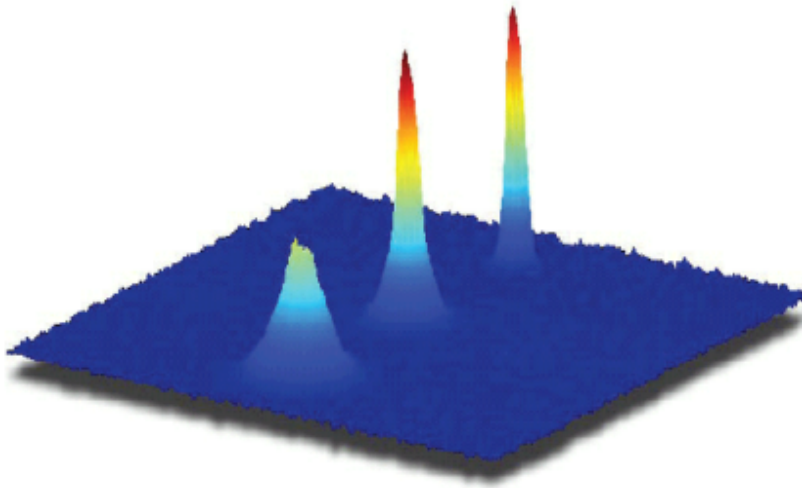

Manipulation von Bose-Einstein-Kondensaten in optischen Dipolpotentialen

Manipulation of Bose-Einstein Condensates in Optical Dipole Potentials

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von Dipl.-Phys. Oliver Wille aus Hamburg

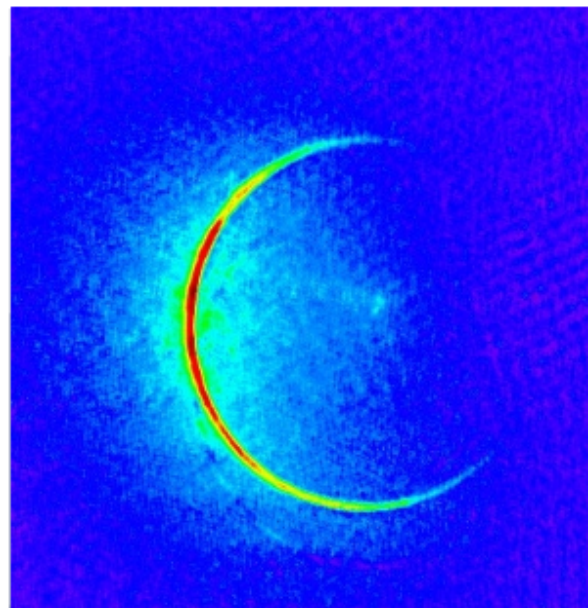
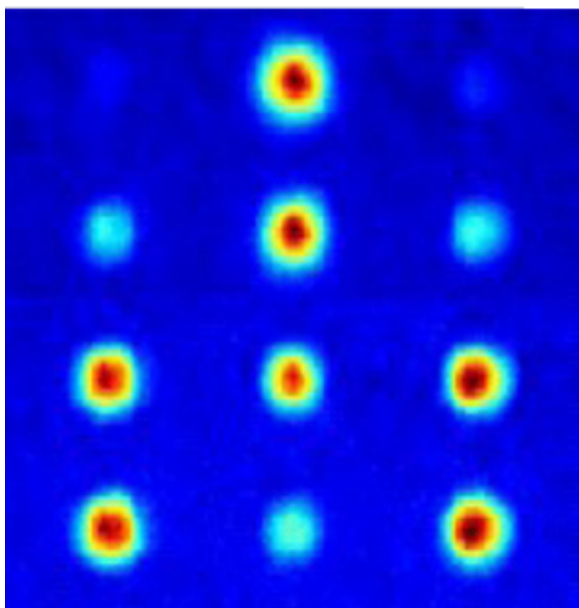
August 2010 – Darmstadt – D 17



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT



Fachbereich Physik
Institut für Angewandte Physik
ATOME - PHOTONEN - QUANTEN
Prof. Dr. Gerhard Birkl



Manipulation von Bose-Einstein-Kondensaten in optischen Dipolpotentialen
Manipulation of Bose-Einstein Condensates in Optical Dipole Potentials

Genehmigte Dissertation von Dipl.-Phys. Oliver Wille aus Hamburg

1. Gutachten: Prof. Dr. Gerhard Birkl
2. Gutachten: Prof. Dr. Thomas Walther

Tag der Einreichung: 12.05.2010

Tag der Prüfung: 09.06.2010

Darmstadt – D 17



"By endurance we conquer"

Ernest Shackleton





Zusammenfassung

Das Gebiet der Atomoptik hat sich in den letzten zwanzig Jahren von einem Stadium einfacher Demonstrationsexperimente bis zum Aufbau komplexer Präzisionsmessinstrumente zur Bestimmung von Naturkonstanten entwickelt. Mittlerweile gibt es eine erste Generation transportabler Atominterferometer auf der Basis kalter Atome, die eine Messung von Beschleunigungen oder Rotationen ermöglicht.

Mit der experimentellen Realisierung der Bose-Einstein-Kondensation haben sich faszinierende Perspektiven auf dem Gebiet der Atomoptik eröffnet. Ein Bose-Einstein-Kondensat (BEC) als Quelle kohärenter Materiewellen ermöglicht den Aufbau neuartiger Interferometerstrukturen. Ein besonders einfaches und variables Mittel der Manipulation von Bose-Einstein-Kondensaten stellen optische Dipolpotentiale dar.

In der vorliegenden Arbeit werden atomoptische Experimente mit Bose-Einstein-Kondensaten in mit mikrooptischen Elementen erzeugten optischen Dipolpotentialen vorgestellt. Solche optischen Mikroelemente ermöglichen besonders kompakte optische Aufbauten. Die Bose-Einstein-Kondensate aus ^{87}Rb -Atomen entstehen mit Hilfe evaporativer Kühlung in einer gekreuzten Dipolfalle mit Licht eines Faserlasers bei einer Wellenlänge von 1070 nm durch langsames Absenken der Strahlleistungen. Bei Temperaturen von unter 20 nK werden ultra-kalte Ensembles mit 10000 Atomen bei einem Kondensatanteil von 50% erzeugt.

Als Werkzeug zum Teilen und Beschleunigen der Bose-Einstein-Kondensate wurde ein eindimensionales optisches Gitter realisiert. Durch unterschiedliche Pulssequenzen und relative Verstimmungen der Gitterstrahlen ist damit sowohl eine gezielte Erzeugung kohärenter Superpositionen zwischen verschiedenen Impulszuständen möglich als auch eine kontrollierte adiabatische Beschleunigung des gesamten atomaren Ensembles. So wurde mit einem Puls eines unbewegten optischen Gitters ein symmetrisches Aufteilen des Ensembles in Teilensembles mit entgegengerichtetem Impuls von $\pm 2\hbar k$ mit einer Effizienz von 80% erreicht. Mit einem Puls eines bewegten optischen Gitters konnten außerdem gezielt Superpositionen zwischen unterschiedlichen Impulszuständen wie z.B. $0\hbar k$ und $-2\hbar k$ erzielt werden. Weiterhin ließ sich mit einem solchen Gitterpuls das gesamte Ensemble mit einer Effizienz von mindestens 60% in eine von null verschiedene Impulsordnung überführen. Durch eine adiabatische Beschleunigung wurden sogar Effizienzen von mindestens 90% beim Beschleunigen von atomaren Ensembles auf Impulse von bis zu $\pm 6\hbar k$ erreicht.

Einen weiteren Schwerpunkt dieser Arbeit bilden Experimente mit Bose-Einstein-Kondensaten in mit einer mikrostrukturierten optischen Ringlinse erzeugten Dipolpotentialen. Das Ziel dieser Experimente ist die Realisierung kompakter Wellenleiter- und Interferometerstrukturen für teilweise kondensierte Ensembles. Eine ringförmige Dipolfalle ermöglicht unterschiedliche Anwendungsmöglichkeiten. Damit ist sowohl die einfache Realisierung eines Speicherrings für Bose-Einstein-Kondensate als auch eines Interferometers vom Sagnac-Typ möglich. Das realisierte Schema zum Aufbau einer ringförmigen Dipolfalle wird vorgestellt und das erfolgreiche Umladen in diese Falle wird demonstriert. Weitere experimentellen Schritte, um eine Ausbreitung entlang des Rings zu ermöglichen, werden diskutiert.

Bose-Einstein-Kondensate in Fallen mit reduzierten Dimensionalitäten sind Gegenstand vielfältiger aktueller Forschungen. Durch die Kombination eines Strahls der gekreuzten Dipolfalle mit einem blauerstimmten ringförmigen Potential wurde ein quasi-eindimensionaler Resonator erzeugt, in dem erstmals sowohl die Dynamik frei expandierender Bose-Einstein-Kondensate als auch von entgegengesetzt beschleunigten Teilensembles beobachtet wurden, so dass die entstehenden Dichteverteilungen analysiert werden konnten.

Als weitere Anwendung der Ringlinse konnte durch die Kombination eines abstoßenden ebenen Potentials und eines abstoßenden Ringpotentials ein kreisförmiger Resonator demonstriert werden, in dem die Atome wie in einer Schale gehalten werden, so dass die Expansion von thermischen und teilweise kondensierten Ensembles beobachtet werden konnte.

Abstract

In the recent two decades the field of atom-optics has developed exceedingly from a status of relatively simple experiments to demonstrate the wave character of matter to very complex instruments for precision measurements to define natural constants. Recently a first generation of mobile atominterferometers that allow an exact determination of accelerations and rotations has been constructed.

The experimental realization of Bose-Einstein condensation offers further possibilities for the field of atom-optics. A Bose-Einstein condensate (BEC) as a source for coherent matter waves allows new types of interferometers. A very simple and variable tool to control and manipulate a BEC are optical dipole potentials. In this thesis atom-optical experiments with Bose-Einstein condensates in dipole potentials created with microfabricated optical elements are presented. Such systems represent a crucial step towards compact setups of atomic waveguides or atom interferometers. ^{87}Rb -atoms are evaporatively cooled in a crossed dipole trap created with light of a fiber laser at a wavelength of 1070 nm by slowly lowering the trapping power. At the end of the evaporation partly condensed ensembles with 10000 atoms and a condensate fraction of 50% at a temperature of 20 nK are generated.

For splitting and accelerating Bose-Einstein condensates a one-dimensional optical lattice has been built up. With different pulse sequences and different relative detunings of the lattice beams a coherent superposition between different momentum states as well as a controlled adiabatic acceleration could be achieved. With a pulse of a stationary lattice the splitting of an ensemble in opposite momentum states with $p = \pm 2\hbar k$ with an efficiency of 80% was demonstrated whereas with a pulse of a moving lattice coherent superpositions between $0\hbar k$ and e.g. $-2\hbar k$ were created. Depending on the pulse duration and the detuning between the lattice beams the whole ensemble was transferred into any momentum state with an efficiency of up to 80%. With an adiabatic acceleration atomic ensembles were accelerated up to momenta of $\pm 6\hbar k$ with an efficiency of more than 90%.

Another important focus of this thesis are experiments with Bose-Einstein condensates in ring-shaped dipole potentials created by a special diffractive microfabricated lens. The experiments aim for the creation of compact interferometer structures for partly condensed ensembles. Such a configuration offers the possibility to create a storage ring for Bose-Einstein condensates or to realize an interferometer of the Sagnac-Type. The optical setup for a ring-shaped dipole trap is presented and the successful loading of the trap is demonstrated. Further experimental steps to let the atoms spread along the ring are discussed.

A BEC in lower dimensions is the subject of actual research. Accordingly a quasi-one-dimensional resonator was formed by combining one beam of the crossed dipole trap with a blue-detuned repulsive ring-shaped dipole potential. With this configuration the dynamics of a freely spreading BEC or of an oppositely split BEC is studied and the resulting density profiles are analyzed. As a further application of the ring-lens a circular resonator was formed by combining a plain repulsive lightfield with a repulsive ring-shaped potential. In this configuration the atoms were held like in a container so that the spreading of thermal or partly condensed ensembles could be observed.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Optische Dipolpotentiale	5
2.1	Wechselwirkungen zwischen Licht und elektrisch neutralen Atomen	5
2.1.1	Die Spontankraft	5
2.1.2	Die optische Dipolkraft	6
2.2	Eigenschaften optischer Dipolfallen	7
2.2.1	Fokussierter Gaußscher Strahl	8
2.2.2	Gekreuzte Dipolfalle	9
2.2.3	Einfluss der Gravitation	10
2.3	Eigenschaften optischer Gitter	10
3	Bose-Einstein-Kondensation in Dipolpotentialen	15
3.1	Grundlagen der Bose-Einstein-Kondensation	15
3.1.1	Ideales Bose-Gas	15
3.1.2	Wechselwirkendes Bose-Gas	18
3.2	Experimentelle Realisierung	20
3.2.1	Vakuum-Apparatur	20
3.2.2	Laserkühlung	20
3.2.3	Dipolfalle und evaporative Kühlung	25
3.2.4	Detektionssystem und Bestimmung von Ensembleparametern	42
3.2.5	Optisch erzeugtes Bose-Einstein-Kondensat	45
3.2.6	Zusammenfassung und Diskussion der Experimente zur Erzeugung und Charakterisierung des BECs	57
4	Teilen und Beschleunigen von Bose-Einstein-Kondensaten	61
4.1	Bose-Einstein-Kondensate in optischen Gittern	61
4.2	1D-Gitter für Bose-Einstein-Kondensate	63
4.3	Unbewegte optische Gitter	64
4.3.1	Theoretische Grundlagen	64
4.3.2	Experimente im unbewegten optischen Gitter	66
4.4	Bragg-Streuung im bewegten optischen Gitter	70
4.4.1	Theoretische Grundlagen der Bragg-Streuung	70
4.4.2	Bragg-Experimente im bewegten optischen Gitter	73
4.5	Adiabatisches Beschleunigen von Atomen in optischen Gittern	76
4.5.1	Theoretische Grundlagen des adiabatischen Beschleunigens von Atomen	77
4.5.2	Adiabatischer Ladeprozess des Gitters	78
4.5.3	Adiabatisches Beschleunigen von Bose-Einstein-Kondensaten	78
4.6	Zusammenfassung der Experimente im eindimensionalen optischen Gitter	82
5	Atomoptische Experimente mit Bose-Einstein-Kondensaten	83
5.1	Grundlagen der Atomoptik mit Bose-Einstein-Kondensaten	84
5.2	Eigenschaften der ringförmigen Mikrolinse	85
5.3	Optischer Speicherring für Bose-Einstein-Kondensate	86
5.3.1	Optischer Aufbau der ringförmigen Dipolfalle	88
5.3.2	Experimente in einer ringförmigen Dipolfalle	88
5.3.3	Diskussion der Experimente in der ringförmigen Dipolfalle	94
5.4	Linearer Resonator für Bose-Einstein-Kondensate	95
5.4.1	Optischer Aufbau des quasi-eindimensionalen Resonators	96
5.4.2	Freie Expansion innerhalb eines eindimensionalen Wellenleiters	97



5.4.3	Kondensate in einem quasi-eindimensionalen Resonator der Konfiguration I	98
5.4.4	Kondensate in einem quasi-eindimensionalen Resonator der Konfiguration II	106
5.4.5	Diskussion der experimentellen Ergebnisse im quasi-eindimensionalen Resonator . . .	117
5.5	Kreisförmiger Resonator für Bose-Einstein-Kondensate	118
5.6	Zusammenfassung und Diskussion der atomoptischen Experimente	123
6	Diskussion und Ausblick	127
A	Anhang	129
A.1	Rubidiumdaten	129
A.2	Logarithmischer Verstärker	130
A.3	Intensitätsregler	131
	Literaturverzeichnis	132

1 Einleitung

Mit Louis de Broglies Vorhersage 1924, dass auch Teilchen einen Wellencharakter besitzen [1] und der experimentellen Bestätigung drei Jahre später durch C.J. Davisson und L.H. Germer, die mit Elektronenstrahlen an Nickel-Kristallen Beugungsbilder [2] analog zu den Beugungsringen von Röntgenstrahlung an Kristallen erhielten [3], wurde ein neues Gebiet der Physik begründet: Die Materiewellenoptik. Für seine Arbeiten wurde de Broglie deshalb 1929 mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet.

Seit den Experimenten von Davisson und Germer gab es vielfache Anstrengungen, auch die Welleneigenschaften anderer Teilchen nachzuweisen. So konnten O. Stern und seine Mitarbeiter schon 1929 und 1930 Beugungserscheinungen von Wasserstoffmolekülen und Helium-Atomen an Lithium-Fluorid-Kristallen beobachten und damit auch deren Wellennatur demonstrieren. Nach der Entdeckung des Neutrons durch J. Chadwick im Jahre 1932 [4] konnten 1936 auch Beugungseffekte von Neutronenstrahlen an Kristallen nachgewiesen werden [5].

