werden, werden noch homogene externe Magnetfelder (nachvollgend Bias-Feld genannt) überlagert, um ein Magnetfeldminimum zu erzeugen.

Das einfachste Beispiel für dieses Prinzip ist ein 2D-Quadrupol, bestehend aus einem stromdurchflossenen Draht. Der Draht erzeugt ein radiales Feld $B(\vec{r}) = \frac{\mu_0 \vec{I} \times \vec{r}}{2\pi r^2}$, wobei r der Abstand zum Draht ist. Senkrecht zum Draht wird zusätzlich ein homogenes Bias-Feld B_y überlagert. Als Resultat erhält man parallel zum Leiter eine Linie, auf der das Magnetfeld verschwindet [109]. Um den Nullpunkt des Magnetfelds zu vermeiden und lediglich ein Minimum des Feldbetrags zu erzeugen, wird noch parallel zum Leiter ein homogenes Offset-Feld B_x angelegt.

In diesem Kapitel wird nachfolgend auf Chipfallen, im Speziellen auf die im Experiment verwendete, Z-Falle eingegangen und deren numerische Berechnung. Dabei wird, ausgehend von der Position oberhalb des Leiters, wo die Wolke evaporativ gekühlt wird, schrittweise aufgezeigt, wie sich die Falle verändert, wenn sie zum Ort des Rings und in dessen Einflussbereich verschoben wird. Diese Schritte hin zum Ring werden an den in Kapitel 5.2 beschriebenen Weg in den Einflussbereich des Rings angelehnt, welcher im Experiment verwendet wird.

4.1 On-Chip Magnetfallen

Die drei verbreitetsten Leiteranordnungen für Chipfallen sind H-, U- und Z-förmige stromdurchflossene Leiterstrukturen (Abb. 4.1). Alle drei Anordnungen bilden dreidimensionale Magnetfeldminima oberhalb der Leiterebene zum Fangen der Atome. Nicht alle bilden dabei eine Ioffe-Pritchard-Falle [91] mit verschwindendem Magnet-

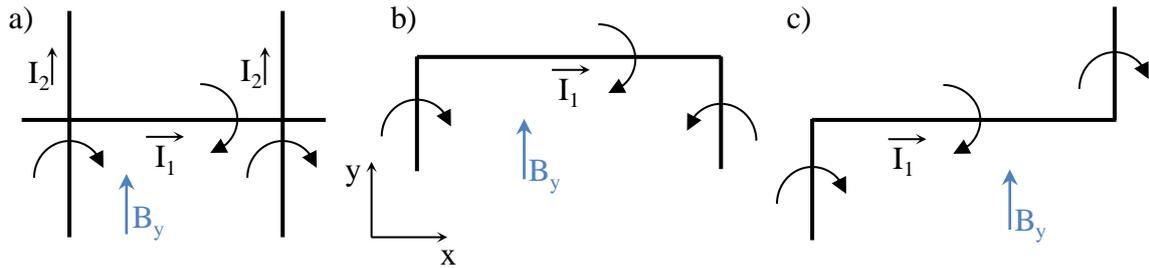


Abbildung 4.1: Leiteranordnungen zur Erzeugung von Fallenpotenzialen [113]. Es sind die jeweiligen Stromrichtungen, die erzeugten Magnetfelder und die zugehörige Richtung des homogenen externen Bias-Felds eingezeichnet. a) H-Anordnung erzeugt mit den eingezeichneten Strömen und dem externen Feld eine Ioffe-Falle. Verlaufen die Ströme I_2 antiparallel bildet sich ein Quadrupolpotenzial. b) U-Anordnung erzeugt ein Quadrupol-Feldverlauf in x - und y -Richtung. c) Z-Anordnung ergibt eine Ioffe-Falle, ähnlich der H-Anordnung, da die Arme einen harmonischen Feldverlauf erzeugen.

feldnullpunkt, sondern einige auch Quadrupolfallen (U-Falle) mit dem Nachteil, dass Majorana-Verluste auftreten [94].

Da U- und Z-förmige Fallen aus einem Leiter bestehen, können sie in einem Einlagenprozess gefertigt werden. Sie benötigen nur eine Stromquelle, was eine höhere Stabilität erwarten lässt, allerdings auch die Freiheitsgrade einschränkt, im Speziellen wird das Aspektverhältnis der Falle bereits durch die Leiterabmessungen festgelegt. Die H-Falle besitzt Leiterkreuzungen und muss mehrlagig aufgebaut werden, dies macht die Herstellung komplexer. Es bietet allerdings die Möglichkeit, die Fallenposition in allen Raumrichtungen unabhängig einzustellen und das Aspektverhältnis zu verändern.

Bei allen Fallen bildet der Leiter in x -Richtung mit dem überlagerten Bias-Feld einen Wellenleiter mit 2D-Quadrupoleinschluss, dieses Leiterstück wird nachfolgend als Zentralleiter bezeichnet. Für die U-Fallen erzeugen die Leiter in y -Richtung durch den antiparallelen Stromfluss in den Armen ebenfalls einen Quadrupol, so dass der Magnetfeldnullpunkt bestehen bleibt. Für die H- und Z-Falle bilden die Leiterarme in y -Richtung einen harmonischen Feldverlauf mit verschwindendem Nullpunkt¹, so dass eine Ioffe-Falle entsteht.

Alle drei Fallentypen basieren damit auf dem Prinzip des Wellenleiters, welcher um den Einschluss in der dritten Dimension durch Biegen des Drahts zu Armen erweitert wurde, wie in Abbildung 4.1 dargestellt.

¹Der Betrag des Nullpunkts, kann durch ein Offset-Feld B_x , welches parallel zum Zentralleiter orientiert ist, angepasst werden.

4.2 Z-Falle

Die im Experiment verwendeten Z-Fallen bestehen aus mehreren Z-förmigen Leitern. Wie in Abbildung 4.2 gezeigt, sind Z-Strukturen mit verschiedenen Leiterbreiten (15 μm , 30 μm , 50 μm , 100 μm) nebeneinander auf dem Chip realisiert. In der vorliegenden Ar-

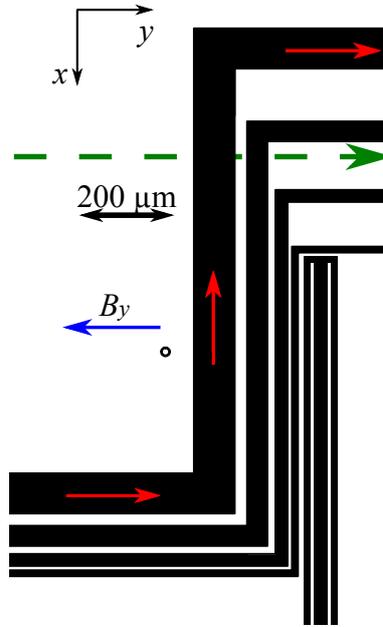


Abbildung 4.2: Feld erzeugende Struktur des Chips in der xy -Ebene, der Strom (roter Pfeil) fließt durch den breitesten (100 μm) Fallenleiter. Die Richtung des Bias-Feld B_y ist eingezeichnet. Der gestrichelt grün angedeutete Confinement-Draht, der sich zwischen Chip und Halter befindet, wird erst über dem Ring verwendet.

beit wird allerdings nur der breiteste Leiter verwendet. Der Stromfluss ist in Abbildung 4.2 durch rote Pfeile markiert. Da hier ein supraleitender Atomchip verwendet wird, muss der Meißner-Effekt, der den supraleitenden Dünnsfilm feldfrei hält, durch seine Abschirmströme und die Stromdichteverteilung im Supraleiter beachtet werden.

Der radiale Einschluss (yz -Ebene) der Atome wird durch das Feld des Zentralleiters entlang der x -Achse und durch ein zusätzliches homogenes Bias-Feld in y -Richtung erzeugt. Die Felder heben sich in einer Entfernung d von der Leiteroberfläche auf, wodurch der Magnetfeldbetrag ein Minimum in der yz -Ebene besitzt. Die Entfernung d kann in guter Näherung² berechnet werden, indem das Feld über dem Leiter $B(0, 0, z) = -\frac{\mu_0 I}{2\pi z} \hat{e}_y$ mit dem überlagerten Bias-Feld B_y gleichgesetzt und nach z aufgelöst wird [114]. Da-

²Das Feld des Leiters entspricht dem eines unendlich dünnen und langen Leiters. Diese Annahme ist gerechtfertigt, wenn der Abstand größer als die Breite des Leiters ist ($d \gg b$).

durch erhält man den Abstand h des Minimums von der Leiteroberfläche zu

$$h = \frac{\mu_0 I}{2\pi B_y}. \quad (4.1)$$

Es entsteht somit ein Wellenleiter mit 2D-Einschluss im Abstand h parallel zum Zentralleiter. Der Einschluss in longitudinaler Richtung (x -Achse) erfolgt durch die gebogenen Z-Arme (Leiterstücke des Z entlang der y -Achse). Diese erzeugen ein inhomogenes Magnetfeld entlang des Wellenleiters, welches ein Minimum ungleich Null in x -Richtung besitzt³. Der Betrag des Magnetfeldminimums kann für die so erzeugte Ioffe-Falle noch durch ein zusätzliches homogenes Offset-Feld in x -Richtung verändert werden.

Die Falle entsteht in der Mitte des Zentralleiters in y -Richtung als auch in x -Richtung in der Mitte zwischen den Fallenarmen.

Allerdings ist die longitudinale Achse der Magnetfalle gegen den Leiter um die z -Achse gedreht, wie in Abbildung 4.3c) zu erkennen. Dies liegt an der z -Komponente des Magnetfelds, erzeugt durch die Fallenarme, wobei der Winkel vom Verhältnis der z -Komponenten der Arme zum Zentralleiter abhängt⁴ [28, 44].

Für eine genauere Betrachtung der Potenzialform und Orientierung einer Chip-Falle sind in Abbildung 4.3 die Schnitte durch das Potenzial am Ort des Minimums in allen drei Raumrichtungen zu sehen, die Isopotenziallinien haben einen energetischen Abstand von $k_B \cdot 50$ nK.

Die Berechnungen erfolgten wie nachfolgend in Kapitel 4.3 beschrieben, der Einfachheit halber für eine H-Geometrie.

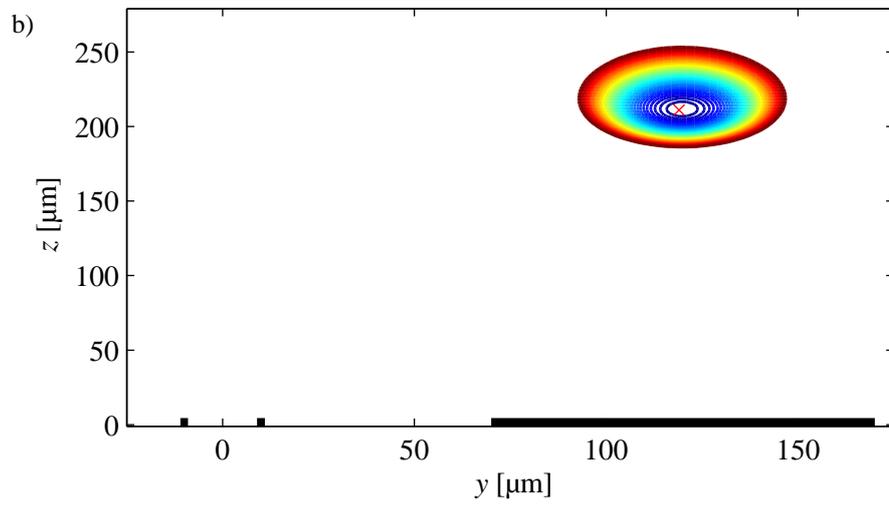
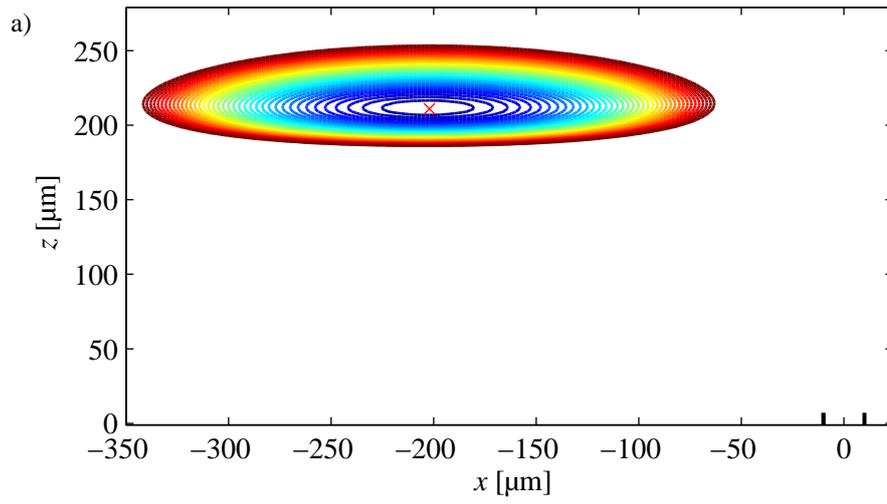
Das Gravitationspotenzial zeigt in z -Richtung, ist berücksichtigt und erhöht den Abstand d des Minimums von der Chipoberfläche⁵. Zur Orientierung sind die Ränder des Zentralleiters bei $y = 70 \mu\text{m}$ und $y = 170 \mu\text{m}$ eingezeichnet, außerdem ist der Ring, dessen Zentrum im Koordinatenursprung liegt, zu sehen, wobei er bei dieser Berechnung noch nicht berücksichtigt wird.

Das Potenzial in x -Richtung besitzt einen deutlich kleineren Einschluss im Vergleich mit der y - und z -Richtung, was ein großes Aspektverhältnis bedeutet. Die Atomwolke wird zigarrenförmig sein. Das Aspektverhältnis spiegelt sich ebenso in der Stärke des Einschlusses, das heißt im Gradienten beziehungsweise in der ersten Ableitung der Magnetfelder und in den Fallenfrequenzen (Berechnung $\{\omega_x, \omega_y, \omega_z\} / 2\pi = \{22, 122, 104\}$ Hz), das heißt in der zweiten Ableitung der Magnetfelder wider.

³Die Stärke des Einschlusses durch die Arme wird für kleine Abstände zum Chip, im Vergleich zum Abstand der Arme schwächer.

⁴Dieses Verhältnis wird durch die Geometrie, also den Abstand der Arme zueinander bestimmt.

⁵Der sogenannte „gravitational sag“.



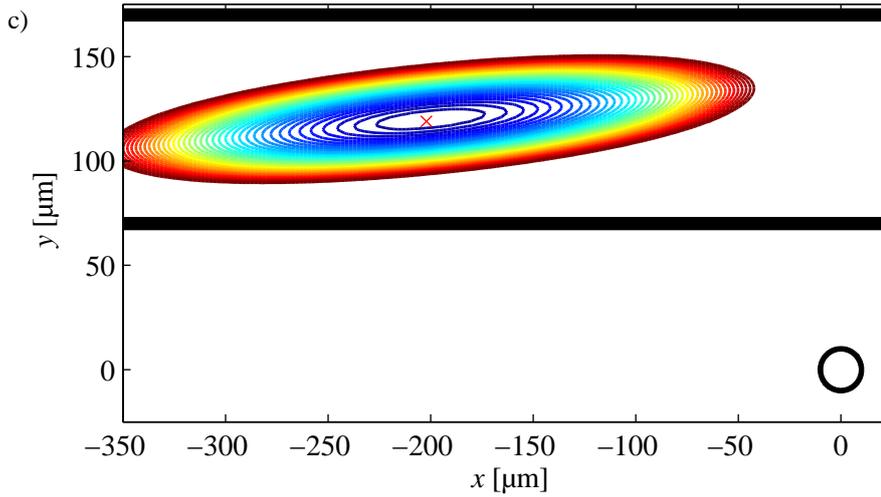


Abbildung 4.3: Konturdiagramm des Potentials für $I_J = -0,25$ A, $B_x = 0,33$ G, $B_y = -2,429$ G. Der Abstand der Isopotenziallinien beträgt $k_B \cdot 50$ nK. Die Position des Minimums ist mit einem Kreuz markiert. a) Schnitt durch das Minimum in der xz -Ebene. Die Ausdehnung in x -Richtung ist durch den geringeren Einschluss größer als in z -Richtung. Der Einfluss der Gravitation verschiebt das Fallenminimum in z -Richtung. Unten rechts ist die Position des Rings angedeutet. b) Schnitt durch das Minimum in der yz -Ebene. Das Potential ist annähernd radial symmetrisch, in Richtung der Gravitation ist es leicht asymmetrisch, mit verringerten Einschluss in z -Richtung. Sowohl die Position des Rings, als auch die des Leiters sind markiert. c) Schnitt durch das Minimum in der xz -Ebene. Es ist zu erkennen, dass das Potential gegen den Zentralleiter verdreht ist. Der Ring und die Ränder des Fallenleiters sind in schwarz dargestellt.

4.3 Beschreibung der Falle in der Simulation

Um das Fallenpotenzial zu berechnen, wird die in Abbildung 4.4 gezeigte Geometrie genutzt. Sie besteht aus dem Zentralleiter in x -Richtung, welcher für den radialen Einschluss benötigt wird. Für diesen Leiter wird die supraleitende Stromverteilung der breitesten Leiterstruktur ($100\ \mu\text{m}$) genutzt, um das Magnetfeld zu berechnen. Die

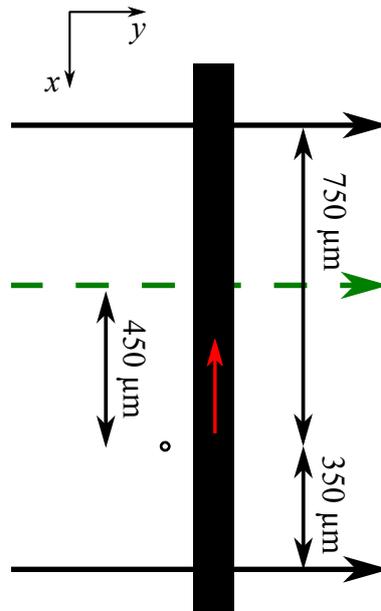


Abbildung 4.4: In der numerischen Berechnung der Fallenfelder genutzte Struktur. Der supraleitende Zentralleiter entlang der x -Achse, die Arme der Z-Falle entlang der y -Achse und ein Confinement-Draht in grün gestrichelt entlang der y -Achse.

Stromverteilung wird mit einem Programm, geschrieben von Daniel Cano [28, 29], berechnet. Die angewandte Methode eignet sich zur Berechnung der Stromverteilung in unendlich langen, supraleitenden Leitern. Es wird die London-Gleichung lokal gelöst und so die Stromverteilung in einem Querschnitt des Leiters berechnet. Anschließend wird mit dem Biot-Savart-Gesetz das Magnetfeld des Querschnitts berechnet⁶. Aus diesem Grund ist der Leiter in der Simulation nicht zu einem Z geformt, sondern setzt sich aus mehreren unendlich langen Leitern zusammen.

Die Dicke des Dünnfilms wird für die Berechnungen mit $150\ \text{nm}$ angenommen. Dabei ist zu bemerken, dass die Dicke des Niobs auf dem Chip circa $500\ \text{nm}$ beträgt. Es wurde für die Berechnung ein kleinerer Wert verwendet, da die verwendete Berechnungsmethode

⁶Es existieren komplexere Softwarepakete zur Berechnung supraleitender Stromverteilungen in 3D, beispielsweise das 3D-MLSI Paket. Dieses wurde in der Arbeit [79] verwendet und liefert übereinstimmende Ergebnisse.

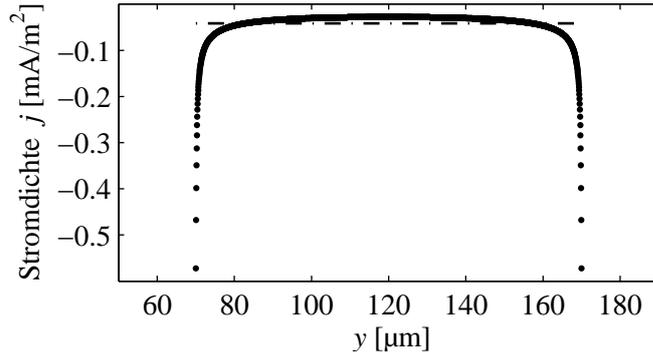


Abbildung 4.5: Stromdichte j im supraleitenden Fallleiter für $I_J = -0,25$ A ohne externes z -Magnetfeld. Die Ströme fließen nur an den Rändern des Leiters, zum Vergleich ist die homogene Stromdichte eines Normalleiters, für den selben Strom gestrichelt, eingezeichnet.

das Leiterstück in Elemente unterteilt, die kleiner sind als die London-Eindringtiefe. Durch die eigentlich größere Dicke des Leiters erhöht sich der benötigte Rechenpeicher überproportional. Dies führt aber nur zu vernachlässigbaren Abweichungen, da die Dicke des Leiters im Verhältnis zu der Breite des Leiters und zu dem Abstand der Wolke sehr viel kleiner ist, wie in [115]⁷ ausgeführt. Die London'sche Eindringtiefe λ_L wird als 100 nm angenommen, was für einen Niobdünnfilm ein realistischer Wert ist. Die Stromdichteverteilung des supraleitenden Leiters für einen Strom $I_J = -0,25$ A im Fallleiter und ohne externe magnetische Feldkomponente B_z ist in Abbildung 4.5 zu sehen. Dies entspricht dem Leiterstrom, wenn sich die Wolke in der Kühlposition oberhalb des Fallleiters befindet. Um einen Einschluss in longitudinaler Richtung zu erhalten, dienen im Experiment die Leiter der Z-Struktur in y -Richtung und optional einer der Confinement-Drähte zwischen Chip und Halter. Dies wird in den Berechnungen durch mehrere unendlich lange Leiter erreicht.

Der in positiver x -Richtung, mit einem schwarzen Pfeil in Abbildung 4.4 eingezeichnete Leiter entspricht einem Arm der Z-Struktur. Er befindet sich $350 \mu\text{m}$ in x -Richtung entfernt vom Zentrum des Rings, dies entspricht den Abständen im Experiment. Der zweite Z-Arm befindet sich $750 \mu\text{m}$ in negativer x -Richtung vom Ringzentrum entfernt. Beide Arme besitzen in der Berechnung allerdings keine Ausdehnung und können in den Berechnungen als normalleitend berücksichtigt werden⁸. Dies ist gerechtfertigt, da durch den großen Abstand zum Ring und zum Ort der Wolke der Einfluss durch die Ausdehnung von diesen Leitern vernachlässigt werden kann. Der gestrichelt grü-

⁷Arbeit zur Stromverteilung in supraleitenden Dünnfilmen, mit Vergleichen von numerischen und analytischen Rechenmethoden und Diskussion der Auswirkung der Abmessungen.

⁸Ohne Ausdehnung muss auch keine Stromverteilung und keine Feldverdrängung durch den Meißner-Effekt berücksichtigt werden.

ne Draht in y -Richtung entspricht dem Confinement-Draht. Er befindet sich in einem Abstand von $450\ \mu\text{m}$ in negativer x -Richtung vom Ringzentrum, und ist in z -Richtung $400\ \mu\text{m}$ zur Chipoberfläche verschoben, dies entspricht etwas mehr als der Dicke des Saphirchips. Dadurch wird berücksichtigt, dass der Confinement-Draht im Experiment zwischen Chip und Halter verläuft und dieser Draht in einer Einfräsung im Halter geführt wird. Die genaue Lage des Drahts besitzt in beiden Richtungen eine Unsicherheit von circa $100\ \mu\text{m}$, da die Ausfräsung größer und tiefer als die Drahtdicke gefertigt wurde und die Lötverbindung zwischen Halter und Chip eine Unsicherheit in der relativen Position zueinander verursacht. Auch dieser Draht wird in den Berechnungen als unendlich lang, ohne laterale Ausdehnung und normalleitend behandelt. Die vernachlässigte Ausdehnung ist gerechtfertigt, da die Abstände des Drahts vom Fallenminimum in allen Raumrichtungen größer sind als sein Durchmesser [28].

Im Vergleich zwischen der experimentellen Anordnung des Chips in Abbildung 4.2 und der berechneten Struktur in Abbildung 4.4 fällt auf, dass in der Berechnung die Leiterstücke an der Position der Z-Arme in y -Richtung ein H formen. Für die Kühlposition oberhalb des Zentralleites wird deshalb der Strom in den Armen halbiert, um die halbierte Länge zu berücksichtigen. Zur Berechnung des Fallenpotenzials an der Kühlposition, die in den Abbildungen 4.3 dargestellt sind, wurden für den longitudinalen Einschluss lediglich die Z-Arm-Leiter verwendet.

Die Parameter für den Strom im Fallenleiter, dem Confinement-Draht und den homogenen Feldern weichen zwischen Experiment und Simulation um circa 15% ab, mit Ausnahme des homogenen z -Felds, hier existiert eine Abweichung um 30%⁹. Diese Abweichung wird durch Wirbelströme im Halter verursacht, diese wirken dem angelegten Feld im Experiment entgegen, wodurch in der Berechnung ein niedrigerer Wert verwendet wurde. Das homogene z -Feld in der Simulation wurde durch Vergleich der Höhe der Wolke über dem Chip im Experiment und der Simulation bestimmt.

4.3.1 Falle am Ort des Rings ohne Ringfeld

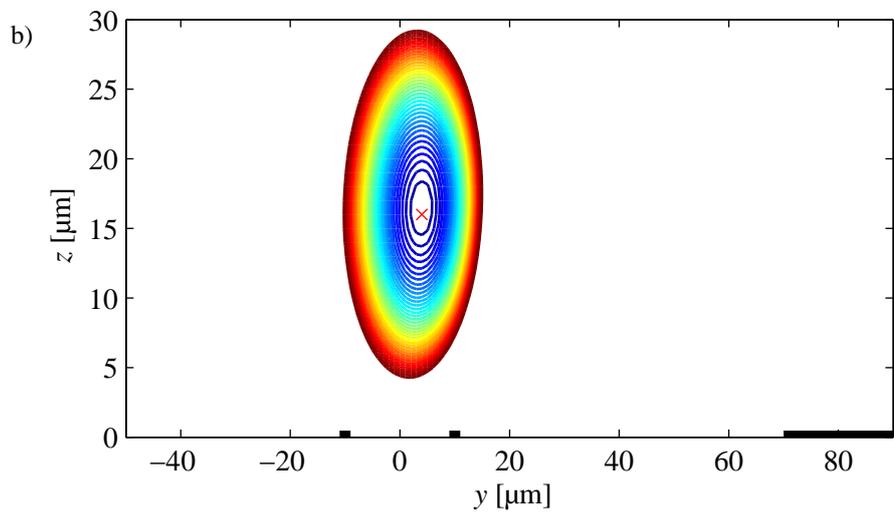
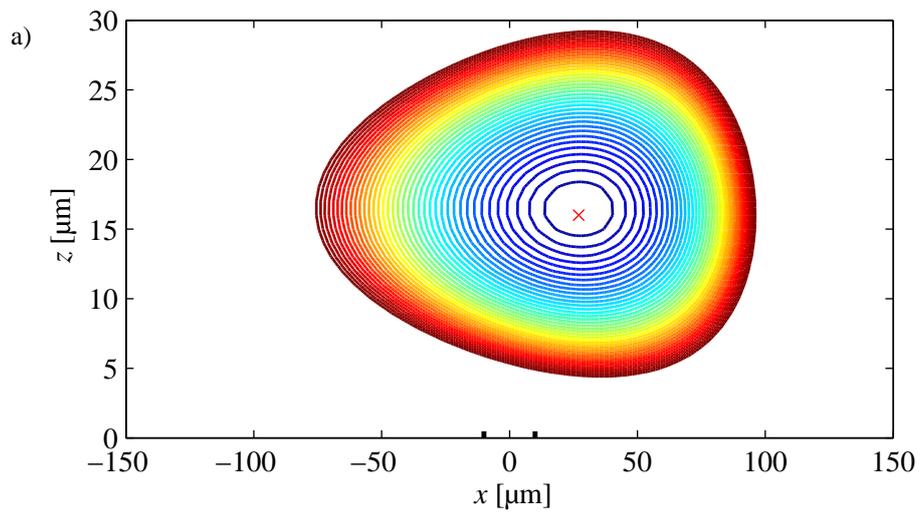
Um die Falle am Ort des Rings zu erzeugen, muss das Bias-Feld zur Chipoberfläche verkippt werden (Details Abschnitt 5.2), dies verschiebt das Fallenminimum in y - und z -Richtung. Zusätzlich muss die Wolke entlang der x -Achse verschoben werden, da der Mittelpunkt des Fallenleiters in dieser Richtung um $200\ \mu\text{m}$ zum Mittelpunkt des Rings verschoben ist.

⁹Abweichungen in der gleichen Größenordnung (20%) zwischen Experiment und Berechnungen wurden bereits früher beobachtet [56, 77]. Dies liegt an Abweichungen zwischen dem Strom der Quelle und dem tatsächlich durch den Leiter fließenden, da zum Schutz des Supraleiters Zener-Dioden in den Stromkreis integriert wurden. Diese werden nicht völlig stromfrei sein, was zu einer Unsicherheit führt.

Der Versatz in der y -Richtung bewirkt, dass der Einfluss des Z-Arms in negativer x -Richtung an der endgültigen Position der Wolke unterhalb des Rings abnimmt, da seine Ausdehnung im Experiment in y -Richtung nicht bis zur y -Position des Rings reicht. Des Weiteren nehmen die x -Komponenten der Arme am Ort der Falle ab, je weiter man sich der Oberfläche nähert¹⁰. Der Einschluss in negativer x -Richtung erfolgt hauptsächlich durch den Confinement-Draht da er in x -Richtung näher an der Position des Rings ist, weshalb der Z-Arm bei negativen x -Koordinaten kaum Einfluss hat. Außerdem befindet er sich zwischen Halter und Chip in einem größeren Abstand in z -Richtung, wodurch er auch für kleine Abstände der Wolke zum Chip eine verhältnismäßig große x -Magnetfeldkomponente erzeugt.

Der Ring befindet sich in x -Richtung nicht in der Mitte zwischen Confinement-Draht und Z-Arm bei positiven x -Werten. Ebenso befinden sie sich in verschiedenen Abständen in z -Richtung. Um die Position oberhalb des Rings einzunehmen, müssen im Confinement-Draht und dem unteren Z-Arm unterschiedliche Ströme fließen. Die Stromstärke des Confinement-Drahts kann unabhängig von der Stromstärke der Z-Falle eingestellt werden, dieser Freiheitsgrad ist notwendig, um die Falle in x -Richtung verschieben zu können. Dieser Draht befindet sich, wie bereits erwähnt, nicht wie alle anderen Leiter auf der Chipoberfläche, sondern um $400\ \mu\text{m}$ in $-z$ -Richtung verschoben. Dies verändert das Verhältnis von x - und z -Komponente des Magnetfelds, im Verhältnis zu einem identischen Leiter auf dem Chip ist der z -Anteil reduziert. Dies und die asymmetrischen Ströme, um den x -Einschluss zu erzeugen, haben Einfluss auf die Form des Fallenpotenzials an der Ringposition. In Abbildung 4.6 sind Schnitte des Fallenpotenzials durch das Minimum oberhalb des Rings dargestellt, die Isopotenziallinien besitzen einen Abstand von $k_B \cdot 50\ \text{nK}$. Es ist zu erkennen, dass der Einfluss der Verschiebung auf die y - und z -Achse klein ist, im Gegensatz zur x -Achse. Dort führt der asymmetrische Einschluss dazu, dass das Potenzial in dieser Richtung nicht der symmetrischen Parabel eines harmonischen Potenzials entspricht. Die Steigungen auf der positiven und negativen Seite des Minimums unterscheiden sich, was dazu führt, dass das Potenzial nicht mehr einer Zigarrenform wie über dem Leiter, sondern einer Tropfenform (vgl. Abb. 4.6) entspricht. Diese Formänderung wird später, wie in Kapitel 5 zu sehen, Einfluss auf die Messergebnisse haben.

¹⁰Das Verhältnis der x - zur z -Komponente des Magnetfelds entspricht $\tan(\theta) = \frac{|B_z|}{|B_x|} = \frac{|r_x|}{|r_z|}$ dem umgekehrten Verhältnis der Abstände r , wobei θ der Winkel zwischen der Oberflächennormalen und dem Abstand der Wolke zum Draht ist.



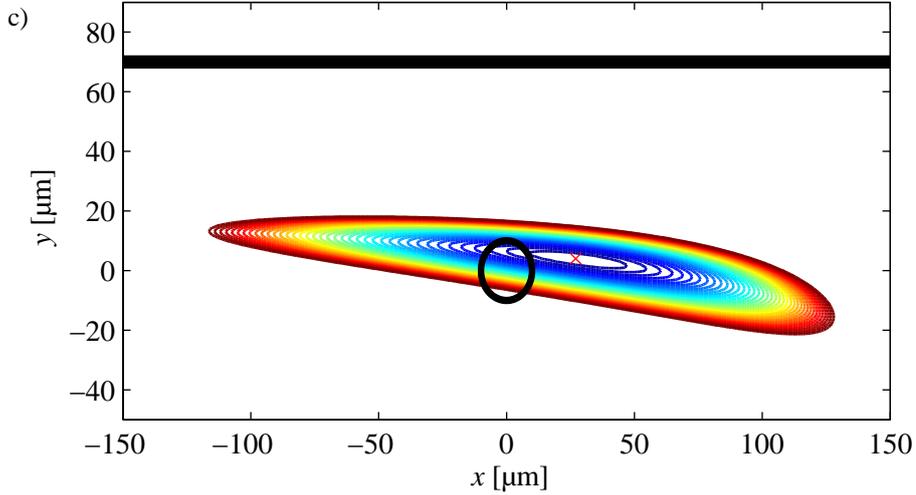


Abbildung 4.6: Konturdiagramm des Potentials oberhalb des Rings für $I_J = -0,27$ A, $B_x = 2,316$ G, $B_y = -0,874$ G, $B_z = -3$ G, $I_{\text{Conf}} = -0,125$ A. Der Abstand der Isopotenziallinien beträgt $k_B \cdot 50$ nK. Die Position des Minimums ist mit einem Kreuz markiert und die Isopotenziallinien besitzen einen Abstand von $k_B \cdot 50$ nK. a) Schnitt durch das Minimum der Falle in der xz -Ebene. Es ist zu erkennen, dass der Einschluss in positiver x -Richtung stärker ist als in negativer, dies führt zu tropfenförmigen Isopotenziallinien. Die Position des Rings ist durch zwei schwarze Striche an der x -Achse gekennzeichnet. b) Schnitt durch das Minimum der Falle in der yz -Ebene. Die Drähte für den longitudinalen Einschluss besitzen in dieser Richtung keinen Einfluss auf die Form. Die Position des Rings ist durch schwarze Striche um den Nullpunkt gekennzeichnet und rechts der Rand des Fallenleiters in schwarz. c) Schnitt durch das Minimum der Falle in der xy -Ebene. Durch den asymmetrischen Einschluss deformiert sich die Falle im Vergleich zu einem harmonischen Potenzial. Die Position des Rings und der Rand des Fallenleiters sind in schwarz gekennzeichnet.

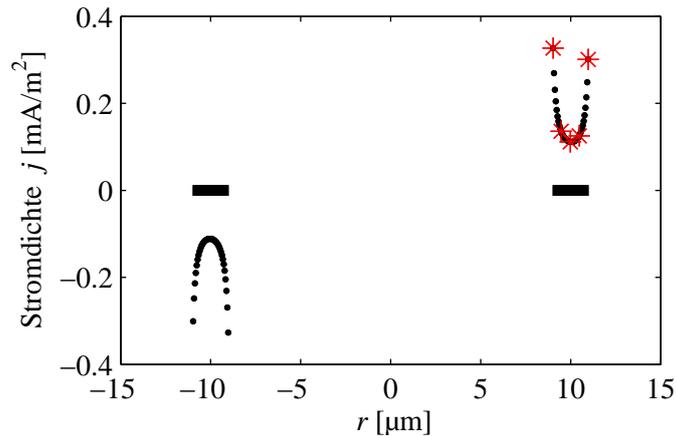


Abbildung 4.7: Stromdichteverteilung in den Leitern des Rings. Für die weiteren Berechnungen werden nur fünf Datenpunkte verwendet, die in rot hervorgehoben sind, da diese ausreichen, um die Form der Stromverteilung widerzuspiegeln.

4.3.2 Falle am Ort des Rings mit Ringfeld

Es muss nun noch der Ring und seine supraleitende Eigenschaft der Flussquantisierung (vgl. Gleichung 2.17) in den Berechnungen des Potentials berücksichtigt werden.

Dazu wird einmalig die supraleitende Stromverteilung (Abb. 4.7) für einen Strom von 1 A im Ringleiter berechnet, die für unterschiedliche Flusszustände n anschließend skaliert wird. Es werden nur fünf Datenpunkte der Stromverteilung verwendet, diese sind in rot hervorgehoben und geben die Form der Stromverteilung wieder. Diese Vereinfachung ist ausreichend, um die erhöhte Stromdichte am Rand des Supraleiters wiederzugeben. Die Datenpunkte werden renormiert, um ebenfalls einem Strom von 1 A zu entsprechen. Mit dieser Stromverteilung wird durch das Biot-Savart-Gesetz komponentenweise das erzeugte Magnetfeld des Rings berechnet. Es wird die Breite des Ringleiters in fünf Teilstücke unterteilt und für jeweils einen Wert der Stromdichte das Feld einer Leiterschleife über das Biot-Savart-Gesetz berechnet und anschließend aufsummiert.

Um den magnetischen Fluss durch den Ring zu berechnen, wird die z -Feldkomponente $B_{z,\text{Ring}}$ aufsummiert. Dies wird für ein Magnetfeld, welches durch den Strom von $I = 1$ A im Ringleiter erzeugt wird für die Kreisfläche von $r_k = \sqrt{x^2 + y^2} = 0 \mu\text{m}$ bis $r_k = \sqrt{x^2 + y^2} \leq 9 \mu\text{m}$, welches dem Innenraum des Rings entspricht, gemacht. Mit

$$\Phi_{\text{Ring}}(I = 1A) = \sum_{r_k} B_{z,\text{Ring}}(r_k) \Delta x \Delta y \quad (4.2)$$

erhält man den Fluss Φ_{Ring} durch den Ring, verursacht durch den Strom im Ringleiter. Wird der Wert $\Phi_{\text{Ring}}(I = 1A)$ durch den Zahlenwert des Flussquants von $\Phi_0 = 2,0678 \cdot 10^{-15} \text{ Tm}^2$ geteilt, erhält man die Anzahl an Flussquanten, die von einem Strom

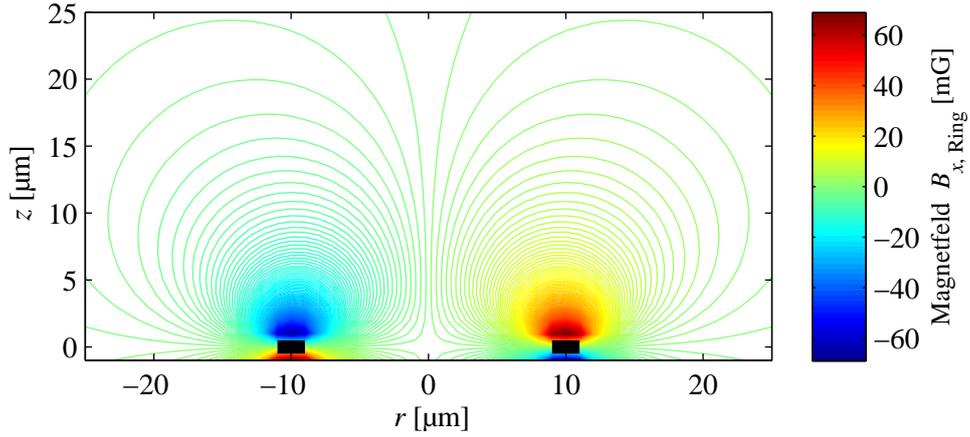


Abbildung 4.8: x -Komponente des Ringfelds für $1 \cdot \Phi_0$, bei einem Schnitt durch die Mitte des Rings. In schwarz dargestellt sind die Leiter des Rings.

von 1 A im Ring erzeugt werden. Der Kehrwert dieser Größe von $55 \mu\text{A}/\Phi_0$ gibt an, wie viel Strom im Ringleiter fließen muss, um ein Flussquant im Ring zu erzeugen.

Abschließend wird der Strom I_{Ring} im Ringleiter für die Anzahl $n \cdot \Phi_0$ an Flussquanten skaliert. Die Anzahl an Flussquanten n wird bestimmt durch das Feld B_f , welches beim Abkühlen angelegt wird (Details in Kapitel 5.1). Diese Größe ergibt einen quantisierten Ringstrom (vgl. Kapitel 2.2.1), der den quantisierten Fluss $n \cdot \Phi_0$ erzeugt. Die x -Komponente des durch ein Flussquant im Ring erzeugten Felds für einen Schnitt durch die Mitte des Rings ist in Abbildung 4.8 zu sehen. Es ist zu erkennen, dass das Vorzeichen des Magnetfelds von einer Ringseite zur anderen wechselt. Es entsteht ein Dipolfeld, welches zu einer räumlichen Modulation des Fallenfelds führt.

Die z -Komponente des Fallenfelds $B_{z,\text{Falle}}$ zum Fangen der Atomwolke erzeugt einen zusätzlichen magnetischen Fluss Φ_{Falle} durch die Ringfläche. Da das Feld der Falle erst nach dem Abkühlen des Rings angelegt wird, ist dieser Beitrag zum Fluss nicht quantisiert. Da der Flusszustand bereits festgelegt ist, wird der zusätzliche Fluss kompensiert. Es werden nach den Maxwell-Gleichungen Ströme im Ringleiter induziert, um den Fluss Φ_{Falle} zu kompensieren. Für die Berechnung des endgültigen Ringstroms wird der Beitrag der Falle in Vielfachen des Flussquants verwendet. Man erhält den Skalierungsfaktor

$$I_{\text{Ring}} = \frac{(\Phi_f - \Phi_{\text{Falle}})}{\Phi_{\text{Ring}}(I = 1\text{A})} \cdot 1\text{A}, \quad (4.3)$$

welcher direkt den nötigen Ringstrom I_{Ring} ergibt, um das Dipolfeld des Rings zu berechnen.

Der Einfluss des Rings auf das Fallenfeld in der x -Komponente ist in Abbildung 4.9 skizziert. Es wird deutlich, dass das Dipolfeld des Rings zu einer Absenkung auf der

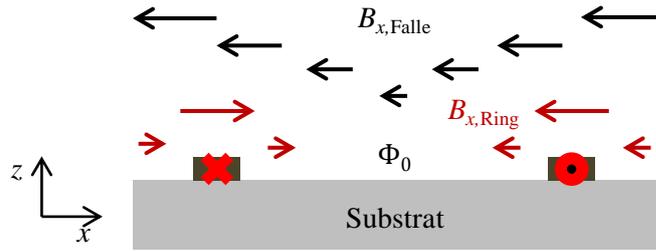


Abbildung 4.9: Dargestellt ist ein Schnitt in der xz -Ebene durch den Ring. Es sind die Ringleiter zu sehen und eingezeichnet ist die Richtung des Stroms durch den Ring. In rot darüber die x -Komponente des durch den Ring erzeugten Dipolfelds und in schwarz die x -Komponente des Fallenfelds. Es ist zu erkennen, dass die Felder auf einer Seite parallel, auf der anderen antiparallel zueinander stehen.

einen Seite und Anhebung auf der anderen Seite des Potentials oberhalb des Ringleiters führt. Das endgültige Potenzial, zusammengesetzt aus Fallenfeldern und Ringfeld, ist exemplarisch in Abbildung 4.10 bis 4.12, für verschiedene n , als Schnitte durch die Position des Minimums gezeigt. Es werden die Falle für Flusszustände, welche $n = -6$ und $n = 2$ entsprechen gezeigt, wobei das Fallenfeld eine Verschiebung in der Größenordnung von $\Phi_{\text{Falle}} = +2\Phi_0$ erzeugt. Deshalb wird nachfolgend auch von einer effektiven Anzahl $n_{\text{eff}} = \frac{\Phi_f}{\Phi_0} + \left\lfloor \frac{\Phi_{\text{Falle}}}{\Phi_0} \right\rfloor$ an Flussquanten gesprochen, wobei der Beitrag des Fallenfelds auf ein ganzzahliges vielfaches eines Flussquants abgerundet wird.

In Abbildung 4.13 ist die Absenkung des Potentials auf der einen Seite oberhalb des Ringleiters zu sehen und auf der anderen die Anhebung. Das Minimum über dem Ringleiter kann als Dimple¹¹ in der Falle, verursacht durch den Ring, betrachtet werden. Die Anhebung ist eine Barriere zwischen dem Bereich der ursprünglichen Z-Falle außerhalb des Ringbereichs und dem Dimple. Es entsteht also ein asymmetrisches Doppelmuldenpotential. Zur Verdeutlichung sind für unterschiedliche Stromrichtungen in Abbildung 4.10 bis 4.12 Schnitte durch das Minimum des Dimples gezeigt. In Abbildung 4.12 sind die Positionen des Dimples, der Barriere und des Minimums der Z-Falle markiert.

Die Position des Dimples hängt von der Orientierung des Flusses ab, beziehungsweise von der Stromrichtung im Ringleiter. Die Position des Dimples und der Barriere springt von einer Ringseite zur anderen um $20\ \mu\text{m}$, wenn sich die Stromrichtung im Ring ändert. Sie tauschen ihre Position. Die Verringerung des Magnetfelds am Ort des Dimples hängt von der Anzahl an Flussquanten n_{eff} , die sich im Ring befinden, ab. Ein Fluss-

¹¹Als Dimple wurde ursprünglich eine energetische Absenkung innerhalb einer Magnetfalle bezeichnet. Diese wurde durch ein zusätzliches Dipolpotential erzeugt, welches eine kleinere Ausdehnung hatte als die Magnetfalle [116].

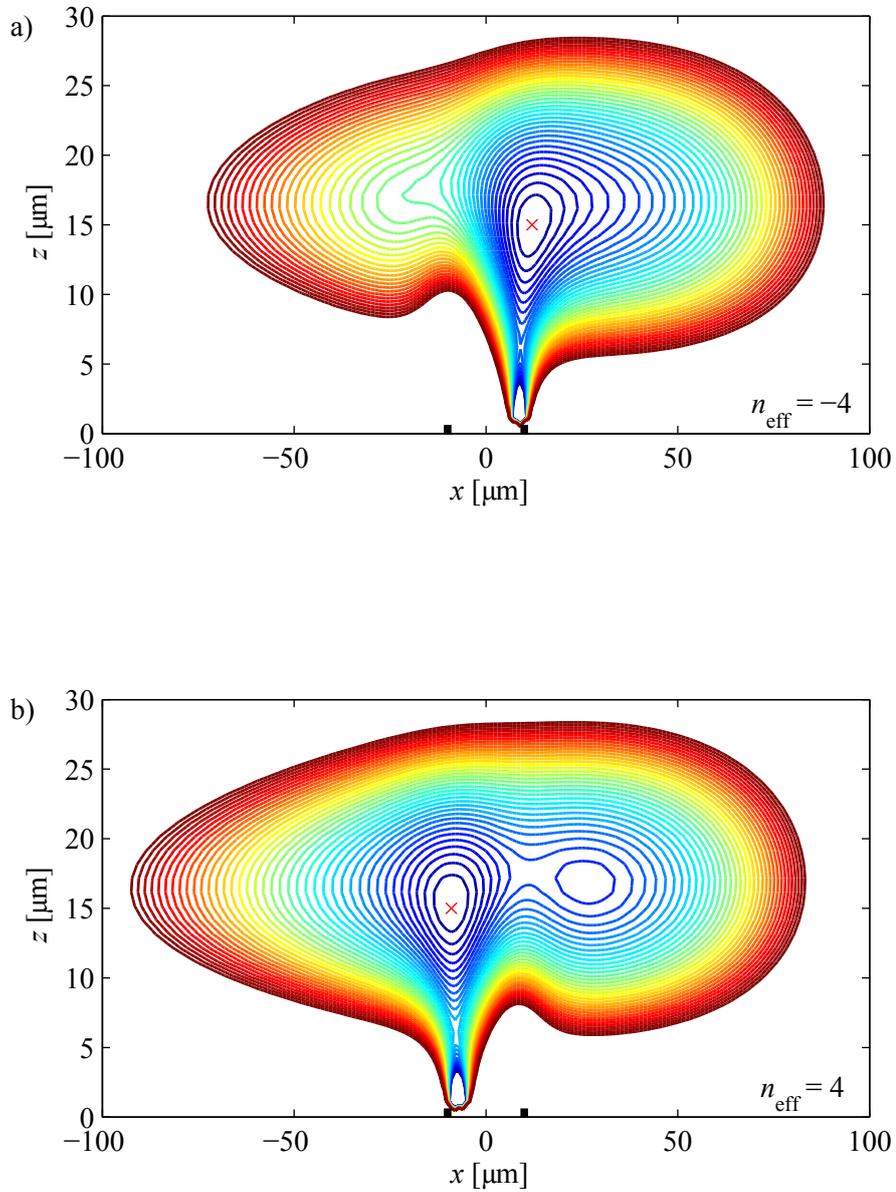


Abbildung 4.10: Schnitt durch die xz -Ebene (Isopotenziallinien $k_B \cdot 50 \text{ nK}$). Die räumliche Modulation des Potentials in x -Richtung ist zu erkennen. Es bildet sich oberhalb des Rings ein Dimple. Die Position des Dimples versetzt sich um den Ringdurchmesser für die entgegengesetzte Stromrichtung im Bild oben und unten dargestellt.

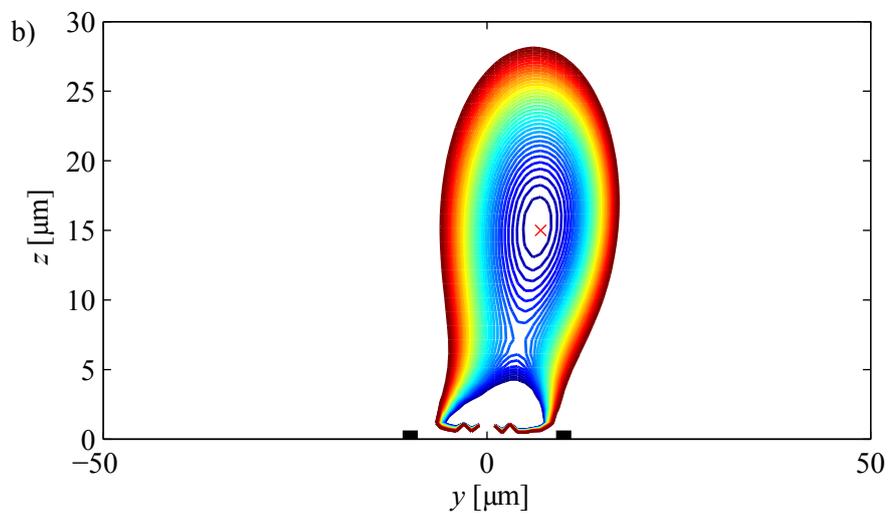
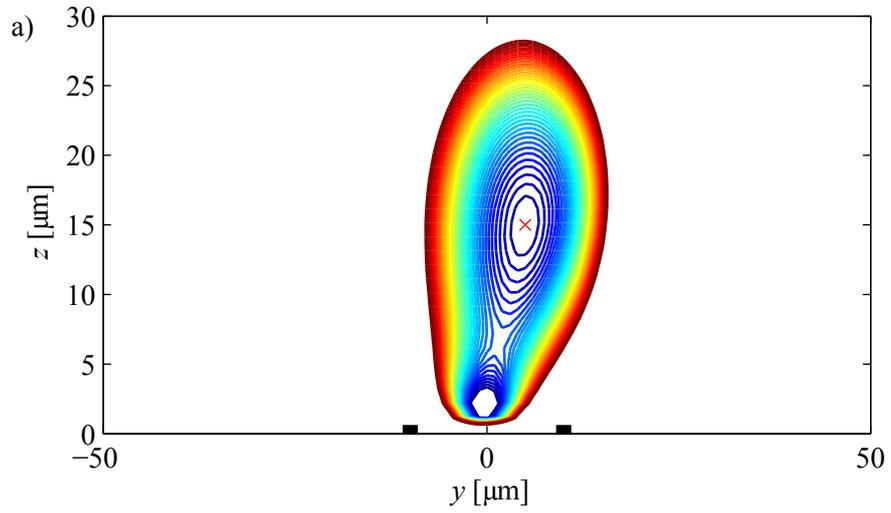


Abbildung 4.11: Schnitt durch die yz -Ebene (Isopotenziallinien $k_B \cdot 50 \text{ nK}$). Es ist zu sehen, dass der Ringeinfluss entlang der y -Richtung gering ist, da die Falle in dieser Richtung einen deutlich stärkeren Einschluss hat.

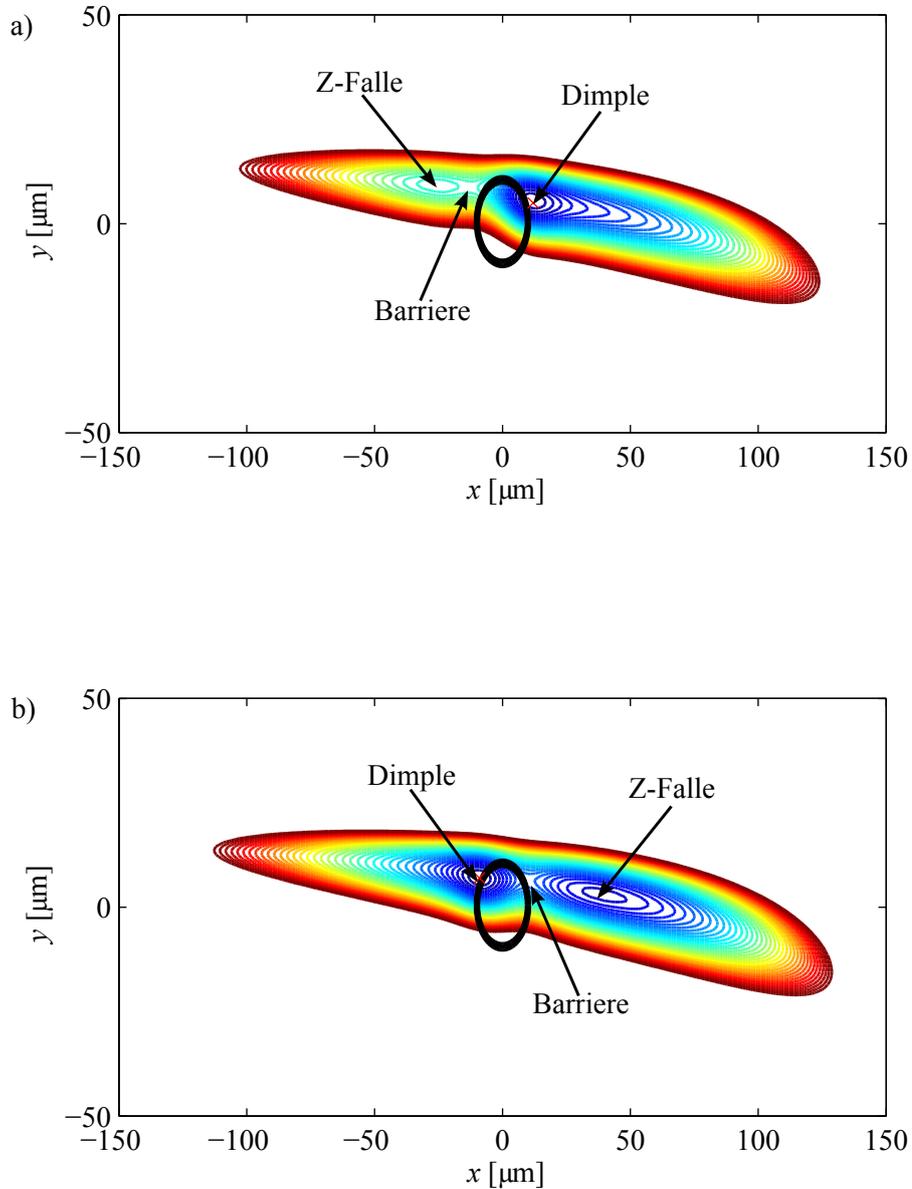


Abbildung 4.12: Schnitt durch das Minimum der Falle in der xy -Ebene für effektiv vier Flussquanten im Ring (Isopotenziallinien $k_B \cdot 50$ nK). Es ist zu erkennen, dass sich zwei Minima bilden, eines oberhalb des Ringleiters, das andere neben dem Ring. Es ist zu erkennen, dass sich die Position der Minima für die gezeigten Flusszustände für die gezeigten Flusszustände $n_{\text{eff}} = -4$ oben und $n_{\text{eff}} = +4$ unten austauschen.

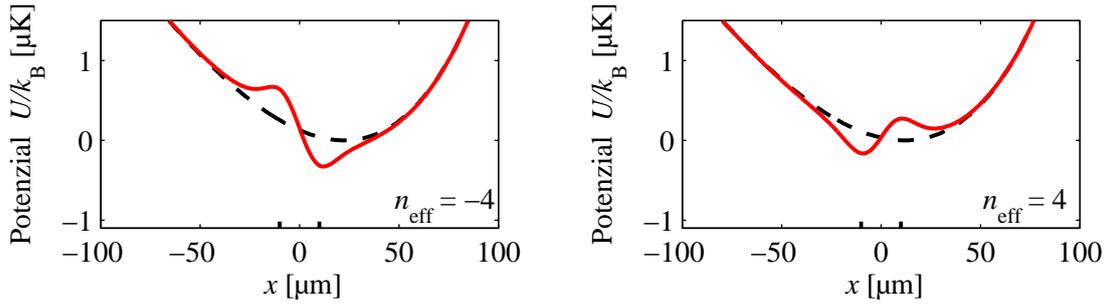


Abbildung 4.13: Fallenpotenzial entlang der x -Richtung durch das Minimum in Einheiten der Temperatur für die ungestörte Z-Falle (schwarz, gestrichelt) und die Falle mit dem Ringfeld (rot). Es sind die Fälle gezeigt für $n_{\text{eff}} = -4$ links und $n_{\text{eff}} = +4$ rechts.

quant führt zu einer Absenkung des Magnetfelds auf einer Seite des Ringleiters von circa 3 mG, im Vergleich mit der ungestörten Z-Falle und liegt damit in einer Größenordnung, die messbar ist. Dies entspricht einer Absenkung der Energie, in Einheiten der Temperatur, in der Größenordnung von $k_B \cdot 100$ nK für den Zustand $|F = 1, m_F = -1\rangle$, wie in Abbildung 4.13 für $n_{\text{eff}} = \mp 4$ Flussquanten dargestellt. Wie ebenfalls zu erkennen ist, führt nicht jedes Flussquant zur gleichen Reduzierung des Felds im Vergleich zur ungestörten Falle, da die Potenzialform asymmetrisch ist. Zur Vervollständigung befindet sich in Anhang A eine Serie an Potenzialen in der xz -Ebene, wie auch Schnitte entlang der x -Achse und z -Achse durch das Minimum des Dimples, für Flusszustände von $n_{\text{eff}} = -5$ bis $+8$.

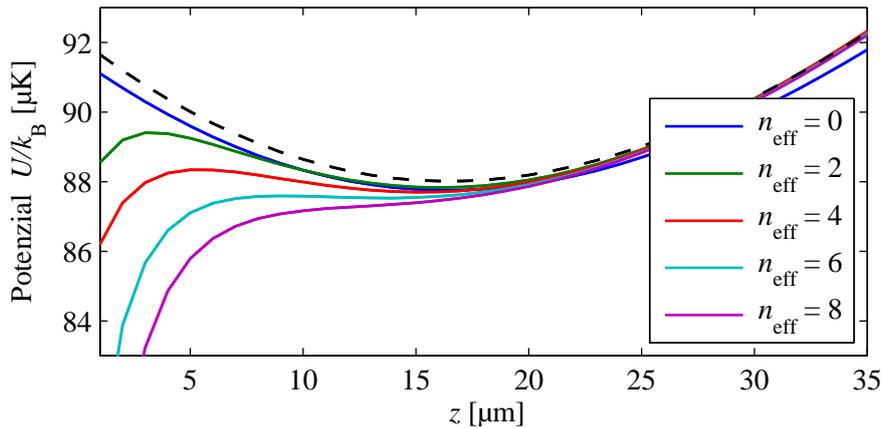


Abbildung 4.14: Potenzialverlauf entlang der z -Achse oberhalb des Rings für verschiedene Anzahlen an Flussquanten. Für mehr Flussquanten im Ring nimmt die Barrierenhöhe zur Oberfläche ab, bis zum vollständigen Öffnen der Falle.

Des Weiteren ändert sich mit der Absenkung des Minimums des Dimples ebenfalls die

Höhe der Barriere zwischen den beiden Minima des Doppelmuldenpotenzials. Zuletzt soll noch gezeigt werden, dass sich ebenfalls die Barriere zwischen dem Minimum des Dimples und der Oberfläche des Chips, also dem Ringleiter, verringert. In Abbildung 4.10 und 4.11 ist das Öffnen der Falle an der Position des Dimples zur Oberfläche hin zu sehen. In Abbildung 4.14 ist der Potenzialverlauf entlang der z -Achse durch die Position des Minimums, des Dimples, für verschiedene Anzahlen eingefrorener Flussquanten gezeigt. Es ist zu erkennen, dass die Barrierenhöhe, also die Falltiefe zwischen Falle und Oberfläche für eine steigende Anzahl an Flussquanten abnimmt, bis zum völligen Verschwinden der Barriere.

Durch die abnehmende Barrierenhöhe entsteht ein Verlustkanal für die Atome. Dadurch wird die Anzahl der speicherbaren Atome und deren Temperatur begrenzt. Die Konsequenzen für die Atomwolke in der Falle werden nachfolgend in Kapitel 5 diskutiert.

4.4 Beschreibung thermischer Wolken in der Falle

Nachfolgend soll beschrieben werden, wie sich die Atomzahl N , Dichte n_{at} , Temperatur T und Volumen V der thermischen Wolke in einer Potenziallandschaft verhalten und zusammenhängen. Die Atomwolke wird als ideales, dünnes, thermalisiertes Gas im Fallenpotenzial angenommen. Die Wahrscheinlichkeit W , ein Atom mit der Energie E_s vorzufinden, folgt der Boltzmannverteilung

$$W(E_s) \propto e^{-E_s/k_B T}. \quad (4.4)$$

Sie gibt im kanonischen Ensemble die Wahrscheinlichkeit an, ein Teilchen aus der Wolke im spezifischen Zustand mit der Energie E_s zu finden [117]. Die Proportionalitätskonstante in Gleichung 4.4 ergibt sich aus der Normierung mit der Summe aller Wahrscheinlichkeiten, der Zustandssumme $Z = \sum_s e^{-E_s/k_B T}$, über alle möglichen Zustände E_s . Die Energie setzt sich dabei aus einem kinetischen und einem potenziellen Anteil zusammen.

Im allgemeinsten Fall muss der Phasenraum betrachtet werden und damit die Wahrscheinlichkeit, ein Atom am Ort \vec{r} mit dem Impuls \vec{p} vorzufinden. Der Impuls kann allerdings vom Ort separiert werden, geht man von der Hamiltonfunktion

$$H(\vec{r}, \vec{p}) = \frac{\vec{p}^2}{2m} + U(\vec{r}) \quad (4.5)$$

aus, wobei $U(\vec{r})$ das Fallenpotenzial beschreibt. Die Wahrscheinlichkeit, ein Atom an der Position \vec{r} zu finden, beziehungsweise die Dichte am Ort \vec{r} , ergibt sich nach Integration über alle Impulszustände zu

$$W(\vec{r}) \propto e^{-U(\vec{r})/k_B T} \int_0^\infty e^{-\vec{p}^2/2mk_B T} d\vec{p}, \quad (4.6)$$

indem über alle möglichen Impulszustände integriert wird. So kann die Dichteverteilung geschrieben werden als

$$n_{\text{at}}(\vec{r}) = N \cdot W(\vec{r}) = N \frac{e^{-U(\vec{r})/k_B T}}{Z(\vec{r})}, \quad (4.7)$$

wobei die Amplitude die Atomzahl in der Falle ist und die Zustandssumme vom Ort abhängt. Integriert man die Dichte über den Ortsraum, so erhält man die Atomzahl in der Falle. Anders ausgedrückt ist die Anzahl der Atome im jeweiligen Raumvolumen $n_{\text{at}}(\vec{r})$ direkt proportional zur Besetzungswahrscheinlichkeit [118, 119]

$$n_{\text{at}}(\vec{r}) \propto e^{-U(\vec{r})/k_B T}. \quad (4.8)$$

Im Normalfall wird dieser Zusammenhang genutzt, um für eine Falle $U(\vec{r})$ die Dichte als Funktion der Temperatur und der Teilchenzahl zu beschreiben.

In Kapitel 5.3.3 wird später beschrieben, welche Anpassungen gemacht wurden, um den Fall einer sich veränderten Falle zu beschreiben.

Ein weiterer Punkt, der durch die in Kapitel 4.3.2 diskutierte reduzierte Fallentiefe relevant wird, ist die Beschreibung von Atomzahlverlusten, wenn zu energiereiche Atome aus der Falle verloren gehen.

Beim evaporativen Kühlen werden absichtlich die energiereichsten Atome aus der Falle mit der Zeit entfernt, mit dem Ziel die Phasenraumdicke zu erhöhen. Hier werden die energiereichsten Atome für verschiedene Flusszustände entfernt. Der Sachverhalt ähnelt also dem hier vorliegenden Fall einer sich immer weiter öffnenden Falle. Für das evaporative Kühlen wurden bereits Beschreibungen [100, 120, 121] entwickelt, um die Veränderung der Teilchenzahl unter anderem mit der Temperatur in Verbindung zu setzen. Diese sollen nachfolgend diskutiert werden.

Eine kalte Atomwolke in der Falle ist ein gut isoliertes System. Wird ein Atom aus der Wolke entfernt, so nimmt das Atom die Energie

$$\frac{dE}{dN} = (\eta + \kappa)k_B T \quad (4.9)$$

mit aus der Wolke [120]. Dabei bezeichnet $\kappa k_B T$ die kinetische Energie des Atoms nach Verlassen der Falle und η die Fallentiefe in Einheiten der Temperatur. Die potenzielle Energie entspricht der Fallentiefe, wenn das Atom die Falle verlässt. Die gesamte Energie aller Atome in der Falle, zusammengesetzt aus der mittleren potenziellen Energie (δ) und der kinetischen Energie, ist

$$E = N \left(\frac{3}{2} + \delta \right) k_B T. \quad (4.10)$$

Löst man diese Gleichung nach der Temperatur T auf und leitet nach der Atomzahl N ab, erhält man

$$\frac{dT}{dN} = \frac{1}{(3/2 + \delta) k_B} \left(-\frac{E}{N^2} + \frac{1}{N} \cdot \frac{dE}{dN} \right). \quad (4.11)$$

Diese Gleichung gibt an, wie sich die Temperatur mit der Teilchenzahl ändert. Einsetzen von Gleichung 4.9 ergibt

$$\frac{dT}{dN} = \left(\frac{\eta + \kappa}{3/2 + \delta} - 1 \right) \frac{T}{N} = \alpha \cdot \frac{T}{N}, \quad (4.12)$$

woraus folgt, dass

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{N}{N_0} \right)^\alpha \quad (4.13)$$

gilt. Das liefert einen Zusammenhang zwischen dem Verhältnis der verbliebenen Teilchenzahl und der Temperaturänderung und damit zwischen Teilchenzahl und Fallentiefe. Die Beschreibung des evaporativen Kühlens soll später auf die Veränderung der Falle durch die Flussquanten angewandt werden. Der Proportionalitätsfaktor α zwischen der Temperatur und der Atomzahl gibt an, ob die Temperatur überproportional zur Atomzahl fällt. Im klassischen Fall des evaporativen Kühlens ist ein möglichst großer Wert

Größe		\mathbf{x}
Atomzahl	N	1
Temperatur	T	α
Volumen	V	$\delta\alpha$
Dichte	n	$1 - \delta\alpha$
Phasenraumdichte	Λ	$1 - \alpha \left(\delta + \frac{3}{2} \right)$

Tabelle 4.1: Skalierungsgesetze für evaporatives Kühlen nach [100, 122]. Jede Größe skaliert mit N^x .

wünschenswert, um bei geringen Atomzahlverlusten zu möglichst tiefen Temperaturen und damit zu einem Bose-Einstein-Kondensat zu gelangen, wobei für die Zeitspanne die Lebensdauer der Wolke beachtet werden muss.

Für Potenziale, die durch ein Potenzgesetz¹² $U_0 |r|^q$ beschrieben werden können, ist es möglich, α abzuschätzen und weitere Skalierungsgesetze aufzustellen, wie in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

¹²Für harmonische Potenziale gilt $U_0 |r|^2$, mit $q = 2$.