Aufgrund der besseren Handhabbarkeit von Atomen gegenüber Neutronen und wegen der größeren Masse im Vergleich zu Elektronen, hat sich das Gebiet der Atomoptik seit dieser Zeit enorm weiterentwickelt und die Techniken zur Manipulation von Atomstrahlen wurden immer mehr verfeinert. Mit der Entwicklung des Lasers durch T. Maiman [6] und den darauf basierenden Verfahren zum Abbremsen von Atomen [7, 8] war es seit den frühen 80er Jahren des vorigen Jahrhunderts möglich, Atome effizient zu kühlen und zu fangen und damit die de-Broglie-Wellenlänge der Atome immer weiter zu erhöhen. Wichtige Schritte waren dabei das erfolgreiche Abbremsen eines Atomstrahls durch W.D. Phillips und H. Metcalf [9] sowie durch W. Ertmer, R. Blatt und J. Hall [10], die Realisierung einer optischen Melasse durch eine Gruppe um S. Chu [11] und die Demonstration einer magneto-optischen Falle durch eine Gruppe um D. Pritchard und S. Chu [12].

In Analogie zur Beugung von Licht an Gittern wurden in dieser Zeit auch Beugungserscheinungen von Atomstrahlen an stehenden Lichtfeldern nachgewiesen [13, 14] und als wichtigste Anwendung der Atomoptik konnten 1991 erstmals Experimente auf dem Gebiet der Atominterferometrie durchgeführt werden:

So wurde die Beugung eines Strahls aus metastabilen Heliumatomen an einem Doppelspalt demonstriert [15]. Weiterhin konnte mit Ramsey-Spektroskopie an Calcium-Atomen in einem rotierbaren Bezugssystem der Sagnac-Effekt, eine zur Winkelgeschwindigkeit des Systems proportionale Frequenzverschiebung der Interferenzstreifen [16], beobachtet werden und mit stimulierten Raman-Übergängen wurde an Natrium-Atomen die Gravitationsbeschleunigung gemessen [17].

Seit dieser Zeit hat sich das Feld der Atominterferometrie rasant von einem Stadium relativ einfacher Demonstrationsexperimente hin zu komplexen Präzisionsexperimenten entwickelt. So konnten die Messmethoden für Rotationen [18] und die Gravitationsbeschleunigung [19] wesentlich verbessert werden. Außerdem lassen sich auch andere physikalische Größen wie die Feinstrukturkonstante mit Hilfe der Atominterferometrie präzise bestimmen [20]. Aktuell geht die Entwicklung hin zu besonders kompakten transportablen Aufbauten, die nahezu überall eine Messung von Gravitation und Rotation erlauben [21].

Mit der erfolgreichen experimentellen Realisierung der Bose-Einstein-Kondensation [22, 23], die ebenfalls erst durch die Entwicklungen auf dem Gebiet der Laserkühlung möglich geworden war, hat sich für die Atomoptik eine Quelle kohärenter Materiewellen erschlossen, die neue Perspektiven eröffnet hat. So konnte schon 1997 der Nachweis erbracht werden, dass zwei Bose-Einstein-Kondensate (engl. abgekürzt BEC), die unabhängig voneinander erzeugt wurden, ein Interferenzmuster erzeugen, wenn sie durch Expansion überlappen [24]. Des Weiteren konnte nachgewiesen werden, dass ein BEC eine festgelegte Phase hat [25]. Weiterhin wurden mit Mach-Zehnder-Anordnungen sowohl räumliche Interferenzmuster als auch Besetzungszillationen beobachtet [26, 27].

Eine einfache Möglichkeit der Manipulation von kalten Atomen und Bose-Einstein-Kondensaten bieten Dipolpotentiale [28]. So lassen sich für neutrale Atome mit weit gegenüber den atomaren Resonanzen verstimmt fokussierten Laserstrahlen sowohl anziehende als auch abstoßende Potentiale erzeugen, je nachdem, ob die Strahlen blau oder rot gegenüber den Resonanzen verstimmt sind. Durch einzelne oder gekreuzte gaußsche Strahlen sind von kugelsymmetrischen Fallen über Zigarrenformen bis hin zu quasi-eindimensionalen Wellenleitern verschiedenste Fallengeometrien realisierbar. Durch gegenläufige Laserstrahlen lassen sich Stehwellenmuster erzeugen, sogenannte optische Gitter, die dann für die Atome ein periodisches Potential analog zu dem in Festkörpern darstellen. Eine Fülle weiterer Geometrien er-

schließt sich durch die Benutzung mikrooptischer Elemente, die zudem besonders kompakte Aufbauten ermöglichen. Dadurch sind z.B. zweidimensionale Dipolfallenregister oder auch ringförmige Dipolfallen realisierbar.

Die vorliegende Arbeit wurde im Rahmen des Projekts **ATOMICS** der Arbeitsgruppe Atome - Photonen - Quanten am Institut für Angewandte Physik der Technischen Universität Darmstadt angefertigt. **ATOMICS** ist eine englische Abkürzung für 'ATom Optics with MICRo Structures' - übersetzt 'Atomoptik mit Mikrostrukturen'. Ziel dieses Projektes ist die Untersuchung der Materiewelleneigenschaften mit optischen Mitteln in kompakten mit **optischen Mikrostrukturen** realisierten Aufbauten. Sämtliche der durchgeführten Experimente basieren auf den vielfältigen Möglichkeiten optischer Dipolpotentiale.

So wurden im Rahmen dieser Arbeit **Bose-Einstein-Kondensate in einer gekreuzten optischen Dipolfalle** eines Faserlasers bei 1070 nm evaporativ durch Absenken der Laserleistung erzeugt und deren Eigenschaften untersucht. Als Werkzeug zum Teilen und Bewegen von Bose-Einstein-Kondensaten fungiert ein **eindimensionales optisches Gitter**, das sowohl ein symmetrisches Aufteilen des atomaren Ensembles in entgegengesetzte Impulskomponenten ermöglicht als auch die Erzeugung einer kohärenten Superposition zweier benachbarter Impulskomponenten. Außerdem lässt sich durch ein adiabatisches Beschleunigen ein Transfer des Ensembles in einen bestimmten Impulszustand mit einer Effizienz von mindestens 90% erzielen.

Für weiterführende atomoptische Experimente wurde mit einer speziellen Mikrolinse eine **ringförmige Dipolfalle** erzeugt. Zur Realisierung eines Speicherrings oder eines ringförmigen Atominterferometers wurden sowohl thermische Ensembles als auch Bose-Einstein-Kondensate aus der gekreuzten Dipolfalle in das rotverstimmte Ringpotential umgeladen.

Des Weiteren wurde ein **Resonator für Bose-Einstein-Kondensate** realisiert, indem die BECs in einen quasi-eindimensionalen Wellenleiter umgeladen wurden, der von abstoßenden Wänden begrenzt wurde, die von einem blauverstimmten Ringpotential erzeugt wurden. In diesem Resonator konnte die Ausbreitungsdynamik teilweise kondensierter Ensembles studiert werden.

Zuletzt wurde mit einer Zylinderlinse ein ebenes blauverstimmtes Lichtfeld senkrecht zur Gravitationsrichtung erzeugt, das so ein gegen die Gravitation gerichtetes stark abstoßendes Potential erzeugte. Zusammen mit einem abstoßenden Ringpotential wurde auf diesem Wege ein **kreisförmiger Resonator** gebildet, in dem die Ausbreitung von atomaren Ensembles wie in einer Schale beobachtet werden konnte.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt:

In Kapitel 2 wird eine kurze theoretische Einführung in optische Dipolpotentiale gegeben, die bei allen Experimenten, die in dieser Arbeit beschrieben werden, eine wichtige Rolle spielen.

Kapitel 3 gibt zuerst eine Einführung in die theoretischen Grundlagen der Bose-Einstein-Kondensation, anschließend werden alle experimentellen Schritte auf dem Weg zu dem im Rahmen dieser Arbeit erzielten rein optisch erzeugten Bose-Einstein-Kondensat geschildert. Das Kapitel schließt mit einer ausführlichen Charakterisierung des erzeugten BECs.

Im 4. Kapitel werden die durchgeführten Experimente zum Teilen und Beschleunigen von Bose-Einstein-Kondensaten mit dem eindimensionalen optischen Gitter geschildert, wobei jeweils zuerst kurz die wichtigsten theoretischen Grundlagen präsentiert werden.

In Kapitel 5 werden die atomoptischen Experimente mit BECs beschrieben. Zuvor werden die Grundlagen der Atomoptik mit Bose-Einstein-Kondensaten dargestellt und die Eigenschaften der ringförmigen Mikrolinse beschrieben, die bei den in diesem Kapitel geschilderten Experimenten eingesetzt wurde.

Die Arbeit schließt mit einer Diskussion der erzielten Ergebnisse und einem Ausblick auf zukünftige Experimente in Kapitel 6.

2 Optische Dipolpotentiale

Optische Dipolpotentiale nehmen in dieser Arbeit eine zentrale Rolle ein, da bei allen hier präsentierten Experimenten Atome in solchen Potentialen gefangen, gekühlt oder geführt wurden. In diesem Kapitel werden deshalb die wichtigsten physikalischen Grundlagen der Speicherung von elektrisch neutralen Atomen in solchen Potentialen präsentiert.

Aufgrund der Dipolkraft lassen sich neutrale Atome im Intensitätsmaximum bzw. -minimum eines fernverstimmt geeigneten präparierten Lichtfeldes fangen. Dabei lassen sich unterschiedliche Fallengeometrien realisieren. Dipolfallen werden durch einen sich in einer Richtung ausbreitenden fokussierten gaußschen Strahl erzeugt, während sich bei optischen Gittern durch gegenläufige Strahlen ein Stehwellenmuster ausbildet, das für die Atome ein periodisches Potential analog zum Festkörpergitter darstellt. Weiterhin lassen sich durch das Ausleuchten mikrooptischer Elemente kompliziertere Fallengeometrien wie z.B. ringförmige Dipolfallen oder auch zweidimensionale Dipolfallenregister realisieren.

Das vorliegende Kapitel gliedert sich wie folgt: Im ersten Abschnitt werden die Mechanismen der Wechselwirkung zwischen Licht und elektrisch neutralen Atomen vorgestellt, wobei besonderes Augenmerk auf die Dipolkraft gelegt wird. Anschließend werden die Eigenschaften von optischen Dipolfallen und optischen Gittern diskutiert.

2.1 Wechselwirkungen zwischen Licht und elektrisch neutralen Atomen

Elektrisch neutrale Atome wechselwirken mit Licht auf zweierlei Weise: Die dissipative Spontankraft entsteht durch den Impulsübertrag auf ein Atom durch Photonenstreuung und ist bei kleinen Verstimmungen δ des Lichtfeldes gegenüber der atomaren Resonanz der dominierende Wechselwirkungsmechanismus, während die konservative Dipolkraft durch die Wechselwirkung eines Lichtfeldes mit dem licht-induzierten Dipolmoment des Atoms entsteht und im Falle großer Verstimmungen gegenüber der atomaren Resonanz die dominierende Wechselwirkung ist. Beide Mechanismen werden bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten ausgenutzt und werden deshalb in diesem Abschnitt näher betrachtet.

2.1.1 Die Spontankraft

Der Mechanismus der dissipativen Spontankraft wird bei der Laser-Kühlung, in optischen Melassen und in magneto-optischen Fallen ausgenutzt, indem Atome, die sich auf einen rotverschobenen Laserstrahl zu bewegen, durch Absorption von Photonen nur Rückstoßimpulse entgegen ihrer Bewegungsrichtung aufnehmen, während die Rückstoßimpulse der anschließenden spontanen Re-Emissionen über viele Absorptions-Emissions-Zyklen immer in den vollen Raumwinkel erfolgen und sich daher im statistischen Mittel zu Null addieren und damit keinen Impulsübertrag hervorrufen. Daher findet nur eine Abbremsung der Atome entgegen der Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls statt (eine ausführliche Darstellung hierzu findet sich in [29]). Es gilt:

$$\vec{F}_{sp} = \frac{d\vec{p}_{sp}}{dt} = \hbar\vec{k}\Gamma_s \quad . \quad (2.1)$$

Dabei ist Γ_s die Rate, mit der Photonen gestreut werden. Sie ergibt sich aus der spontanen Zerfallsrate des atomaren Übergangs Γ , der Sättigungsintensität $I_{sat} = hc\pi\Gamma/3\lambda^3$ und dem Sättigungsparameter $S_0 = I/I_{sat}$ gemäß

$$\Gamma_s = \frac{\Gamma}{2} \frac{S_0}{1 + S_0 + [2\Delta_{eff}/\Gamma]} \quad , \quad (2.2)$$

wobei δ die Verstimmung der Frequenz des Kühllichts gegenüber der atomaren Resonanz ist und \vec{v} die Geschwindigkeit der Atome. Damit ist $\Delta_{eff} = \delta + \omega_D = \delta - \vec{k} \cdot \vec{v}$ die effektive Verstimmung aufgrund der Dopplerverschiebung. Diese Gleichung bedeutet, dass Laserkühlung genau dann besonders effektiv ist, wenn das Laserlicht nahezu resonant mit den Atomen in deren Ruhesystem ist. Die Spontankraft sättigt für

$S_0 \gg 1$ bei $F_{max}^{\vec{r}} = \hbar \vec{k} \Gamma / 2$. Die minimale durch Laserkühlung erreichbare Temperatur ist die sogenannte Dopplertemperatur

$$T_D = \frac{\hbar \Gamma}{2k_B} \quad . \quad (2.3)$$

Weitere Erläuterungen zum Thema Spontankraft und Laserkühlung finden sich in Abschnitt 3.2.2.

2.1.2 Die optische Dipolkraft

Der Mechanismus der näherungsweise konservativen Dipolkraft wird zur Speicherung von kalten Atomen in optischen Dipolfallen und optischen Gittern ausgenutzt. Im semi-klassischen Ansatz des Oszillator-Modells [28] kann man sich diese Wechselwirkung in einem Zwei-Niveau-Atom mit Energieunterschied $\hbar \omega_0$ so vorstellen, dass das äußere elektrische Feld \vec{E} des nicht-resonanten Laser-Lichtes mit Frequenz ω im Atom ein Dipolmoment \vec{p} induziert. Im Falle einer negativen Verstimmung $\Delta = \omega - \omega_0 < 0$ schwingen äußeres Feld und Dipol in Phase - die Atome werden in Richtung des Intensitätsmaximums beschleunigt. Im umgekehrten Fall einer positiven Verstimmung mit $\Delta > 0$ schwingt das induzierte Dipolmoment der Atome gegenphasig zum Lichtfeld, so dass diese in Richtung des Intensitätsminimums beschleunigt werden. Es gilt allgemein [28]:

$$p = \alpha(\omega) E \quad . \quad (2.4)$$

Dabei sind p und E die komplexen Amplituden von Dipolmoment und elektrischem Feld, α ist die komplexe Polarisierbarkeit des Atoms. Für das Wechselwirkungspotential U_{Dip} zwischen dem induzierten Dipolmoment \vec{p} und der elektrischen Feldstärke \vec{E} des Lichtfeldes – das Dipolpotential – ergibt sich mit der Intensität des Laser-Lichtfeldes $I(\vec{r})$:

$$U_{Dip}(\vec{r}) = -\frac{1}{2} \langle \vec{p} \vec{E} \rangle = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \Re(\alpha) I(\vec{r}) \quad . \quad (2.5)$$

Der oszillierende Dipol nimmt dabei die Strahlungsleistung

$$P_{abs}(\vec{r}) = \langle \dot{\vec{p}} \vec{E} \rangle = \frac{\omega}{\epsilon_0 c} \Im(\alpha) I(\vec{r}) \quad (2.6)$$

auf. Diese wird als spontane Dipolstrahlung re-emittiert. Die Photonen-Streureate Γ_{Sc} gibt dabei an, wie oft solche Zyklen aus Absorption und spontaner Re-Emission stattfinden:

$$\Gamma_{Sc}(\vec{r}) = \frac{P_{abs}}{\hbar \omega} = \frac{1}{\hbar \epsilon_0 c} \Im(\alpha) I(\vec{r}) \quad . \quad (2.7)$$

Klassisch ist die Polarisierbarkeit eines oszillierenden Dipols mit Resonanzfrequenz ω_0 und Dämpfung Γ durch das Lorentzmodell gemäß

$$\alpha(\omega) = 6\pi\epsilon_0 c^3 \frac{\Gamma/\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i(\omega^3/\omega_0^2)\Gamma} \quad (2.8)$$

gegeben. Im Übergang zum semi-klassischen Ansatz des mit dem klassischen Lichtfeld wechselwirkenden Zwei-Niveau-Atoms gilt (2.8) im Falle geringer Sättigung weiterhin. Die Dämpfung muss dann allerdings durch die natürliche Linienbreite ersetzt werden, die durch das Dipol-Matrix-Element zwischen Grundzustand $|g\rangle$ und angeregtem Zustand $|e\rangle$ gegeben ist:

$$\Gamma = \frac{\omega_0^3}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3} | \langle e | \mu | g \rangle |^2 \quad . \quad (2.9)$$

Für Dipolpotential und Photonen-Streureate ergibt sich dann weiter:

$$U_{Dip}(\vec{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(\vec{r}) \quad , \quad (2.10)$$

$$\Gamma_{Sc}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar \omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right)^2 I(\vec{r}) \quad , \quad (2.11)$$

und falls $|\Delta| \ll \omega_0$ (rotating-wave approximation),

$$U_{Dip}(\vec{r}) \approx \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I(\vec{r}) \quad , \quad (2.12)$$

$$\Gamma_{sc}(\vec{r}) \approx \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^2 I(\vec{r}) \quad . \quad (2.13)$$

Die Photonen-Streuung Γ_{sc} stellt einen Heizmechanismus dar, der möglichst minimiert werden sollte. Da das Potential U_{Dip} in (2.12) nur linear vom Term $\frac{\Gamma}{\Delta}$ abhängt, die elastische Streurrate aber quadratisch, kann durch eine gleichzeitige Erhöhung von Verstimmung und Laser-Intensität die Streurrate bei gleichbleibendem Fallenpotential verringert werden.