Kapitel 5

Messungen

In diesem Kapitel soll auf die Messungen eingegangen werden, die an dem zuvor diskutierten Set-up durchgeführt wurden. Es wird dargestellt, wie die Präparation des Flusszustands des Rings abläuft und wie die kalte Atomwolke in die Umgebung des Rings gebracht wird. Des Weiteren wird die Auswertung der Absorptionenaufnahmen erläutert und die experimentellen Ergebnisse werden dargestellt und interpretiert.

Die Präparierung des Flusszustands des Rings und die Messung des Einflusses der Flussquanten auf die kalte Atomwolke ist technisch nicht gleichzeitig möglich, sondern muss zeitlich nacheinander erfolgen. Dies ist der Fall, da die Strukturen zum Erzeugen des magnetischen Fallenpotenzials supraleitend sein müssen. Deshalb wird dies nachfolgend auch getrennt erläutert.

5.1 Präparierung der Flusszustände im supraleitenden Ring

Um die Anzahl der Flussquanten in einem supraleitenden Ring zu ändern, muss dieser in den normalleitenden Zustand gebracht werden. Dies geschieht durch Erwärmen des gesamten Chips. Dazu ist am Heliumdurchflusskryostat ein Ohm'scher Heizer angebracht. Der Heizer erwärmt den gesamten Chip auf 11 K und somit über die Niob-Sprungtemperatur von 9,2 K, wobei gleichzeitig der Heliumdurchfluss konstant bleibt. Im normalleitenden Zustand wird nun durch zwei extern angebrachte Spulen (Offsetspulen z -Richtung) ein homogenes Magnetfeld B_f senkrecht zur Chipoberfläche angelegt, wie in Abbildung 5.1a) skizziert.

Bei angelegtem Magnetfeld wird der Heizer ausgeschaltet und der Chip kühlt wieder unter die kritische Temperatur T_C , bis zum Endwert von 4,2 K ab. In dem Moment, in dem der Ring die Sprungtemperatur erreicht, ist sein Flusszustand durch das externe Feld B_f und den Suprastrom I_{SC} ¹ festgelegt. Das externe Feld kann dabei beliebige Werte annehmen. Der magnetische Fluss durch den Ring wird aber auf das nächste

¹ $\Phi_{SC} = LI_{SC}$ mit einer Induktivität von $L = 38$ pH, berechnet aus der Ringgeometrie nach [123].

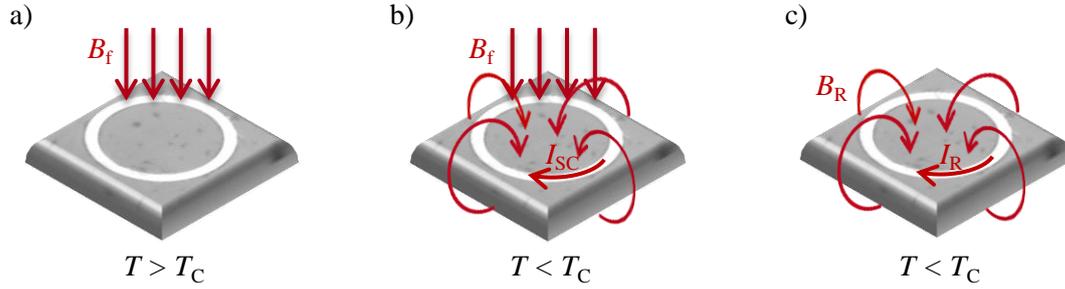


Abbildung 5.1: Dargestellt sind die Schritte, um den Flusszustand des Rings zu präparieren. a) Der Chip befindet sich oberhalb der kritischen Temperatur T_C und ein homogenes Magnetfeld B_f senkrecht zur Oberfläche wird angelegt. b) Bei Abkühlen werden Supraströme I_{SC} induziert, um der Flussquantisierung zu genügen. c) Das homogene Magnetfeld wird abgeschaltet und Ströme werden induziert, um das Magnetfeld im Ring B_R zu erhalten.

ganzahlige Vielfache n des Flusses Φ_f/Φ_0 auf- oder abgerundet. Dies geschieht durch den Suprastrom I_{SC} im Ring (vgl. Abb. 5.1 b)).

Nachdem der Flusszustand n festgelegt ist, wird das externe Feld abgeschaltet. Das Abschalten induziert Ströme I_L in den Ring, welche das Magnetfeld durch den Ring erhalten. Der gesamte quantisierte magnetische Fluss durch die Ringoberfläche wird nur noch vom Suprastrom $I_R = I_{SC} + I_L$ des Rings erzeugt (vgl. Abb. 5.1 c)).

Es soll nun das erforderliche Magnetfeld berechnet werden, um den Fluss im Ring um ein Flussquant

$$1 \cdot \Phi_0 = \frac{h}{2e} = 2,067\,833 \cdot 10^{-15} \text{ Tm}^2 \quad (5.1)$$

zu ändern [124]. Der magnetische Fluss durch den Ring

$$n \cdot \Phi_0 = \Phi = \int \vec{B}_R \cdot d\vec{F} \quad (5.2)$$

ist gegeben als das Magnetfeld durch die Ringfläche F .

Bei der Berechnung der Ringfläche muss berücksichtigt werden, dass die Leiterbreite des Rings von $2\,\mu\text{m}$ durch den Meißner-Effekt Teile des Magnetfelds in die Ringöffnung fokussieren. Aus diesem Grund ist es notwendig, eine effektive Fläche F_{eff} des Rings heranzuziehen. Nach [123, 125] gilt

$$1 \cdot \Phi_0 = \Delta B_f F_{\text{eff}} = \Delta B_f \pi r_i r_a, \quad (5.3)$$

mit dem innen Radius $r_i = 9\,\mu\text{m}$ und dem außen Radius $r_a = 11\,\mu\text{m}$. Die Gleichung ist gültig für den Fall, dass $\lambda_L^2/d \rightarrow 0$, also die London'sche Eindringtiefe im Vergleich

zur Dicke des Leiters klein ist und $\frac{r_i}{r_a} \rightarrow 1$, also kleine Leiterbreiten. Dies ist im vorliegenden Fall, in dem λ_L im Bereich von hundert Nanometern und die Schichtdicke $d = 500$ nm ist, gegeben. Es ist also ein Magnetfeld B_f von 66,5 mG nötig, um den Fluss im Ring um ein Flussquant zu ändern.

Das externe Feld B_f wird durch die externen Offset-Spulen erzeugt. Um die Stärke einstellen zu können, wurde das Magnetfeld zuvor mit einer Mikrowellenspektroskopie der Rubidium-87 Grundzustände $|F = 1, m_F = -1\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$ kalibriert (Details in Anhang B.3). Dies erfolgte mit Atomen in der optischen Dipolfalle, die sich unterhalb des Chips an der Umladeposition befanden. Es ergibt sich eine Korrektur des Nullpunktes² um 0,167 mA und eine Steigung von 1,643 kHz/mA beziehungsweise 2,34 mG/mA für die z -Richtung.

Mit der Berechnung des notwendigen Magnetfelds zum Ändern des Flusses um $\pm 1\Phi_0$ lässt sich berechnen, dass eine Änderung des Spulenstroms in den externen Spulen um 28,4 mA eine Änderung des Flusszustands um $1\Phi_0$ bewirkt.

Das Magnetfeld im Labor ist besser als 5 mG bekannt, obwohl es durch äußere Quellen, Fluktuationen und Verschiebungen beeinflusst wird.

5.2 Transport der kalten Atomwolke über die Ringposition

Wie in Abschnitt 3.3.3 beschrieben, ist der Ring gegen die Mitte des Fallenleiters sowohl in x - als auch in y -Richtung verschoben. Die Atomwolke hingegen befindet sich, wie in Kapitel 4.2 gezeigt, anfänglich oberhalb des Zentralleiters und muss erst über den Ring verschoben werden.

Der Abstand der Atomwolke zum Zentralleiter wird vom Strom I_J im Fallenleiter und der Stärke des angelegten Bias-Felds B_{Bias} bestimmt. Eine Erhöhung des Fallenstroms erhöht den Abstand zum Chip, wohingegen eine Erhöhung des Bias-Felds den Abstand zum Chip verringert (vgl. Kapitel 4.2). Wird das Bias-Feld in y -Richtung angelegt, befindet sich das Fallenminimum über dem Zentralleiter. Durch Anlegen eines weiteren Felds in z -Richtung müssen beide vektoriell addiert werden. Durch die vektorielle Addition der Felder ergibt sich für das Bias-Feld $\vec{B}_{\text{Bias}} = \vec{B}_y + \vec{B}_z$ ein Winkel β zur Chipoberfläche. Wie in Abbildung 5.2 zu sehen, entspricht der Winkel β des Bias-Felds zur Chipoberfläche dem Winkel der Atomwolke zur Oberflächennormalen. Eine stetige Erhöhung des z -Felds unter Beibehaltung des Betrags des Bias-Felds $|B_{\text{Bias}}|$ führt zu einer Drehung der Fallenposition mit einem festen Abstand zum Zentralleiter.

Um das Fallenminimum in x -Richtung verschieben zu können, werden neben dem Z -

²In der z -Richtung wird ebenfalls der Einfluss des Erdmagnetfelds kompensiert, dies geschieht allerdings während des gesamten experimentellen Zyklus und ist bereits berücksichtigt.

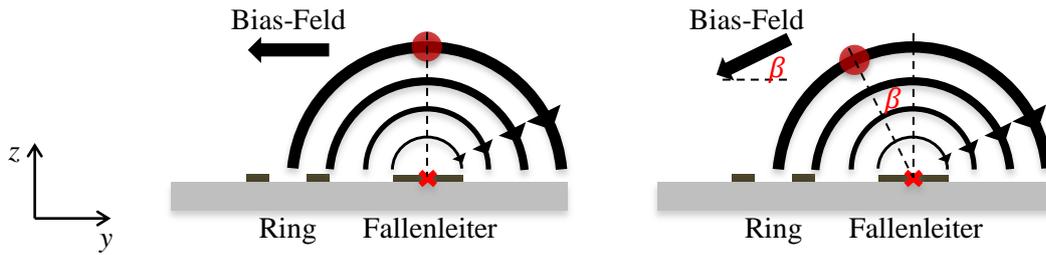


Abbildung 5.2: Das Positionieren der Atomwolke geschieht in der yz -Ebene durch Drehen des Bias-Felds, wobei die Position des Zentralleiters die Drehachse darstellt. Links das Bias-Feld in y -Richtung und rechts eine Addition aus y - und z -Komponente. In schwarz das radiale Feld des Zentralleiters und das homogene Bias-Feld. In rot wurde die resultierende Position der Wolke angedeutet.

förmigen Fallenleiter ein weiterer stromführender Confinement-Draht benötigt, wie in Abbildung 3.7 und Kapitel 4.2 zu sehen.

Fließt durch beide Drähte Strom parallel zu den Z-Fallenleiterärmchen, so erhöht sich der longitudinale Einschluss entlang der x -Achse. Durch den zusätzlichen Draht entsteht eine Art H-Falle (vgl. Abschnitt 4.1).

In der in y -Richtung verschobenen Position oberhalb des Rings trägt hauptsächlich nur noch ein Z-Arm zum Fallenfeld bei, es muss also der gegenüberliegende Confinement-Draht verwendet werden, um einen guten longitudinalen Einschluss der Wolke zu erreichen. Die Stromstärke des Confinement-Drahts kann unabhängig vom Z-Leiter eingestellt werden, so dass der Einschluss beziehungsweise das Potenzial auf einer Seite erhöht werden kann und das Fallenminimum entfernt sich dadurch vom stromdurchflossenen Confinement-Draht. Um das Fallenminimum $200\ \mu\text{m}$ in x -Richtung von der Mitte des Zentralleiters zu verschieben, wird der Confinement-Draht, dessen Verlauf in Abbildung 3.7 grün gestrichelt dargestellt ist, angeschlossen.

Die Positionen des Wegs zum Ring sind in Abbildung 5.4 zu sehen. Der Weg der Atomwolke im experimentellen Zyklus ist in zwei Abschnitte unterteilt. Als Ausgangspunkt wird die Kühlposition oberhalb des Zentralleiters (Berechnung Kapitel 4.2, in Abbildung 5.4 durch grüne Ringe markiert) in einem Abstand von circa $200\ \mu\text{m}$ von der Chipoberfläche verwendet. In dieser Position findet das Radiofrequenzkühlen der Wolke statt, womit die Temperatur festgelegt wird. Von dieser Position aus wird die Atomwolke in $500\ \text{ms}$ über dem Chip verschoben, so dass sie sich in einer Höhe von circa $50\ \mu\text{m}$ über dem Ring befindet (in Abbildung 5.4 durch blaue Sterne markiert). In dieser Höhe über dem Ring kann der Einfluss der Ringfelder auf das Fallenpotenzial vernachlässigt werden. Eine Absorptionaufnahme der Wolke, aufgenommen in Refle-

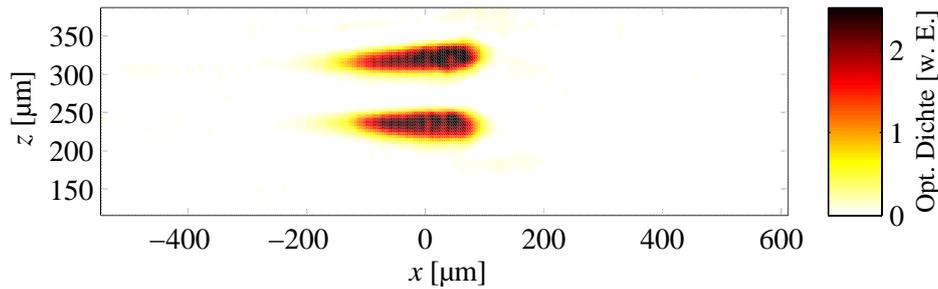


Abbildung 5.3: Reflexionsabbildung einer Wolke in einem Abstand von circa $50\ \mu\text{m}$ über dem Ring, der Ringeinfluss ist noch nicht zu erkennen. Es sind sowohl das direkte Bild als auch das Spiegelbild zu erkennen. Von dieser Position wird die Wolke durch Reduktion der Höhe in den Einflussbereich des Rings gebracht.

xion, in dieser Position ist in Abbildung 5.3 zu sehen. Die Wolke besitzt an dieser Position eine Ausdehnung³ in x -Richtung von circa $169\ \mu\text{m}$, wobei die maximale Dichte bei größeren x -Werten liegt im Vergleich zur geometrischen Mitte (Tropfenform vgl. Kapitel 4.3.1).

Im zweiten Schritt wird die Höhe ebenfalls in $500\ \text{ms}$ reduziert und die Atome gelangen in den Einflussbereich des Rings (in Abbildung 5.4 durch cyane Vierecke markiert). Dieser Schritt reduziert möglichst nur den Abstand zur Oberfläche ohne, eine Verschiebung in xy -Richtung zu verursachen. Dadurch soll verhindert werden, dass sich die Atomwolke erhitzt oder Schwingungen angeregt werden und die Wolke beim Transport für verschiedene Flusszustände unterschiedlich beeinflusst wird.

Um die Position der Wolke zu überprüfen, wurden Reflexionsabbildungen entlang der x - und y -Achse genutzt, deren Prinzip in 3.4 erklärt ist. Durch die Abbildungen kann die Position der Wolke in allen drei Raumdimensionen bestimmt werden.

In der y -Koordinate dient die Mitte des Zentralleiters als Referenzpunkt (in Abbildung 5.4 durch ein rotes Kreuz markiert). Die Position der Mitte des Zentralleiters kann eindeutig bestimmt werden, indem die homogenen Felder beibehalten und nur der Strom im Zentralleiter reduziert wird, so dass sich die Wolke geradlinig auf die Mitte des Zentralleiters zubewegt, wie in Abbildung 5.4 zu sehen. Die Positionen oberhalb des Zentralleiters, durch grüne Kreise dargestellt, dienen dazu die Mitte des Leiters zu bestimmen. Die verschiedenen Höhen entsprechen verschiedenen Leiterströmen ($I_J = 0,25\text{A}$, $I_J = 0,2\text{A}$, $I_J = 0,15\text{A}$, $I_J = 0,1\text{A}$).

Die z -Position ist der Abstand zum Chip, der durch den Abstand der beiden Wolken in der Reflexionsabbildung bestimmt wird (vgl. Kapitel 3.4).

³Zur Bestimmung der Ausdehnung wurde eine Gaußfunktion angepasst, obwohl die Form der Wolke davon abweicht.

In der Ausgangsposition oberhalb des Zentralleiters befindet sich die Wolke in x -Richtung mittig zwischen beiden Z-Armen, welche in Abbildung 5.4 durch das rote Kreuz markiert ist. Diese Position ist um $-200\ \mu\text{m}$ in x -Richtung zur Mitte des Rings verschoben. Um die Wolke zu verschieben, wird der Strom durch den Confinement-Draht angepasst. Dass die x -Position über dem Ring liegt, wird über den Einfluss des Rings bestimmt, also durch die modifizierte Dichteverteilung der Atome. Der Ring wird mit angelegtem Einfrierfeld B_f eingekühlt, wobei dies mindestens zweimal mit unterschiedlichem Vorzeichen von B_f geschieht. Wie in Kapitel 4.3.2 gezeigt ist, führt das Ringfeld zu einer Art Doppelmuldenpotenzial, welches sich in der Dichteverteilung der Atome widerspiegelt. Für den Vorzeichenwechsel des Flusses im Ring wird die Position des Dimples und der Barriere getauscht (siehe Abbildung 4.13). Dadurch wird sichergestellt, dass die Dichtemodulation vom Ring verursacht wird. Einige Beispiele solcher Absorptionsaufnahmen sind in Abbildung 5.8 zu sehen. Diese Modulation wird möglichst mittig in die Ausdehnung der Atomwolke gerückt, so dass sich der Ring möglichst mittig über der Wolke befindet. In Abbildung 5.4 sind beide Positionen der Potenzialminima, durch blaue Vierecke eingezeichnet, die des Dimples über dem Ring und der Z-Falle neben dem Ring.

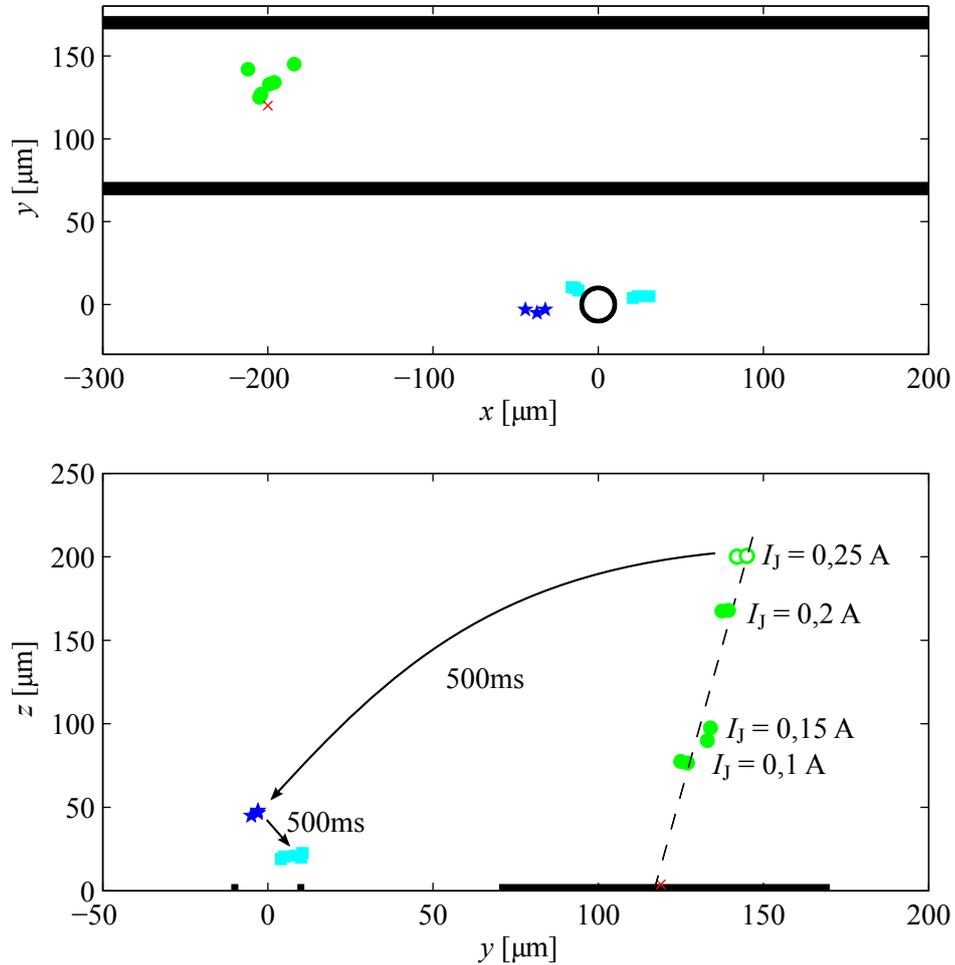


Abbildung 5.4: Gemessener Weg der Atomwolke im Experiment von der Position oberhalb des Zentralleiters zum Ring in der xy - und der yz -Ebene. Die jeweiligen Positionen wurden mehrfach durch Reflektionsabsorptionsspektroskopie der Atomwolke bestimmt. In grünen Kreisen dargestellt die Position oberhalb des Zentralleiters, für verschiedene Ströme im Leiter. Der ungefüllte Kreis ist die Kühlposition, von der aus die Wolke verschoben wird. In blauen Sternen die Position nach dem ersten Verschiebeschritt über die Ringposition. In cyanen Vierecken die endgültige Position, an der die Messungen erfolgten, bei einem verringerten Abstand zur Oberfläche.

5.3 Auswirkungen des Rings auf das Potenzial und die Atomwolke

Wie in Kapitel 4.1 beschrieben, wird das Potenzial in dem die Atome gefangen werden, nur durch Magnetfelder erzeugt. Im magnetischen Potenzial $U_{\text{mag}}(r) = g_F \mu_F m_F |\vec{B}(r)|$ werden die Rubidiumatome im „low-field-seeking“ Zustand $|F = 1, m_F = -1\rangle$ gefangen.

Die größte Auswirkung hat das Ringfeld auf die x -Komponente des Fallenfelds. Wie in Kapitel 4.3.2 ausgeführt, führt dies zu einem Doppelmuldenpotenzial in x -Richtung. Das Dipolfeld des Rings hat auch Komponenten in y - und z -Richtung. Deren Einfluss ist allerdings deutlich schwächer, weil die Ausdehnungen der Atomwolke in diesen Richtungen in der Größenordnung des Rings liegt. In diesen Richtungen wird die Falle in der Größenordnung von Mikrometern verschoben. In z -Richtung bewegt sich das Fallenminimum mit steigender Anzahl an Flussquanten auf die Chipoberfläche zu. Es gibt aber keine Modulation der Falle durch den Ringeinfluss in der y - und z -Richtung.

Durch den Ring ergibt sich also hauptsächlich eine Modulation des Fallenpotenzials in x -Richtung. Durch diese Modulation und der damit einhergehenden Änderung der Krümmung des Potenzials ändert sich die Fallenfrequenz der Atome am Ort des Dimples abhängig von der Anzahl der Flussquanten im Ring. Des Weiteren hat die Modulation Einfluss auf die Dichteverteilung der Atome in der Falle. Zuletzt wird auch die Atomzahl in der Falle von der Anzahl der Flussquanten abhängen, da die Tiefe der Falle von deren Anzahl abhängt.

5.3.1 Fallenfrequenzänderung durch Flussquanten im Ring

Um die Änderung der Fallenfrequenz durch die unterschiedlichen Flusszustände zu detektieren, ist es notwendig, dass ausschließlich der Dimple oberhalb des Rings gefüllt wird. Werden auch Teile der Z -Falle mit Atomen befüllt, so existieren zwei getrennte Atomwolken und damit zwei verschiedene Fallenfrequenzen. Die beiden Frequenzen können in einer Messung nicht getrennt werden, da zwei Teilwolken entstehen, die beim Messen der Frequenz ineinander schwingen und deren Position nicht eindeutig zugeordnet und damit getrennt werden kann.

Um zu verhindern beziehungsweise zu gewährleisten, dass nur der Dimple befüllt wird, wird eine möglichst kleine und kalte Wolke benötigt. Es wird ein Bose-Einstein-Kondensat an der Kühlposition erzeugt, welches beide Eigenschaften aufweist ($N \approx 50 \cdot 10^3$, $T \approx 60$ nK). Sonstige Eigenschaften eines Bose-Einstein-Kondensats, wie die geänderte Statistik, werden weder benötigt noch spielen sie eine Rolle.

Die Messungen wurden mit $I_J = -0,28$ A, $B_x = 1,03$ bis $1,7$ G, $B_y = -0,64$ G, $B_z = -5$ G, $I_{\text{Conf}} = -0,09$ A durchgeführt. Nachdem das Kondensat in den Einflussbereich

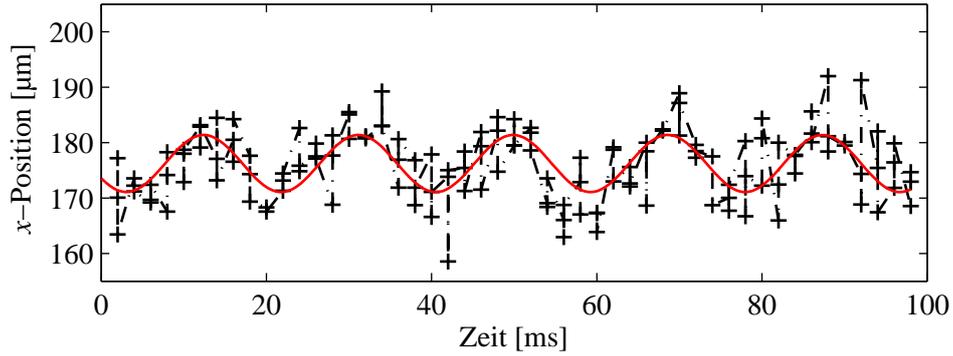


Abbildung 5.5: Beispiel einer Frequenzmessung nach einer Fallzeit von 12 ms. Die Messung wurde bei einem Einfrierfeld von 132 mG aufgenommen. Die Anpassungsfunktion (rot) ergibt eine Frequenz von $f_x = (53,39 \pm 0,68)$ Hz.

des Rings gebracht ist, wird eine Schwerpunktschwingung in x -Richtung der Wolke angeregt, entlang der langen Achse der Wolke. Dies wird durch eine Änderung des Stroms im Confinement-Draht erreicht. Dadurch wird die Position der Falle in x -Richtung verschoben. Die Änderung des Stroms erfolgt langsam in 500 ms, um eine adiabatische Änderung des Fallenpotenzials zu erhalten und ein Aufheizen der Atomwolke zu verhindern. Anschließend wird die Änderung im Confinement-Drahtstrom schnell (nicht adiabatisch) rückgängig gemacht, dies regt eine Schwerpunktsoszillation der Wolke in der Falle an. In dem hier vorliegenden Fall versetzt sich allerdings nicht die gesamte Falle. Das Dipolpotenzial des Rings lässt sich nicht verschieben, sondern ändert seine Stärke durch die geänderte Magnetfeldstärke in z -Richtung durch die Ringfläche. Aus diesem Grund ist es erforderlich, je nach Flusszustand die Richtung und Amplitude⁴ des Versatzes anzupassen, um eine Schwerpunktsoszillation anzuregen. Dies ist notwendig, da zum einen bei niedrigen Barrierenhöhen zwischen den Mulden des Potenzials die Atomwolke in das zweite Minimum der Chipfalle schwingen kann und zum anderen nur ein kleiner Bereich um das Fallenminimum einen annähernd harmonischen Feldverlauf besitzt. Schwingt die Wolke in einem anharmonischen Potenzial, so erhöht sich die Dämpfung der Schwerpunktschwingung und die Wolke heizt sich schneller auf. Nach einer variablen Haltezeit von 0 ms bis 200 ms, in der die Wolke in der Falle oszillieren kann, werden die Atome im Gravitationsfeld fallen gelassen.

Im Normalfall wird dazu das Fallenfeld abgeschaltet. Der Feldanteil des Rings kann allerdings nicht abgeschaltet werden. Würde nur das Feld der Falle abgeschaltet, so würden die Atome im Feld des Rings unkontrolliert beschleunigt. Um die Atome ungestört aus dem magnetischen Potenzial herausfallen zu lassen, werden sie daher in den

⁴Der Strom im Confinement Draht wird in einem Bereich von $I_{\text{conf}} = \pm 0,04$ A geändert.

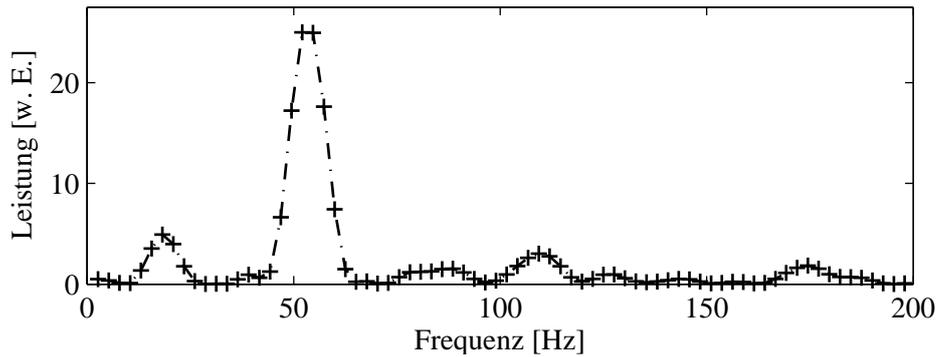


Abbildung 5.6: Frequenzspektrum der Messung aus Abbildung 5.5. Die größte Frequenzkomponente besitzt eine Frequenz von $f_x = (52,08 \pm 2,60)$ Hz. Der Fehler ist durch die begrenzte Dauer der Frequenzmessung gegeben.

magnetisch nicht gefangenen Zustand $|F = 2, m_F = 0\rangle$ gebracht. Dies ist möglich durch Einstrahlen eines Mikrowellenpulses bei der Übergangsfrequenz zwischen den Zuständen $|F = 1, m_F = -1\rangle$ und $|F = 2, m_F = 0\rangle$. Der Mikrowellenpuls wird in Frequenz, Länge (maximal 40 μs) und Amplitude so gewählt, dass er annähernd einem π -Puls entspricht. Das bedeutet, dass möglichst alle Atome den Zustand wechseln, siehe dazu auch Anhang B.2. Für eine feste Frequenz würde dies nur auf Atome einer festen Energie zutreffen⁵. Durch den kurzen Puls entsteht allerdings eine Frequenzunschärfe⁶ von circa 4 kHz, so dass auch Atome bei anderen Energien⁷ ausgekoppelt werden. Es ist ausreichend einen Großteil der Atome zu transferieren, da die Mikrowelle nicht alle Atome gleichzeitig transferiert, verbleiben einige im $F = 1$ Zustand.

Im Zustand $|F = 2, m_F = 0\rangle$ fallen die Atome für 12 ms im Gravitationsfeld und können dann mit einer Absorptionsabbildung auf die Kamera abgebildet werden. Aus der Position der Atomwolke im Flugzeitbild aufgetragen über die Haltezeit in der Falle lässt sich die Fallenfrequenz bestimmen.

Um die Änderung der Fallenfrequenz abhängig vom Flusszustand des Rings zu bestimmen, wurde die Fallenfrequenz für verschiedene Einfrierfelder B_f gemessen. Eine exemplarische Frequenzmessung und deren Auswertung befindet sich in Abbildung 5.5. Die Position der Wolke ist über die Haltezeit aufgetragen und eine Sinusfunktion, welche Schwingungen in einem harmonischen Potenzial beschreibt, wurde an die Messwerte angepasst.

⁵Je nach potenzieller Energie ist die Verstimmung der Mikrowellenstrahlung zum atomaren Übergang unterschiedlich, dadurch unterscheidet sich auch die Rabifrequenz Ω (Kap. B.2).

⁶ $\Delta t \Delta f = \frac{1}{2\pi}$

⁷Eine Frequenzunschärfe von 4 kHz entsprechen durch die Zeemanaufspaltung 6 mG, was einer potenziellen Energie von circa 200 nK in Einheiten von $k_B T$ entspricht.

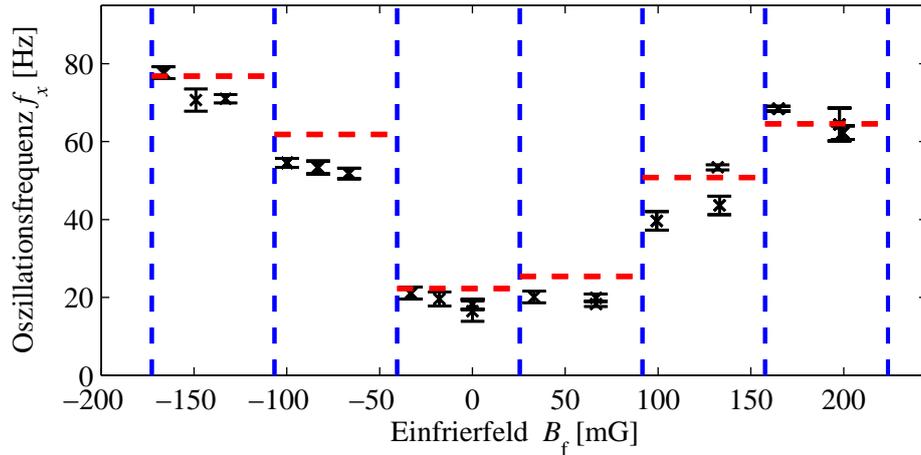


Abbildung 5.7: Fallenfrequenzen für verschiedene Einfrierfelder. In schwarz mit Fehlerbalken die Fallenfrequenzen der Messung. In rot die Fallenfrequenz aus der Berechnung des Potentials. In blau eingezeichnet sind die Sprünge des Flusszustands. Die Lage der Sprünge wurde aus einer Atomzahlmessung bestimmt und übernommen.

Da der Dimple nur begrenzt einem harmonischen Fallenverlauf entspricht, wie in Abbildung 4.13 und Kapitel A.1 zu erkennen, führt dies zu Abweichungen zwischen der Anpassungsfunktion und den Messwerten, die teilweise stark streuen. Um die Vertrauenswürdigkeit der Frequenz aus der Anpassungsfunktion zu überprüfen, wurde zusätzlich ein Frequenzspektrum der Messwerte, wie in Abbildung 5.6 zu sehen, berechnet⁸. Erreichte das Frequenzspektrum das vorgegebene Signifikanzlevel von $p \leq 0,05$ nicht, so wurde der Messpunkt verworfen. Das Ergebnis der Frequenzmessung für verschiedene Einfrierfelder ist in Abbildung 5.7 dargestellt, es wurden die Zahlenwerte aus der Anpassungsfunktion und deren Fehler für die Frequenz verwendet⁹. Es ist zu erkennen, dass sich die Fallenfrequenz in Stufen ändert. Diese Stufen entsprechen einer Änderung des Ringflusses um ein Flussquant Φ_0 .

Für jeden dieser Flusszustände wurde das Fallenpotential, wie in Kapitel 4.3.2 beschrieben, berechnet und daraus die Fallenfrequenz der longitudinalen Achse der Falle

⁸Mit der „Lomb-Scargle“ Funktion ist es möglich, ein Signifikanzlevel festzulegen. Ist die Leistung der Frequenz kleiner, wurde sie verworfen. Es wurde eine Irrtumswahrscheinlichkeit von kleiner 5% verlangt [126]. Mit dem Lomb-Scargle ist es außerdem möglich ein Frequenzspektrum zu erhalten, auch wenn Messpunkte fehlen oder ungleichmäßig verteilt sind. Da dies in der Messung der Fall war, konnte keine diskrete Fourier-Transformation durchgeführt werden.

⁹Die dargestellten Frequenzmessungen wurden über einen Zeitraum von sechs Wochen aufgenommen. Für einige Einfrierfelder liegen mehrere Messpunkte von verschiedenen Tagen vor welche streuen. Die Ursache liegt wahrscheinlich in äußeren Veränderungen des Magnetfelds im Labor, weshalb dieses auch regelmäßig kalibriert werden muss.

im Dimple über

$$f_x = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{d^2 U(r_{\min})}{dx^2} \frac{1}{m_{\text{Rb}}}} \quad (5.4)$$

abgeleitet. Die Ergebnisse der Berechnungen sind die rot gestrichelten Querstriche in Abbildung 5.7.

Die Abweichungen zwischen der Frequenz aus der Messung und der Simulation können durch Abweichungen im Magnetfeld hervorgerufen werden, die durch Unsicherheiten bei der Magnetfeldkalibration entstehen (vgl. Anhang B.3) und durch die Unsicherheit der Lage des Confinement-Drahts. Des Weiteren ist es möglich, dass die Atomwolke im Experiment eine größere Schwingungsamplitude hatte und so den harmonisch verlaufenden Bereich der Falle verließ, was ebenfalls zu Abweichungen führt. Eine qualitative Übereinstimmung im Verlauf der Fallenfrequenz über das Einfrierfeld liegt trotzdem vor. In blau dargestellt sind die Einfrierfelder, bei denen sich der Flusszustand ändert. Diese Magnetfelder wurden nicht aus der Frequenzmessung bestimmt, da hier die Abtastrate des Einfrierfelds zu gering war und damit die Unsicherheit zu groß. Um die Sprungstelle des Flusses zu bestimmen, wurde eine Atomzahlmessung für die selben Fallenparameter wie die Frequenzmessung durchgeführt (dargestellt im Anhang B.4). In den nachfolgenden Abschnitten 5.3.2 und 5.3.4 ist beschrieben, wie diese ablaufen und ausgewertet werden. Aus dieser wurden die Werte übernommen.

5.3.2 Dichteverteilung der Atome im Einflussbereich der Flussquanten

Ein weiterer Einfluss der Flussquanten im Ring besteht, wie in Kapitel 4 theoretisch gezeigt, in der räumlichen Modulation des Fallenpotenzials und der damit verbundenen Dichtemodulation der Atomwolke. Die Messungen wurden mit leicht geänderten Parametern $I_J = -0,27 \text{ A}$, $B_x = 3 \text{ G}$, $B_y = -0,73 \text{ G}$, $B_z = -5 \text{ G}$, $I_{\text{Conf}} = -0,13 \text{ A}$, im Vergleich zur Frequenzmessung durchgeführt. Die räumliche Änderung zeigt sich direkt in der Dichteverteilung der Atomwolke. Um diesen Effekt zu beobachten ist es, im Gegensatz zur Messung der Fallenfrequenz notwendig, das gesamte Potenzial mit Atomen zu füllen. Um das zu gewährleisten, wird eine kalte Atomwolke bei einer Temperatur T von circa 250 nK mit $N \approx 2 \cdot 10^5$ Atomen oberhalb des Zentralleiters in der Kühlposition präpariert. Diese Wolke ist ausreichend groß, um die gesamte Potenziallandschaft zu füllen, wie durch Vergleichen der Atomwolke in größerer Entfernung über dem Ring (Abb. 5.3) und der Wolke nahe der Oberfläche im Einflussbereich des Rings (Abb. 5.8) ersichtlich wird.

Die Wolke wird wie in Kapitel 5.2 beschrieben, über den Ring verfahren und dort für eine Sekunde gehalten. Die Haltezeit ist notwendig, damit die Wolke im geänderten Potenzial thermalisieren kann, also in einen thermischen Gleichgewichtszustand übergeht

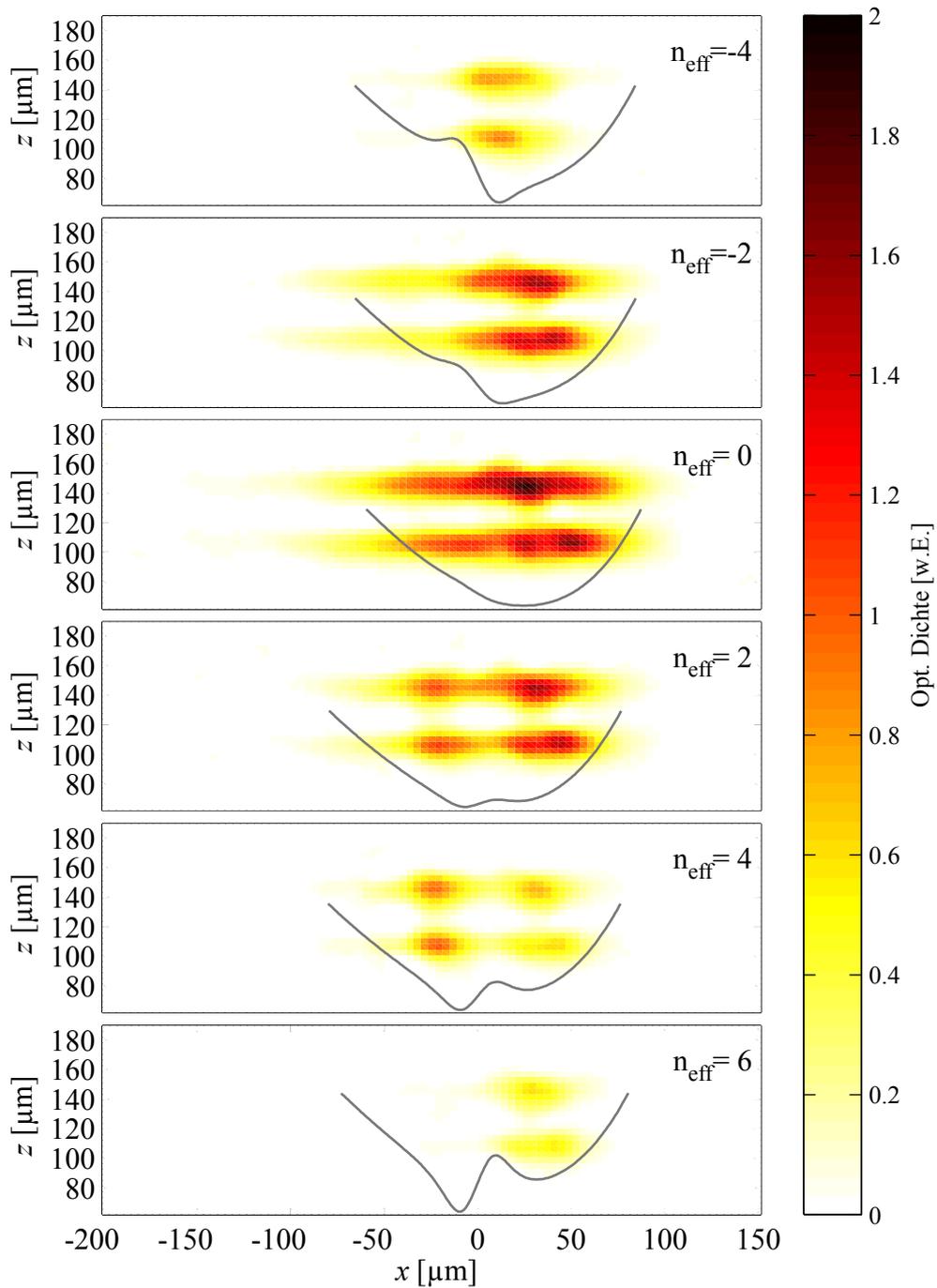


Abbildung 5.8: Reflexionsaufnahmen für unterschiedliche Anzahlen an Flussquanten im Ring. Die Änderung der Dichteverteilung in der Falle ist deutlich zu erkennen, ebenso die räumliche Verschiebung des Dichtemaximums. Als Orientierung wurde der berechnete Potenzialverlauf durch das Minimum in x -Richtung eingezeichnet.

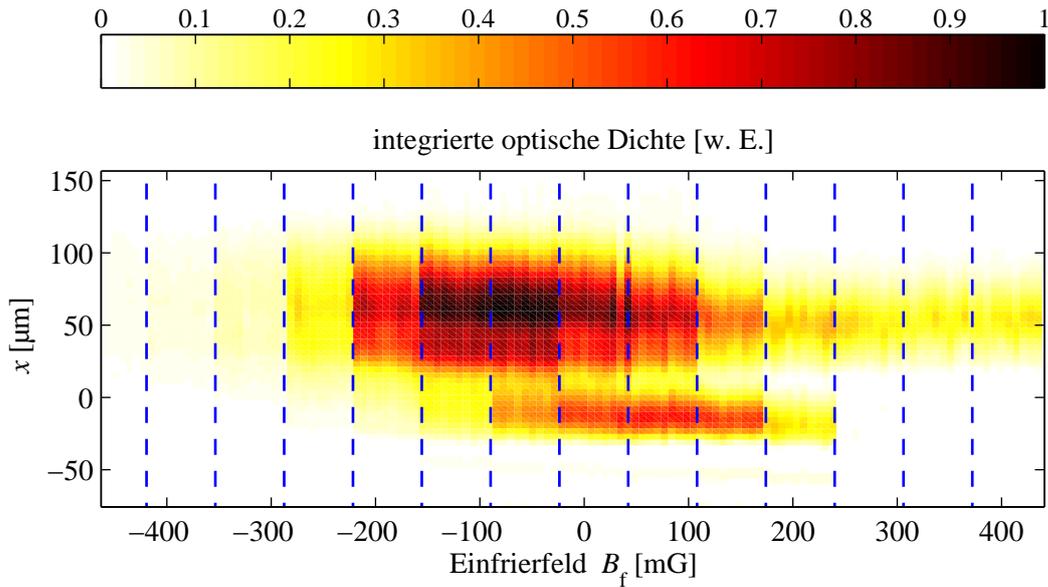


Abbildung 5.9: Dichteverteilung entlang der x -Richtung für variable Einfrierfelder. Die optische Dichte wurde auf ihren Maximalwert normiert. Die blauen vertikalen Linien heben die Sprünge in der Dichteverteilung hervor, bei denen sich der Flusszustand ändert und besitzen einen Abstand von 65,94 mG.

und sich somit die Potenziallandschaft entsprechend Gleichung 4.8 in der Dichteverteilung widerspiegelt. In diesem Fall kann die Atomwolke als ideales Gas angenommen werden und die Energie der Teilchen durch eine Boltzmannverteilung beschrieben werden (siehe Kapitel 4.4).

Nach der Haltezeit werden die Atome über die Reflexionsabbildung (vgl. Abb. 3.9) *in-situ*, das heißt während sie in der Falle gefangen sind, abgebildet. Das Licht wird dabei in y -Richtung eingestrahlt, so dass die dreidimensionale Wolke auf die xz -Ebene abgebildet wird. Die optische Dichte wird dabei entlang des Abbildungsstrahls aufintegriert. Man erhält Aufnahmen, wie in Abbildung 5.8 exemplarisch für verschiedene Flusszustände n_{eff} des Rings gezeigt. Die Aufnahmen sollen den Einfluss der beiden Stromrichtungen im Ring verdeutlichen und die dadurch erzeugte Verschiebung und Aufspaltung der Dichtemaxima zeigen.

Für jedes Einfrierfeld werden neun Absorptionsoptionen gemacht, über die anschließend gemittelt wird. Die Abtastrate für das Einfrierfeld beträgt 7 mG. Da sich das Ringfeld hauptsächlich auf die x -Richtung auswirkt, wird die Absorptionsoption über die z -Richtung integriert. Dadurch erhält man ein eindimensionales Dichteprofil (Liniendichte) als Funktion der x -Koordinate. Diese Dichteprofile werden anschließend über die Einfrierfelder B_f aufgetragen. Auf der Ordinatenachse ist die x -Koordinate der Atomwolke aufgetragen, in der Farbskalierung ist die Dichte kodiert und auf der

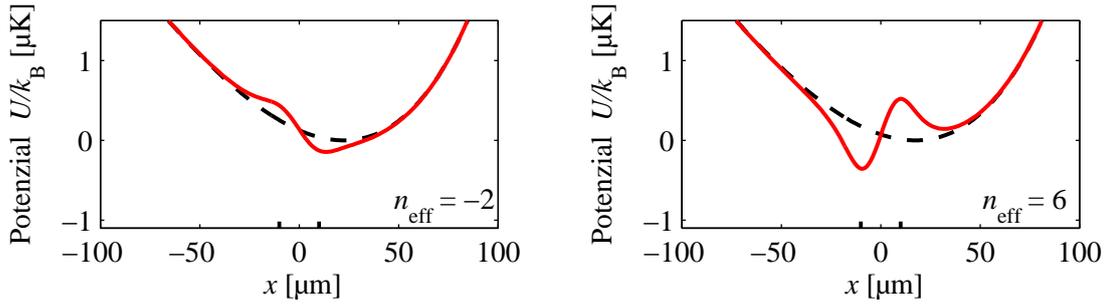


Abbildung 5.10: Fallenpotenzial über dem Ring entlang der x -Achse auf der Höhe des Minimums für -4 eingefrorene Flussquanten links und $+4$ eingefrorene Flussquanten rechts.

Abszissenachse ist das Einfrierfeld dargestellt. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.9 zu sehen.

Es sind Sprünge in der Dichteverteilung zu erkennen, die mit blauen Linien hervorgehoben werden. An diesen Stellen ändert sich die effektive Anzahl $\Delta n_{\text{eff}} = 1$ der Flussquanten im Ring und damit die Potenziallandschaft. Es ist zu erkennen, dass sich die Atome für negative Einfrierfelder zuerst bei circa $50 \mu\text{m}$ befinden. Mit steigendem Einfrierfeld, ab $B_f = -225 \text{ mG}$, entsteht ein zweites Dichtemaximum bei circa $-10 \mu\text{m}$, welches für noch höhere Einfrierfelder, bei $B_f = 236 \text{ mG}$, wieder verschwindet. Das zweite Dichtemaximum bei negativen x -Werten ist der Dimple, der durch den Ring verursacht wird (vgl. Abb. 4.10 b)). Zwischen beiden Maxima entsteht im Bereich $x = 10 \mu\text{m}$ ein Minimum der Dichte, welches die entstandene Barriere oberhalb des zweiten Ringleiters ist. Der Abstand zwischen dem Dimple und dem Minimum der Dichte gibt den Ringdurchmesser von $20 \mu\text{m}$ wieder.

Das Maximum bei positiven x -Werten verschwindet nur bei negativen Einfrierfeldern, bei positiven bleibt es bestehen. Für negative Einfrierfelder ist bei positiven x -Koordinaten der Dimple (vgl. Abb. 4.10 a)). Die Z-Falle wird für diese Stromrichtung nicht befüllt, da kein deutliches zweites Minimum getrennt durch die Barriere entsteht, sondern vielmehr ein Sattelpunkt wie in Abbildung 5.10 zu sehen. Für positive Einfrierfelder entsteht an dieser Position das zweite Minimum der Z-Falle, welches keinen Verlustkanal zur Oberfläche aufweist und deshalb auch für hohe Einfrierfelder nicht verschwindet. Einen genaueren Eindruck des Dichteprofiles erhält man in Abbildung 5.12, dort ist für jeden Flusszustand die optische Dichte über die x -Koordinate dargestellt. Die Verteilung wurde auf den Maximalwert der Dichte von allen Flusszuständen normiert.

Ab einem Einfrierfeld von -93 mG entsteht in Abbildung 5.9 das Dichtemaximum des Dimples, der Bereich zwischen -93 mG und -27 mG korrespondiert folglich mit dem Zustand $n_{\text{eff}} = 1$. Für weiter steigende Einfrierfelder erhöht sich zuerst die optische

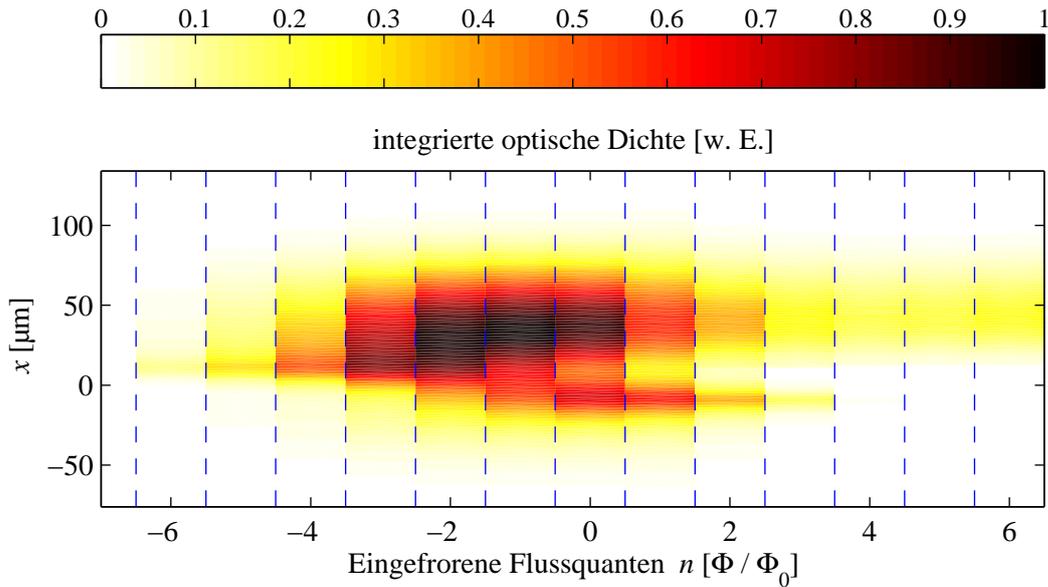


Abbildung 5.11: Berechnete Dichteverteilung der Atome entlang der x -Achse für verschiedene Anzahlen an Flussquanten im Ring. Die Änderung der Anzahl von Flussquanten ist durch blaue vertikale Linien gekennzeichnet.

Dichte im Dimple, dies wird verursacht durch die größer werdende Energieabsenkung im Dimple. Für noch höhere Einfrierfelder öffnet sich die Falle des Dimples in z -Richtung gegen die Oberfläche, dies führt zu einem Atomzahlverlust, welcher das Verschwinden des Dichtemaximums erklärt. Das Öffnen der Falle ist in Abbildung 4.14 zu sehen, sie zeigt den berechneten Potenzialverlauf über dem Ringleiter entlang der z -Achse für variable Flusszustände.

Aus den Berechnungen in Kapitel 4.4 können, analog zum Experiment, Dichteprofile für jeden Flusszustand berechnet werden. Dazu wird das Fallenpotenzial für jeden Flusszustand n berechnet und anschließend die Atome in der Falle, der Boltzmannverteilung entsprechend, verteilt. Das genaue Vorgehen, welches auch die spezielle Potenzialform berücksichtigt, ist im nachfolgenden Kapitel 5.3.3 beschrieben.

Die resultierende Atomverteilung in der Falle wird entlang der y - und z -Achse integriert, um vergleichbar zum Experiment ein eindimensionales Dichteprofil pro Flusszustand im Ring zu erhalten. Das Ergebnis als Funktion der eingefrorenen Flussquanten n ist in Abbildung 5.11 zu sehen. Der generelle Verlauf ist in guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis der Messung. Zu bemerken ist, dass für negative Einfrierfelder bis -159 mG beziehungsweise bis $n = -2$ eingefrorene Flussquanten das Maximum des Dimples in der Simulation räumlich deutlicher zu erkennen ist als in der Messung (vergleiche dazu auch Abb. 5.12, 5.13). Im Experiment ist die Dichteverteilung breiter und besitzt niedrigere maximale Dichten. Dies ist ein Hinweis darauf, dass die wenigen Atome eine

zu geringe Stoßrate haben und nicht vollständig thermalisiert sind, sondern auch Orte höherer Energie einnehmen. Die höheren Energien sind möglich, da die Fallentiefe nur in einem kleinen Raumvolumen reduziert ist, die Falle besitzt also ein Loch und die Atome müssen erst durch ihre thermische Bewegung in den Bereich der Öffnung gelangen, um die Falle zu verlassen.

Des Weiteren ist zu bemerken, dass bei keinem eingefrorenen Fluss $B_f = 0$ mG bereits eine Aufspaltung der Wolke stattfindet, also ein Doppelmuldenpotenzial vorliegt. Das bedeutet, dass bereits ein Strom im Ring fließt, welcher ein magnetisches Dipolfeld erzeugt. Das ist ein Effekt der z -Komponente der Fallenfelder $B_{z,\text{Falle}}$ am Ort des Rings, die damit, wie in Kapitel 4.3.2 beschrieben, einen Fluss Φ_{Falle} in der Ringfläche erzeugt. Nur wenn kein Fluss Φ durch die Ringfläche vorhanden ist, ist der Ringleiter stromfrei. Das ist der Fall, wenn die Felder der Falle $B_{z,\text{Falle}}$ und die eingefrorenen Felder B_f sich kompensieren. Dann entsprechen sich auch die Ströme

$$I_{\text{Falle}} = I_{\text{SC}} + I_L \longmapsto I_{\text{Ring}} = 0, \quad (5.5)$$

die durch die Felder erzeugt werden. In diesem Fall fließen nur noch Meißner-Ströme an der Oberfläche des Rings, um den Leiter feldfrei zu halten. Diese erzeugen allerdings keinen Nettostromfluss.

Für die gezeigte Messung ist dies der Fall für Einfrierfelder, die $-2 \cdot \Phi_0$ Flussquanten erzeugen, beziehungsweise für ein Einfrierfeld von -159 mG bis -93 mG. Das bedeutet, die Falle trägt in der Größenordnung von zwei Flussquanten bei und der Zustand des Rings ist um diese zwei Flussquanten gegen die eingefrorenen Flussquanten verschoben. Dies ist zu erkennen, da dort keine Modulation des Dichteprofiles vorliegt. Der Einfluss der Flussquanten auf die Atome wird also durch die Anzahl der effektiven Flussquanten n_{eff} bestimmt. Deutlicher wird dies bei Betrachtung der Profillinie für jeden Flusszustand in Abbildung 5.9 und 5.12 für die Messung und Abbildung 5.11 und 5.13 für die Simulation.

Dass der Beitrag der Falle nicht quantisiert ist, ist in Abbildung 5.9 zu erkennen, da die Stufen der Flusszustandsänderung in der Messung nicht symmetrisch um den Nullpunkt des Einfrierfelds liegen, um bei $\pm 33,25$ mG den Zustand zu ändern, was dem nötigen Wert eines halben Flussquants entspricht. Die Stufen sind um ein Einfrierfeld von $5,8$ mG verschoben. Der gleiche Effekt ist bereits in der Frequenzmessung 5.7 zu erkennen.

5.3.3 Berücksichtigung der Potenzialform in den Berechnungen

Die Veränderung des Potenzials durch das Magnetfeld des Rings hat weitreichende Konsequenzen für die Dichte, die Temperatur und die Anzahl der Atome in der Falle. Um ein besseres Verständnis zu erhalten wurden zur Berechnung der Dichteprofile für

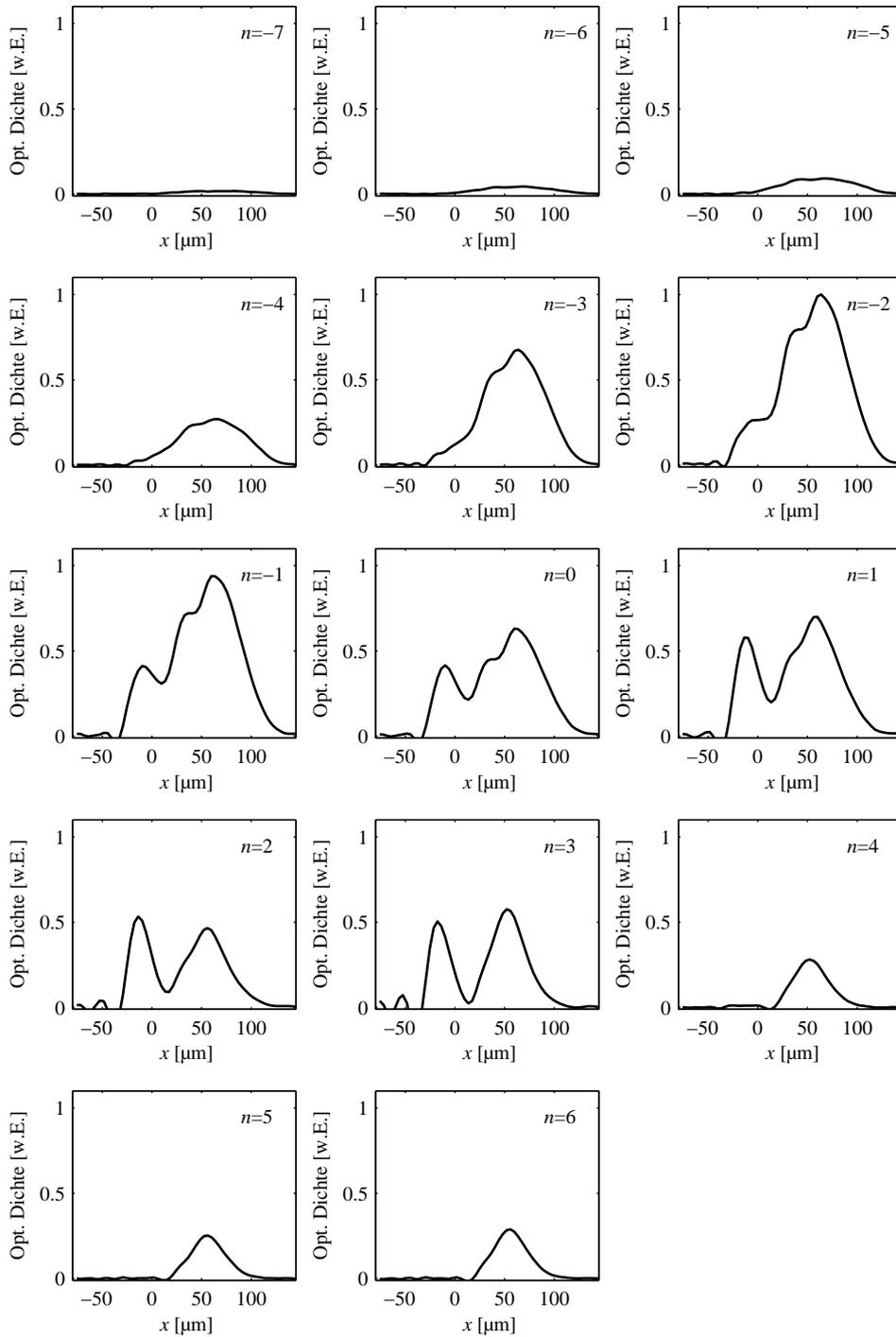


Abbildung 5.12: Dichteprofil der Messungen für verschiedene Anzahlen an eingefrorenen Flussquanten im Ring. Die Anzahl an eingefrorenen Flussquanten im Ring ist jeweils oben rechts vermerkt und wurde aus dem angelegten Einfrierfeld berechnet.

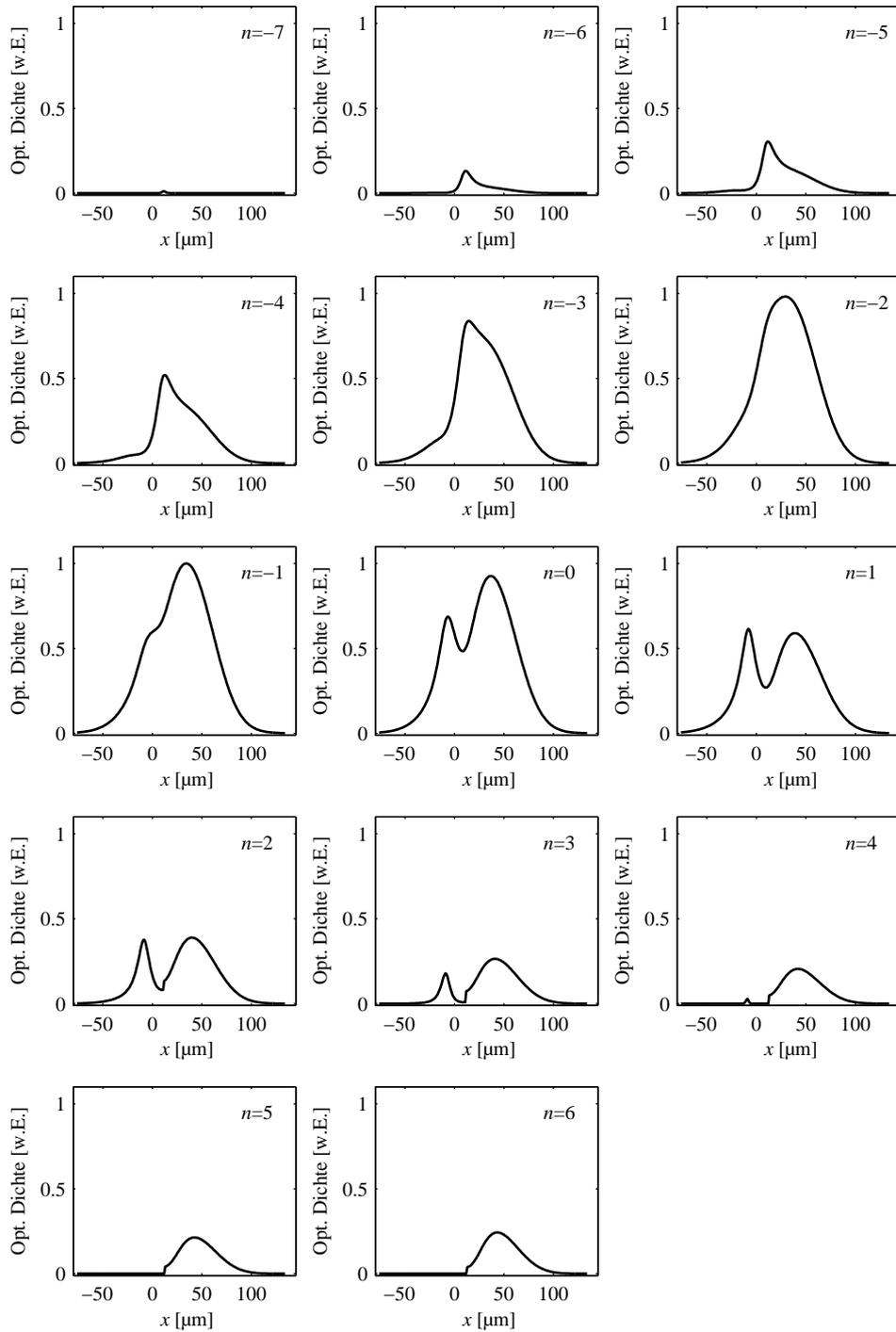


Abbildung 5.13: Dichteprofil der Simulationen für verschiedene Anzahlen an Flussquanten im Ring. Zur Orientierung ist oben rechts jeweils die Anzahl an eingefrorenen Flussquanten angegeben.

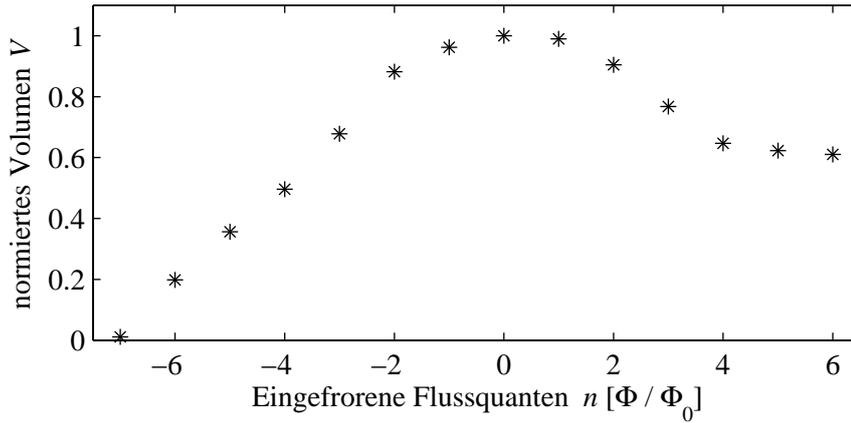


Abbildung 5.14: Berechnetes Fallenvolumen als Funktion der eingefrorenen Flussquanten.

jeden Flusszustand die Zusammenhänge der Atomzahl, der Temperatur und des Fallenpotenzials aus Kapitel 4.4 verwendet und angepasst. Zuerst wird für $n = -7$ bis $n = 6$ eingefrorene Flussquanten im Ring das Fallenpotenzial berechnet. Das Fallenvolumen beziehungsweise die Anzahl der zur Verfügung stehenden Zustände der Boltzmannverteilung ändert sich für jeden Flusszustand des Rings. Normalerweise wird zur Berechnung der Dichte im Potenzial die Gesamtzahl an Atomen vorgegeben und gemäß der Besetzungswahrscheinlichkeiten, beschrieben durch die Boltzmannverteilung Gleichung 4.8, verteilt. Im vorliegenden Fall wird nicht immer die gleiche Atomzahl in die Falle gefüllt, sondern alle erreichbaren Zustände werden besetzt und die maximale Temperatur wird durch die Fallentiefe begrenzt. Es wird im Experiment immer eine größere Wolke in der Kühlposition präpariert, als sich später am Ort des Rings befindet, um dies sicherzustellen. Des Weiteren sollen verschiedene Fallen miteinander verglichen werden, da sich die Falle für die Flusszustände ändert. Aus diesem Grund wird die Verteilung für die verschiedenen Flusszustände nicht durch die Zustandssumme normiert, da sonst der Unterschied im zur Verfügung stehenden Fallenvolumen¹⁰, beziehungsweise der zu besetzenden Zustände für die verschiedenen Fallen verloren geht. Das berechnete Fallenvolumen für die verschiedene Anzahl an Flussquanten ist in Abbildung 5.14 zu sehen. Dadurch wird die Dichte beschrieben als

$$n_{\text{at}}(\vec{r}) \propto e^{-U(\vec{r})/k_{\text{B}}T}. \quad (5.6)$$

Die Anzahl an besetzbaren Zuständen, welches das Integral der Boltzmannverteilung über den Ortsraum ist, kann als ein Fallenvolumen betrachtet werden. Durch den Unterschied im Volumen entsteht ein Unterschied in der Gesamtzahl der gefangenen Atome pro Flusszustand des Rings bei gleicher Temperatur.