In einem realen Atom gibt es i.a. aber mehrere relevante Übergänge, wie im Falle der Alkaliatome die D-Linien, über die dann summiert werden muss. Im für diese Arbeit relevanten Fall linear polarisierten Lichtes mit einer Verstimmung, die groß ist gegenüber der Hyperfeinstrukturaufspaltung, ergibt sich für das Dipolpotential (Indizes beziehen sich auf die jeweilige D-Linie):

$$U_{Dip}(\vec{r}) = -\frac{\pi c^2 \Gamma}{2} \left[\frac{1}{\omega_1^3} \left(\frac{1}{\omega_1 - \omega} + \frac{1}{\omega_1 + \omega} \right) + \frac{2}{\omega_2^3} \left(\frac{1}{\omega_2 - \omega} + \frac{1}{\omega_2 + \omega} \right) \right] I(\vec{r}) \quad (2.14)$$

und mit der Abkürzung $\tilde{U}_\omega = -\frac{\pi c^2 \Gamma}{2} \left[\frac{1}{\omega_1^3} \left(\frac{1}{\omega_1 - \omega} + \frac{1}{\omega_1 + \omega} \right) + \frac{2}{\omega_2^3} \left(\frac{1}{\omega_2 - \omega} + \frac{1}{\omega_2 + \omega} \right) \right]$

$$U_{Dip}(\vec{r}) = \tilde{U}_\omega \cdot I(\vec{r}) \quad . \quad (2.15)$$

Mit Referenz [30] ergibt sich für ^{87}Rb bei einer Lichtwellenlänge von $\lambda = 1070 \text{ nm}$ der Zahlenwert $\tilde{U}_\omega \approx -2,075 \cdot 10^{-36} \text{ m}^2 \text{ s}$.

Eine quantenmechanisch exakte Beschreibung des Dipolpotentials liefert das 'dressed-atom'-Bild [31], in dem das Atom zusammen mit dem quantisierten Lichtfeld betrachtet wird. Es ergibt sich in zweiter Ordnung Störungstheorie für ein Zwei-Niveau-Atom gegenüber den ungestörten Zuständen eine Energieverschiebung von

$$\Delta E_{g/e} = \pm \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I \quad . \quad (2.16)$$

Bei rotverstimmttem Licht wird deshalb der Grundzustand $|g\rangle$ energetisch abgesenkt und der angeregte Zustand $|e\rangle$ angehoben. Diese Energieverschiebung ist der sogenannte 'ac-Stark shift'. Da sich im auch schon zuvor angenommenen Falle geringer Sättigung die Atome zumeist im Grundzustand befinden, ergibt sich somit genau der auch schon mit dem Oszillator-Modell abgeleitete Ausdruck (2.12) für das Dipolpotential.

2.2 Eigenschaften optischer Dipolfallen

Optische Dipolfallen werden in der experimentellen Praxis zum Speichern und Führen von Atomen genutzt. Dabei kommen unterschiedliche Geometrien zur Anwendung. In diesem Abschnitt werden die wichtigsten Formen, der fokussierte Gaußsche Strahl und die gekreuzte Dipolfalle vorgestellt. Anschließend wird der Einfluss der Gravitation auf die Fallentiefe und die Fallenfrequenzen der gekreuzten Dipolfalle diskutiert.

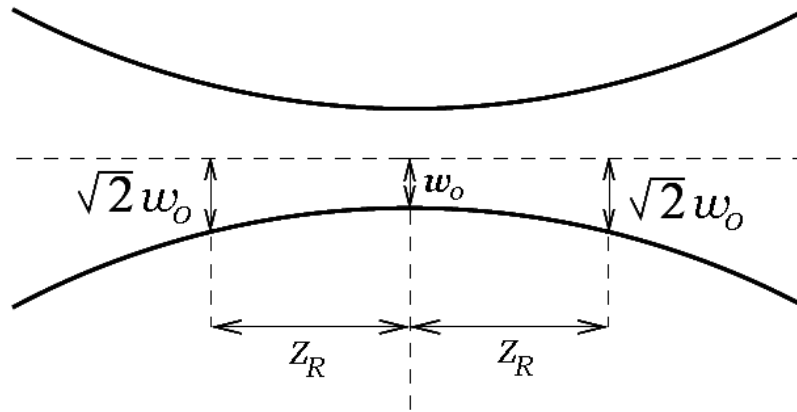


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung eines Gaußschen Strahls mit dem Radius w_0 der Strahltaile und Rayleighlänge z_R

2.2.1 Fokussierter Gaußscher Strahl

Um das Dipolpotential geschlossen darstellen zu können, müssen neben der Gleichung (2.14) bzw. (2.15) v.a. die Eigenschaften des Lichtfeldes, welches das Potential erzeugt, bekannt sein. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Laserstrahlen lassen sich dabei als fokussierte Gaußsche Strahlen beschreiben. Solche zeigen eine gaußförmige Intensitätsverteilung in der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung und ergeben sich, wenn man sphärische Wellen der Form $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r})e^{-i\omega t}$ als Lösung der Helmholtzgleichung annimmt. Nimmt man die z -Richtung als Ausbreitungsrichtung eines Gaußschen Strahls der Leistung P an, dann gilt für dessen Intensitätsprofil $I(\rho, z)$:

$$I(\rho, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} e^{-\frac{2\rho^2}{w^2(z)}} \quad (2.17)$$

$w(z)$ ist der Strahlradius des fokussierten Strahls entlang der Ausbreitungsrichtung z , bei dem die Intensität auf $\frac{1}{e^2}$ abgefallen ist:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2} \quad (2.18)$$

w_0 ist der minimale Radius des Strahls im Fokus - der Radius der Strahltaile. Entlang der Rayleighlänge z_R wächst dabei der Strahlradius $w(z)$ um einen Faktor $\sqrt{2}$ an:

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (2.19)$$

Abbildung 2.1 zeigt eine schematische Darstellung eines propagierenden Gaußschen Strahls in der Nähe der Strahltaile mit den charakteristischen Größen des minimalen Strahlradius w_0 und der Rayleighlänge z_R . Eine ausführliche Darstellung des Themas Gaußsche Strahlen findet sich z.B. in [32].

Setzt man das Intensitätsprofil (2.17) des Gaußschen Strahls in die Formel für das Dipolpotential 2.14 ein, so lässt sich die Exponentialfunktion in der Nähe des Fokus für $z \approx 0$ und $\rho \approx 0$ in eine Taylor-Reihe entwickeln, die nach quadratischen Termen abgebrochen einen harmonischen Verlauf der Form

$$I(\rho, z) = \frac{2P}{\pi w_0^2} \left[1 - 2 \left(\frac{\rho}{w_0} \right)^2 - \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right] \quad (2.20)$$

ergibt, wobei z_R wieder die durch (2.19) gegebene Rayleighlänge ist.

Mit den Fallenfrequenzen lässt sich die Bewegung der Atome in einem solchen Potential in der Nähe des

Minimus beschreiben. Es sind wichtige Parameter der Dipolfalle, denn sie sind ein Maß für den Einschluss in der jeweiligen Richtung. Ihr Quotient wird als Aspektverhältnis bezeichnet. Bei komplizierteren Fallen-geometrien (vgl. Abschnitt 2.2.2) kann man am Aspektverhältnis die Symmetrie der Dipolfalle erkennen. ω_ρ ist die radiale Fallenfrequenz und ω_z die axiale Fallenfrequenz:

$$\begin{aligned}\omega_\rho &= \sqrt{-\frac{4}{mw_0^2}U_0} \quad , \\ \omega_z &= \sqrt{-\frac{2}{mz_R^2}U_0} \quad ,\end{aligned}\tag{2.21}$$

wobei m die Masse der in der Dipolfalle gespeicherten Atome ist. $U_0 = \tilde{U}_\omega I(0,0,0)$ ist die Potentialtiefe im Fallenzentrum bei $\rho = 0$ und $z = 0$ und wird als Fallentiefe bezeichnet. Diese wird auch häufig in Einheiten der Temperatur ausgedrückt:

$$T_{Pot} = \frac{U_0}{k_B} = \frac{\tilde{U}_\omega}{k_B} I(0,0,0) = \frac{\tilde{U}_\omega}{k_B} \cdot \frac{2P}{\pi w_0^2} \quad .\tag{2.22}$$

Für das Aspektverhältnis ergibt sich letztlich:

$$\frac{\omega_\rho}{\omega_z} = \sqrt{2} \frac{z_R}{w_0} = \sqrt{2} \frac{\pi w_0}{\lambda} \quad .\tag{2.23}$$

In der Praxis sind die Laserwellenlängen zumeist deutlich kleiner als die Foki der Dipolfallen, so dass der radiale Einschluss auch deutlich größer ist als der axiale, also $\frac{\omega_\rho}{\omega_z} \gg 1$.

2.2.2 Gekreuzte Dipolfalle

Wie gezeigt, wird die Geometrie der Dipolfalle durch das Aspektverhältnis und damit letztlich vom minimalen Strahlradius bestimmt. Will man aber variabler in der Fallengeometrie sein und z.B. statt einer Zylindersymmetrie einen kugelsymmetrischen Einfangbereich haben, muss man von einem einzelnen Strahl zu einer gekreuzten Dipolfalle übergehen. Hier werden die Atome im Kreuzungspunkt mehrerer Gaußscher Strahlen gefangen. Bei dem im Rahmen dieser Arbeit realisierten experimentellen Aufbau werden zwei senkrecht zueinander stehende Strahlen in eine Vakuumapparatur gestrahlt und dort in ihren Foki gekreuzt.

Durch das Quadrieren des elektrischen Feldes entstehen Interferenzterme, die nur verschwinden, wenn die Skalarprodukte zwischen den Polarisierungen Null ergeben. Deshalb wird in jedem der beiden Strahlen eine lineare Polarisation, die senkrecht zur Polarisation auf der anderen Achsen steht, eingestellt. Geht man von unterschiedlichen Leistungen P_i und unterschiedlicher Fokusgröße $w_{0,i}$ in den beiden Strahlen aus, so ergibt sich die resultierende Intensitätsverteilung als Addition der Einzelintensitäten nach (2.17):

$$I_{ges}(\vec{r}) = \frac{2P_x}{\pi w^2(x)} e^{-\frac{2(y^2+z^2)}{w^2(x)}} + \frac{2P_y}{\pi w^2(y)} e^{-\frac{2(x^2+z^2)}{w^2(y)}} \quad .\tag{2.24}$$

In der harmonischen Näherung ergibt sich dann aus dem Vergleich von (2.20) mit einem dreidimensionalen harmonischen Potential der Form $U(\vec{r}) = \frac{m}{2}(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2)$ für die Fallenfrequenzen auf den einzelnen Achsen:

$$\begin{aligned}\omega_x &= \sqrt{-\frac{8\tilde{U}_\omega}{\pi m} \left(\frac{P_y}{w_{0,y}^4} + \frac{P_x}{2w_{0,x}^2 x_R^2} \right)} \\ \omega_y &= \sqrt{-\frac{8\tilde{U}_\omega}{\pi m} \left(\frac{P_x}{w_{0,x}^4} + \frac{P_y}{2w_{0,y}^2 y_R^2} \right)} \\ \omega_z &= \sqrt{-\frac{8\tilde{U}_\omega}{\pi m} \left(\frac{P_x}{w_{0,x}^4} + \frac{P_y}{w_{0,y}^4} \right)} \quad .\end{aligned}\tag{2.25}$$

Die Falltiefe beträgt wie im eindimensionalen Fall $\tilde{U}_\omega \cdot I(0,0,0)$, wobei für die Berechnung der Gesamtintensität die fortan als Gesamtstrahlleistung bezeichnete Summe $P_x + P_y$ der einzelnen Strahlleistungen verwendet werden muss. Diese kann analog zu 2.22 auch in Einheiten der Temperatur angegeben werden:

$$T_{pot} = \frac{\tilde{U}_\omega \cdot I(0,0,0)}{k_B} \quad (2.26)$$

Zur Beeinflussung der Fallensymmetrie steht hier also zusätzlich zur Fokusgröße noch die Leistung auf den einzelnen Achsen zur Verfügung, so dass auch bei unterschiedlich gewählten Foki über die einzelnen Leistungen verschiedenste Symmetrien von einer Kugel bis zu einer Zigarre realisierbar sind. Die Terme mit den Rayleighlängen spielen dabei nur eine Rolle, wenn auf der jeweils anderen Achsen eine sehr geringe Leistung eingestrahlt wird. Nimmt man eine der beiden Strahlleistungen als Null an, ergeben sich wieder genau die Lösungen der 1D-Dipolfalle (2.21).

2.2.3 Einfluss der Gravitation

Wenn wie bei den in Kapitel 3 geschilderten Experimenten zur Bose-Einstein-Kondensation die Leistung in den beiden Strahlen so weit abgesenkt wird, dass sie nur noch wenige Milliwatt beträgt, dann darf das Gravitationspotential $U_G(z) = mgz$ mit der Erdbeschleunigung $g \approx 9,81 \text{ m/s}^2$ für die Berechnung der Falltiefe und der Fallenfrequenz in der z-Richtung nicht mehr vernachlässigt werden. Für das Gesamtpotential gilt dann:

$$U_{Ges}(z) = \tilde{U}_\omega \cdot I(0,0,z) + mgz \quad (2.27)$$

Dabei ist für $I(0,0,z)$ die Gesamtintensität aus 2.24 zu verwenden. Das modifizierte Potential ist in Abbildung 2.2 für vier unterschiedliche Gesamtstrahlleistungen in Abhängigkeit von der z-Koordinate dargestellt. Das Potential deformiert sich bei sinkender Strahlleistung zunehmend und der Wert für die Falltiefe gemäß 2.27 weicht mit sinkender Strahlleistung immer weiter von 2.26 ab. Sowohl die Falltiefe nach 2.27 als auch die Fallenfrequenzen lassen sich numerisch berechnen. Abbildung 2.3 zeigt für beide Größen das Verhältnis mit Gravitation zum Wert ohne Gravitation. Analog zu [33] lassen sich an beide Graphen empirisch Funktionen des Typs $f(x) = \frac{a}{(x-x_0)^b} + y_0$ anpassen, die ohne Ausführung des numerischen Algorithmus eine einfache Berechnung beider Größen für typische experimentelle Parameter ermöglicht. Unter dem Einfluss der Gravitation verschiebt sich auch der Ort des Potentialminimums nach unten (siehe Abbildung 2.4), die Atome hängen unter dem Einfluss der Gravitation tiefer in der Dipolfalle.

2.3 Eigenschaften optischer Gitter

Um Atome in einem periodischen Potential ähnlich dem in Festkörpern speichern zu können, nutzt man aus, dass sich im Falle gegenläufiger Strahlen eine stehende Welle ausbildet- ein sogenanntes optisches Gitter (für Übersichten zum Thema optische Gitter siehe [34, 35]). Man erreicht dies z.B. dadurch, dass man einen fokussierten Laserstrahl in sich zurückreflektiert oder gegenläufige Strahlen überlagert. In einem blauverstimmten Gitter werden die Atome dabei in den Intensitätsminima der Stehwelle gefangen, im rotverstimmten Gitter dagegen werden die Atome in den Maxima gefangen.