¹⁰Räumliches Volumen, dass die Atome energetisch in der Lage sind in der Falle einzunehmen.

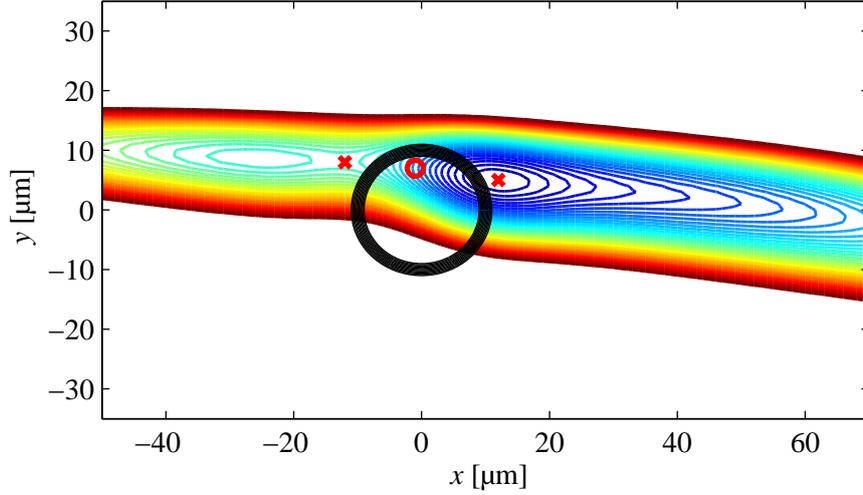


Abbildung 5.15: Position der Barriere als Kreis zwischen den Minima des Dimples und der Falle, beide als Kreuze markiert.

Für die Boltzmannverteilung wird eine maximale Temperatur der Atomwolke von 230 nK am Ort des Rings angenommen, dies gab die Messergebnisse am besten wieder und weicht nur geringfügig von der Temperatur von circa 250 nK in der Kühlposition ab. Die Temperatur der Kühlposition wurde über Flugzeitbilder bestimmt. Um sicherzustellen, dass sich die Atomwolke auf dem Weg zum Ring nicht aufheizt, wurde die Wolke über den Ring und mit den selben Stromrampen wieder zurück verfahren. Danach wurde die Temperatur wieder über Flugzeitbilder bestimmt.

Da sich das Fallenpotenzial, im Besonderen der Dimple und die Barriere beziehungsweise die Fallentiefe für jede neue Anzahl an Flussquanten verändert, wie in Kapitel 4.3.2 und Anhang A gezeigt, wird die Boltzmannverteilung, speziell die Temperatur, für jeden Flusszustand wie folgt überprüft und wenn nötig angepasst:

Dazu werden die Positionen des Dimples P_D und der Z-Falle P_{Falle} bestimmt und das zugehörige Potenzial U_D und U_{Falle} an diesen Orten. Anschließend wird die Höhe der Barriere zwischen Dimple und Falle bestimmt, indem das Potenzialmaximum U_B der Verbindungslinie¹¹ zwischen beiden Minima berechnet wird. In Abbildung 5.15 sind die Positionen der Minima mit roten Kreuzen (P_D links und P_{Falle} rechts) und die Barriere mit einem roten Kreis markiert. Da das Potenzialminimum der Z-Falle immer bei höheren Energien als das des Dimples liegt, wird die Höhe der Barriere zwischen den Minima durch

$$h_B = U_B - U_{\text{Falle}} \quad (5.7)$$

¹¹Die Verbindungslinie bilden die Punkte minimaler Energie in y - und z -Richtung, das heißt die energetisch günstigste Verbindung beider Minima.

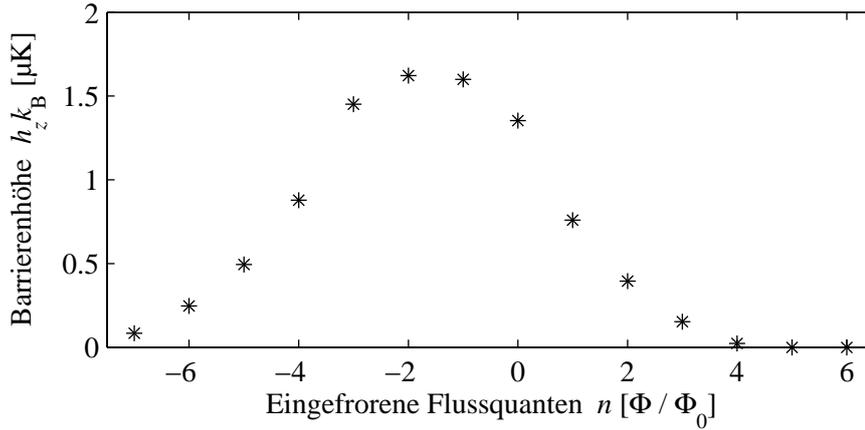


Abbildung 5.16: Fallentiefe zur Ringoberfläche oberhalb des Ringleiters als Funktion der eingefrorenen Flussquanten.

in Einheiten von $k_B T$ bestimmt. Dies ist wichtig, um zu differenzieren, ob die zwei Täler verbunden sind und alle Atome im thermischen Gleichgewicht sind oder die Barriere h_B , verursacht durch den Ring, die zwei Bereiche trennt und von zwei unabhängigen Wolken ausgegangen werden muss. Dazu wird die Höhe der Barriere mit der Temperatur der Atomwolke verglichen. Ist die Barriere höher als die anfängliche Temperatur der Verteilung von 230 nK, so werden beide Täler mit je einer Boltzmannverteilung unterschiedlicher Temperatur befüllt¹².

Nun muss noch ein weiterer Einfluss des Rings beachtet werden. Wie in Abbildung 4.10 und 4.11 zu erkennen, öffnet sich das Potenzial zur Oberfläche an der Position des Ringleiters. Dies limitiert die Potenzialtiefe des Dimples. Wie stark die Öffnung zur Oberfläche ist, hängt von der Anzahl n der Flussquanten im Ring ab. Die Fallentiefe des Dimples in Abhängigkeit der Flussquanten ist in Abbildung 5.16 gezeigt. Die Limitierung der Potenzialtiefe wurde analog zur Barrierenhöhe zwischen den Minima berechnet. Es wurde das Maximum des Potentials U_z entlang der Verbindungslinie vom Minimum des Dimples zum Ringleiter berechnet, um dann die Fallentiefe h_z

$$h_z = U_z - U_D \quad (5.8)$$

zu bestimmen. Dieses Limit in der Fallentiefe des Dimples h_z hat direkte Auswirkungen auf die maximale Temperatur einer Atomwolke, die in diesem Potenzial gefangen werden kann. Deshalb wurde die Temperatur der Wolke auf die Höhe der Barriere zur

¹²Dies ist eine Modellannahme. Die Energie einzelner Atome ist höher als die Barriere, da hier mit der mittleren Temperatur verglichen wird (vgl. Abb. 5.17). Auch wenn noch Atome die Bereiche zwischen beiden Minima wechseln können, müsste die Stoßrate und ihre zeitliche Entwicklung berechnet werden, um zu entscheiden ob diese für eine Thermalisierung ausreicht. Die höchste Dichte ist in Bereichen niedriger potenzieller Energie. In Bereichen höherer Energie nimmt die Dichte ab und damit die Stoßrate, welche für die Thermalisierung notwendig ist.

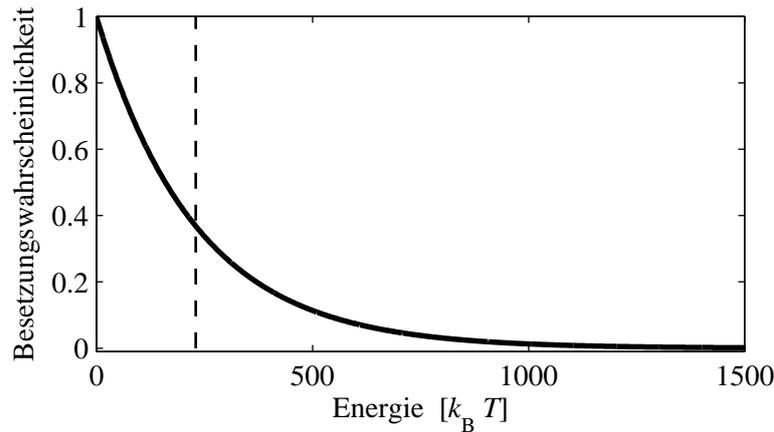


Abbildung 5.17: Boltzmannverteilung als Funktion der Energie in Einheiten von $k_B T$ für eine Temperatur von 230 nK. Diese ist durch einen senkrechten Strich markiert.

Oberfläche beschränkt, wenn die Höhe h_z kleiner 230 nK war. Die Falltiefe wurde hier als obere Schranke für die Temperatur genutzt.

Bisher wurde beschrieben, welche Auswirkungen das veränderte Fallenpotenzial auf die Verteilungsfunktion hat. Nachfolgend werden die Skalierungsgesetze, die man aus der Beschreibung des evaporativen Kühlens erhält, integriert. Trotz der Anpassung der Temperatur in der Boltzmannverteilung sind Atomzahlverluste zu erwarten, da die Verteilung einer Exponentialfunktion folgt, wie in Abbildung 5.17 für $T = 230 \text{ nK}$ zu sehen. Für diese Verluste sollen die Zusammenhänge des evaporativen Kühlens genutzt werden, um die Veränderung der Falltiefe durch die Flussquanten zu berücksichtigen. Dadurch soll der noch unbestimmte Proportionalitätsfaktor von Gleichung 5.6 bestimmt werden. Im speziell vorliegenden Fall einer doppelmuldenartigen Geometrie müssen für den Anteil in der Z-Falle beide Barrieren berücksichtigt werden. Atome, die sich im Dimple befinden, müssen nur die Barriere zur Oberfläche passieren, um aus der Falle verloren zu gehen. Atome, die sich in der Chipfalle befinden, müssen über die Barriere zwischen den Minima der Doppelmulde und zusätzlich über die Barriere zur Oberfläche, um verloren zu gehen. Es wird nicht versucht eine absolute Dichte oder Atomzahl in der Falle zu bestimmen, sondern lediglich die Relative Atomzahländerung $\frac{N}{N_0}$ für verschiedene Flusszustände. Wodurch die Amplitude in Gleichung 5.6 geschrieben wird als,

$$n_{\text{at}}(\vec{r}) = \frac{n}{n_0} e^{-U(\vec{r})/k_B T}. \quad (5.9)$$

Für die Flusszustände konnte durch die Berechnung des Potentials die Veränderung in der Falltiefe und damit in der Temperatur bestimmt werden. Es soll deshalb die Amplitude auf die Temperatur bezogen werden. Für die Dichte gilt $n = \frac{N}{V}$, weshalb

das Verhältnis [117] geschrieben werden kann als

$$\frac{n_{\text{at}}}{n_{\text{at}0}} = \frac{N}{N_0} \frac{V_0}{V}. \quad (5.10)$$

Mit Gleichung 4.13 ist ersichtlich, dass die Atomzahlveränderung auf die Temperaturänderung und folglich auf die Falltiefenänderung bezogen werden kann. Wobei die Veränderung der Temperatur auf die ursprüngliche Temperatur T_0 bezogen wird, wenn die Falle kein Flussquant im Ring aufweist, also die unveränderte Chipfalle mit der größten Tiefe (Abbildung 4.14). In Tabelle 4.1 ist zu sehen, dass auch das Volumen auf die Temperatur bezogen werden kann. Damit ist es möglich, die Veränderung der Atomzahl auf die Veränderung der Temperatur zu beziehen

$$n_{\text{at}}(\vec{r}) = \left(\frac{T}{T_0}\right)^k e^{-U(\vec{r})/k_{\text{B}}T}. \quad (5.11)$$

Die so berechneten Dichteverteilungen sind in Kapitel A.2 für die verschiedenen Flusszustände dargestellt. Der Skalierungsfaktor¹³ k stellt in diesem Fall einen freien Parameter zur Anpassung an die Atomzahlmessung (Abb. 5.18) dar. Die beste Übereinstimmung ergab $k = 1$.

Aus der Dichteverteilung 5.11 kann nun durch Integration über den Ortsraum die relative Teilchenzahl für die verschiedenen Flusszustände n berechnet werden.

Die Abweichungen zwischen Experiment und Berechnung können dadurch erklärt werden, dass ein rein statisches Modell, welche den gesamten Weg zum Ring und die Dynamik der Atome außer Acht lässt, verwendet wird.

5.3.4 Atomzahllimitierung durch das Ringfeld

Der Einfluss des Rings auf die Tiefe der Falle und die damit verbundene Limitierung, Atome zu fangen und zu speichern, lässt sich deutlich durch Atomzahlverluste zeigen. Die Zahl gefangener Atome erhält man durch Integrieren der Dichteprofillinien aus Kapitel 5.3.2 entlang der x -Achse. Da jede Dichtelinie aus neun Einzelmessungen besteht, wird auch die Atomzahl als Mittelwert der neun Messungen berechnet mit den zugehörigen statistischen Fehlern. Das Ergebnis der Atomzahlmessung ist in Abbildung 5.18 als Funktion des Einfrierfelds dargestellt, wobei die Atomzahl auf ihren Maximalwert normiert wurde. Es sind deutliche Stufen zu erkennen, welche eine Änderung der Anzahl an Flussquanten zeigen. Die Breite der Stufen wurde berechnet zu $(65,9 \pm 2,3)$ mG, was in guter Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert des Magnetfelds von 66,5 mG ist, welcher in Kapitel 5.1 berechnet wurde, um den Zustand um ein Flussquant Φ_0 zu ändern. Die Hauptunsicherheit liegt in der Abtastrate der Messung von 7 mG. Um die Unsicherheit zu reduzieren, wurde zur Berechnung der Breite einer Stufe nicht nur

¹³ $k = \frac{1}{\alpha} - \delta$ (vgl. Tabelle 4.1)

der Abstand von benachbarten Stufen genutzt, sondern auch von Über- und Überüber-nächsten.

In Abbildung 5.18 ist ein deutliches Maximum der Atomzahl bei kleinem Einfrierfeld zu erkennen. Für höhere Beträge des Einfrierfelds nimmt die Atomzahl ab. Für positive Einfrierfelder gehen nicht alle Atome verloren im Gegensatz zur linken Seite für negative Einfrierfelder. Die Atome, die den Offset bei positiven Einfrierfeldern verursachen, sind im verbleibenden Teil der Z-Falle gefangen und werden auch nicht für höhere Anzahlen an Flussquanten verloren gehen.

Der Verlustkanal ist ausschließlich oberhalb des Ringleiters, der das Potenzial absenkt vorhanden und damit durch die Barriere der anderen Ringseite nicht erreichbar für die verbleibenden Atome in der Z-Falle. Dass dieser Effekt nur auf einer Seite auftritt, ist zur Verdeutlichung das Potenzial für $n_{\text{eff}} = -2$ und $+6$ Flussquanten im Ring in Abbildung 5.10 gezeigt. Es wird deutlich, dass nur für den Fall $n_{\text{eff}} = +6$ Flussquanten im Ring (5.10) ein Potenzialminimum der Z-Falle entsteht. Im Fall $n_{\text{eff}} = -2$ entsteht lediglich ein Sattelpunkt und alle Atome können zur Oberfläche hin verloren gehen. Auch in Abbildung 5.18 ist zu erkennen, dass die Stufen durch das Fallenfeld nicht um das Einfrierfeld $B_f = 0$ zentriert sind

Als letzter Schritt soll auch hier ein Vergleich mit der Modellrechnung erfolgen, dazu wurden die berechneten Dichteprofile aus Abbildung 5.11 verwendet. Die Dichteprofile für jeden Flusszustand werden auch entlang der x -Achse integriert, um eine relative Atomzahl zu erhalten. Auch diese wurde auf ihren Maximalwert normiert und in Form von roten Querbalken in Abbildung 5.18 eingezeichnet. Es ist zu erkennen, dass die maximale Atomzahl weder bei einem feldfrei eingekühlten Ring $n = 0$ (entspricht Werten B_f von -27 mG bis $38,6$ mG) noch bei einem flussfreien Ring $n_{\text{eff}} = 0$ (entspricht Werten B_f von -159 mG bis -93 mG) auftritt.

Für einen flussfreien Ring, also für den Zustand $n_{\text{eff}} = 0$ des Rings, besitzt die Falle die größte Tiefe. Dies ist der Fall, wenn zwei Flussquanten eingefroren werden, wie in Abbildung 5.16 zu sehen. Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem Dichteprofil bei diesem Einfrierfeld, wie in Abbildung 5.12 und Abbildung 5.9 zu erkennen. Dort ist die geringste Abweichung im Dichteprofil von der ungestörten Falle zu erkennen. Die Falltiefe begrenzt die maximale Temperatur der Atomwolke, welche über

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{N}{N_0} \right)^\alpha \quad (5.12)$$

mit der Atomzahl zusammenhängt.

Trotzdem wird die maximale Atomzahl bei Einfrierfeldern von -93 mG bis -27 mG erreicht. Das entspricht einem eingefrorenen Fluss von $n = -1$ beziehungsweise nach Berücksichtigung des Einflusses des Fallenfelds einem Flusszustand von $n_{\text{eff}} = +1$. Es muss zusätzlich das Fallenvolumen berücksichtigt werden.

Neben dem Einfluss des Ringfelds auf die Falltiefe, welches die maximale Energie

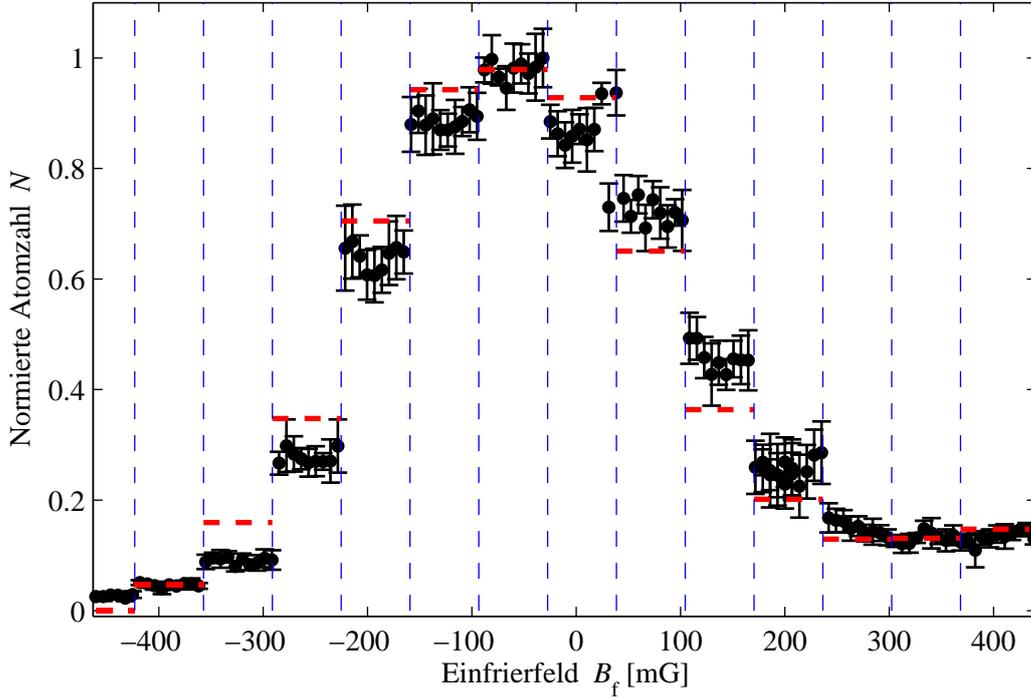


Abbildung 5.18: Atomzahl mit Fehler als Funktion des Einfrierfelds. In blau sind die Änderungen des Flusszustands eingezeichnet. In rot das Ergebnis der Berechnungen. Die Atomzahl wurde auf ihren Maximalwert normiert.

der Atome beziehungsweise die maximale Temperatur der Wolke limitiert, wird gleichzeitig das Volumen der Falle geändert. Die Änderung des berechneten Fallenvolumens in Abhängigkeit der Anzahl der eingefrorenen Flussquanten n ist in Abbildung 5.14 gezeigt. Das Fallenvolumen wird durch den Einfluss der Flussquanten teilweise erhöht, dies führt dazu, dass die maximale Atomzahl in der Falle nicht bei einem flussfreien Ring erreicht wird. Die Falle besitzt ihr größtes Volumen für effektiv zwei Flussquanten im Ring, also bei feldfreier Einkühlung. Die Erhöhung des zur Verfügung stehenden Volumens erhöht die Anzahl an Atomen in der Falle, da die Falle maximal befüllt wird. Alternativ kann die Erhöhung des Volumens, wie das Absenken der Temperatur¹⁴ betrachtet werden, beide verhalten sich zueinander wie

$$\frac{V}{V_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^\delta. \quad (5.13)$$

Die Skalierungsfaktoren sind eine charakteristische Zahl für jede Falle. Sie geben an, ob beim Entfernen von Atomen die Wolke überproportional kälter wird und damit die Phasenraumdichte zunimmt. Der Parameter k , der die Skalierungsfaktoren zusammen-

¹⁴Analogie zur Kompression von Fallen

fasst, wurde in den Simulationen nicht festgelegt, sondern als Anpassungsparameter für die Atomzahlmessung genutzt. Es zeigt sich für $k = 1$ die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Es findet folglich keine Erhöhung der Phasenraumdichte statt, was in Übereinstimmung mit den experimentellen Daten (vgl. Abb. 5.9) ist.

Sowohl der Effekt des sich ändernden Volumens als auch die Reduzierung der Fallentiefe führen zusammen zum beobachteten Verhalten in der Atomzahl in Abbildung 5.18, mit einem Maximum der Atomzahl bei Einfrierfeldern von -93 mG bis -27 mG.

Sowohl die Dichtemessung als auch die Atomzahl und die Simulationen zeigen einen asymmetrischen Verlauf als Funktion über das Einfrierfeld B_f beziehungsweise der eingefrorenen Flussquanten n . Der Versatz wird durch die Asymmetrie des Fallenpotenzials verursacht.

Nur der Fall, wenn das Fallenpotenzial symmetrisch wäre und sich damit sowohl das Fallenvolumen als auch die Fallentiefe symmetrisch verhalten würden, würde zu einem Maximum bei $n = 0$ führen. Es würde, für symmetrische Fallen, ebenfalls der Ort des Minimums (maximale Atomdichte) der ungestörten Falle mit der geometrischen Mitte der Wolkenausdehnung zusammenfallen, womit man für eine perfekte Positionierung der Falle über dem Ring keinen Beitrag des Fallenfelds zum Fluss im Ring erwarten würde.

Die Asymmetrie der Z-Falle lässt sich aufgrund der Fallengeometrie, der Rotation um den Zentralleiter und hauptsächlich die Verschiebung entlang der x -Achse und den dadurch asymmetrischen longitudinalen Einschluss, durch den nur einseitig genutzten Confinement-Draht, nicht vermeiden. Dies führt zu den verschobenen und asymmetrischen Verläufen der Dichteverteilung und Atomzahl.

Die numerischen Berechnungen des Potenzials für verschiedene Anzahl an Flussquanten tragen zum Verständnis der Zusammenhänge und der Messkurven bei. Durch das Zusammenspiel all dieser Effekte des Ringfelds auf das magnetische Potenzial ist es möglich, die Änderung einzelner Flussquanten im Ring über einen weiten Bereich von mehr als zehn Flussquanten deutlich mittels der Atomwolke nachzuweisen, wie in Abbildung 5.18 durch die Stufen der Atomzahl zu erkennen ist.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

6.1 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde ein hybrides Quantensystem bestehend aus supraleitenden Strukturen, in diesem Fall einem mikrostrukturierten Ring, und kalten Atomwolken aus Rubidium-87 untersucht. Die Atomwolke befand sich dabei in einem Abstand von $18\ \mu\text{m}$ zur Ringstruktur und zur Oberfläche des Chips. In den durchgeführten Experimenten wurde der Einfluss der Flussquanten und das dadurch erzeugte magnetische Dipolfeld des Rings auf die kalte Atomwolke untersucht [104]. Es wurde der Einfluss einzelner Flussquanten auf eine im Einflussbereich befindliche Atomwolke zum ersten mal gemessen.

Durch eine numerische Analyse des Fallenpotenzials und des Einflusses des Ringfelds wurde erläutert, welche Auswirkungen auf die atomaren Ensembles zu erwarten sind und in welcher Größenordnung diese liegen. Es wurde gezeigt, dass der Effekt in der x -Raumrichtung, der Richtung des niedrigsten Einschlusses der Atomwolke, dominant ist, im Gegensatz zu den beiden anderen Richtungen der Atomwolke. Dadurch wird deutlich, dass die räumliche Ausdehnung des supraleitenden Rings auf die Ausdehnung der Wolke abgestimmt werden muss. In den Richtungen des vernachlässigbaren Einflusses besaß die Atomwolke eine Ausdehnung vergleichbar mit der des Rings. In der x -Richtung hingegen war die räumliche Ausdehnung der Wolke deutlich größer als der Ring, wodurch sich ein asymmetrisches Doppelmuldenpotenzial gebildet hat.

Das Minimum des Doppelmuldenpotenzials, welches sich oberhalb der Ringstruktur befindet, besitzt eine vom Flusszustand abhängige Fallenfrequenz in x -Richtung. Die diskrete Änderung der Frequenz, der Schwerpunktsschwingung in Abhängigkeit des Flusszustandes, wurde gemessen, wobei die Stufenbreite der Flusszustände in guter Übereinstimmung mit dem von der Ringgeometrie vorgegebenen Wert ist, der nötig ist, um den Zustand um ein Flussquant zu ändern.

Des Weiteren wurden mittels *in-situ* Absorptionsoptionen der Wolke in der Falle die Auswirkungen der Flussquanten auf das atomare Dichteprofil deutlich. Um die im

Dichteprofil bestimmten Stufen weiter zu analysieren, wurde schlussendlich die Atomzahl berechnet und deren Abhängigkeit von dem Flusszustand des Rings n . Aus dieser Messung wurde durch Vergleich mit den numerischen Berechnungen der Falle auf den Verlustmechanismus der sich zum Ringleiter öffnenden Fallenbarriere geschlossen. Neben dem Reduzieren der Fallentiefe und der Formänderung des Potentials, als Auswirkung des Rings auf das Potenzial, zeigt sich auch eine Beeinflussung des Flusses im Ring durch die Falle. Die Magnetfeldkomponente senkrecht zur Oberfläche trägt zum magnetischen Fluss im Ring bei, wodurch der effektive Flusszustand des Rings kontinuierlich verschoben werden kann.

Es wurde gezeigt, dass kalte Atomwolken in der Lage sind, den Flusszustand von supraleitenden Ringen über die Fallenfrequenz, das Dichteprofil und die Atomzahl auszulesen. Die in dieser Arbeit demonstrierte Sensitivität zum Auslesen von einzelnen Flussquanten, sogar über einen Bereich von vielen Flusszuständen, ist eine Voraussetzung, um weiterführend an einer Kopplung zwischen dem Quantensystem des supraleitenden Rings und der atomaren Wolke arbeiten zu können.

6.2 Ausblick

Der Nachweis, dass kalte atomare Ensembles im Einflussbereich von supraleitenden, geschlossenen Strukturen sensitiv genug sind, um die Flussquantisierung über einen weiten Bereich von Flusszuständen zu detektieren, öffnet den Weg zu neuartigen hybriden Quantensystemen.

Fluss-Qubits¹ in Form von einfachen Ringstrukturen, in denen die Orientierung des Flusses durch die Ringoberfläche und folglich auch die Stromrichtung im Leiter die Zustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$ des Qubits bilden, stellen die einfachste Form eines Fluss-Qubits dar. Es ist bereits gelungen, gezielt den Überlagerungszustand der Flusszustände herzustellen, wobei hierbei SQUIDs² zum Einsatz kamen [47, 48, 63].

Um nun das Problem der, durch die gute Ankopplung an die Umgebung, kurzen Kohärenzzeit zu umgehen, wurde in diversen theoretischen Veröffentlichungen die Kopplung von Flusszuständen und dadurch mögliche Übertragung des Zustandes auf eine Atomwolke vorgeschlagen und diskutiert [59–61]. Neben der Verwendung von SQUIDs als Fluss-Qubit wurde auch die Kopplung eines Rings, welcher direkt über dem Fallenleiter liegt, an ein Ensemble kalter Rubidium Atome bereits theoretisch untersucht [58].

Neben der guten Kohärenzzeit [44] bieten Atome auch die Möglichkeit einen „flying-Qubit“ zu realisieren, da sie durch ihre Vielzahl an Energieniveaus in der Lage sind, Anregungen in anderen Energiebereichen, wie der Mikrowelle zu absorbieren und in

¹Auch „persistent-current-qubits“ genannt

²In die Ringstruktur wurden noch Josephsonkontakte integriert.

den optischen Bereich zu transferieren beziehungsweise zu emittieren [127]. Ein Hybridsystem aus supraleitenden Ringstrukturen und kalten Atomen erfüllt somit alle Voraussetzungen an Qubits.

Der nächste Schritt auf dem Weg hin zur Kopplung und Übertragung von Zuständen zwischen supraleitenden Ringstrukturen und kalten Atomen ist, den Ring durch ein geeignetes Design einer SQUID-Struktur zu ersetzen. Diese erlaubt es, den Flusszustand zu ändern ohne den supraleitenden Zustand zu verlassen. SQUIDs können allerdings nur $\pm 1,0$ Flussquanten realisieren, was aber in keinem Widerspruch zur in dieser Arbeit gezeigten Messungen steht.

SQUIDs und kalte Atome eröffnen sogar einen größeren Bereich, der von Interesse ist. Seit längerem werden SQUIDs schon jetzt zur präzisen Detektion kleiner Magnetfelder verwendet [128]. Die kalte Atomwolke besitzt ein permanentes magnetisches Moment, dessen Betrag von der Anzahl der Atome abhängt. Damit besteht die Möglichkeit, durch Detektion des magnetischen Moments der Wolke grundlegende Informationen über die Atomwolke zu erhalten, ohne diese dabei zu zerstören. Wenn sogenannte gradiometrische SQUIDs [129] genutzt werden, ist es denkbar die Schwerpunktsschwingung der Atomwolke zu detektieren. Diese ähneln vom Prinzip der optischen Vierfeld-Messmethode. Es werden zwei SQUIDs nebeneinander platziert, wobei sie eine Seite teilen. Die Wolke befindet sich dabei zum Teil über dem einen und zum Teil über dem anderen SQUID. Schwingt sie nun hin und her, so würden, entsprechend dem magnetischen Moment der Atome, die Ströme in den jeweiligen SQUIDs angepasst, um die Flussquantisierung zu erhalten.

Ein wichtige Weiterentwicklung hin zu hybriden Quantensystemen besteht also in der Implementierung von SQUIDs anstelle von passiven Ringstrukturen. Um dies zu ermöglichen, muss das Supraleiter-Set-up auf Temperaturen im Millikelvin Bereich gekühlt werden, um das thermische Rauschen und thermische Anregungen im supraleitenden Bauteil zu minimieren. Diese Voraussetzungen werden von Helium-Misch-Kryostaten erfüllt, weshalb in Tübingen gerade ein Experiment entsteht, in dem kalte Atomwolken in solch einem Kryostaten präpariert werden können. Als erster Schritt hin zu diesem Ziel wurde eine MOT und erste Schritte eines magnetischen Transfers in dieser technisch herausfordernden Umgebung realisiert [130].

Die gezeigte Beeinflussung der Potenzialform kann ebenfalls genutzt werden, um gezielt Potenziale zu modellieren. Neben bereits durchgeführten Messungen, hauptsächlich in der Arbeitsgruppe von Rainer Dumke, bei denen das Eindringen von Flussschläuchen in Typ II Supraleiter genutzt wurde, gibt es auch im Bereich der Potenzialstrukturierung verschiedene Vorschläge. In den bisherigen Experimenten wurde die Überlagerung des Magnetfelds einer Vielzahl von Flussschläuchen genutzt, um Atome zu fangen. Durch diese Arbeit wurde der Einfluss eines einzelnen Flussquants zum ersten Mal gemessen. Dies weist in die Richtung mehrerer Vorschläge, die Atome im Feld einzelner Fluss-

schläuche fangen möchten [131–133]. Diese Felder können je nach Größe der Struktur räumlich stark begrenzt sein und verfügen über hohe Magnetfeldgradienten. Außerdem ist es möglich, die Positionen der einzelnen Flussschläuche präzise zu strukturieren, indem Pinningzentren, beispielsweise durch Löcher, in den supraleitenden Film platziert werden [78]. So sollte es möglich sein, beliebige Anordnungen von Flussschläuchen zu erzeugen und das in sehr kleinen Abständen zueinander. Diese Abstände können mit heutigen Strukturierungstechniken im Bereich von Nanometern liegen. Dies ist deutlich kleiner als die typischen Abstände für optische Fallen von einer halben optischen Wellenlänge. Dadurch ist es möglich, in bisher unzugängliche Bereiche bei der Untersuchung von Tunneleigenschaften zwischen Potenzialtöpfen zu gelangen.

Ein anderer Ansatz ist die Verwendung von AC-SQUIDs [7], welche in der Lage sind, Mikrowellenstrahlung zu emittieren. Diese kann genutzt werden, um Hyperfeinübergänge der Atome zu treiben. Oder umgekehrt können die Atome durch räumliche Messung der Rabi-Frequenz Aufschluss über die Abstrahlcharakteristik eines SQUIDs liefern, analog zur Messung in der Gruppe von Philipp Treutlein [134, 135], bei der ein normalleitender, koplanarer Mikrowellenwellenleiter vermessen wurde.

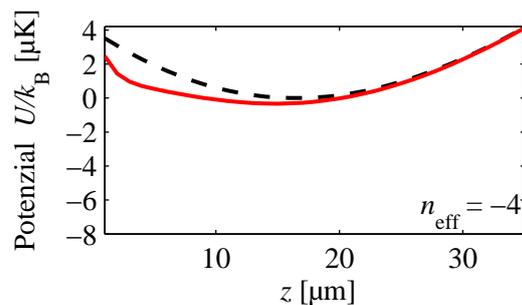
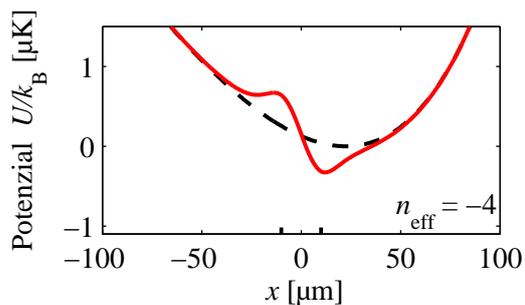
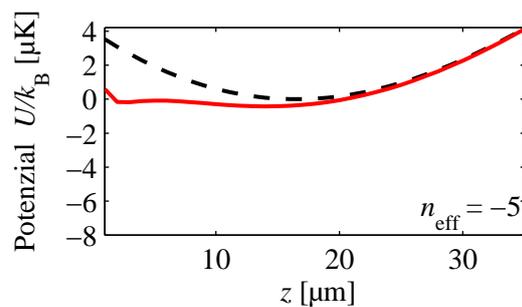
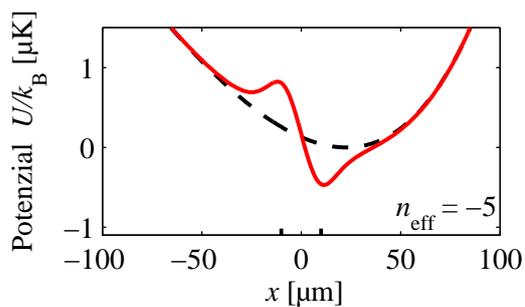
Es wurde aufgezeigt, dass die Kombination beider Systeme auch zukünftig eine Vielzahl an Untersuchungsmöglichkeiten bietet, von grundlegenden Wechselwirkungen über technische Aspekte der Fallenstrukturierung bis zum komplexen Gebiet der Quanteninformationsübertragung. Durch den Nachweis, dass kalte Atomwolken durch einzelne Flussquanten beeinflusst werden können, ist ein erster Schritt in diese Richtung gemacht worden.

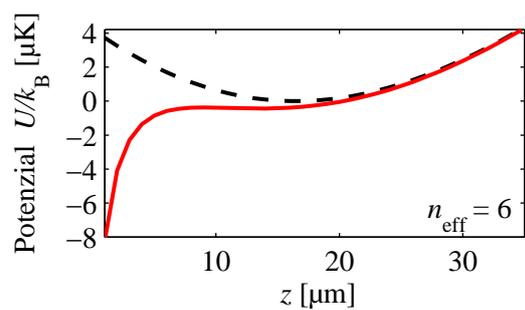
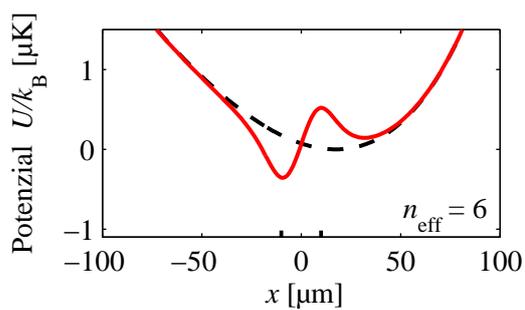
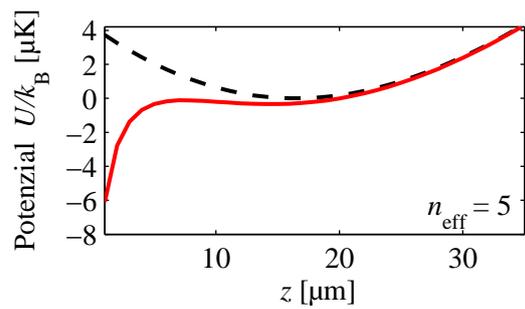
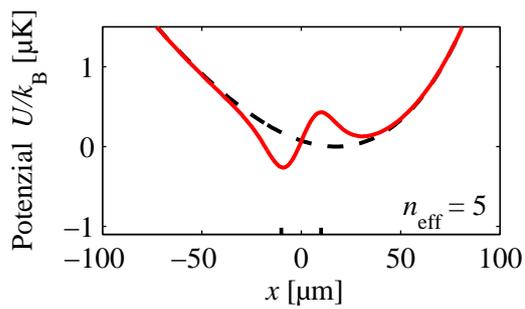
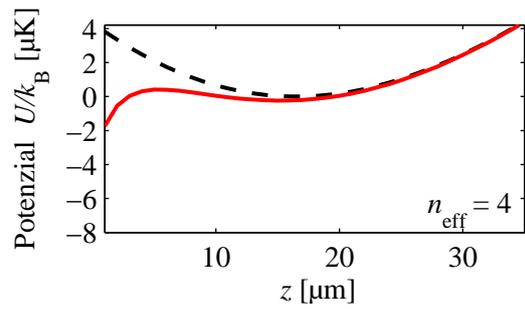
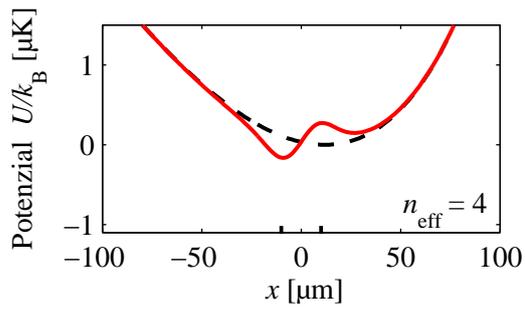
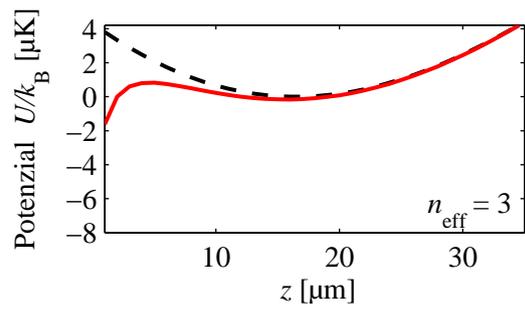
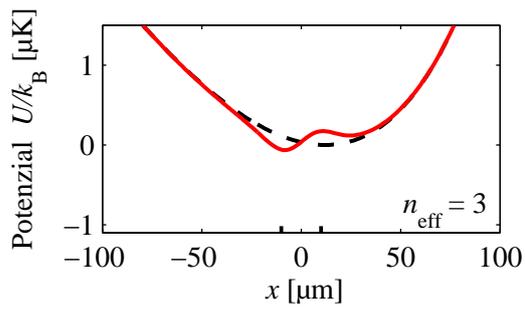
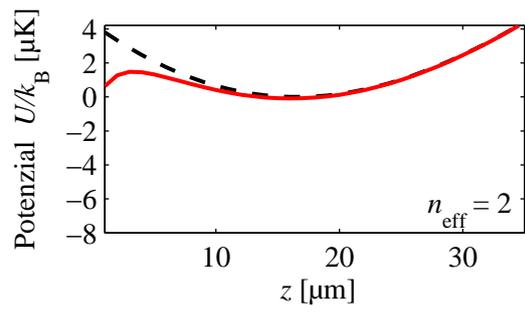
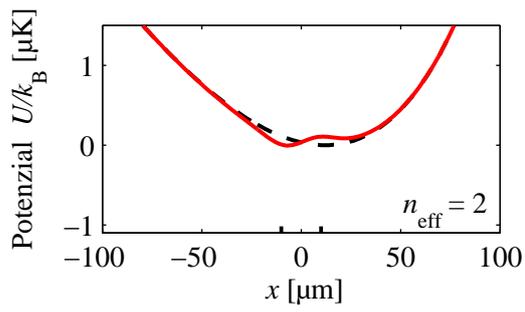
Anhang A

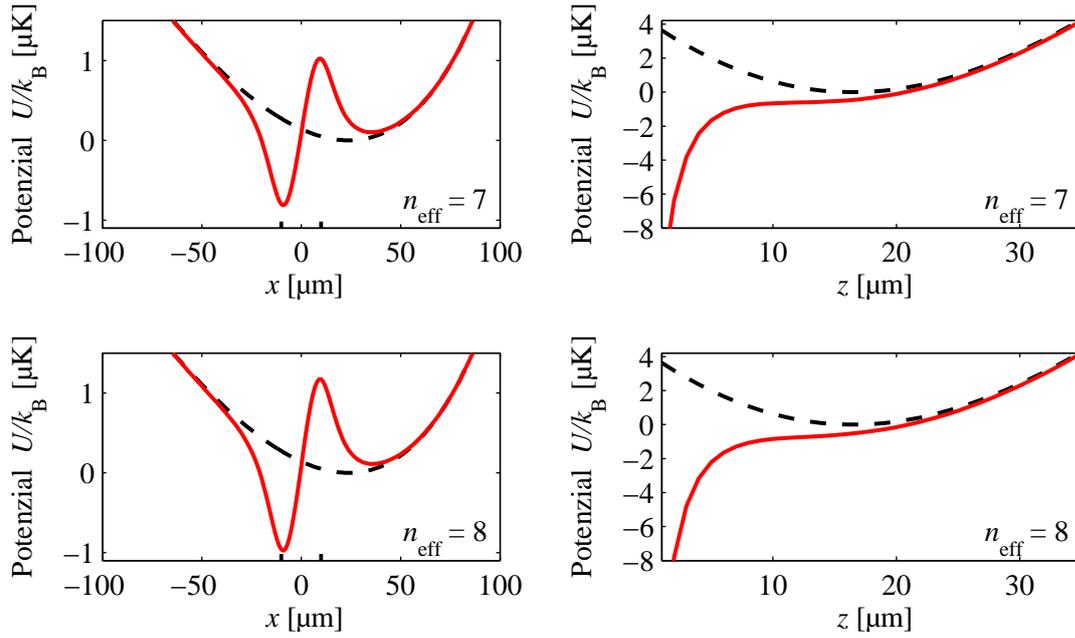
Potenzialberechnungen mit Ringfeld

A.1 Potenzialverlauf für verschiedene Flusszustände n im Ring entlang der x - und z -Achse

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Simulation für $n = -7$ bis $n = 6$ eingefrorener Flussquanten dargestellt, mit deren Hilfe die Messergebnisse interpretiert wurden. Es werden die Fallenpotenziale über dem Ring entlang der x - und z -Achse durch das Minimum gezeigt. Die Anzahl der effektiv im Ring befindlichen Flussquanten ist jeweils angegeben, da dies die eigentlich gemessene Größe darstellt. Die Anzahl der eingefrorenen Flussquanten n unterscheidet sich um $+2$ von dem effektiven Wert, was dem Feldbeitrag der Falle entspricht.

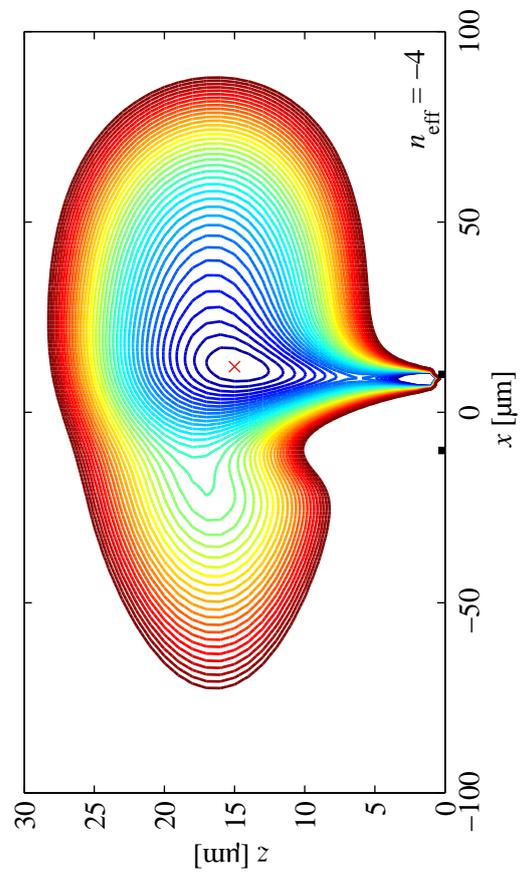
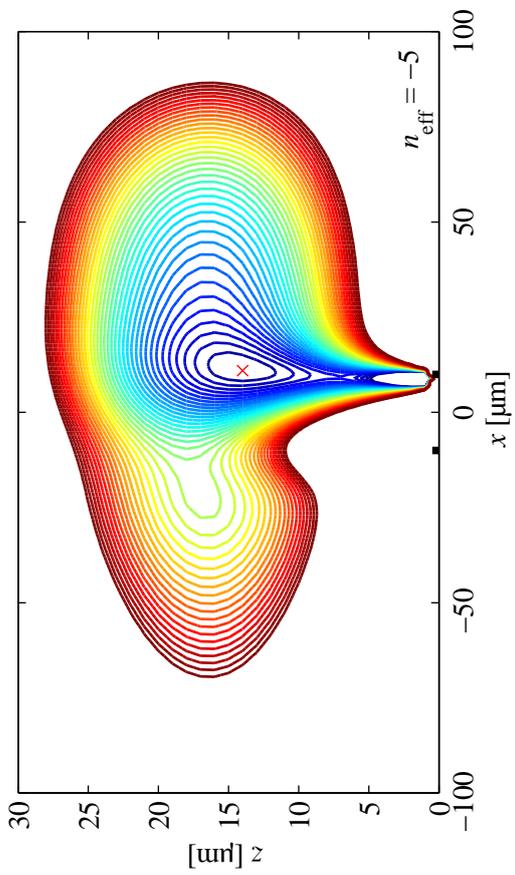
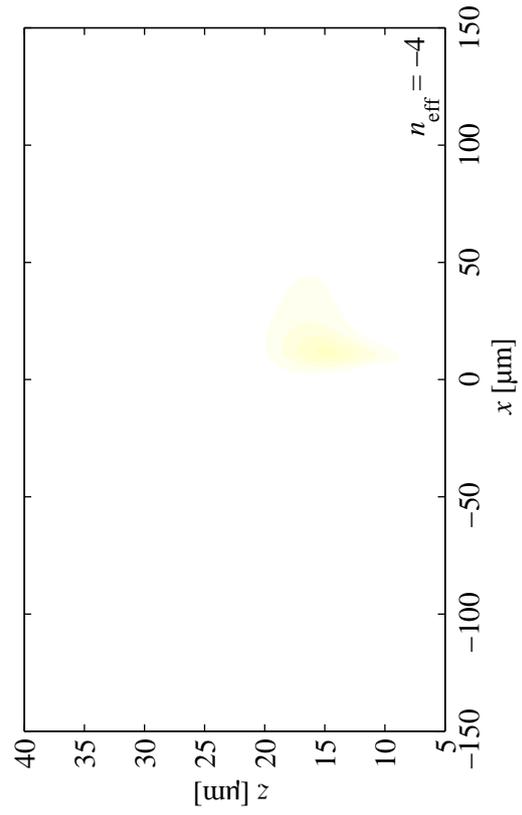
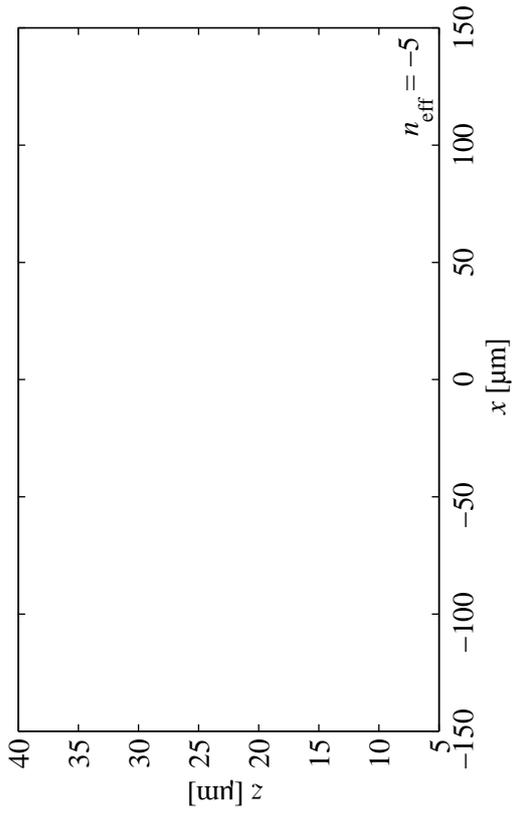


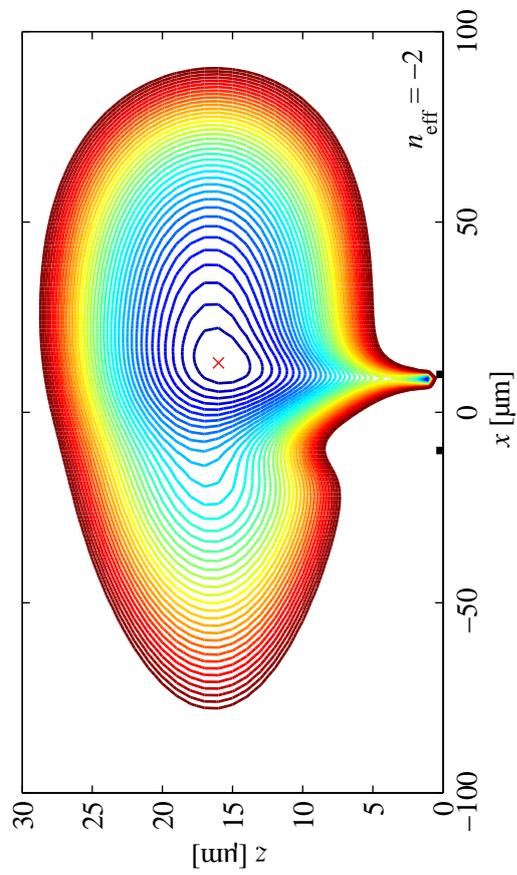
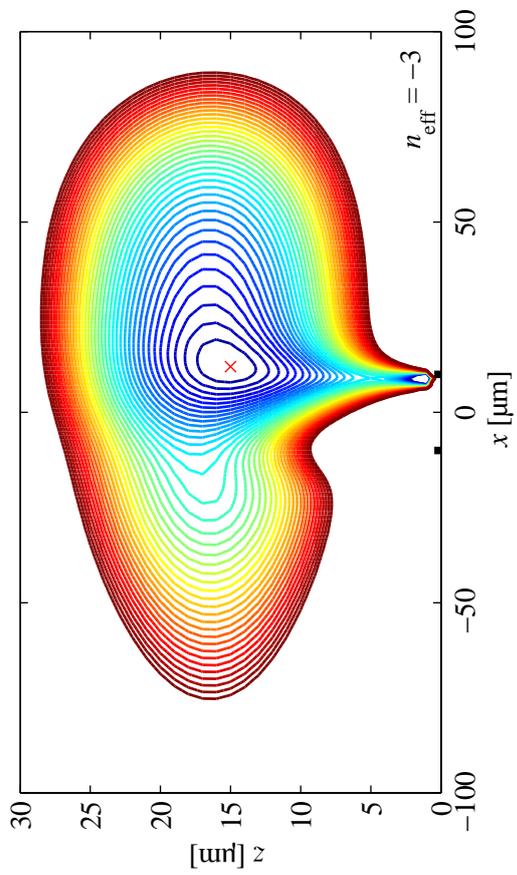
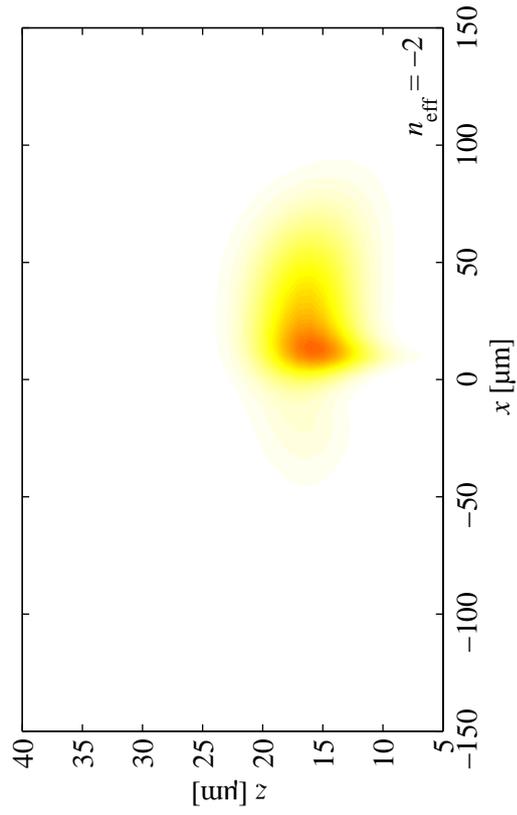
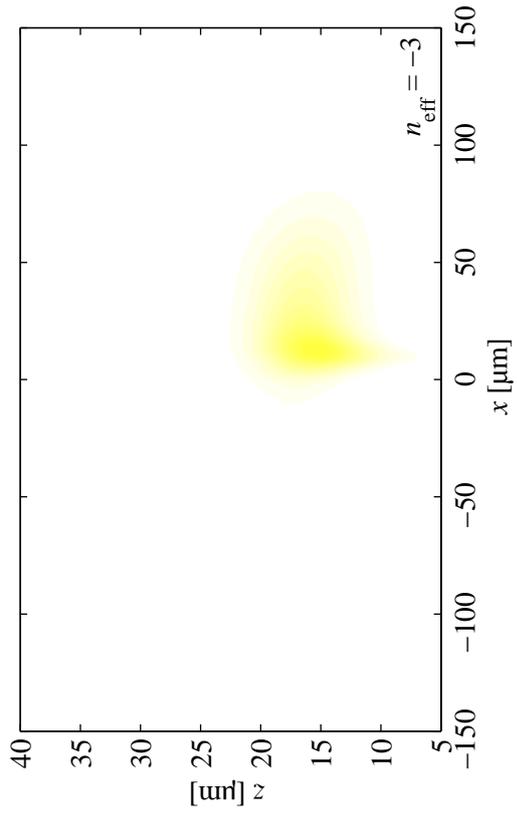


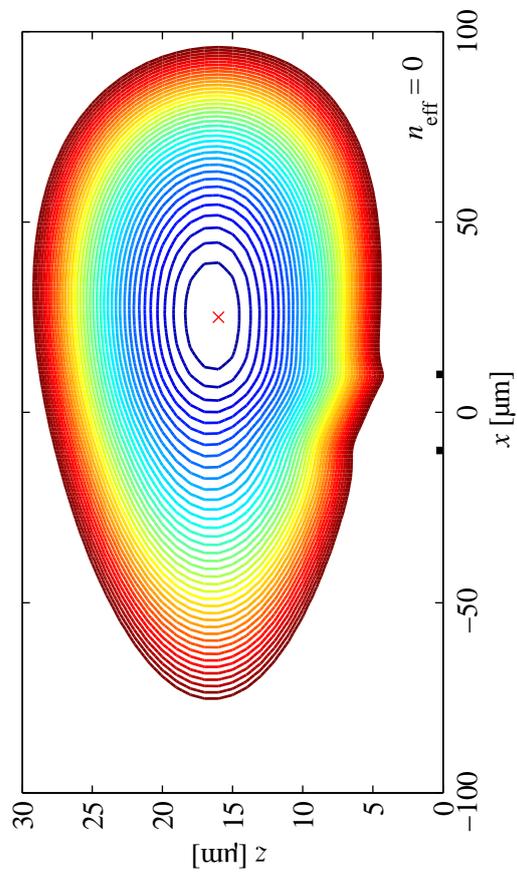
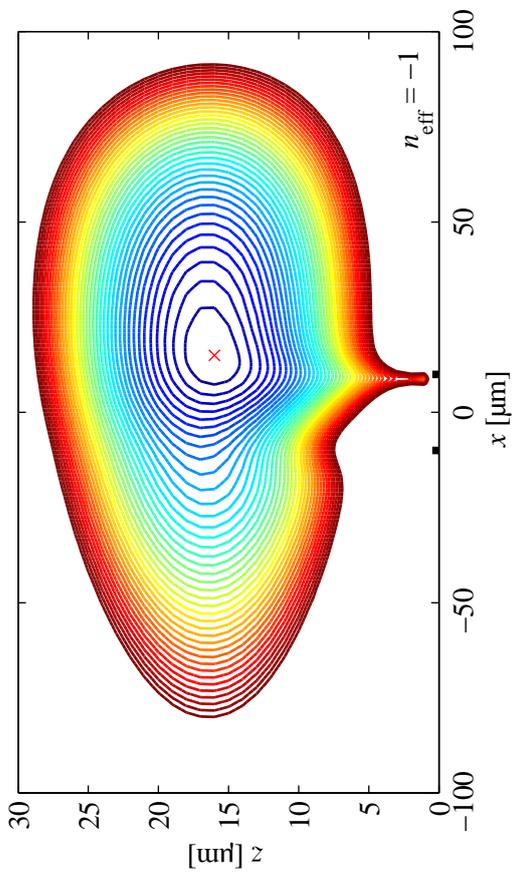
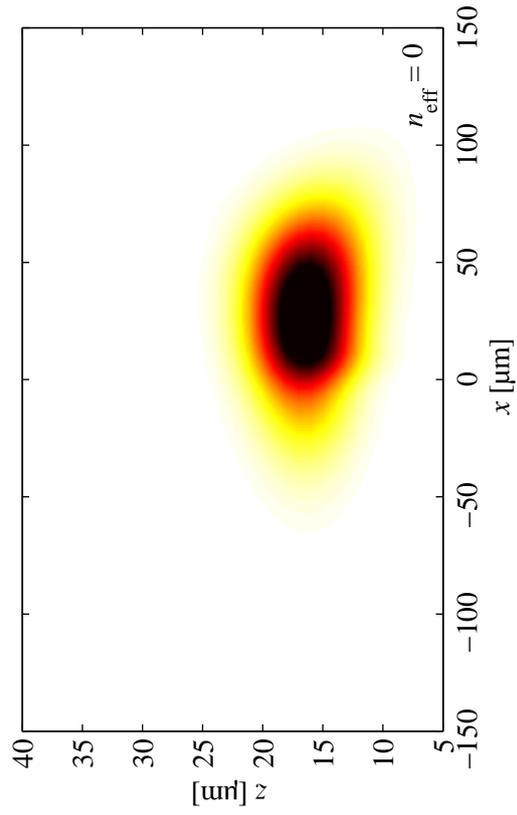
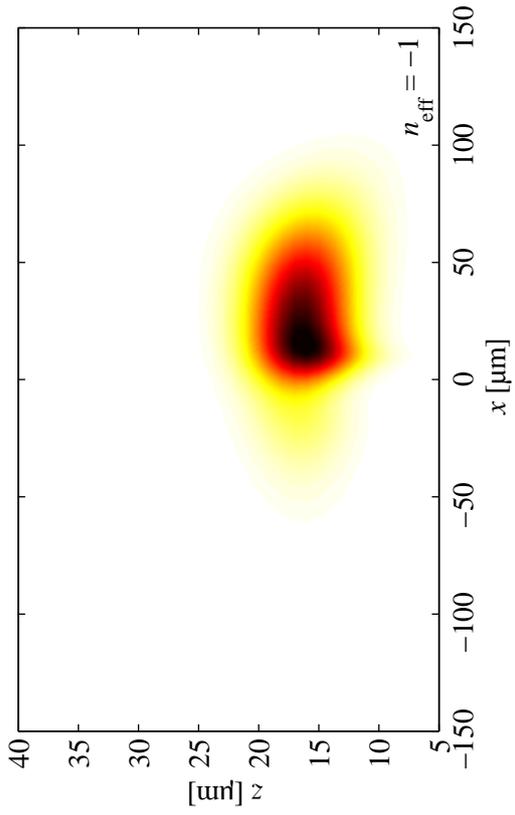


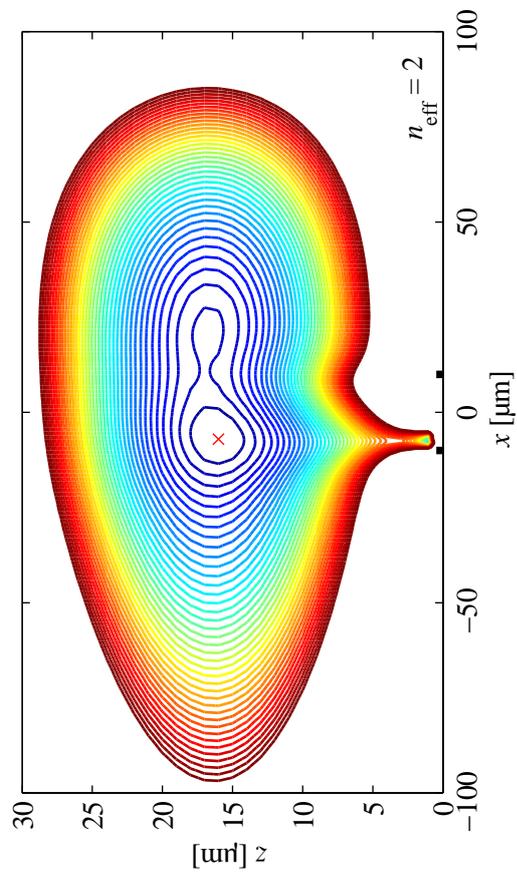
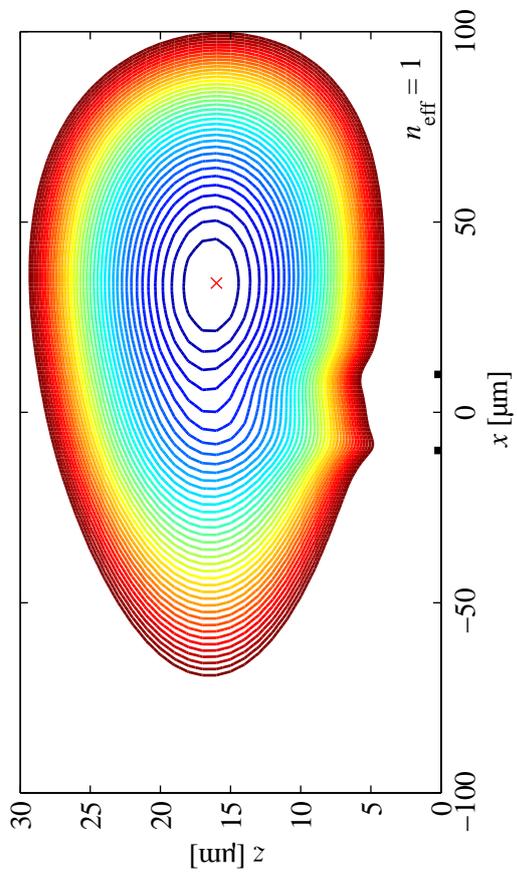
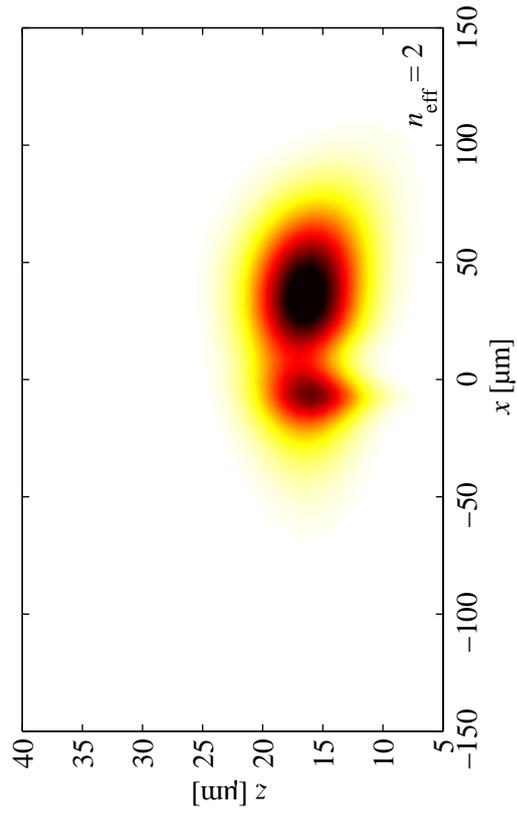
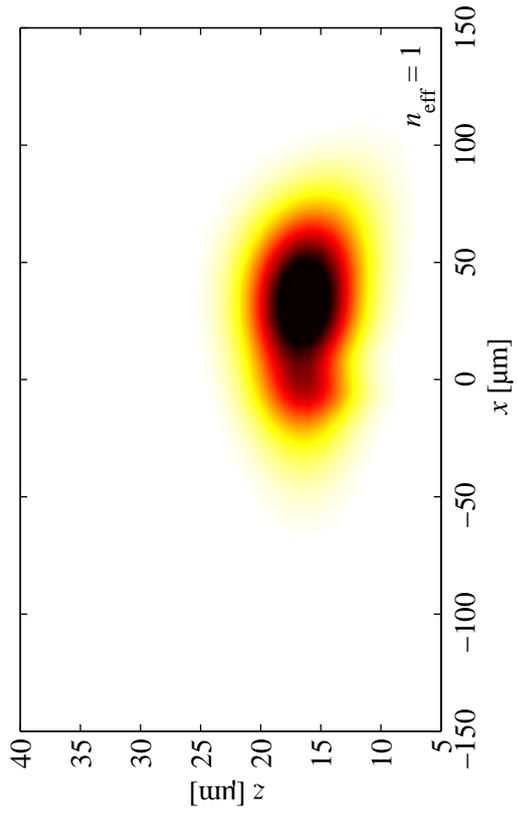
A.2 Zweidimensionales Potenzial und Dichteverteilung für verschiedene Flusszustände n im Ring