Betrachtet man das elektrische Feld von zwei sich in z-Richtung ausbreitenden gegenläufigen überlagerten linear polarisierten Laserstrahlen nur entlang dieser Propagationsrichtung unter Vernachlässigung der einhüllenden Gaußschen Intensitätsverteilungen senkrecht zu ihr, so gilt:

$$\begin{aligned} \vec{E}_z(z,t) &= \mathcal{E}_z e^{i(k_z z - \omega_z t)} \cdot \vec{e}_i + \mathcal{E}_z e^{-i(k_z z + (\omega_z + \delta)t)} \cdot \vec{e}_i \\ &= \mathcal{E}_z \left(e^{i(k_z z - \omega_z t)} + e^{-i(k_z z + (\omega_z + \delta)t)} \right) \cdot \vec{e}_i \quad , \end{aligned} \quad (2.28)$$

wobei \vec{e}_i der Einheitsvektor der linearen Polarisation ist, der hier in beiden Strahlen als gleich angenommen wurde. δ bezeichnet eine mögliche relative Frequenzverstimung der beiden Strahlen zueinander. Für die Intensität der überlagerten Strahlen ergibt sich weiter:

$$I(z,t) \sim |\vec{E}_z(z,t)|^2 = \vec{E}_z^*(z,t) \cdot \vec{E}_z(z,t) = 4 \mathcal{E}_z^2 \cos^2 \left(k_z z + \frac{\delta}{2} t \right) \quad (2.29)$$

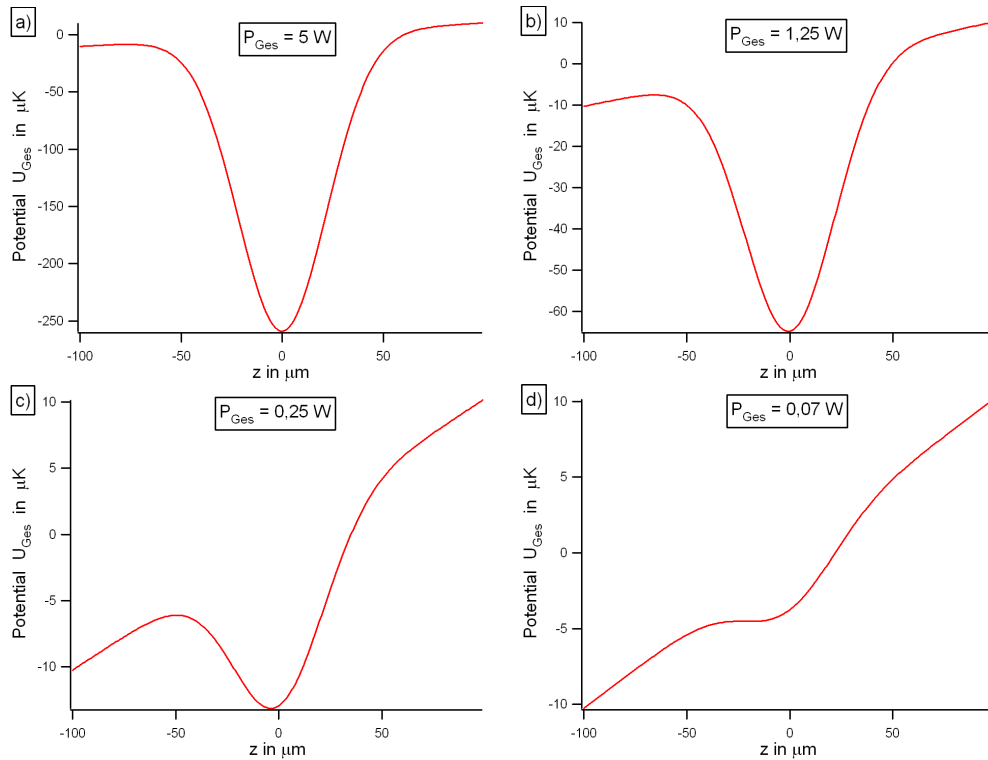


Abbildung 2.2.: Potential U_{Ges} in Abhängigkeit vom Ort nach Gleichung 2.27 für unterschiedliche Werte der Gesamtstrahlleistung: a): 5 W, b): 1,25 W, c): 0,25 W, d): 0,07 W, unter der Annahme typischer experimenteller Strahlradien. Das Potential wird zunehmend asymmetrisch, die Falltiefe sinkt gegenüber Gleichung 2.26 und das Minimum des Potentials sinkt ab.

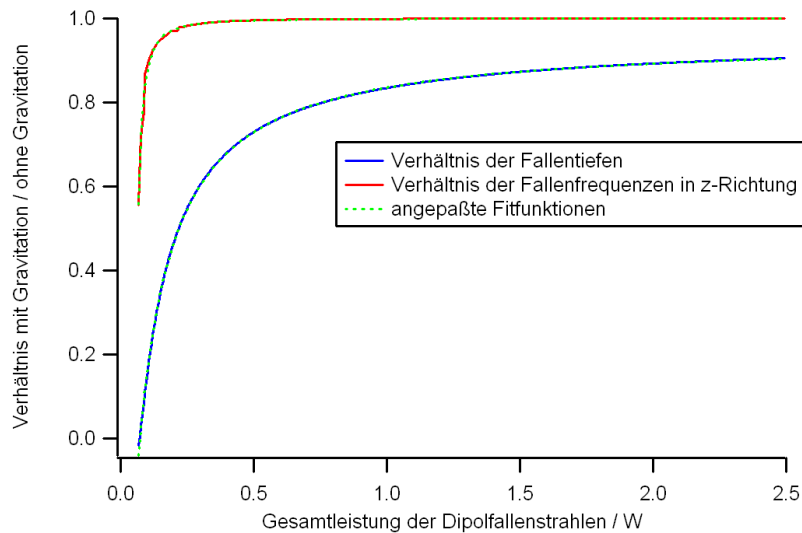


Abbildung 2.3.: Verhältnis der Falltiefe und der Fallenfrequenz in z-Richtung mit zu ohne Gravitation in Abhängigkeit von der Gesamtleistung der Dipolfallenstrahlen.

Im Falle einer Verstimmung $\Delta\nu$ zwischen beiden Gitterstrahlen entsteht ein Stehwellenmuster, was sich mit einer Geschwindigkeit von $v = \frac{\delta}{2k_z} = \frac{\lambda}{2} \Delta\nu$ bewegt. Diese stehende Welle ist mit dem Gaußschen

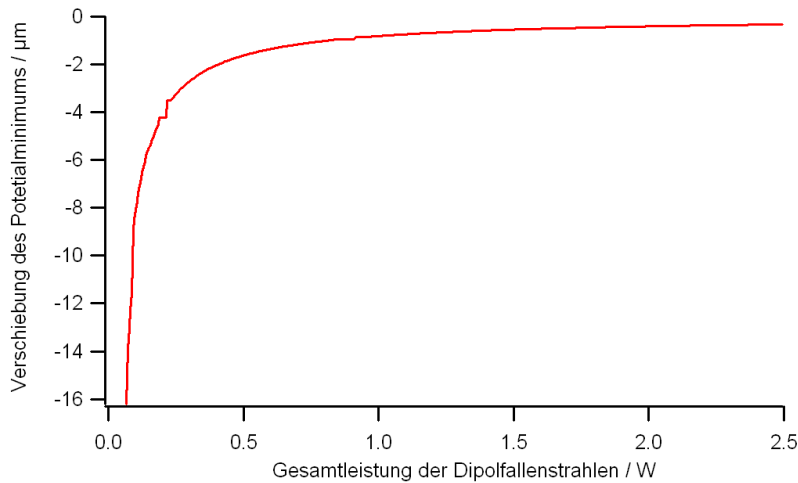


Abbildung 2.4.: Verschiebung des Potentialminimums der gekreuzten Dipolfalle unter dem Einfluss der Gravitation in Abhängigkeit von der Gesamtleistung der Dipolfallenstrahlen

Intensitätsprofil (2.17) überlagert, so dass sich mit (2.14) bzw. (2.15) für ein optisches Gitterpotential in einer Dimension - ein sogenanntes 1D-optisches Gitter - ergibt:

$$U_{1D}(\vec{r}, t) = U_{\omega} I(\vec{r}, t) = 4U_{\omega} \frac{2P}{\pi w^2(z)} \cos^2 \left(k_z z + \frac{\delta}{2} t \right) e^{-\frac{2(x^2+y^2)}{w^2(z)}} . \quad (2.30)$$

Die maximale Tiefe des Gitterpotentials $U_{1D}(0)$ wird dabei in Einheiten der Rückstoßenergie $E_R = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ angegeben, die durch den Stoß eines Atoms der Masse m mit einem Photon mit Impuls $\hbar k$ auf das Atom übertragen wird, um die Werte zwischen unterschiedlichen Atomspezies und verschiedenen Laserwellenlängen vergleichbar zu machen:

$$\frac{U_{1D}(0)}{E_R} = \frac{2m}{\hbar^2 k^2} 8U_{\omega} \frac{P}{\pi w_0^2} \quad (2.31)$$

In der stehenden Welle entstehen einzelne Gitterplätze mit Abstand $\frac{\lambda}{2}$, in denen der axiale Einschluss sehr groß wird. Die axiale Fallenfrequenz in den Gitterplätzen im Fokus des Gaußschen Strahls ergibt sich dann nach Entwicklung des \cos^2 -Terms in 2.30:

$$\omega_z = \sqrt{-\frac{16U_{\omega} P}{\pi m} \frac{k_z^2}{w_0^2}} . \quad (2.32)$$

Der radiale Einschluss in den Gitterplätzen ist weiterhin durch den einhüllenden Gaußschen Strahl gemäß (2.21) gegeben, so dass sich in einem 1D-optischen Gitter eine quasi 2D-Geometrie bildet, bei der die Atome in den Gitterplätzen eine größere Bewegungsfreiheit in der radialen Ebene haben bei einem sehr starken Einschluss in axialer Richtung (Abbildung 2.5a). Strahlt man zwei gekreuzte orthogonale stehende Wellen ein, bilden diese ein 2D-optisches Gitter mit sehr starkem Einschluss in der Einstrahl-Ebene, so dass hier Röhren entstehen, entlang denen sich Atome, die an den Gitterplätzen gefangen sind, in einer quasi-1D-Geometrie bewegen können (Abbildung 2.5b).

Ein 3D-optisches Gitter wird durch drei orthogonale stehende Wellen gebildet. Geht man wieder von einem elektrischen Feld der Form (2.28) im Zentrum der Gaußschen Strahlen aus und setzt weiterhin eine lineare Polarisation mit Einheitsvektoren $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$ in den einzelnen Zweigen voraus, so ergibt sich für die Intensitätsverteilung im 3D-Gitter nicht nur eine Überlagerung aus drei gekreuzten stehenden Wellen der Form (2.29), sondern es treten auch Interferenzterme zwischen den einzelnen Gitterachsen auf, die zu laufenden Wellen mit den Differenzfrequenzen der einzelnen Zweige führen. Man löst dieses Problem in der Praxis dadurch, dass man die linearen Polarisationen auf den Achsen jeweils senkrecht zueinander einstellt, so

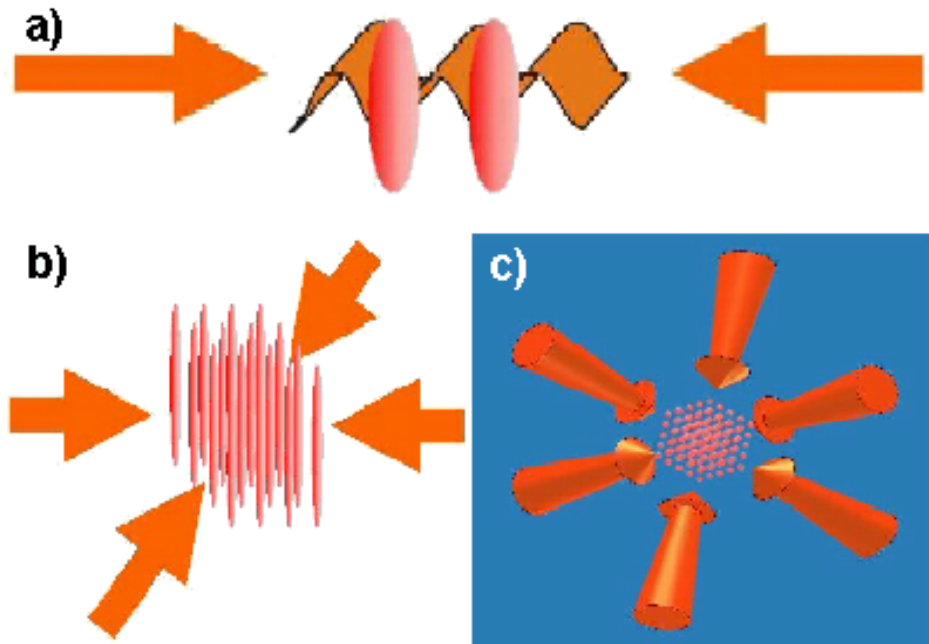


Abbildung 2.5.: Schematische Darstellung der verschiedenen Gittergeometrien: a) eine stehende Welle bildet ein 1D-Gitter, b) zwei gekreuzte orthogonale stehende Wellen bilden ein 2D-Gitter und c) drei gekreuzte orthogonale stehende Wellen bilden ein 3D-Gitter (Graphiken entnommen aus [36]).

dass die Skalarprodukte der Einheitsvektoren Null ergeben. Sollten die Polarisierungen dann noch immer nicht perfekt orthogonal sein, werden die Frequenzen auf den einzelnen Gitterachsen so eingestellt, dass die Differenzfrequenzen groß sind gegen die Fallenfrequenzen an den Gitterplätzen, so dass die Interferenzen auf den typischen Zeitskalen, auf denen Atombewegungen im Gitter erfolgen, im statistischen Mittel Null ergeben.

Als effektives Gitter-Potential ergibt sich dann mit (2.14) bzw. (2.15) eine Überlagerung dreier orthogonaler 1D-Gitter vom Typ (2.29):

$$\begin{aligned}
 U_{3D}(\vec{r}, t) &= \frac{8U_{\omega}P_x}{\pi w^2(x)} \cos^2(k_x x) e^{-\frac{2(y^2+z^2)}{w^2(x)}} \\
 &+ \frac{8U_{\omega}P_y}{\pi w^2(y)} \cos^2(k_y y) e^{-\frac{2(x^2+z^2)}{w^2(y)}} \\
 &+ \frac{8U_{\omega}P_z}{\pi w^2(z)} \cos^2(k_z z) e^{-\frac{2(x^2+y^2)}{w^2(z)}} .
 \end{aligned} \tag{2.33}$$

Die axialen Fallenfrequenzen ergeben sich dann jeweils gemäß 2.32 auf den drei Achsen, der Ausdruck für die Falltiefe ergibt sich gemäß 2.31 durch die Addition der Tiefen der drei überlagerten 1D-Gitter.



3 Bose-Einstein-Kondensation in Dipolpotentialen

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Bose-Einstein-Kondensat (BEC) aus ^{87}Rb -Atomen in einer gekreuzten Dipolfalle mit rein optischen Mitteln erzeugt. Dieses bildet den Ausgangspunkt für alle weiterführenden Experimente, die in den folgenden Kapiteln präsentiert werden. In diesem Kapitel werden zuerst die theoretischen Grundlagen der Bose-Einstein-Kondensation dargestellt, anschließend wird die experimentelle Realisierung des BEC von den ersten Schritten der Laserkühlung bis zur Quantenentartung geschildert.

3.1 Grundlagen der Bose-Einstein-Kondensation

1925 hat A. Einstein auf der Grundlage von Arbeiten von S.N. Bose zur Schwarzkörperstrahlung [37] eine makroskopische Besetzung eines Quantenzustandes bei Temperaturen oberhalb des absoluten Temperaturnullpunktes vorhergesagt [38, 39], die sogenannte Bose-Einstein-Kondensation. Diese ist ein rein quantenstatistisches Phänomen, welches auftritt, wenn bei niedrigen Temperaturen und hohen Dichten in einem System aus ununterscheidbaren Bosonen - Teilchen ganzzahligen Eigendrehimpulses - die angeregten Zustände nicht mehr alle Teilchen aufnehmen können und diese sich deshalb im Grundzustand versammeln. Diese Bosonen lassen sich dann durch eine gemeinsame Wellenfunktion beschreiben.

Die meisten Stoffe bilden in dem Temperaturbereich, in dem die Bose-Einstein-Kondensation vorhergesagt wurde und der durch typische Kühltechnologien erreichbar ist, Flüssigkeiten oder Festkörper. Zwar konnte die Suprafluidität von ^4He unterhalb des sogenannten Lambda-Punktes unter der Annahme, dass dort ein kondensiertes Teilensemble vorliegt, theoretisch erklärt werden [40, 41]. Ein direkter Nachweis der Kondensation oder höhere Kondensatanteile als 8% sind in diesen Systemen aber aufgrund der großen Wechselwirkungen nicht erreichbar [42]. Dies ist aber ein noch immer nicht vollständig gelöstes Problem, da es sich beim Lambda-Übergang nicht um eine reine Bose-Einstein-Kondensation handelt [43]. Vielmehr ist das Thema Bose-Einstein-Kondensation in ^4He nach wie vor Gegenstand aktueller Forschungen [44, 45].

In den 70 Jahren nach der Vorhersage der Bose-Einstein-Kondensation blieb deren experimentelle Realisierung ein großes Ziel der Experimentalphysik und war wesentliche Motivation für die Entwicklung spezieller Kühlverfahren für atomare Gase, die letztlich 1995 erstmalig zur erfolgreichen Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats aus ^{87}Rb -Atomen geführt haben [22]. Solche atomaren Gase zeichnen sich bei den geringen Teilchendichten von 10^{14} cm^{-3} , bei denen die Bose-Einstein-Kondensation auftritt, durch sehr geringe Wechselwirkungen aus, so dass sie sich in erster Näherung als ideale Gase beschreiben lassen.

3.1.1 Ideales Bose-Gas

In einem System aus Bosonen gilt für die Besetzungszahl eines nichtentarteten Zustands der Energie ϵ bei gegebener Temperatur T gemäß [37, 38, 39]:

$$f_{BE}(\epsilon) = \frac{1}{e^{(\epsilon-\mu)/k_B T} - 1} \quad . \quad (3.1)$$

μ ist dabei die Energie, die benötigt wird, um dem Ensemble ein weiteres Teilchen hinzuzufügen, und wird als chemisches Potential bezeichnet. Da negative Besetzungszahlen physikalisch nicht möglich sind, muss immer gelten, dass $\epsilon_0 - \mu > 0$, wobei ϵ_0 die Grundzustandsenergie ist. Die Gesamtanzahl der Teilchen ist dann gegeben durch:

$$N_{ges} = \sum_{\epsilon} f(\epsilon) \quad . \quad (3.2)$$

Im Fall großer Teilchenzahlen, wenn $N \rightarrow \infty$, kann die Summation durch ein Integral über die mit der Besetzungszahl gewichtete Anzahl der Zustände pro Energieintervall, die sogenannte Zustandsdichte $g(\epsilon)$, ersetzt werden (die folgenden Zusammenhänge werden z.B. ausführlich in [46] hergeleitet):

$$N_{ges} = N_0 + \int_0^{\infty} f(\epsilon)g(\epsilon)d\epsilon \quad . \quad (3.3)$$

Die Zustandsdichte $g(\varepsilon)$ hängt dabei vom jeweiligen Potential ab, in dem sich das atomare Ensemble befindet. Der für die Experimentalphysik wichtigste Fall ist der eines harmonischen Potentials der Form

$$V(x,y,z) = \frac{m}{2} \left(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2 \right) \quad , \quad (3.4)$$

da sowohl Magnetfallen als auch Dipolfallen sich in guter Näherung durch solch ein Potential beschreiben lassen. Dabei gilt für die Zustandsdichte:

$$g(\varepsilon) = \frac{\varepsilon^2}{2\hbar^3 \omega_x \omega_y \omega_z} \quad , \quad (3.5)$$

wobei ω_i die Fallenfrequenz auf der jeweiligen Achse ist. Für $\varepsilon = 0$ wird in der Gleichung 3.5 $g(\varepsilon) = 0$, so dass auch das Integral in Gleichung 3.3 verschwinden würde. Deshalb muss dort die Anzahl der Atome im Grundzustand N_0 separat hinzuaddiert werden. Der Integralausdruck stellt also die Anzahl der nicht kondensierten thermischen Atome N_{therm} dar. Nach Einsetzen von Gleichung 3.5 in Gleichung 3.3 ergibt sich:

$$N_{therm} = \frac{1}{2\hbar^3 \omega_x \omega_y \omega_z} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^2}{e^{(\varepsilon-\mu)/k_B T} - 1} d\varepsilon \quad . \quad (3.6)$$

Wenn man die Temperatur immer weiter absenkt, dann muss das chemische Potential immer weiter steigen, bis es sich der Grundzustandsenergie ε_0 annähert, da sonst die Gesamtteilchenzahl sinken würde. Es muss dann bei $\mu \rightarrow \varepsilon_0$ eine kritische Temperatur T_C geben, bei der die thermische Verteilung gerade noch alle Teilchen aufnehmen kann. Entwickelt man für diese Situation den Integranden in Gleichung 3.6, so ergibt sich für die Anzahl thermischer Atome bei der kritischen Temperatur:

$$N_{therm} = N_{ges} = \frac{\Gamma(3)\zeta(3)(k_B T_C)^3}{2\hbar^3 \bar{\omega}^3} \quad , \quad (3.7)$$

wobei $\bar{\omega} = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}$ der geometrische Mittelwert der Fallenfrequenzen ist. Γ bezeichnet die Gamma-Funktion und ζ die Riemannsche Zeta-Funktion (vgl. [47]). Für die Kondensationstemperatur ergibt sich dann:

$$k_B T_C = \frac{\hbar \bar{\omega} N^{1/3}}{\zeta(3)^{1/3}} \approx 0,94 \hbar \bar{\omega} N^{1/3} \quad (3.8)$$

Diese Gleichung verknüpft also den geometrischen Mittelwert der Fallenfrequenzen $\bar{\omega}$ und die Anzahl thermischer Atome N bei der kritischen Temperatur T_C miteinander. Die Kenntnis zweier dieser Größen ermöglicht so die Bestimmung der dritten Größe und eignet sich dadurch dazu, im experimentellen Ablauf systematische Fehler zu eliminieren (siehe dazu [48]), da die drei Größen durch unterschiedliche Messungen ermittelt werden.

Gleichung 3.8 wurde unter der Voraussetzung hergeleitet, dass die Grundzustandsenergie $\varepsilon_0 = 0$ ist. Beachtet man jedoch, dass die Grundzustandsenergie eines 3d-harmonischen Oszillators $\varepsilon_0 = \hbar/2(\omega_x + \omega_y + \omega_z)$ beträgt, dann ergibt sich für die kritische Temperatur T_C eine relative Korrektur:

$$\frac{\Delta T_C}{T_C} \approx 0,73 \frac{\omega_m}{\bar{\omega}} N^{-1/3} \quad . \quad (3.9)$$

Dabei bezeichnet $\omega_m = (\omega_x + \omega_y + \omega_z)/3$ den arithmetischen Mittelwert der Fallenfrequenzen. Da der Ausdruck aus Gleichung 3.9 für $N \rightarrow \infty$ verschwindet, wird er auch als Korrektur bei endlichen Teilchenzahlen bezeichnet, die umso größer ausfällt, je kleiner diese Teilchenzahl ist.

Die Anzahl kondensierter Atome N_0 ergibt sich für Temperaturen $T < T_C$ gemäß dem Zusammenhang

$$N_0 = N_{ges} - N_{therm} = N_{ges} \left[1 - \left(\frac{T}{T_C} \right)^3 \right] \quad . \quad (3.10)$$

Um die Dichteverteilung der thermischen Atome zu ermitteln, kann man in der Bose-Einstein-Verteilungsfunktion 3.1 die Energie durch den semi-klassischen Ausdruck $\varepsilon(\vec{p}, \vec{r}) = \frac{\vec{p}^2}{2m} + V(\vec{r})$ ersetzen.

Die Dichteverteilung der thermischen Atome n_{therm} ergibt sich dann nach Integration der Verteilungsfunktion geteilt durch $(2\pi\hbar)^3$ über alle Impulszustände:

$$n_{therm}(\vec{r}) = \frac{1}{2\pi\hbar^3} \int d\vec{p} \frac{1}{e^{(\epsilon(\vec{p},\vec{r})-\mu)/k_B T} - 1} \quad (3.11)$$

Mit der Definition der Fugazität $z(\vec{r}) = e^{[\mu-V(\vec{r})]/k_B T}$ und den sogenannten Bose-Funktionen $g_n(z)$ (vgl. hierzu z.B. [49]), in der Literatur z.T. auch Polylogarithmus $Li_n(z)$ genannt, mit

$$g_n(z) = \sum_{t=1}^{\infty} \frac{z^t}{t^n} = \frac{1}{\Gamma(n)} \int_0^{\infty} \frac{x^{n-1}}{z^{-1}e^x - 1} \quad , 0 \leq z \leq 1, \quad (3.12)$$

ergibt sich nach Entwicklung des Integranden in Gleichung 3.11 für die thermische Dichteverteilung $n_{therm}(\vec{r})$:

$$n_{therm}(\vec{r})\lambda_{DB}(T)^3 = g_{3/2}(z(\vec{r})) := \rho_{PSD} \quad . \quad (3.13)$$

λ_{DB} ist dabei die sogenannte thermische De-Broglie-Wellenlänge, mit

$$\lambda_{DB}(T) = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T}} \quad . \quad (3.14)$$

Die Größe $n_{therm}(\vec{r})\lambda_{DB}^3$ in Gleichung 3.13 wird auch Phasenraumdichte ρ_{PSD} genannt. Für die Bestimmung der Phasenraumdichte eines thermischen Ensembles empfiehlt es sich, ein effektives Volumen V_{eff} zu definieren, so dass N/V_{eff} der maximalen Dichte des Ensembles im Fallenzentrum entspricht. Es gilt:

$$V_{eff} = (2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z = \left(\frac{2\pi k_B T}{m} \right)^{3/2} \frac{1}{\omega^3} \quad , \quad (3.15)$$

$$\sigma_i = \sqrt{\frac{k_B T}{m\omega_i^2}} \quad . \quad (3.16)$$

Hierbei ist σ_i die effektive Breite des thermischen Ensembles in der Falle. Außerdem ist die Bestimmung von ρ_{PSD} über die Fugazität in Gleichung 3.13 möglich, die sich mit Hilfe eines anderen Ausdrucks für die Anzahl thermischer Atome berechnen lässt [48]:

$$N_{th} = g_3(z(0)) \left(\frac{k_B T}{\hbar\omega} \right)^3 \quad . \quad (3.17)$$

Da das chemische Potential mit sinkender Temperatur $T \rightarrow T_C$ gegen die Grundzustandsenergie ϵ_0 strebt ($\mu \rightarrow \epsilon_0$), gilt in diesem Fall auch $z(0) \rightarrow 1$. Für die kritische Phasenraumdichte gilt dann:

$$\rho_{PSD}(T_C) = n_{therm}(0)\lambda_{DB}(T_C)^3 = g_{3/2}(1) \approx 2,612 \quad . \quad (3.18)$$

Anschaulich bedeutet dies, dass der Abstand zwischen benachbarten Atomen so weit herabgesunken ist, dass deren Wellenfunktionen beginnen zu überlappen. Für Temperaturen unterhalb von T_C wird der Grundzustand makroskopisch besetzt, ein Bose-Einstein-Kondensat bildet sich. Für N wechselwirkungsfreie Atome kann die Wellenfunktion des Grundzustands als Produkt der Einteilchenwellenfunktionen geschrieben werden:

$$\phi(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_N) = \prod_{i_1}^N \varphi_0(\vec{r}_i) \quad (3.19)$$

Die Grundzustandswellenfunktion $\varphi_0(\vec{r}_i)$ eines Teilchens ergibt sich hier aus der Lösung des dreidimensionalen harmonischen Oszillators:

$$\varphi_0(\vec{r}_i) = \left(\frac{1}{\pi^{3/4} \sqrt{a_{ho,x} a_{ho,y} a_{ho,z}}} \right) e^{-(x^2/2a_{ho,x}^2 + y^2/2a_{ho,y}^2 + z^2/2a_{ho,z}^2)} \quad , \quad (3.20)$$

wobei

$$a_{ho,i}^2 = \frac{\hbar}{m\omega_i} \quad (3.21)$$

die charakteristischen Breiten des Kondensats entlang der jeweiligen Achsen sind. Für die Dichteverteilung des wechselwirkungsfreien Bose-Einstein-Kondensats ergibt sich also:

$$n(\vec{r}) = N|\varphi_0(\vec{r})|^2 \quad (3.22)$$

Ein Spezialfall ergibt sich, wenn unterschiedliche Spinzustände einer Atomsorte im betrachteten Potential nebeneinander vorhanden sind. In diesem Fall gelten alle zuvor abgeleiteten Gleichungen für jeden Spinzustand separat. Speziell die kritische Phasenraumdichte muss dann für jeden Spinzustand einzeln erreicht werden. Da die z-Komponente des Spins $2S + 1$ verschiedene Einstellmöglichkeiten bei gegebenem Gesamtspin S hat (vgl. z.B. [50]), modifiziert sich deshalb der Ausdruck 3.18 für die kritische Phasenraumdichte bei einer Gleichverteilung der Atome auf die $2S + 1$ Spinzustände zu:

$$\rho_{PSD}(T_C) = \frac{n_{therm}(0)}{2S + 1} \lambda_{DB}(T_C)^3 = g_{3/2}(1) \approx 2,612 \quad (3.23)$$

Wenn keine Gleichverteilung auf die unterschiedlichen Spinzustände vorliegt, müssen natürlich alle zuvor abgeleiteten Gleichungen für die unterschiedlichen Spinzustände separat aufgestellt werden. So ergeben sich z.B. drei kritische Temperaturen (vgl. hierzu [51]).

3.1.2 Wechselwirkendes Bose-Gas

Im Falle eines wechselwirkenden Bose-Gases lässt sich die Gesamtwellenfunktion nicht mehr als Produkt aus Einteilchenwellenfunktionen wie in Gleichung 3.19 darstellen. Das Problem muss vielmehr in Abhängigkeit von $3N$ Ortsvariablen gelöst werden. Der Hamilton-Operator für N wechselwirkende Teilchen in einem externen Potential V_{ext} lässt sich dann in zweiter Quantisierung darstellen (vgl. [52]):

$$\hat{H} = \int d\vec{r} \hat{\Psi}^\dagger(\vec{r}) \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{ext}(\vec{r}) \right] \hat{\Psi}(\vec{r}) + \frac{1}{2} \int d\vec{r} d\vec{r}' \hat{\Psi}^\dagger(\vec{r}) \hat{\Psi}^\dagger(\vec{r}') V(\vec{r} - \vec{r}') \hat{\Psi}(\vec{r}) \hat{\Psi}(\vec{r}') \quad (3.24)$$

wobei $\hat{\Psi}^\dagger(\vec{r})$ und $\hat{\Psi}(\vec{r})$ die bosonischen Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren sind, die am Ort \vec{r} ein Teilchen erzeugen bzw. vernichten, und $V(r - r')$ ist das Zwei-Körper-Wechselwirkungspotential. Da diese Darstellung für reale Problemstellungen aus der experimentellen Praxis aber kaum anwendbar ist (ein Beispiel siehe in Referenz [53]), lässt sich das Problem, die Schrödinger-Gleichung exakt zu lösen, dadurch umgehen, dass aufgrund der geringen Dichten, wie sie in typischen Quantengasexperimenten herrschen, das Wechselwirkungspotential durch ein effektives Kontaktpotential der Form

$$V(\vec{r}' - \vec{r}) = g \delta(\vec{r}' - \vec{r}) \quad (3.25)$$

ersetzt werden kann ([46, 52]). Dabei ist der Wechselwirkungsparameter g mit der s-Wellen-Streulänge a_S der Atome über die Relation

$$g = \frac{4\pi\hbar^2 a_S}{m} \quad (3.26)$$

verknüpft. Diese Annahme ist gerechtfertigt, wenn die mittlere freie Weglänge eines Atoms $d \gg |a_S|$. Dies ist gleichbedeutend mit der Bedingung, dass sich in jedem effektiven 'Stoßvolumen' $|a_S|^3$ deutlich weniger als ein Atom befinden muss. Diese ist in typischen Quantengasexperimenten erfüllt, da $\bar{n}|a_S|^3 \ll 1$ gilt, mit der mittleren Dichte des Kondensats \bar{n} . Die Wechselwirkung reduziert sich dann auf ein mittleres Potential (engl.: mean field), welches dichteabhängig ist, und die Schrödinger-Gleichung nimmt die folgende Form an ([52]):

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Phi(\vec{r}, t) = \left(-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V_{ext}(\vec{r}) + g |\Phi(\vec{r}, t)|^2 \right) \Phi(\vec{r}, t) \quad (3.27)$$

Diese Gleichung ist als zeitabhängige Gross-Pitaevskii-Gleichung bekannt. Für den Grundzustand, also für ein reines Bose-Einstein-Kondensat, lässt sich die Kondensatwellenfunktion in einen orts- und in einen zeitabhängigen Teil separieren:

$$\Phi(\vec{r}, t) = \phi(\vec{r})e^{-\frac{i\mu t}{\hbar}} . \quad (3.28)$$

Gleichung 3.27 vereinfacht sich dann zur zeitunabhängigen Gross-Pitaevskii-Gleichung:

$$\left(-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V_{ext}(\vec{r}) + g\phi^2(\vec{r}) \right) \phi(\vec{r}) = \mu\phi(\vec{r}) . \quad (3.29)$$

Die Dichteverteilung $n(\vec{r}) = \phi^2(\vec{r})$ wird also im Fallenpotential vom Verhältnis von der kinetischen Energie zur Wechselwirkungsenergie bestimmt. Setzt man dann die kinetische Energie, die sich aus der Unschärferelation ergibt, $E_{kin} \approx \hbar^2/2m\xi^2$ gleich der Wechselwirkungsenergie $E_{ww} \approx 4\pi\hbar^2 a_s n/m$, so ergibt sich für die charakteristische Länge ξ [52]:

$$\xi = \frac{1}{\sqrt{8\pi n a_s}} . \quad (3.30)$$

Diese Distanz wird auch als sogenannte Ausheillänge (engl. healing length) bezeichnet und gibt an, auf welcher Distanz die Dichteverteilung der Atome von dem Wert Null auf den Wert n anwachsen kann.