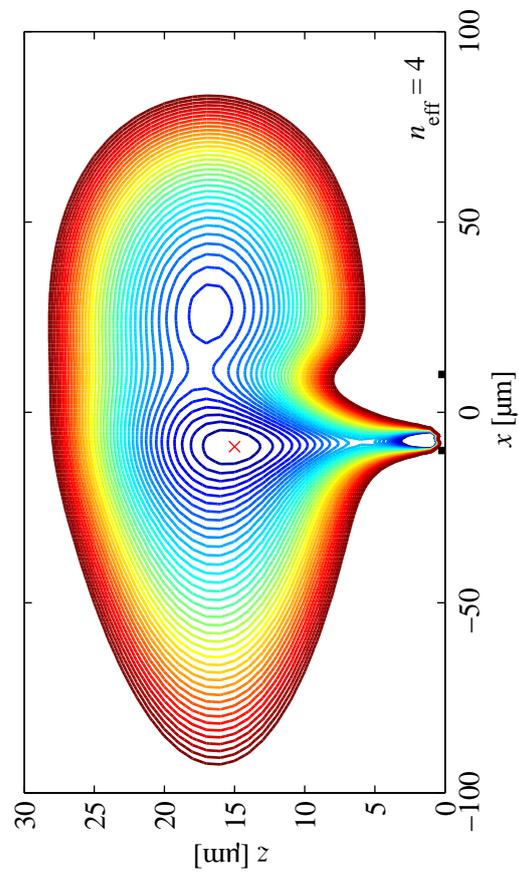
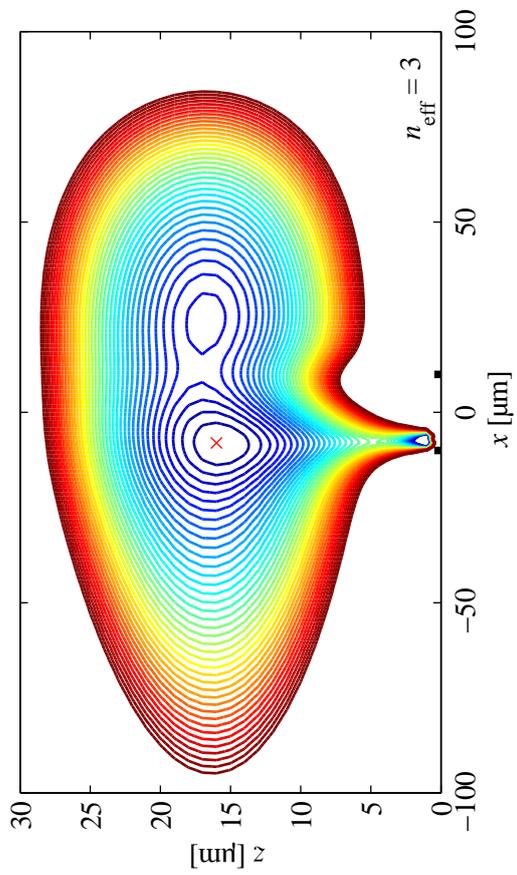
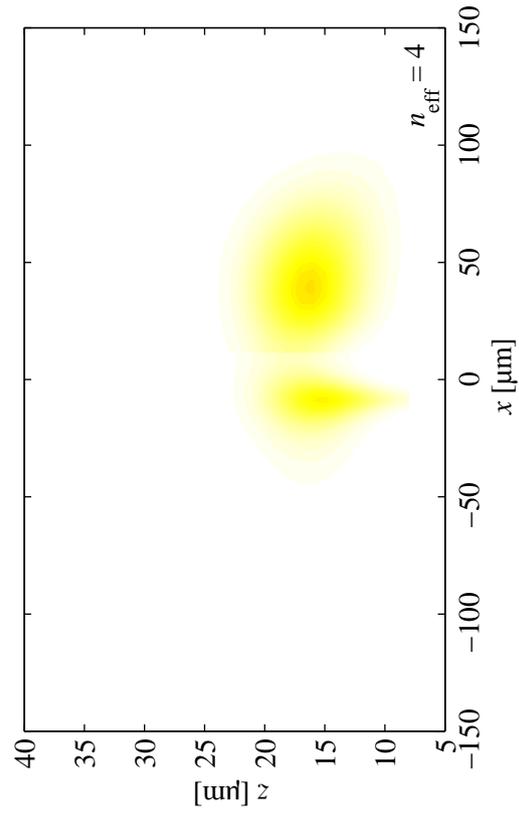
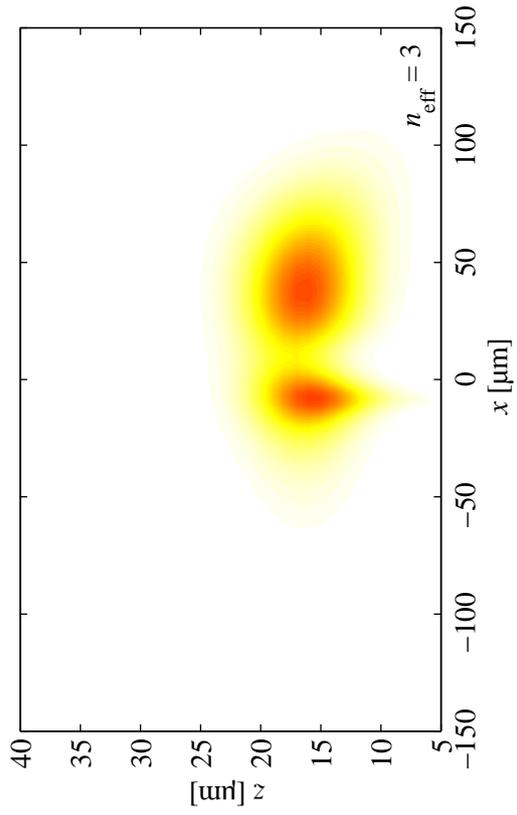
Es wird das zweidimensionale Potenzial gezeigt, die Isopotenziallinien besitzen immer einen Abstand von $k_B \cdot 50 \text{ nK}$. Gegenübergestellt ist die Dichteverteilungen der Atome in der Simulationen, aus denen die Dichteprofile und die Atomzahl berechnet wurden. Die Farbskala ist für alle Bilder dieselbe, um die Dichteverteilungen für verschieden Flusszustände vergleichen zu können. Auch hier wurde der jeweilige effektive Flusszustand angegeben.

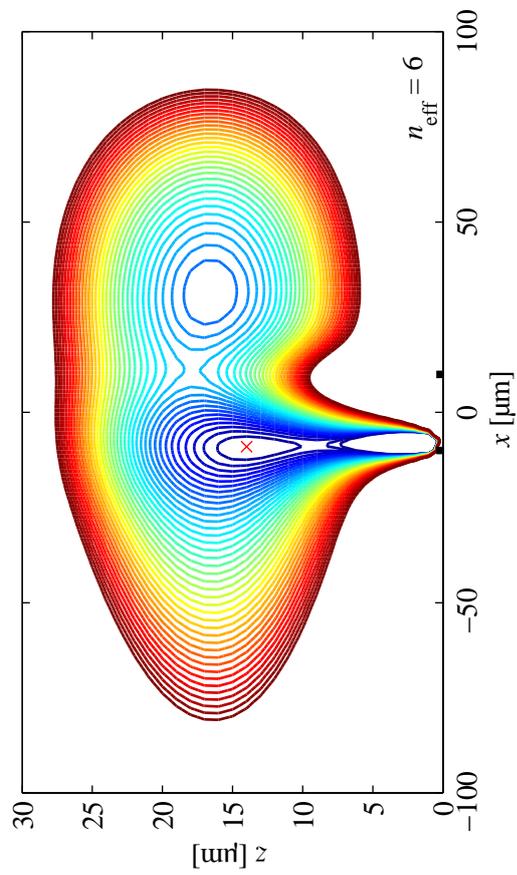
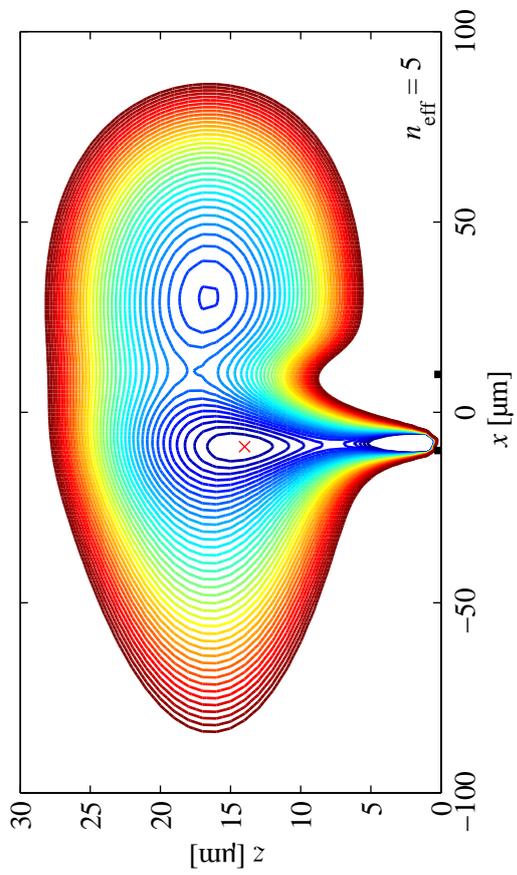
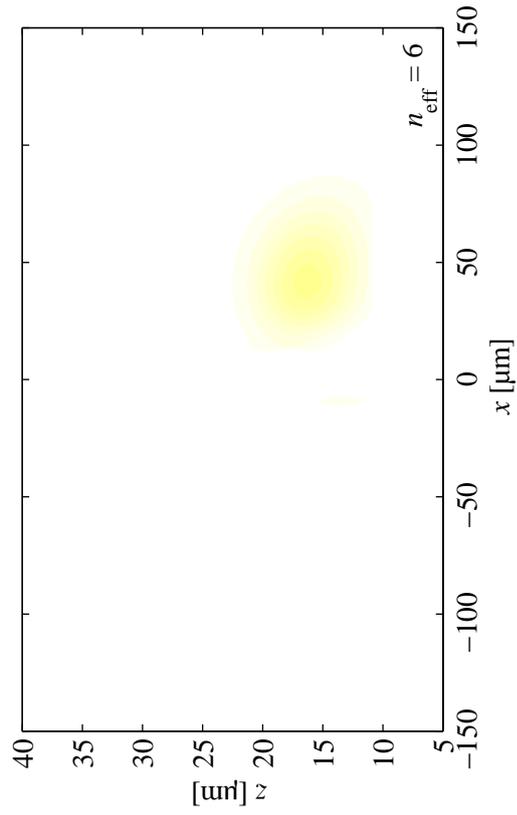
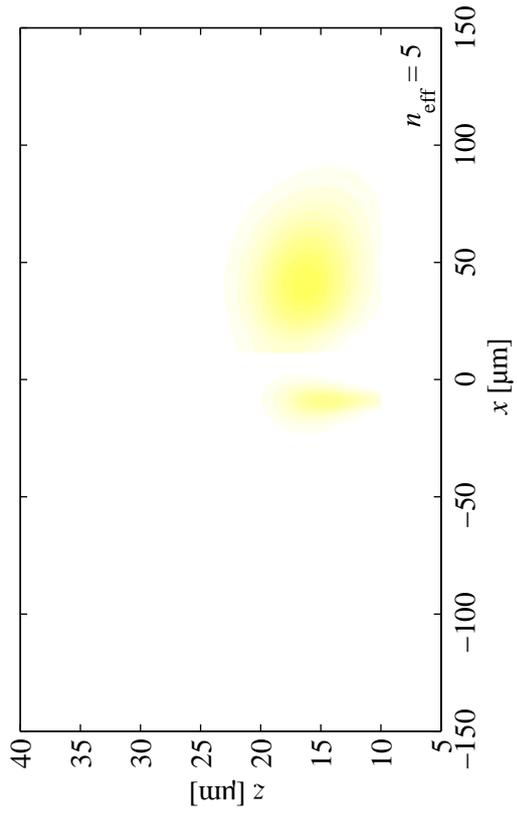


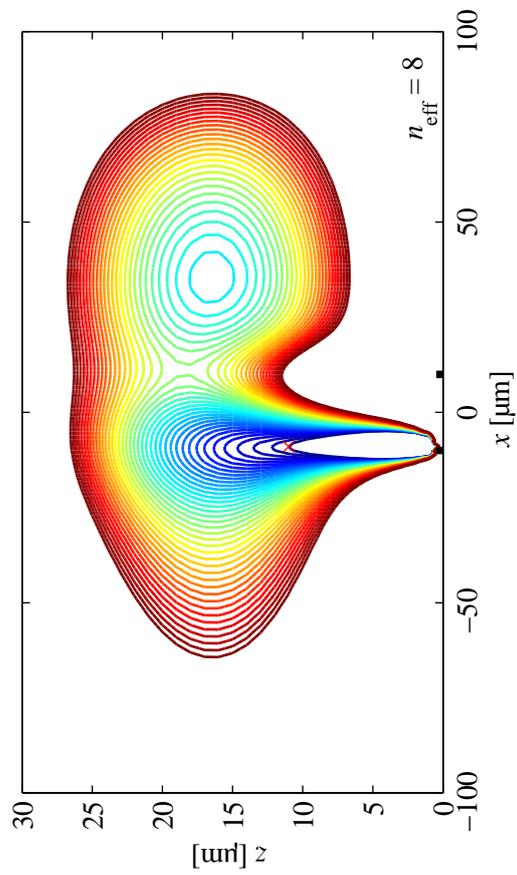
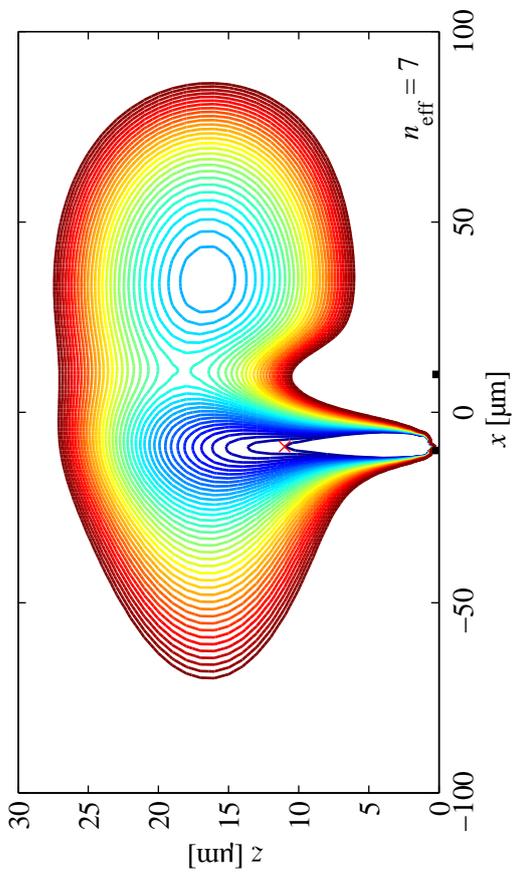
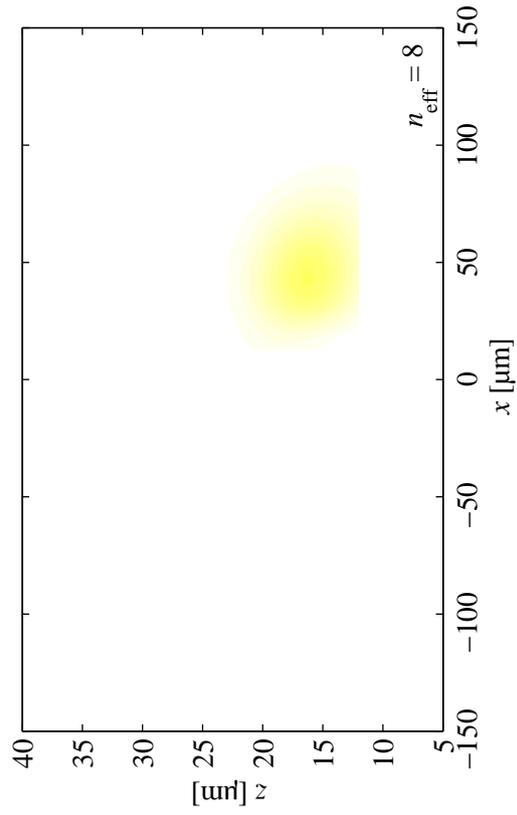
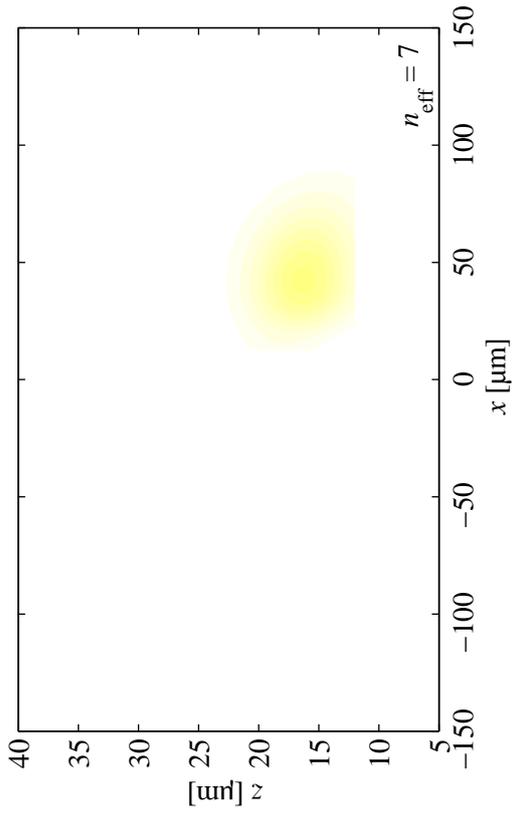












Anhang B

Daten und Kalibrierung

B.1 Kamera

Durch die Absorptionaufnahme der Atomwolke werden alle Informationen gewonnen. Deshalb ist ein zuverlässiges und gutes Abbildungssystem wichtig. Es wurden die Kameras der Marke Sony HC-56 ersetzt durch eine Apogee Ascent A285¹. Nachfolgend werden die Verbesserungen erläutert.

Die Bittiefe von 16 Bit ist höher als die vorherigen 8 Bit, wodurch mehr Graustufen zur Verfügung stehen. Es können also kleinere Atomzahlunterschiede und höhere optische Dichten abgebildet werden. Der Verlauf der Graustufen erfolgt bis zur Sättigung linear mit der Intensität. Die Quanteneffizienz von circa 35 Prozent bei einer Wellenlänge von 780 nm ist höher als bisher, dies erlaubt eine Abbildung von kleineren Atomzahlen. Des Weiteren besitzt die Kamera eine Auslesesoftware², die es erlaubt, nur einen Bildausschnitt auf dem CCD-Chip zu erfassen. Dies erhöht die Auslesegeschwindigkeit auf mehrere hundert Mikrosekunden. Der CCD-Chip³ besitzt 1360×1024 Pixel mit einer Pixelgröße von $6,45 \times 6,45 \mu\text{m}$.

B.2 Rabi-Oszillationen

Um die Atome aus dem $|F = 1, m_F = -1\rangle$ Zustand in den $|F = 2, m_F = 0\rangle$ Zustand zu transferieren, wird ein π -Mikrowellen-Puls eingestrahlt [36, 136].

Die Kopplungsstärke der beiden Hyperfeinniveaus ist im Fall einer resonanten Anregung gegeben durch die resonante Rabifrequenz

$$\Omega_0 = \frac{d_{12}B}{\hbar}, \quad (\text{B.1})$$

wobei d das Dipolmatrixelement des Übergangs ist und B die Amplitude des Magnetfelds. Im Fall einer nicht-resonanten Anregung wird die Rabifrequenz um einen Term,

¹Spezifikationen: Andor Homepage Stand 08.2016

²MaximDL

³Sony IXC 285 AL

der die Verstimmung $\delta = \omega_{\text{MW}} - \omega_{\text{A}}$ zwischen Mikrowellenfrequenz und Übergangsfrequenz beinhaltet, folgendermaßen erweitert

$$\Omega^2 = \Omega_0^2 + \delta^2. \quad (\text{B.2})$$

Befinden sich zum Zeitpunkt $t = 0$ alle Atome im Grundzustand, so ist die zeitliche Entwicklung der Besetzung des angeregten Zustands während der Einstrahldauer gegeben durch

$$|c_2(t)|^2 = \frac{\Omega_0^2}{\Omega^2} \sin^2\left(\frac{\Omega}{2}t\right). \quad (\text{B.3})$$

Wird also ein Mikrowellenpuls der Dauer $\tau = \pi/\Omega$ eingestrahlt, wird die Besetzung zwischen Grund- und angeregtem Zustand invertiert. Die Bezeichnung eines π -Puls ergibt sich aus der Pulsfläche $A = \Omega \cdot \tau = \pi$.

B.3 Magnetfeldkalibration

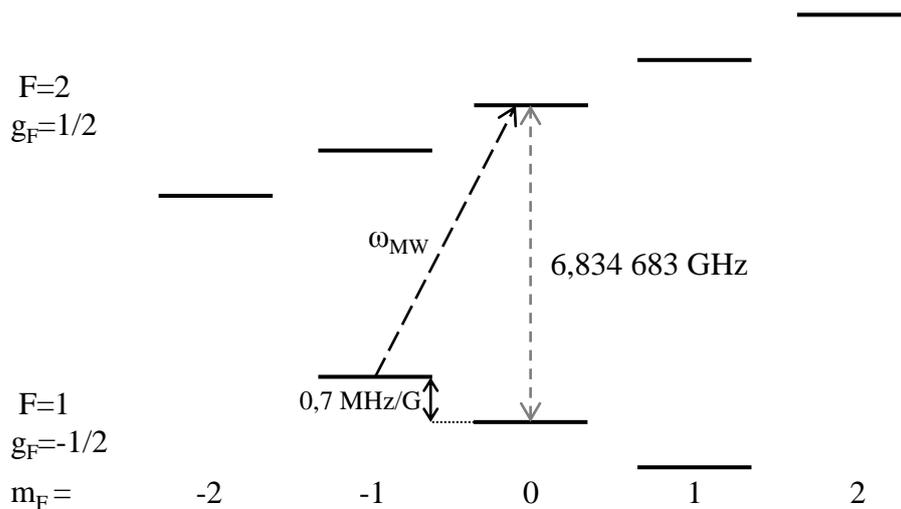


Abbildung B.1: Zeemanaufspaltung der Rubidium-87 Grundzustände $F = 1$ und $F = 2$. Die Zeemanaufspaltung der Grundzustände beträgt in erster Ordnung für beide Grundzustände $0,7 \text{ MHz/G}$. Der Übergang ohne äußeres Magnetfeld beträgt $6,834 683 \text{ GHz}$.

Um die erzeugten homogenen Magnetfelder am Ort der Atome, unterhalb des Atomchips, zu bestimmen und einstellen zu können, wird eine Mikrowellenspektroskopie genutzt.

Dazu werden die Atome in der Dipolfalle gefangen, diese wird unterhalb des Chips an die Position des Umladens verfahren. Der Abstand zum Chip beträgt dabei circa $100 \mu\text{m}$. Die Temperatur des Chips ist oberhalb der Sprungtemperatur bei circa 11 K .

Diese darf aber auch nicht zu groß gewählt werden, da sich ansonsten der Kryostat zu stark ausdehnt und die Dipolfalle nicht mehr unter den Chip verschoben werden kann. Die Atome in der Dipolfalle befinden sich anfänglich im Zustand $|F = 1, m_F = -1\rangle$ und sind nicht resonant zum Abbildungslaser ($F = 2 \rightarrow F' = 3$). Ein kurzer Laserpuls des Abbildungslasers stellt sicher, dass sich keine Atome im $F = 2$ Zustand befinden. Durch Einstrahlen eines Mikrowellenpulses bei circa 6,834 GHz werden die Atome in den $|F = 2, m_F = 0\rangle$ Zustand transferiert. Wird nun der Abbildungslaser eingestrahlt, werden nur Atome abgebildet, die zuvor durch die Mikrowelle in den $|F = 2, m_F = 0\rangle$ Zustand gelangt sind.

Um die erzeugten Magnetfelder zu kalibrieren, wird ein Strom durch eines der drei Offsetspulenpaare gesendet, um in dieser Raumrichtung ein Magnetfeld zu erzeugen. Dieses Magnetfeld verursacht eine Zeemanverschiebung der atomaren Übergänge und damit verbunden eine Änderung der Mikrowellenübergangsfrequenz. Die Zeemanaufspaltung der Zustände ist in Abbildung B.1 dargestellt. Es wird nun bestimmt, bei welcher Mikrowellenfrequenz der Übergang stattfindet, um das erzeugte Magnetfeld zu berechnen. Diese Messung wird pro Raumrichtung für mindestens drei verschiedene Magnetfelder in einem Verstimmungsbereich von ± 400 kHz durchgeführt. Die Änderung der Frequenz als Funktion des angelegten Magnetfeldes wird linear extrapoliert, um sowohl die Steigung MHz/mA als auch den Nullpunkt des Magnetfelds zu bestimmen. Es werden beide Magnetfeldrichtungen abgedeckt. Die Frequenz kann abschließend in eine Magnetfeldstärke umgerechnet werden. Die Messungen für die drei Raumrichtungen sind in Tabelle B.1 zusammengefasst.

Die Kalibrierung wurde in regelmäßigen Abständen überprüft, da die Magnetfelder im Labor durch äußere Einflüsse gering verschoben werden können. Das Magnetfeld war trotzdem besser als 5 mG bekannt.

Richtung	Steigung	Steigung	Nullpunkt
B_x -Richtung	2,314 kHz/mA	3,31 mG/mA	-0,0095 A
B_y -Richtung	3,435 kHz/mA	4,91 mG/mA	-0,0248 A
B_z -Richtung	1,643 kHz/mA	2,34 mG/mA	0,1666 A

Tabelle B.1: Kalibrierung der Magnetfeldstärke, welche durch die außen an der Kammer angebrachten Offset-Spulen erzeugt werden.

B.4 Laserfrequenzen

Laser	Übergang	Frequenz
Referenz	$F = 1 \longrightarrow F' = 1/2$ cross-over	384,234 604 763 THz
Rückpumper	$F = 1 \longrightarrow F' = 2$	384,234 683 234 THz
Abbildung	$F = 2 \longrightarrow F' = 3$	384,228 115 203 THz
optisches Pumpen	$F = 2 \longrightarrow F' = 2$	384,227 848 551 THz
MOT Kühlung	$F = 2 \longrightarrow F' = 3 - \Delta$	384,228 098 203 THz

Tabelle B.2: Laserfrequenzen der verwendeten Laser beziehungsweise des im Experiment genutzten Lichts.

B.5 Unvollständig gefüllte und verschobene Falle

Wie in Kapitel 5 ausgeführt, ist es wichtig, die Falle komplett zu füllen, um für jede Anzahl an Flussquanten n einen Einfluss der reduzierten Fallentiefe zu spüren. Wird die Falle nicht vollständig befüllt, ist über einen größeren Bereich als $\pm 66,5$ mG des Einfrierfelds ($n = \pm 1$) keine Änderung im Dichteprofil zu beobachten. Es entsteht ein Plateau der Atomzahl und des Dichteprofil um den Zustand $n_{\text{eff}} = 0$, wie in Abbildung B.2 und B.3 zu sehen. Die Auswirkungen, in Form von Verlusten, auf die Atomwolke ist bei wenigen Flussquanten zu gering und besitzt keine Auswirkung auf die Atomzahl. In dem gezeigten Fall beträgt die Breite des Plateaus $n = 4\Phi_0$, indem keine eindeutigen Stufen zu erkennen sind.

Im vorliegenden Fall ist die Falle außerdem nicht mittig über dem Ring platziert, aus diesem Grund ist die Verschiebung des Flusszustandes n_{eff} im Vergleich zum Einfrierfeld B_f groß. Das Fallenfeld senkrecht zur Oberfläche beträgt circa 600 mG, wie an der x -Achse in Abbildung B.2 abzulesen.

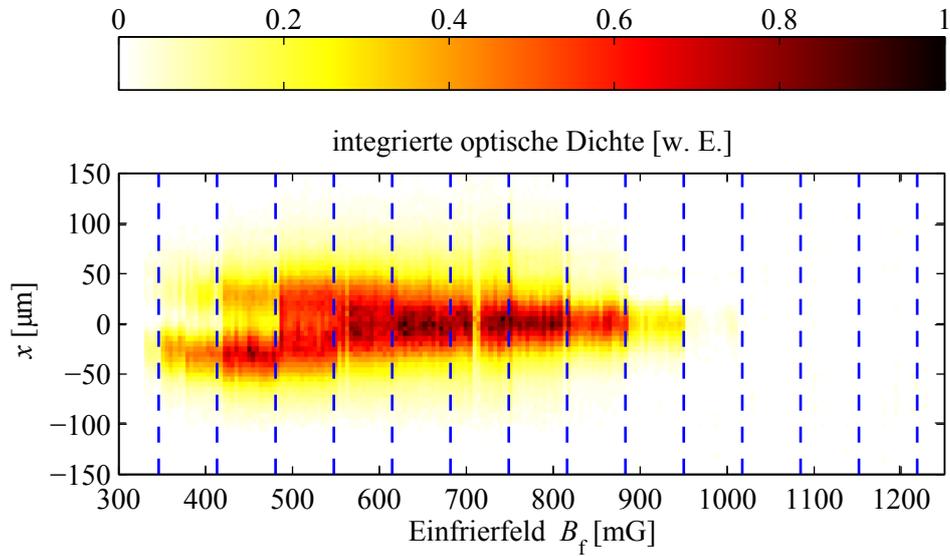


Abbildung B.2: Dichteprofil für unterschiedliche Einfrierfelder, wenn die Falle über dem Ring nicht vollständig gefüllt wird.

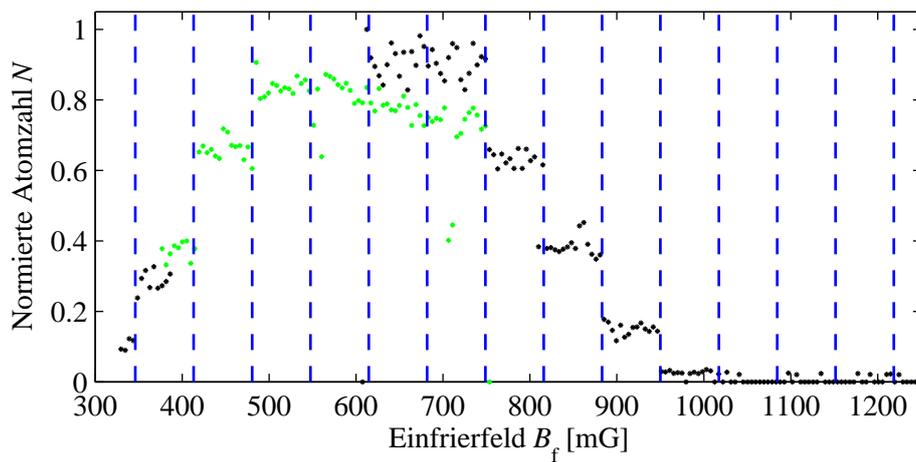


Abbildung B.3: Atomzahl mit einem Plateau um den Flusszustand $n_{\text{eff}} = 0, \pm 1$. Die Werte wurden an unterschiedlichen Tagen aufgenommen. Diese werden in unterschiedlichen Farben dargestellt.

B.6 Atomzahlmessung für die Stufen der Frequenzmessung

Für die selben Fallenparameter, wie in der Frequenzmessung in Kapitel 5.3.1 verwendet, wurde die nachfolgend gezeigte Atomzahlmessung durchgeführt, um mit ihr die Lage der Stufen zu bestimmen.

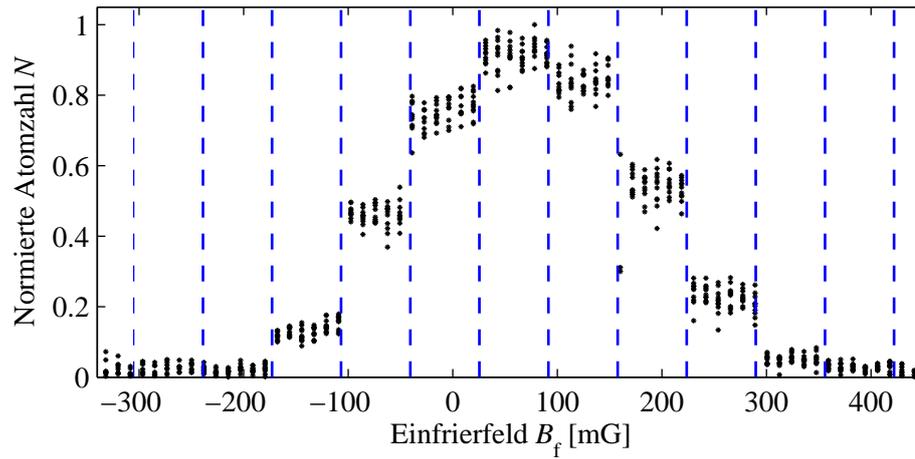


Abbildung B.4: Atomzahlmessung aus der die Stufen für die Frequenzmessung bestimmt wurden.

B.7 Chip Maske

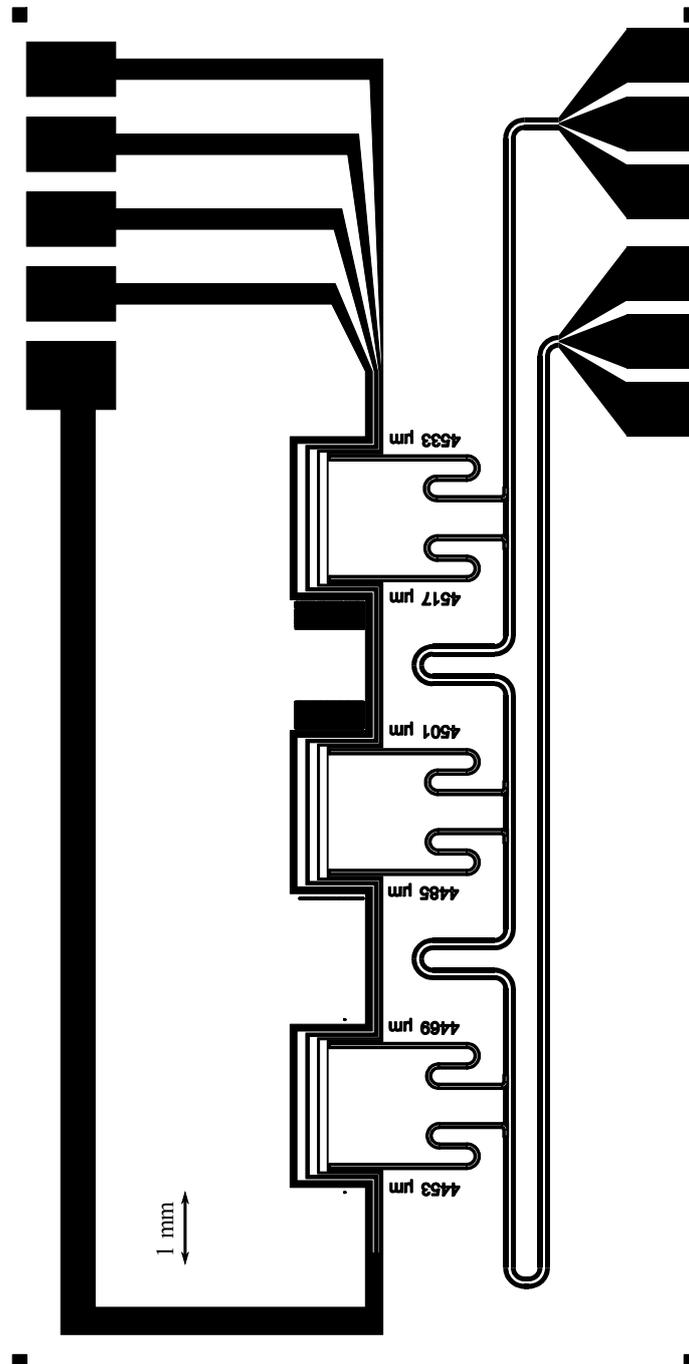


Abbildung B.5: Maske des Chiplayouts.