Die zeitunabhängige Gross-Pitaevskii-Gleichung lässt sich auch über einen Variationsansatz theoretisch ableiten [46]. Dabei ergibt sich ebenfalls Gleichung 3.29 und es wird zusätzlich erkennbar, dass das chemische Potential der Zunahme der Gesamtenergie des Kondensats entspricht, wenn man ein Teilchen hinzufügt.

Gleichung 3.29 kann für verschiedene Streulängenbereiche numerisch gelöst werden [54, 55, 56, 57]. Für eine negative Streulänge $a_s < 0$, also eine attraktive Wechselwirkung, steigt die Dichte innerhalb eines Kondensats in der Mitte der Falle stark an. Wenn oberhalb einer kritischen Teilchenzahl N_{kr} die Energie pro Teilchen in Abhängigkeit von der Breite des Kondensats in einem gegebenen Potential kein Minimum mehr hat, dann tritt ein Kollaps des Kondensats auf [58, 59, 60, 61]. Als Abschätzung gilt dabei, dass die kritische Teilchenzahl in der Größenordnung des Quotienten von Streulänge und Oszillatorlänge der mittleren geometrischen Fallenfrequenz $a_{ho}^2 = \hbar/m\bar{\omega}$ (vgl. Gleichung 3.21) liegt: $N_{kr} \approx |a_s|/a_{ho}$ [52].

Für eine stark positive s-Wellen-Streulänge $a_s > 0$, also eine stark repulsive Wechselwirkung, kann der Term der kinetischen Energie in Gleichung 3.29 vernachlässigt werden [52] und die Gleichung vereinfacht sich zu:

$$\left(V_{ext}(\vec{r}) + g\phi^2(\vec{r}) \right) \phi(\vec{r}) = \mu\phi(\vec{r}) . \quad (3.31)$$

Diese sogenannte Thomas-Fermi-Näherung ist dann gültig, wenn der Quotient aus Wechselwirkungsenergie und kinetischer Energie $E_{ww}/E_{kin} = N|a_s|/a_{ho} \gg 1$. Gleichung 3.31 lässt sich einfach lösen, es ergibt sich folgendes Dichteprofil:

$$n(\vec{r}) = \phi^2(\vec{r}) = \max \left\{ \frac{(\mu_{TF} - V_{ext}(\vec{r}))}{g}, 0 \right\} , \quad (3.32)$$

mit einer zentralen Dichte

$$n(0) = \mu_{TF}/g . \quad (3.33)$$

Dieser Ausdruck ermöglicht auch mit Gleichung 3.13 die Bestimmung der Phasenraumdichte. Anschaulich bedeutet dies, dass das Kondensat das externe Potential bis zum chemischen Potential auffüllt. Dies ist analog zur Eigenschaft eines Fermi-Gases zu sehen, was ein Potential ebenfalls bis zur sogenannten Fermi-Energie auffüllt (z.B. Elektronen im Festkörper [62]). Das chemische Potential ergibt aus der Normierungsbedingung und der Teilchenzahlerhaltung [52]:

$$\mu_{TF} = \frac{\hbar\bar{\omega}}{2} \left(\frac{15Na_s}{a_{ho}} \right)^{2/5} . \quad (3.34)$$

Das Thomas-Fermi-Dichteprofil 3.32 verschwindet überall dort, wo $\mu_{TF} \leq V_{ext}(\vec{r})$. Für harmonische Potentiale der Form $V_{ext}(\vec{r}) = \sum_i m\omega_i^2 R_i^2/2$ ergibt sich somit für den Thomas-Fermi-Radius des Kondensats entlang der jeweiligen Achse:

$$R_i = \left(\frac{15N\hbar^2 a_S}{m^2 \omega_i^2} \right)^{1/5} . \quad (3.35)$$

Ein weiterer Effekt, der ebenfalls bei repulsiven Wechselwirkungen auftritt, ist eine Änderung der kritischen Temperatur in Gleichung 3.8. Dieser ist zusätzlich zur Änderung aufgrund einer endlichen Teilchenzahl gemäß Gleichung 3.9. Eine repulsive Wechselwirkung senkt die zentrale Dichte im atomaren Ensemble und sorgt dafür, dass die Kondensation später einsetzt, die kritische Temperatur wird also abgesenkt:

$$\frac{\Delta T_{C,ww}}{T_C} = -1,33 \frac{a_S}{a_{ho}} N^{1/6} . \quad (3.36)$$

3.2 Experimentelle Realisierung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Bose-Einstein-Kondensate aus ^{87}Rb -Atomen in einer gekreuzten Dipolfalle aus Licht eines Faserlasers bei 1070 nm erzeugt und für weiterführende Experimente genutzt. Dabei wurden viele der Kühlverfahren für atomare Gase, die seit den späten 60er Jahren des vorigen Jahrhunderts entwickelt wurden, angewendet. In diesem Abschnitt werden der experimentelle Aufbau zur Erzeugung des BEC und alle seine technischen Bestandteile beschrieben und die Kühlverfahren, die zur Anwendung kommen, erklärt.

Zuerst werden die Atome durch den sogenannten Chirplaser abgebremst, bis sie in der Hauptkammer in der magneto-optischen Falle (MOT) gefangen werden. Nach einer Ladephase von etwa 8 s wird das atomare Ensemble nach einer kurzen Melassenphase in eine gekreuzte optische Dipolfalle umgeladen, wo sie durch langsames Herunterfahren der gesamten Laserleistung von anfangs etwa 20 W auf ca. 70 mW innerhalb von 10 s mittels evaporativer Kühlung kondensiert werden. Anschließend wird die Dipolfalle ausgeschaltet, so dass das atomare Ensemble herunterfällt und expandiert. Mit Hilfe der Absorptionsdetektion können dann Ensembleparameter wie Temperatur und Teilchenzahl bestimmt werden.

3.2.1 Vakuum-Apparatur

Alle in dieser Arbeit beschriebenen Experimente wurden an einer Ultrahochvakuum-Apparatur durchgeführt. Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Darstellung dieser Vakuumapparatur. Diese gliedert sich in drei größere Abschnitte. Aus einem Atomofen werden Rb-Atome bei etwa 110 ° C geheizt, die sich dann durch die Ofenkammer bewegen. Oberhalb der Ofenkammer ist eine Turbomolekularpumpe mit angeschlossener Drehschieberpumpe montiert, die für einen Druck von etwa $5 \cdot 10^{-7}$ mbar sorgen. Durch eine differentielle Pumpstufe - ein 15 cm langes Röhrchen, mit einem Innendurchmesser von 3 mm - gelangen die Atome weiter in die Pumpenkammer. Dort sind zwei weitere Pumpen angeschlossen: Eine Ionengetterpumpe und eine Titansublimationspumpe. An die Pumpenkammer schließt sich die Hauptkammer an, wo die Atome gefangen und gekühlt werden. In Pumpen- und Hauptkammer herrschen Drücke von etwa $1 \cdot 10^{-10}$ mbar. Durch diverse Sichtfenster können die Atome mit verschiedenen Laserfeldern manipuliert und mit Kameras beobachtet werden. Der Aufbau der Vakuumapparatur am Institut für Angewandte Physik der TU Darmstadt geschah in Kooperation mit Johanna Nes, eine detaillierte Beschreibung der Apparatur und der verwendeten Vakuumpumpen findet sich deshalb in ihrer Dissertation [64].

3.2.2 Laserkühlung

Seit der Vorhersage der Bose-Einstein-Kondensation waren verdünnte atomare Gase ein sehr vielversprechender Kandidat für eine experimentelle Realisation dieses Phänomens und damit wesentliche Motivation für die Entwicklung von Kühlverfahren für solche Gase. Schon 1933 konnte R. Frisch zeigen, dass mit

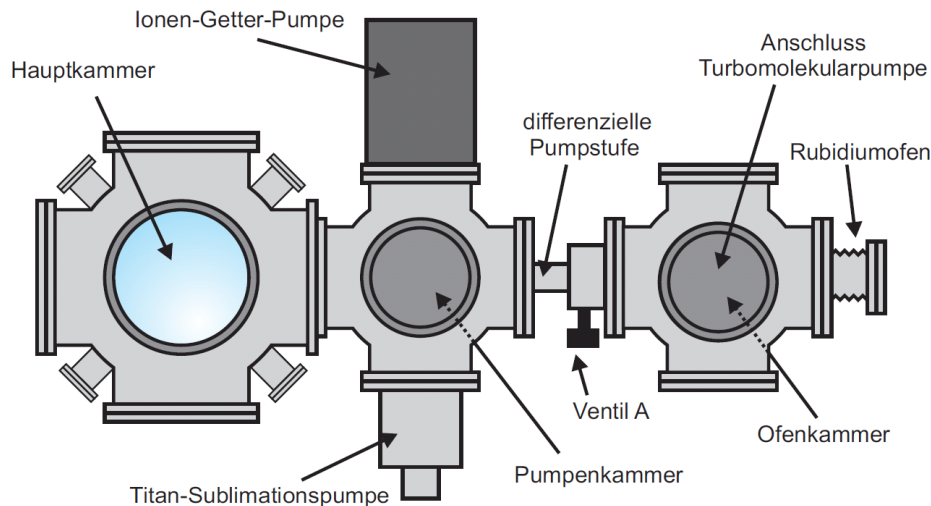


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung der Vakuumkammer in Draufsicht (entnommen aus [63])

Licht einer Natrium-Dampfampe Atome in ihrer Bewegung abgelenkt werden können [65]. Nach der Entwicklung des Lasers 1960 durch T.H. Maiman [6] haben 1975 T. Hänsch und A.L. Schawlow ein Laser-Kühlverfahren für neutrale Atome [7] und unabhängig davon H. Dehmelt und D. Wineland für Ionen vorgestellt [8]. 1982 konnten W.D. Phillips und H. Metcalf das Abbremsen eines Atomstrahls mit Lasern demonstrieren [9], 1985 wurde ein dazu alternatives Verfahren von W. Ertmer et al. vorgestellt [10]. Die erste optische Melasse wurde 1985 von einer Gruppe um S. Chu erzeugt [11], was zwei Jahre später die erste erfolgreiche Demonstration einer magneto-optischen Falle in der Arbeitsgruppe von S. Chu und D. Pritchard am MIT ermöglichte [12]. 1988 konnten dann erstmals mit Laserkühlverfahren Temperaturen unterhalb des Doppler-Limits (vgl. Gleichung 2.3) in Natrium (Gruppe um W.D. Phillips und H. Metcalf [66]) und Helium (Gruppe um C. Cohen-Tannoudji [67]) erreicht werden. Eine theoretische Erklärung hierfür lieferten ein Jahr später J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji und unabhängig davon die Gruppe um S. Chu [68, 69]. 1997, zwei Jahre nach der experimentellen Realisierung der Bose-Einstein-Kondensation, die unmöglich gewesen wäre ohne die Pionierarbeiten auf dem Gebiet der Laserkühlung, wurden S. Chu, C. Cohen-Tannoudji und W.D. Phillips für ihre Arbeiten mit dem Nobelpreis belohnt [70, 71, 72]. Auch die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente profitieren wesentlich von diesen Pionierleistungen, ohne die das anschließende Umladen in eine gekreuzte Dipolfalle undenkbar wäre. In den folgenden zwei Abschnitten werden die angewendeten Verfahren der Laserkühlung, die heutzutage zu den Standardtechniken zählen, erklärt und ihre experimentelle Umsetzung beschrieben (eine ausführliche und anschauliche Darstellung aller Aspekte der Laserkühlung findet sich in [29]).

Chirpkühlung

Die aus dem beschriebenen Atomofen austretenden 110°C heißen Rubidiumatome ($v \approx 330\text{ m/s}$) werden durch einen gegenläufigen Laserstrahl abgebremst. Diese Abbremsung beruht auf der Spontankraft (vgl. Abschnitt 2.1.1), die Atome nehmen nur Photonen bzw. Rückstoßimpulse aus dem gegenläufigen Laserstrahl auf, während die Re-Emissionen zufällig in den Raumwinkel erfolgen, so dass die Rückstoßimpulse über viele Absorptions-Re-Emissions-Zyklen im statistischen Mittel Null ergeben und damit keinen Impuls übertragen, so dass nur die Rückstoßimpulse in Richtung des Laserstrahls und damit der Atombewegung entgegengerichtet übrig bleiben (in Abbildung 3.2 ist schematisch die Funktionsweise der Laserkühlung dargestellt.) - die Atome werden abgebremst. Wie aber in Abschnitt 2.1.1 erläutert wurde, ist eine Abbremsung am effektivsten, wenn die Verstimmung im Ruhesystem der Atome möglichst gering ist. Dies bedeutet aber wegen des Dopplereffekts, dass die abgebremsten Atome schon nach kurzer Zeit nicht mehr in Resonanz mit dem bremsenden Laserstrahl sind. Es gibt dann zwei mögliche Strategien: Man kann durch einen sogenannten Zeeman-Slower (eine Spule mit sich änderndem Windungsquerschnitt), durch den sich der Atomstrahl bewegt, ein sich räumlich änderndes Magnetfeld erzeugen, durch

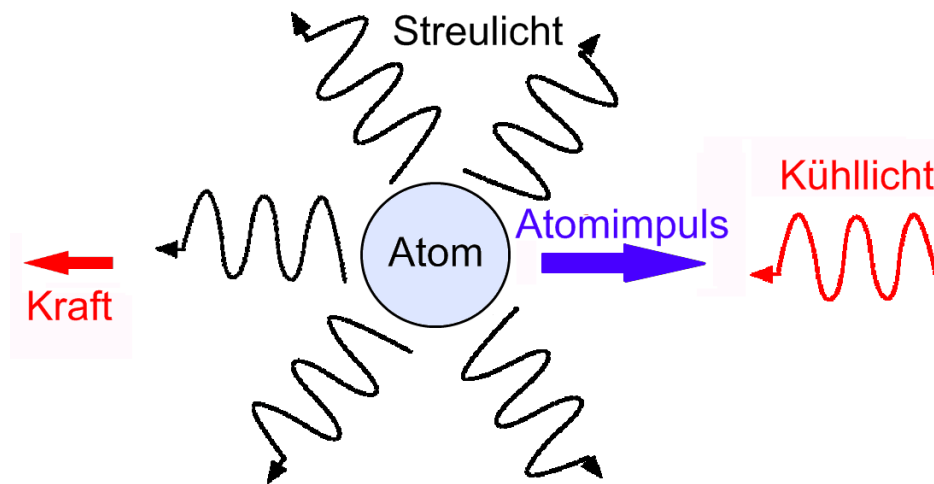


Abbildung 3.2.: Schematische Darstellung der Spontankraft: Ein Atom absorbiert Photonen aus einem gegenläufigen Laserstrahl, re-emittiert aber in den kompletten Raumwinkel

das die Energieniveaus der Atome aufgrund des Zeeman-Effekts derart modifiziert werden, dass sie während der Abbremsung in Resonanz zum bremsenden Laserstrahl bleiben [9]. Die andere Möglichkeit besteht darin, die Frequenz des abbremenden Laserstrahls so zu modifizieren (engl.: frequency chirp), dass dieser während der ganzen Abbremsung in Resonanz zu den abzubremenden Atomen bleibt - das sogenannte Chirpkühlen [10].