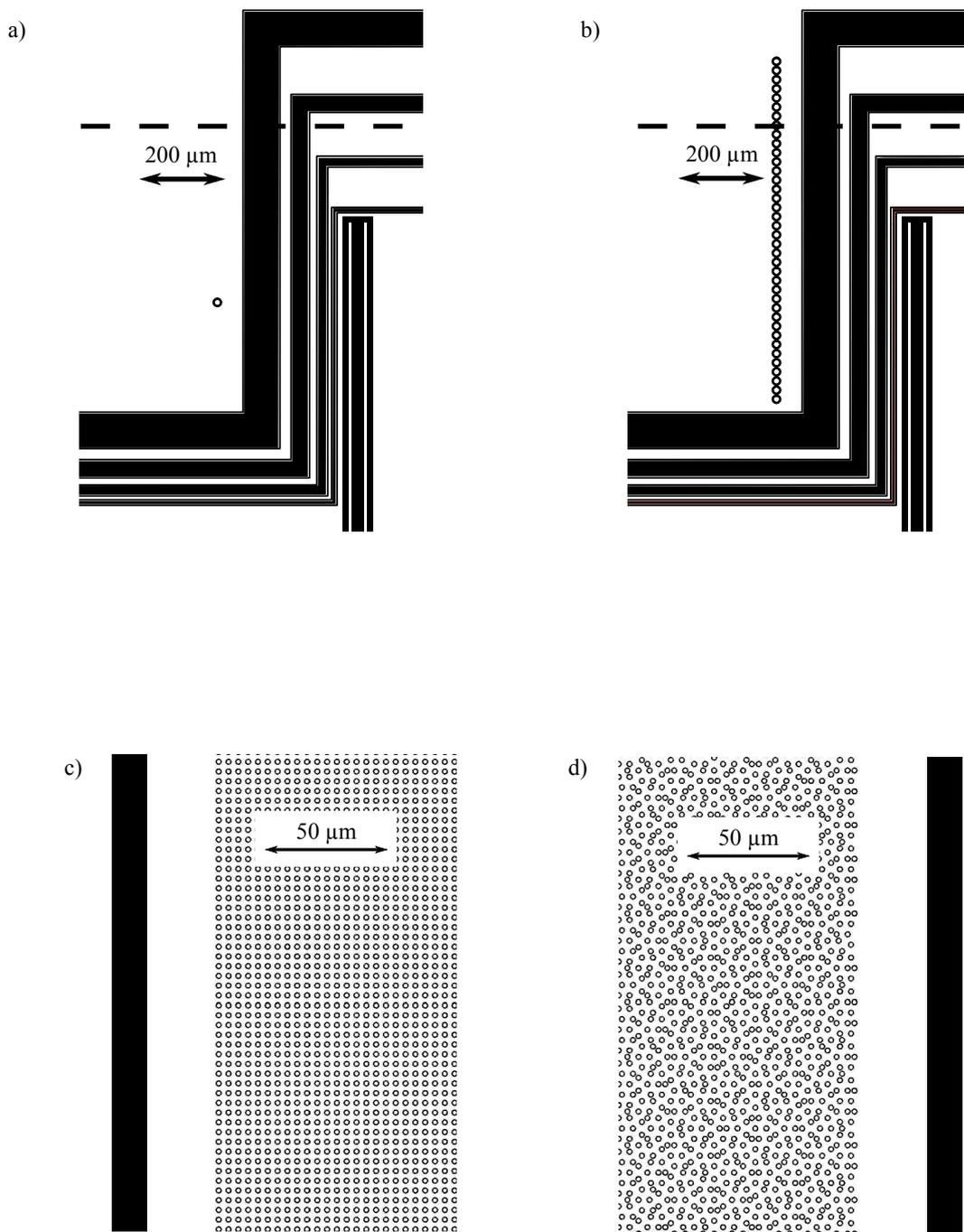


Abbildung B.6: Vergrößerung der Ringstrukturen. a) und b) zeigen die Ringe mit $10\ \mu\text{m}$ Radius. Oben quer verlaufend ist gestrichelt der Confinement-Draht angedeutet. c) und d) zeigen die 2-D Strukturen mit kleineren Kreisen, mit einem Radius von $1\ \mu\text{m}$.

Literaturverzeichnis

- [1] Davis, Kendall B, M-O Mewes, Michael R Andrews, NJ Van Druten, DS Durfee, DM Kurn und Wolfgang Ketterle: *Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms*. Physical review letters, 75(22):3969, 1995.
- [2] Anderson, MH, JR Ensher, MR Matthews, CE Wieman und EA Cornell: *in a Dilute Atomic Vapor*. science, 269:14, 1995.
- [3] Dalfovo, Franco, Stefano Giorgini, Lev P Pitaevskii und Sandro Stringari: *Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases*. Reviews of Modern Physics, 71(3):463, 1999.
- [4] Wieman, Carl E., David E. Pritchard und David J. Wineland: *Atom cooling, trapping, and quantum manipulation*. Rev. Mod. Phys., 71:S253–S262, Mar 1999.
- [5] DeMarco, Brian und Deborah S Jin: *Onset of Fermi degeneracy in a trapped atomic gas*. Science, 285(5434):1703–1706, 1999.
- [6] Giorgini, Stefano, Lev P. Pitaevskii und Sandro Stringari: *Theory of ultracold atomic Fermi gases*. Rev. Mod. Phys., 80:1215–1274, Oct 2008.
- [7] Clarke, John und Alex I Braginski: *The SQUID handbook*. Wiley Online Library, 2004.
- [8] Fagaly, RL: *Superconducting quantum interference device instruments and applications*. Review of scientific instruments, 77(10):101101, 2006.
- [9] Nakamura, Yu, Yu A Pashkin und JS Tsai: *Coherent control of macroscopic quantum states in a single-Cooper-pair box*. Nature, 398(6730):786–788, 1999.
- [10] Jelezko, F und J Wrachtrup: *Single defect centres in diamond: A review*. physica status solidi (a), 203(13):3207–3225, 2006.
- [11] Balasubramanian, Gopalakrishnan, Philipp Neumann, Daniel Twitchen, Matthew Markham, Roman Kolesov, Norikazu Mizuochi, Junichi Isoya, Jocelyn Achard, Johannes Beck, Julia Tissler et al.: *Ultralong spin coherence time in isotopically engineered diamond*. Nature materials, 8(5):383–387, 2009.

- [12] Maurer, P. C., G. Kucsko, C. Latta, L. Jiang, N. Y. Yao, S. D. Bennett, F. Pastawski, D. Hunger, N. Chisholm, M. Markham, D. J. Twitchen, J. I. Cirac und M. D. Lukin: *Room-Temperature Quantum Bit Memory Exceeding One Second*. Science, 336(6086):1283–1286, 2012.
- [13] Bar-Gill, Nir, Linh M Pham, Andrejs Jarmola, Dmitry Budker und Ronald L Walsworth: *Solid-state electronic spin coherence time approaching one second*. Nature communications, 4:1743, 2013.
- [14] Roos, Ch, Th Zeiger, H Rohde, HC Nägerl, J Eschner, D Leibfried, F Schmidt-Kaler und R Blatt: *Quantum state engineering on an optical transition and decoherence in a Paul trap*. Physical Review Letters, 83(23):4713, 1999.
- [15] O’Connell, Aaron D, Max Hofheinz, Markus Ansmann, Radoslaw C Bialczak, Mike Lenander, Erik Lucero, Matthew Neeley, Daniel Sank, H Wang, M Weides et al.: *Quantum ground state and single-phonon control of a mechanical resonator*. Nature, 464(7289):697–703, 2010.
- [16] Teufel, JD, Tobias Donner, Dale Li, JW Harlow, MS Allman, Katarina Cicak, AJ Sirois, Jed D Whittaker, KW Lehnert und Raymond W Simmonds: *Sideband cooling of micromechanical motion to the quantum ground state*. Nature, 475(7356):359–363, 2011.
- [17] Treutlein, Philipp, Claudiu Genes, Klemens Hammerer, Martino Poggio und Peter Rabl: *Hybrid mechanical systems*. In: *Cavity Optomechanics*, Seiten 327–351. Springer, 2014.
- [18] Cirac, J. I. und P. Zoller: *Quantum Computations with Cold Trapped Ions*. Phys. Rev. Lett., 74:4091–4094, May 1995.
- [19] BLATT, R. und D. Wineland: *Entangled states of trapped atomic ions*. Nature, 453:1008–1015, Juni 2008.
- [20] Häffner, Hartmut, Christian F Roos und Rainer Blatt: *Quantum computing with trapped ions*. Physics reports, 469(4):155–203, 2008.
- [21] Monz, T., K. Kim, W. Hänsel, M. Riebe, A. S. Villar, P. Schindler, M. Chwalla, M. Hennrich und R. Blatt: *Realization of the Quantum Toffoli Gate with Trapped Ions*. Phys. Rev. Lett., 102:040501, Jan 2009.
- [22] Monz, Thomas, Philipp Schindler, Julio T. Barreiro, Michael Chwalla, Daniel Nigg, William A. Coish, Maximilian Harlander, Wolfgang Hänsel, Markus Hennrich und Rainer Blatt: *14-Qubit Entanglement: Creation and Coherence*. Phys. Rev. Lett., 106:130506, Mar 2011.

- [23] Xiang, Ze-Liang, Sahel Ashhab, J. Q. You und Franco Nori: *Hybrid quantum circuits: Superconducting circuits interacting with other quantum systems*. Rev. Mod. Phys., 85:623–653, Apr 2013.
- [24] Kurizki, Gershon, Patrice Bertet, Yuimaru Kubo, Klaus Mølmer, David Petrosyan, Peter Rabl und Jörg Schmiedmayer: *Quantum technologies with hybrid systems*. Proceedings of the National Academy of Sciences, 112(13):3866–3873, 2015.
- [25] Nirrengarten, T., A. Qarry, C. Roux, A. Emmert, G. Nogues, M. Brune, J.-M. Raimond und S. Haroche: *Realization of a Superconducting Atom Chip*. Phys. Rev. Lett, 97(20):200405, 2006.
- [26] Kasch, Brian: *Atomic spin coherence in superconducting microtraps*. Doktorarbeit, Universität Tübingen, 2010.
- [27] Kasch, B, H Hattermann, D Cano, T E Judd, S Scheel, C Zimmermann, R Kleiner, D Koelle und J Fortágh: *Cold atoms near superconductors: atomic spin coherence beyond the Johnson noise limit*. New J. Phys., 12(6):065024, 2010.
- [28] Cano, Daniel: *Meissner effect in superconducting microtraps*. Doktorarbeit, Universität Tübingen, 2008.
- [29] Cano, D., B. Kasch, H. Hattermann, D. Koelle, R. Kleiner, C. Zimmermann und J. Fortágh: *Impact of the Meissner effect on magnetic microtraps for neutral atoms near superconducting thin films*. Phys. Rev. A, 77:063408, Jun 2008.
- [30] Mukai, T., C. Hufnagel, A. Kasper, T. Meno, A. Tsukada, K. Semba und F. Shimizu: *Persistent Supercurrent Atom Chip*. Phys. Rev. Lett, 98(26):260407, 2007.
- [31] Müller, T., B. Zhang, R. Fermani, K. S. Chan, M. J. Lim und R. Dumke: *Programmable trap geometries with superconducting atom chips*. Phys. Rev. A, 81:053624, May 2010.
- [32] Müller, T, B Zhang, R Fermani, K S Chan, Z W Wang, C B Zhang, M J Lim und R Dumke: *Trapping of ultra-cold atoms with the magnetic field of vortices in a thin-film superconducting micro-structure*. New J. Phys., 12(4):043016, 2010.
- [33] Siercke, M., K. S. Chan, B. Zhang, M. Beian, M. J. Lim und R. Dumke: *Reconfigurable self-sufficient traps for ultracold atoms based on a superconducting square*. Phys. Rev. A, 85:041403, Apr 2012.

- [34] Zhang, B., M. Siercke, K. S. Chan, M. Beian, M. J. Lim und R. Dumke: *Magnetic confinement of neutral atoms based on patterned vortex distributions in superconducting disks and rings*. Phys. Rev. A, 85:013404, Jan 2012.
- [35] DIVINCENZO, D. P.: *The Physical Implementation of Quantum Computation*. Fortschritte der Physik, 48:771–783, 2000.
- [36] Fox, Mark: *Quantum Optics: An Introduction*. OUP Oxford, 2006.
- [37] LUCERO, E., R. Barends, Y. Chen, J. Kelly, M. Mariantoni, A. Megrant, P. O’Malley, D. Sank, A. Vainsencher, J. Wenner, T. White, Y. Yin, A. N. Cleland und J. M. Martinis: *Computing prime factors with a Josephson phase qubit quantum processor*. Nat. Phys., 8:719–723, Oktober 2012.
- [38] REED, M. D., L. Dicarlo, S. E. Nigg, L. Sun, L. Frunzio, S. M. Girvin und R. J. Schoelkopf: *Realization of three-qubit quantum error correction with superconducting circuits*. Nature, 482:382–385, Februar 2012.
- [39] Plantenberg, JH, PC De Groot, CJPM Harmans und JE Mooij: *Demonstration of controlled-NOT quantum gates on a pair of superconducting quantum bits*. Nature, 447(7146):836–839, 2007.
- [40] Niskanen, AO, K Harrabi, F Yoshihara, Y Nakamura, S Lloyd und JS Tsai: *Quantum coherent tunable coupling of superconducting qubits*. Science, 316(5825):723–726, 2007.
- [41] Clarke, John und Frank K Wilhelm: *Superconducting quantum bits*. Nature, 453(7198):1031–1042, 2008.
- [42] Stern, Michael, Gianluigi Catelani, Yuimaru Kubo, Cecile Grezes, Audrey Biefait, Denis Vion, Daniel Esteve und Patrice Bertet: *Flux qubits with long coherence times for hybrid quantum circuits*. Physical review letters, 113(12):123601, 2014.
- [43] Kim, Z., B. Suri, V. Zaretsky, S. Novikov, K. D. Osborn, A. Mizel, F. C. Wellstood und B. S. Palmer: *Decoupling a Cooper-Pair Box to Enhance the Lifetime to 0.2 ms*. Phys. Rev. Lett., 106:120501, Mar 2011.
- [44] Treutlein, Philipp: *Coherent manipulation of ultracold atoms on atom chips*. Doktorarbeit, Imu, 2008.
- [45] Deutsch, C., F. Ramirez-Martinez, C. Lacroûte, F. Reinhard, T. Schneider, J. N. Fuchs, F. Piéchon, F. Laloë, J. Reichel und P. Rosenbusch: *Spin Self-Rephasing and Very Long Coherence Times in a Trapped Atomic Ensemble*. Phys. Rev. Lett., 105:020401, Jul 2010.

- [46] Kleine Büning, G., J. Will, W. Ertmer, E. Rasel, J. Arlt, C. Klempt, F. Ramirez-Martinez, F. Piéchon und P. Rosenbusch: *Extended Coherence Time on the Clock Transition of Optically Trapped Rubidium*. Phys. Rev. Lett., 106:240801, Jun 2011.
- [47] Chiorescu, I., Y. Nakamura, C. J. P. M. Harmans und J. E. Mooij: *Coherent Quantum Dynamics of a Superconducting Flux Qubit*. Science, 299(5614):1869–1871, 2003.
- [48] Devoret, Michel H, Andreas Wallraff und John M Martinis: *Superconducting qubits: A short review*. arXiv preprint cond-mat/0411174, 2004.
- [49] Verdú, J., H. Zoubi, Ch. Koller, J. Majer, H. Ritsch und J. Schmiedmayer: *Strong Magnetic Coupling of an Ultracold Gas to a Superconducting Waveguide Cavity*. Phys. Rev. Lett., 103:043603, Jul 2009.
- [50] Henschel, Kathrin, Johannes Majer, Jörg Schmiedmayer und Helmut Ritsch: *Cavity QED with an ultracold ensemble on a chip: Prospects for strong magnetic coupling at finite temperatures*. Phys. Rev. A, 82:033810, Sep 2010.
- [51] Petrosyan, David und Michael Fleischhauer: *Quantum Information Processing with Single Photons and Atomic Ensembles in Microwave Coplanar Waveguide Resonators*. Phys. Rev. Lett., 100(17):170501, Apr 2008.
- [52] Petrosyan, David, Guy Bensky, Gershon Kurizki, Igor Mazets, Johannes Majer und Jörg Schmiedmayer: *Reversible state transfer between superconducting qubits and atomic ensembles*. Phys. Rev. A, 79:040304, Apr 2009.
- [53] Wallraff, A, DI Schuster, A Blais, L Frunzio, RS Huang, J Majer, S Kumar, SM Girvin und RJ Schoelkopf: *Strong coupling of a single photon to a superconducting qubit using circuit quantum electrodynamics*. Nature, 431(7005):162–167, SEP 9 2004.
- [54] MAJER, J., J. M. Chow, J. M. Gambetta, J. Koch, B. R. Johnson, J. A. Schreier, L. Frunzio, D. I. Schuster, A. A. Houck, A. Wallraff, A. Blais, M. H. Devoret, S. M. Girvin und R. J. Schoelkopf: *Coupling superconducting qubits via a cavity bus*. Nature, 449:443–447, September 2007.
- [55] DiCarlo, L., J. M. Chow, J. M. Gambetta, Lev S. Bishop, B. R. Johnson, D. I. Schuster, J. Majer, A. Blais, L. Frunzio, S. M. Girvin und R. J. Schoelkopf: *Demonstration of two-qubit algorithms with a superconducting quantum processor*. Nature, 460(7252):240–244, JUL 9 2009.

- [56] Bernon, Simon, Helge Hattermann, Daniel Bothner, Martin Knufinke, Patrizia Weiss, Florian Jessen, Daniel Cano, Matthias Kemmler, Reinhold Kleiner, Dieter Koelle und Jozsef Fortágh: *Manipulation and coherence of ultra-cold atoms on a superconducting atom chip*. Nat Commun, 4:3380, Aug 2013.
- [57] Zhu, Xiaobo, Shiro Saito, Alexander Kemp, Kosuke Kakuyanagi, Shin-ichi Karimoto, Hayato Nakano, William J Munro, Yasuhiro Tokura, Mark S Everitt, Kae Nemoto et al.: *Coherent coupling of a superconducting flux qubit to an electron spin ensemble in diamond*. Nature, 478(7368):221–224, 2011.
- [58] Singh, Mandip: *Macroscopic entanglement between a Bose Einstein condensate and a superconducting loop*. Opt. Express, 17(4):2600–2610, Feb 2009.
- [59] Patton, Kelly R. und Uwe R. Fischer: *Hybrid of superconducting quantum interference device and atomic Bose-Einstein condensate: An architecture for quantum information processing*. Phys. Rev. A, 87:052303, May 2013.
- [60] Patton, Kelly R. und Uwe R. Fischer: *Ultrafast Quantum Random Access Memory Utilizing Single Rydberg Atoms in a Bose-Einstein Condensate*. Phys. Rev. Lett., 111:240504, Dec 2013.
- [61] Patton, Kelly R. und Uwe R. Fischer: *Transfer and storage of qubits in the presence of decoherence*. Europhys. Lett., 102(2):20001, 2013.
- [62] Hoffman, J.E., J.A. Grover, Z. Kim, A.K. Wood, J.R. Anderson, A.J. Dragt, M. Hafezi, C.J. Lobb, L.A. Orozco, S.L. Rolston, J.M. Taylor, C.P. Vlahacos und F.C. Wellstood: *Atoms talking to SQUIDS*. Rev. Mex. Fis. S, 57(3):1, 2011.
- [63] Friedman, Jonathan R, Vijay Patel, Wei Chen, SK Tolpygo und James E Lukens: *Quantum superposition of distinct macroscopic states*. nature, 406(6791):43–46, 2000.
- [64] Doll, R. und M. Näbauer: *Experimental Proof of Magnetic Flux Quantization in a Superconducting Ring*. Phys. Rev. Lett., 7:51–52, Jul 1961.
- [65] Deaver, Bascom S. und William M. Fairbank: *Experimental Evidence for Quantized Flux in Superconducting Cylinders*. Phys. Rev. Lett., 7:43–46, Jul 1961.
- [66] Onnes, H Kamerlingh: *The resistance of pure mercury at helium temperatures*. Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden, 12(120):1, 1911.
- [67] Meissner, W. und R. Ochsenfeld: *Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit*. Naturwissenschaften, 21:787–788, 1933.

- [68] London, F. und H. London: *The Electromagnetic Equations of the Supraconductor*. Proc. Roy. Soc. Lond. A, 149(866):71–88, 1935.
- [69] Buckel, Werner und Reinhold Kleiner: *Supraleitung: Grundlagen und Anwendungen*. John Wiley & Sons, 2012.
- [70] Ibach, Harald und Hans Lüth: *Festkörperphysik: Einführung in die Grundlagen*. Springer-Verlag, 1999.
- [71] Kölle, Dieter: *Kapitel 6 Supraleitung*. Lecture Notes, Universität Tübingen, 2005.
- [72] Kittel, C: *Einführung in die Festkörperphysik*. München: Oldenbourg Wissensch. Vlg, 2002.
- [73] London, F.: *On the Problem of the Molecular Theory of Superconductivity*. Phys. Rev., 74:562–573, Sep 1948.
- [74] London, Fritz: *Superfluids: Macroscopic theory of superconductivity*, Band 1. John Wiley & Sons, 1950.
- [75] Einzel, Dietrich und Rudolf Gross: *Paarweise im Fluss*. Physik Journal, 10(6):45, 2011.
- [76] CANO, D., H. Hattermann, B. Kasch, C. Zimmermann, R. Kleiner, D. Koelle und J. Fortágh: *Experimental system for research on ultracold atomic gases near superconducting microstructures*. Eur. Phys. J. D, 63:17–23, Juni 2011.
- [77] Hattermann, Helge: *Interfacing cold atoms and superconductors*. Doktorarbeit, Universität Tübingen, 2013.
- [78] Bothner, Daniel: *Micropatterned superconducting film circuitry for operation in hybrid quantum devices*. Doktorarbeit, Universität Tübingen, 2013.
- [79] Knufinke, Martin: *Aufbau und Entwicklung von Experimenten an Supraleiter-Atom-Hybridssystemen*. Doktorarbeit, Universität Tübingen, 2013.
- [80] Steck, D.A.: *Rubidium 87 D line data*, Aug 2010.
- [81] Bjorklund, Gary C.: *Frequency-modulation spectroscopy: a new method for measuring weak absorptions and dispersions*. Opt. Lett., 5(1):15–17, Jan 1980.
- [82] Bjorklund, GC, MD Levenson, W Lenth und C Ortiz: *Frequency modulation (FM) spectroscopy*. Applied Physics B, 32(3):145–152, 1983.
- [83] Demtröder, W.: *Laserspektroskopie*. 3. erweiterte und neubearbeitete Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1993.

- [84] Singer, Kilian, Selim Jochim, Marcel Mudrich, Allard Mosk und Matthias Weidemüller: *Low-cost mechanical shutter for light beams*. Review of scientific instruments, 73(12):4402–4404, 2002.
- [85] Wicke, Philipp: *Optische Methoden zur Erzeugung und zum interferometrischen Nachweis atomarer Quantengase*. Diplomarbeit, Universität Tübingen, 2006.
- [86] Slama, Sebastian: *Ultrakalte Atome in einem optischen Ringresonator : vom kollektiven atomaren Rückstoß-Laser zu superradianter Rayleigh-Streuung*. Doktorarbeit, Universität Tübingen, 2007.
- [87] Fortágh, J., A. Grossmann, T. W. Hänsch und C. Zimmermann: *Fast loading of a magneto-optical trap from a pulsed thermal source*. J. Appl. Phys., 84:6499, 1998.
- [88] Phillips, W. D., J. V. Prodan und H. J. Metcalf: *Laser Cooling and Electromagnetic Trapping of Neutral Atoms*. J. Opt. Soc. Am. B, 11:1751, 1985.
- [89] Chu, Steven, JE Bjorkholm, A Ashkin und Alex Cable: *Experimental observation of optically trapped atoms*. Physical Review Letters, 57(3):314, 1986.
- [90] Raab, EL, M Prentiss, Alex Cable, Steven Chu und David E Pritchard: *Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure*. Physical Review Letters, 59(23):2631, 1987.
- [91] Metcalf, H. J. und P. van der Straten: *Laser Cooling and Trapping*. Springer, 1999.
- [92] Zimmermann, Claus: *Atome, Moleküle und Licht*. Lecture Notes, Universität Tübingen, 2012.
- [93] Wing, William H: *On neutral particle trapping in quasistatic electromagnetic fields*. Progress in Quantum Electronics, 8(3-4):181–199, 1984.
- [94] Sukumar, CV und DM Brink: *Spin-flip transitions in a magnetic trap*. Physical Review A, 56(3):2451, 1997.
- [95] Brink, DM und CV Sukumar: *Majorana spin-flip transitions in a magnetic trap*. Physical Review A, 74(3):035401, 2006.
- [96] Hänsel, W., J. Reichel, P. Hommelhoff und T. W. Hänsch: *Magnetic Conveyor Belt for Transporting and Merging Trapped Atom Clouds*. Phys. Rev. Lett., 86:608–611, Jan 2001.

- [97] Fortágh, József, A Grossmann, Claus Zimmermann und TW Hänsch: *Miniaturized wire trap for neutral atoms*. Physical review letters, 81(24):5310, 1998.
- [98] Silber, Christian: *Sympathetisches Kühlen von ⁶Lithium mit ⁸⁷Rubidium*. Doktorarbeit, Universität Tübingen, 2006.
- [99] Petrich, Wolfgang, Michael H. Anderson, Jason R. Ensher und Eric A. Cornell: *Evaporative cooling of rubidium atoms in a magnetic trap*. In: *Fourteenth International Conference on Atomic Physics (ICAP XIV)*, Seite 7, 1994.
- [100] KETTERLE, W. und N. J. V. Druten: *Evaporative Cooling of Trapped Atoms*. Adv. At. Mol. Opt. Phys., 37:181–236, 1996.
- [101] Grimm, R., M. Weidemüller und Y. B. Ovchinnikov: *Optical Dipole Traps for Neutral Atoms*. Adv. At. Mol. Opt. Phys., 42:95–170, 2000.
- [102] Hattermann, Helge: *Transport ultrakalter Atome mit einer optischen Dipolfalle*. Diplomarbeit, Universität Tübingen, 2008.
- [103] Pishchik, Valerian, Leonid A Lytvynov und Elena R Dobrovinskaya: *Sapphire*. Sapphire: Material, Manufacturing, Applications, Micro-and Opto-Electronic Materials, Structures, and Systems. ISBN 978-0-387-85694-0. Springer-Verlag US, 2009, 1, 2009.
- [104] Weiss, P., M. Knufinke, S. Bernon, D. Bothner, L. Sárkány, C. Zimmermann, R. Kleiner, D. Koelle, J. Fortágh und H. Hattermann: *Sensitivity of Ultracold Atoms to Quantized Flux in a Superconducting Ring*. Phys. Rev. Lett., 114:113003, Mar 2015.
- [105] Smith, David A., Simon Aigner, Sebastian Hofferberth, Michael Gring, Mauritz Andersson, Stefan Wildermuth, Peter Krüger, Stephan Schneider, Thorsten Schumm und Jörg Schmiedmayer: *Absorption imaging of ultracold atoms on atom chips*. Opt. Express, 19(9):8471–8485, Apr 2011.
- [106] Weiss, Patrizia: *Hochauflösende Abbildung ultrakalter Quantengase und Berechnung einer Magnetfalle für Erbium-Atome*. Diplomarbeit, Universität Tübingen, August 2010.
- [107] Haken, H und HC Wolf: *Atom-und Quantenphysik: Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen*. Vierte edn, 1990.
- [108] Ockeloen, C. F., A. F. Tauschinsky, R. J. C. Spreeuw und S. Whitlock: *Detection of small atom numbers through image processing*. Phys. Rev. A, 82:061606, Dec 2010.

- [109] Fortágh, József und Claus Zimmermann: *Magnetic microtraps for ultracold atoms*. Reviews of Modern Physics, 79(1):235, 2007.
- [110] Folman, Ron, Peter Kruger, Jörg Schmiedmayer, Johannes Denschlag und Carsten Henkel: *Microscopic atom optics: from wires to an atom chip*. arXiv preprint arXiv:0805.2613, 2008.
- [111] Hinds, E A und I G Hughes: *Magnetic atom optics: mirrors, guides, traps, and chips for atoms*. Journal of Physics D: Applied Physics, 32(18):R119, 1999.
- [112] Reichel, J., W. Hänsel und T. W. Hänsch: *Atomic Micromanipulation with Magnetic Surface Traps*. Phys. Rev. Lett., 83:3398, 1999.
- [113] Reichel, Jakob und Vladan Vuletic: *Atom chips*. John Wiley & Sons, 2011.
- [114] Reichel, J.: *Microchip traps and Bose Einstein condensation*. Appl. Phys. B, 74:469–487, 2002.
- [115] Dikovskiy, V., V. Sokolovsky, B. Zhang, C. Henkel und R. Folman: *Superconducting atom chips: advantages and challenges*. The European Physical Journal D, 51:247–259, 2009.
- [116] Jacob, David, Emmanuel Mimoun, Luigi De Sarlo, Martin Weitz, Jean Dalibard und Fabrice Gerbier: *Production of Sodium Bose–Einstein condensates in an optical dimple trap*. New Journal of Physics, 13(6):065022, 2011.
- [117] Walraven, J.T.M.: *Quantum Gases - Collisions and Statistics*. Lecture Notes, University of Vienna, August 2013.
- [118] Csele, Mark: *Fundamentals of light sources and lasers*. John Wiley & Sons, 2011.
- [119] Foot, Christopher J: *Atomic physics*. OUP Oxford, 2004.
- [120] Zimmermann, Claus: *Bose-Einstein-Kondensate mit kalten Atomen*. Vorlesungsskript, Universität Tübingen, 2013.
- [121] Luiten, OJ, MW Reynolds und JTM Walraven: *Kinetic theory of the evaporative cooling of a trapped gas*. Physical Review A, 53(1):381, 1996.
- [122] Davis, Kendall B, M-O Mewes und Wolfgang Ketterle: *An analytical model for evaporative cooling of atoms*. Applied Physics B, 60(2-3):155–159, 1995.
- [123] Brandt, Ernst Helmut und John R. Clem: *Superconducting thin rings with finite penetration depth*. Phys. Rev. B, 69:184509, May 2004.

- [124] Mohr, Peter J, Barry N Taylor und David B Newell: *CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2010a*). Journal of Physical and Chemical Reference Data, 41(4):043109, 2012.
- [125] Babaei Brojeny, Ali A. und John R. Clem: *Magnetic-field and current-density distributions in thin-film superconducting rings and disks*. Phys. Rev. B, 68:174514, Nov 2003.
- [126] Shoelson, Brett, October 2001. Matlab-Skript, Lomb-Scargle.
- [127] Hafezi, M., Z. Kim, S. L. Rolston, L. A. Orozco, B. L. Lev und J. M. Taylor: *Atomic interface between microwave and optical photons*. Phys. Rev. A, 85:020302, Feb 2012.
- [128] Weinstock, Harold: *SQUID sensors: fundamentals, fabrication and applications*, Band 329. Springer Science & Business Media, 2012.
- [129] Nagel, J, OF Kieler, T Weimann, R Wölbing, J Kohlmann, AB Zorin, R Kleiner, D Koelle und M Kemmler: *Superconducting quantum interference devices with submicron Nb/HfTi/Nb junctions for investigation of small magnetic particles*. Applied Physics Letters, 99(3):032506, 2011.
- [130] Jessen, F., M. Knufinke, S.C. Bell, P. Vergien, H. Hattermann, P. Weiss, M. Rudolph, M. Reinschmidt, K. Meyer, T. Gaber, D. Cano, A. Günther, S. Bernon, D. Koelle, R. Kleiner und J. Fortágh: *Trapping of ultracold atoms in a $^3\text{He}/^4\text{He}$ dilution refrigerator*. Applied Physics B, 116(3):665–671, 2014.
- [131] Romero-Isart, O., C. Navau, A. Sanchez, P. Zoller und J. I. Cirac: *Superconducting Vortex Lattices for Ultracold Atoms*. Phys. Rev. Lett., 111:145304, Oct 2013.
- [132] Sokolovsky, Vladimir, Daniel Rohrllich und Baruch Horovitz: *Trapping neutral atoms in the field of a vortex pinned by a superconducting nanodisk*. Physical Review A, 89(5):053422, 2014.
- [133] Sokolovsky, Vladimir und Leonid Prigozhin: *Lattices of ultracold atom traps over arrays of nano- and mesoscopic superconducting disks*. Journal of Physics D: Applied Physics, 49(16):165006, 2016.
- [134] Böhi, Pascal, Max F Riedel, Johannes Hoffrogge, Jakob Reichel, Theodor W Hänsch und Philipp Treutlein: *Coherent manipulation of Bose–Einstein condensates with state-dependent microwave potentials on an atom chip*. Nature Physics, 5(8):592–597, 2009.

- [135] Bohi, Pascal, Max F. Riedel, Theodor W. Hansch und Philipp Treutlein: *Imaging of microwave fields using ultracold atoms*. Applied Physics Letters, 97(5):051101, 2010.
- [136] Bloch, Immanuel: *Licht-Atom Wechselwirkung im Zwei-Niveau System*. Lecture Notes, Johannes-Gutenberg-Universität, 2004.