Bei den hier präsentierten Experimenten wurde die Strategie des Chirpkühlens gewählt. Diese besitzt im Vergleich zum Zeeman-Slower den Vorteil, dass es keine störenden Magnetfelder gibt, die weitere Experimente behindern könnten, hat aber den Nachteil, dass die Atome nur in Paketen abgebremst werden, da der Laserstrahl natürlich immer nur resonant zu den Atomen an einem Ort sein kann.

Aufgrund der speziellen Eigenschaften von ^{87}Rb wird zu seiner Laserkühlung der Übergang zwischen den Hyperfeinstrukturteilen $F = 2$ und $F' = 3$ der D_2 -Linie ($5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$) gewählt. Ein Teil der Atome wird aber nicht nach $F' = 3$ sondern nach $F' = 2$ angeregt, von wo sie nach $F = 1$ zerfallen können und so aus dem Kühlkreislauf verloren gehen würden, so dass sie durch einen sogenannten Rückpump-Laser wieder von $F = 1$ nach $F' = 2$ transferiert werden, von wo aus sie auch nach $F = 2$ zerfallen können (siehe Termschema 3.3). Das Chirplasersystem besteht aus einem sogenannten Master-Slave-Diodenlasersystem, dessen Licht leicht rotverstimmt zum ^{87}Rb -Kühlübergang bei 780 nm läuft, und einem Rückpump-Diodenlaser (für Details zum Chirplasersystem siehe [63]). Die Lichtfrequenz beider Laser wird in einem Bereich von etwa 500 MHz sägezahnförmig mit einer Wiederholfrequenz von etwa 300 Hz periodisch durchgestimmt und gegenläufig zu den aus dem Atomofen austretenden Atomen eingestrahlt, so dass die Atome, die in der Hauptkammer ankommen, nur noch eine Geschwindigkeit von etwa 50 m/s haben und so in der sogenannten magneto-optischen Falle (engl. magneto-optical trap, Abkürzung MOT) gefangen werden können.

Magneto-Optische Falle und Melassenkühlung

Prinzipielle Funktionsweise

Im vorigen Abschnitt wurde gezeigt, dass durch einen gegenläufigen rotverstimmt Laserstrahl Atome abgebremst werden können. Dies bedeutet gemäß der Definition $1/2 k_B T = m/2 v^2$, dass ein Absenken der Geschwindigkeit mit einer Verringerung der Temperatur einhergeht. Drei Paare gegenläufig entlang der drei Raumachsen eingestrahlt rotverstimmt Laserstrahlen können demnach auch in drei Dimensionen Atome abbremsen und kühlen. Jedoch stellt eine solche Anordnung keine stabile Falle dar, denn sobald die Atome aus dem Kreuzungsbereich der sechs Laserstrahlen herausgeraten, werden sie nicht mehr gehalten, da eine Rückstellkraft in Richtung Fallenzentrum fehlt. Eine solche Anordnung wird optische Melasse genannt. Erst ein zusätzliches Spulenpaar in Anti-Helmholtz-Konfiguration erzeugt ein magnetisches Qua-

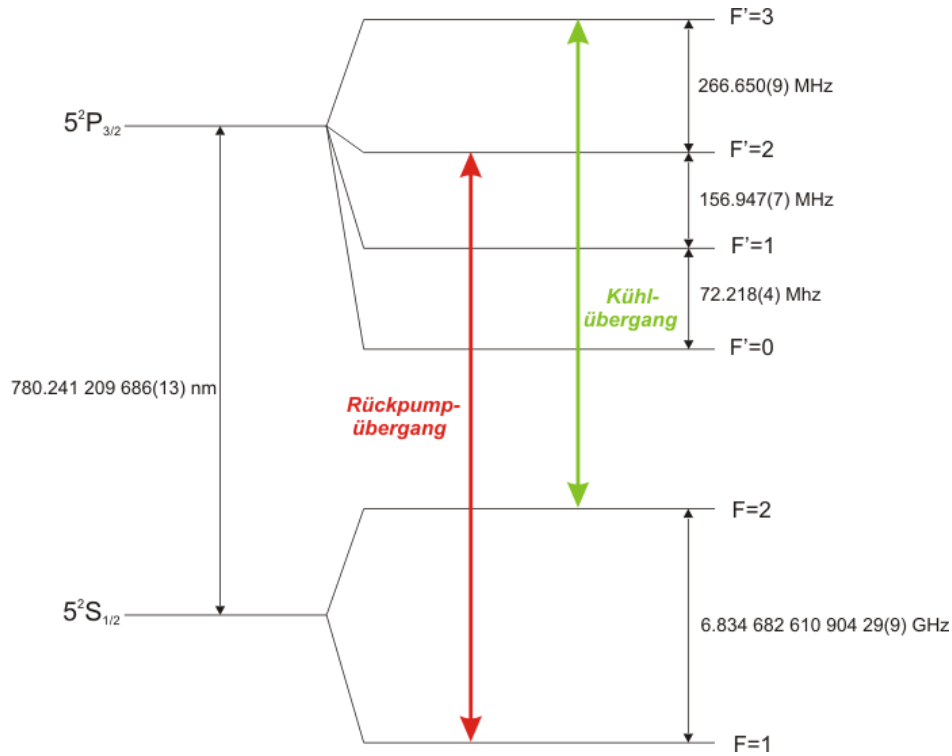


Abbildung 3.3.: Termschema der D_2 -Linie von ^{87}Rb mit Kühl- und Rückpumpübergang

drupolfeld und führt zu einer stabilen Falle für Atome. In Abbildung 3.4 ist schematisch der Aufbau einer MOT zu erkennen. Dabei ist zu beachten, dass jeweils zwei gegenläufige Strahlen unterschiedliche zirkuläre Polarisation haben.

Die Funktionsweise einer MOT wird leichter erkennbar, wenn man nur eine Dimension betrachtet. Das Quadrupolfeld lässt sich dann in der Mitte zwischen den Spulen durch eine Gleichung $B_x = B_0 \cdot x$ beschreiben. Geht man vereinfachend von einem atomaren Zwei-Niveau-System mit einem Grundzustand mit einem Gesamtdrehimpuls von $j = 0$ und damit einer magnetischen Quantenzahl $m_j = 0$ und einem angeregten Zustand mit einem Gesamtdrehimpuls $j' = 1$ und einer magnetischen Quantenzahl $m_{j'} \in \{-1, 0, 1\}$, dann führt das Magnetfeld zu einer energetischen Aufspaltung $\Delta E = g_{f'} m_{f'} \mu_B B_x$ zwischen den magnetischen Unterzuständen, mit dem Bohrschen Magneton $\mu_B = e\hbar/2m_e$, dem Landé-Faktor $g_{f'}$ des angeregten Zustands und der Elektronenmasse m_e . Die effektive Verstimmung in der Gleichung 2.2 wird dann ortsabhängig, je nachdem, ob $x > 0$ oder $x < 0$:

$$\Delta_{\pm} = \delta \mp kv_x \pm \frac{g_{f'} m_{f'} \mu_B B_0 x}{\hbar} \quad (3.37)$$

Entwickelt man für diese Verstimmung die entstehende Spontankraft beider gegenläufiger Strahlen, ergibt sich eine rückstellende abbremsende Kraft, deren Betrag proportional zur Geschwindigkeit und zum Abstand vom Fallenzentrum ist:

$$F_{MOT} = -\beta v_x - \kappa x \quad (3.38)$$

Anschaulich bedeutet dies, dass wenn ein Atom in positive x-Richtung fliegt, dann steigt abhängig von der Position die Absorptionswahrscheinlichkeit für ein gegenläufiges σ^- -Photon immer weiter an, während die Wahrscheinlichkeit für die Absorption eines mitlaufenden σ^+ -Photons sinkt - mit jeder Absorption eines gegenläufigen Photons wird das Atom wieder in Richtung Fallenzentrum gedrückt. Für die umgekehrte Bewegungsrichtung gelten entsprechend die umgekehrten Zusammenhänge.

Um eine Dipolfalle effizient laden zu können, sind Temperaturen unterhalb des Dopplerlimits (siehe Gleichung 2.2) nötig. Dieses beträgt für ^{87}Rb -Atome bei Licht der D_2 -Linie $144 \mu\text{K}$. Solche sogenannten Sub-Doppler-Temperaturen lassen sich auch mit den Mitteln der Laserkühlung erreichen, was 1988

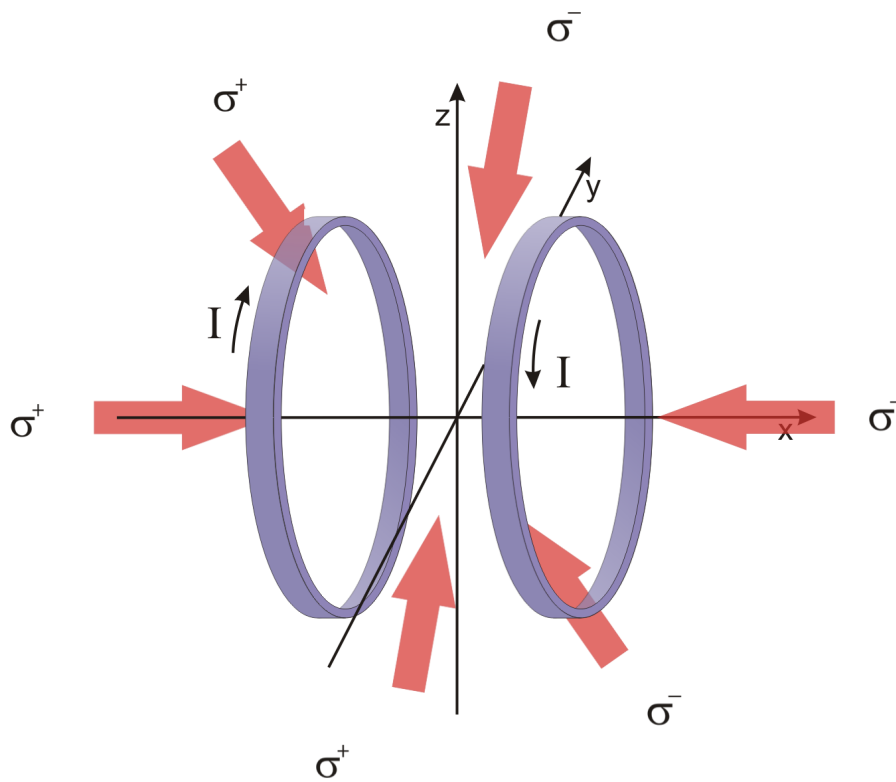


Abbildung 3.4.: Schematischer Aufbau einer MOT aus sechs gegenläufigen zirkular polarisierten Strahlen und zwei Spulen in Anti-Helmholtz-Konfiguration

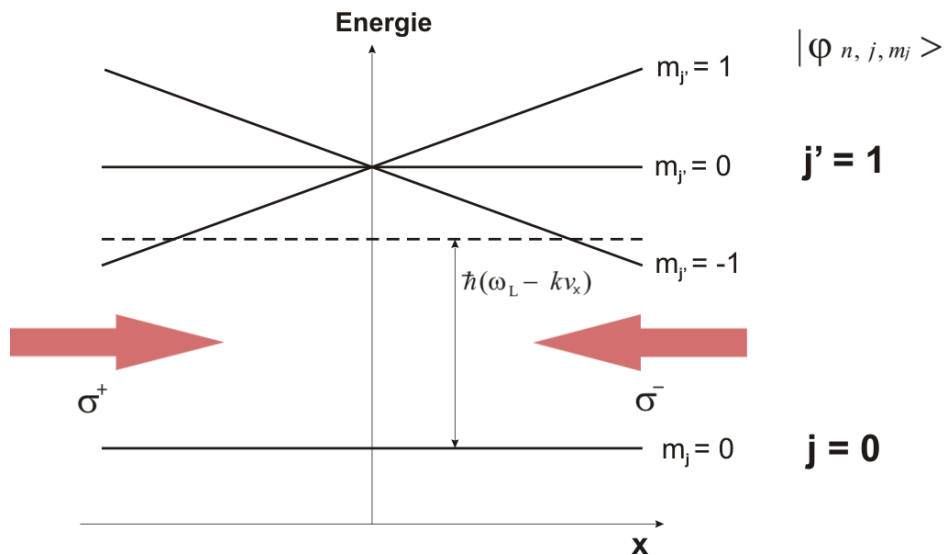


Abbildung 3.5.: Durch Anlegen eines Magnetfeldes spaltet der angeregte Zustand energetisch auf, es ergibt sich eine ortsabhängige Absorptionswahrscheinlichkeit für Photonen aus den unterschiedlichen gegenläufigen Strahlen, so dass eine Kraft in Richtung Fallenmitte entsteht.

in unterschiedlichen atomaren System nachgewiesen werden konnte [66, 67]. Grund hierfür ist der Mechanismus der Sisyphuskühlung bzw. Polarisationsgradientenkühlung [68, 69]: In der Strahlkonfiguration der MOT aus gegenläufigen Strahlen unterschiedlicher zirkularer Polarisation entsteht eine Stehwelle, in der sich periodisch die potentielle Energie für die unterschiedlichen magnetischen Unterezustände des angeregten Zustands ändert. Beim Abstrahlen von Photonen wird diese zusätzliche potentielle Energie mit abgestrahlt und führt zu Temperaturen unterhalb des Doppler-Limits. Als neues Limit ergibt sich das sogenannte Rückstoß-Limit (engl. recoil limit)

$$T_{rec} = \frac{1}{k_B} \frac{\hbar^2 k^2}{2m_a} \quad , \quad (3.39)$$

mit der Atommasse m_a . Ein Atom kann also durch Laserkühlung niemals kinetische Energien unterhalb der eines Photonenrückstoßes erhalten. Das Rückstoß-Limit beträgt für ^{87}Rb -Atome mit Kühllicht der D_2 -Linie etwa 180 nK.

Experimentelle Umsetzung

Die durch die Chirp-Kühlung abgebremsten Atome des Atomstrahls werden in der Vakuum-Hauptkammer, wenn sie in den Kreuzungsbereich der MOT-Laserstrahlen gelangen, in einer dreidimensionalen magneto-optischen Falle eingefangen. Der Ort der MOT befindet sich dabei etwa 4 mm unterhalb des Atomstrahls. Bei der in dieser Arbeit vorgestellten Apparatur wird eine MOT durch auf drei Achsen eingestrahlt Küh- und Rückpumplicht erzeugt, was durch je einen Rückreflexspiegel in sich selbst zurückreflektiert wird (sogenannte Dreistrahl-MOT). Die unterschiedliche Polarisation der Strahlen wird dabei jeweils durch eine $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte vor dem jeweiligen Rückreflexspiegel realisiert (für eine genaue Beschreibung der Anordnung der Strahlen siehe [63, 33]). Die beiden MOT-Spulen mit jeweils 37 Windungen, einem Durchmesser von 4 cm und einem Abstand von 2,5 cm befinden sich in der Mitte der Haupt-Vakuum-Kammer. Bei einem Strom von 7 A erzeugen diese einen Magnetfeld-Gradienten von 12 G/cm [64]. Das Kühl- und Rückpumplicht wird durch ein Diodenlaser-System bereitgestellt. Das Kühllicht wird von einem sogenannten MOPA-System (engl. Abkürzung für Master-Oscillator-Power-Amplifier) erzeugt, dessen Aufbau und Frequenzstabilisierung von Michael Fraczek realisiert wurde [63] (eine gute Übersicht über das gesamte Diodenlasersystem findet sich ebenfalls dort). Es besteht aus einem stabilen sogenannten Master-Laser, dessen Licht von einem sogenannten Trapez-Verstärker verstärkt wird. Insgesamt wird auf den drei Achsen eine Leistung von etwa 90 mW zum Kühlen benötigt. Der Rückpumplaser ist ebenfalls ein Diodenlaser, dessen Licht zusammen mit dem Kühllicht durch einen Wellenleiter zum Experiment gelangt. Der Rückpumplaser wurde zusammen mit seiner Stabilisierungselektronik von Felix Steinebach aufgebaut, eine genaue Beschreibung findet sich in dessen Arbeit [73]. Sowohl das MOPA-System für das Kühllicht als auch der Rückpumplaser werden mit unterschiedlichen Techniken relativ zu einem speziellen Master-Laser in der Frequenz stabilisiert. Der Aufbau dieses Master-Lasers wird ebenfalls in [73] ausführlich beschrieben. In der beschriebenen magneto-optischen Falle konnten mehr als $1 \cdot 10^9$ ^{87}Rb -Atome gefangen und gekühlt werden. In einer anschließenden Melassenphase, bei der die Verstimmung von anfangs 12 MHz auf 100 MHz erhöht und die Kühlleistung auf 25 mW verringert wurde, konnten damit minimale Temperaturen von 12 μK erreicht werden [63]. Abbildung 3.6 zeigt ein Absorptionbild einer optischen Melasse nach 4 ms Expansionszeit in Falschfarben. Zur quantitativen Auswertung solcher Bilder kann man z.B. eine Gaußfunktion an die Dichteverteilung der Atome anpassen (vgl. Gleichung 3.61). Danach ergibt sich für dieses Bild eine Teilchenzahl von etwa $1,5 \cdot 10^9$ bei Breiten von etwa 880 μm auf beiden Achsen.

3.2.3 Dipolfalle und evaporative Kühlung

Die Erfolge der Laserkühlung von atomaren Gasen waren ein großer Schritt auf dem Weg zur Bose-Einstein-Kondensation, doch die damit erreichten Temperaturen waren noch immer etwa eine Größenordnung zu hoch. Die Anwendung anderer optischer Kühlverfahren wie der Raman-Kühlung (vgl. [74]) erlaubt auch ein Vordringen zu niedrigeren Temperaturen unterhalb des Rückstoßlimits (siehe Gleichung 3.39), aber erst die Kombination der Laserkühlung mit der Technik der evaporativen Kühlung oder auch Verdampfungskühlung, die erstmals bei spin-polarisiertem Wasserstoff demonstriert wurde [75, 76], hat 1995 die experimentelle Realisierung der Bose-Einstein-Kondensation ermöglicht [22, 23, 77].

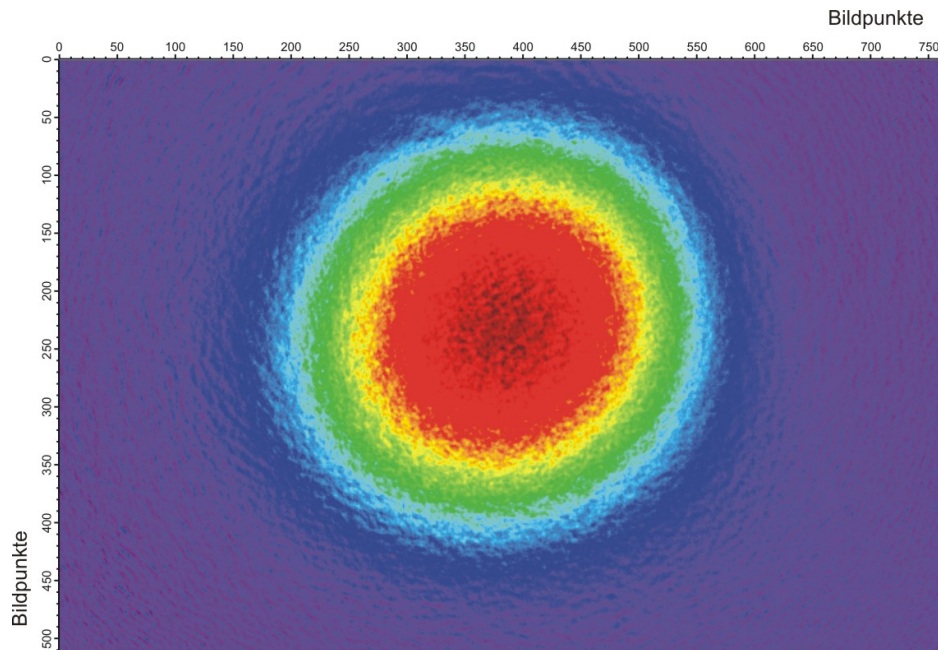


Abbildung 3.6.: Absorptionsbild einer optischen Melasse in Falschfarben, skaliert in Bildpunkten. Ein Bildpunkt hat bei dem verwendeten Detektionsaufbau Abmessungen von $5,27 \mu\text{m} \times 5,27 \mu\text{m}$. Dabei entsprechen schwarz und rot einer hohen, violett und blau einer niedrigen Teilchendichte. (Bild entnommen aus [63])

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein BEC aus ^{87}RB -Atomen durch evaporative Kühlung in einer gekreuzten Dipolfalle mit Licht bei 1070 nm erzeugt und für weiterführende Experimente genutzt. Der Mechanismus der Falle beruht dabei auf dem Prinzip der Dipolkraft, die in Kapitel 2 vorgestellt wurde. Die Eigenschaften der realisierten gekreuzten Dipolfalle lassen sich mit den in Abschnitt 2.2.2 abgeleiteten Formeln theoretisch beschreiben.

In diesem Abschnitt wird zuerst der verwendete optische Aufbau zur Erzeugung der Dipolfalle vorgestellt, anschließend wird das realisierte Konzept zur Steuerung und Kontrolle der Intensität in den beiden Dipolfallenarmen vorgestellt. Anschließend werden die charakterisierenden Eigenschaften der Dipolfalle beschrieben, zuletzt folgt ein Abschnitt zur evaporativen Kühlung.

Optischer Aufbau

Die Abbildung 3.7 zeigt schematisch den Strahlengang zur Erzeugung der gekreuzten Dipolfalle mit Licht eines IPG-Faserlasers (YLR-50-1070-LP) bei einer Wellenlänge von 1070 nm und einer maximalen Ausgangsleistung von 50 W :

Der Strahl des Faserlasers wird über einen Strahlteilerwürfel in zwei Teilstrahlen aufgespalten, die jeweils zur Intensitätssteuerung und -regelung durch einen akusto-optischen Modulator (Abkürzung AOM, vgl. dazu Referenz [78]) und anschließend durch einen mechanischen Strahlunterbrecher (Abkürzung Shutter von engl. to shut - schließen, abschließen) geschickt werden. Beide Strahlen werden derart geformt, dass jeweils zuerst ein Fokus mit einer 200 mm Linse erzeugt wird, der dann mit zwei Achromaten 1:1 in die Vakuumkammer abgebildet wird, wo sich die beiden Teilstrahlen in der Mitte der MOT kreuzen. Die Linsen zur Strahlformung sind dabei so gewählt, dass die Strahlradien in der Kreuzung etwa $40\text{--}50 \mu\text{m}$ groß sind. Anschließend treffen die beiden Strahlen auf der anderen Seite der Kammer jeweils auf eine Strahlfalle, die in der Mitte ein kleines Loch hat, durch das jeweils ein kleiner Teil des Lichts auf eine Photodiode zur Intensitätsregelung gelangt.

Der geschilderte Strahlengang basiert auf dem in vorigen Arbeiten [64, 33] geschilderten Aufbau mit einem Scheibenlaser (ELS-VersaDisk, $\lambda = 1030 \text{ nm}$, 20 W) als Fallenlaser, jedoch mussten an mehreren Stellen wichtige Änderungen im Vergleich zu den vorigen Arbeiten vorgenommen werden:

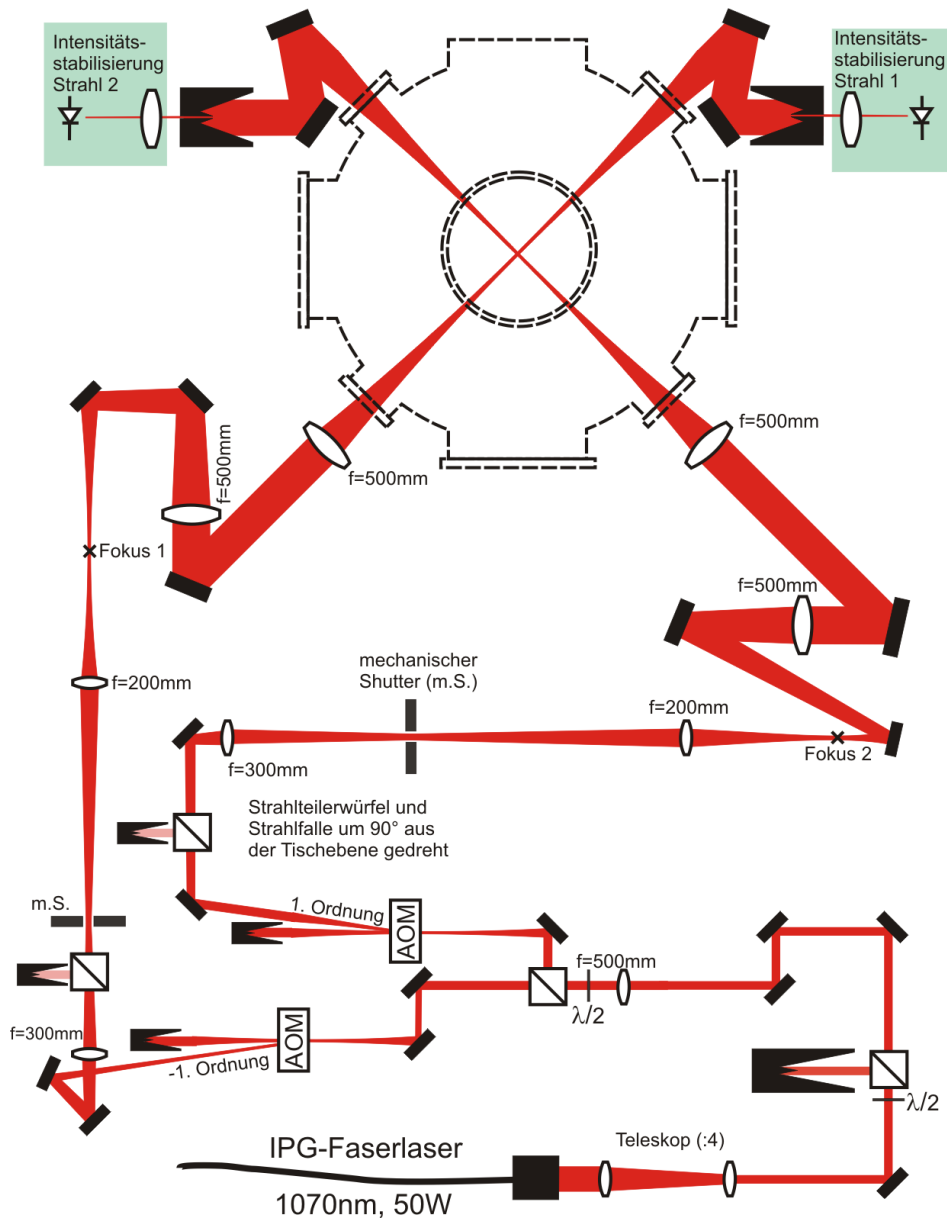


Abbildung 3.7.: Schematische Darstellung des Strahlengangs zur Erzeugung der gekreuzten Dipolfalle

- Nach dem Austausch des Fallenlasers waren einige Anpassungen in der Wahl der Linsen zur Strahlformung vor den AOMs nötig, um in der Kammer wieder ähnliche Strahlradien zu erhalten. So wird der Strahl jetzt unmittelbar nach dem Faserausgang in einem Teleskop im Verhältnis 1:4 verkleinert.
- Nach dem Umbau zeigten sich große Probleme in der Effizienz der AOMs bei den jetzt mehr als verdoppelten Strahlleistungen. Beim Betrachten der Strahlen vor den AOMs mit einer CCD-Kamera hat sich gezeigt, dass die verwendeten Achromaten der Firma Thorlabs bei hohen Intensitäten sehr große ringförmige Abbildungsfehler hervorrufen, die dann den Strahl derart deformieren, dass die Effizienz in den AOMs mit zunehmender Leistung immer weiter sinkt, bis sie bei Strahlleistungen oberhalb von 10W unter 40% lag. Auf telefonische Nachfrage bei thorlabs wurde die Auskunft erteilt, dass sich der Kitt zwischen den Teillinsen wohl stark erwärme, dabei gelte die - leider nicht offiziell spezifizierte - Abschätzung, dass die Linsen bei Intensitäten oberhalb 10 W/cm² nicht verwendet werden sollten. Da im verwendeten Aufbau die Intensitäten auf den Linsen im Bereich von bis zu

1 kW/cm² liegen, wurden alle bislang verwendeten Achromaten bis auf die beiden jeweils letzten 500 mm-Linsen durch Einzellinsen der Firma Linos ersetzt.

- Weiterhin wurde in beiden Strahlen jeweils ein Telekop entfernt, welches letztlich nur eine zweite Abbildung eines Fokus erzeugt hat, und der Strahlengang dadurch jeweils etwas verkürzt, da je mehr Linsen im Strahlengang enthalten sind, natürlich auch immer mehr Abbildungsfehler entstehen, die das Potential für die Atome zunehmend deformieren.
Da sich in der Praxis keine Vorteile von noch höheren Leistungen gezeigt haben, werden jetzt sofort 15-20 W an Lichtleistung in die erste Strahlfalle nach dem Faserausgang des Lasers geschickt, um mögliche thermische Probleme sowohl in den AOMs als auch auf den Linsen möglichst klein zu halten. Diese Lichtleistung steht natürlich für andere zukünftige Experimente zur Verfügung.
- Es hat sich außerdem gezeigt, dass die Größe der Foki wesentlich von den Positionen der 300 mm-Linsen nach den AOMs beeinflusst wird, da aufgrund der sehr langen Brennweite von $f=500$ mm der Fokussier-Linse vor den AOMs relativ zum Strahlradius die Fokussierung nur sehr schwach ist und der Strahl sich in der Praxis als nicht kollimierbar erwiesen hat. Die Positionen der 300 mm-Linsen wurden deshalb so gewählt, dass beide Fokusgrößen in der Kammer im gewünschten Bereich liegen und möglichst ähnlich groß sind.
- Zusätzlich wurde in beiden Strahlen jeweils ein mechanischer Shutter auf der Basis von speziell umgebauten defekten Festplatten eingebaut. Als elektronischer Treiber fungiert eine Schaltung, die, wenn sie mit einem TTL-Signal angesteuert wird, durch Transistorlogik eine externe konstante Spannungsversorgung von etwa +5 V in ± 5 V übersetzt (Schaltung siehe [79]) und somit den nötigen Strom liefert, um den Schreib-Lese-Kopf der Festplatte in den Strahl und wieder herauszubewegen.

Intensitätskontrolle und -stabilisierung

Bei den in dieser Arbeit beschriebenen Experimenten wurden an die Intensitätsregelung der Dipolfallenstrahlen spezielle Anforderungen gestellt. So musste die Leistung in den beiden Strahlen in einem Bereich zwischen 10 W und 35 mW zuverlässig und reproduzierbar kontrolliert werden können. Außerdem musste eine Kalibrations-Prozedur gefunden werden, nach der die Ansteuerung über die Experimentsteuerung immer gleich funktioniert und zu reproduzierbaren Ergebnissen führt.

In Abbildung 3.8 ist schematisch die Regelschleife zur Intensitätssteuerung der Dipolfallenstrahlen am Beispiel eines Strahls dargestellt. Viele der Elemente des Strahlengangs und der Regelschleife wurden in den vergangenen vier Jahren mehrfach gewechselt, da sich immer wieder Probleme gezeigt haben, die eine ständige Verfeinerung des Regelkonzepts erforderlich gemacht haben.

Das Herzstück der Regelschleife ist ein PID-Regler mit vielen Einstellungsfreiheitsgraden (Schaltplan siehe Anhang A.3, für eine genauere Beschreibung siehe [80]). Dieser regelt die Ausgangsspannung der verstärkten Photodiode und damit die Intensität auf der Photodiode zuverlässig, solange die Photodiode nicht gesättigt ist. Das wesentliche Problem besteht darin, dass man natürlich nicht die komplette Strahlleistung von maximal etwa 10 W auf die Photodioden gelangen lassen kann - es bedarf also eines Abschwächungsmechanismus für das Licht, der bei einer Strahlleistung von mehreren Watt die Photodiode nicht in Sättigung gehen lässt und der bei einer Leistung von unter 50 mW immer noch ein Signal liefert, was sich deutlich vom Untergrund abhebt. Dabei muss immer gewährleistet sein, dass ein linearer Zusammenhang zwischen der Strahlleistung und der Intensität auf der Photodiode besteht.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zuerst unbeschichtete Substrate, die typischerweise eine Reflektivität von etwa 4% besitzen, als Reflektoren für das Licht hinter der Kammer benutzt. Nutzt man zwei davon hintereinander und schickt die transmittierende Leistung in eine Strahlfalle, dann ist die Intensität auf der Photodiode genügend abgeschwächt. Es hat sich gezeigt, dass aufgrund der Polarisationsabhängigkeit der Transmission und Reflexion an Oberflächen gemäß der Fresnelschen Gleichungen [81] nach Schließen der Regelschleife nicht nur ein Erhöhen oder Absenken der RF-Intensität und damit der Leistung im Strahl zu einer Änderung der Photodiodenspannung führte, sondern auch eine kleine Drehung des Winkels der Polarisation. Dadurch bestand während der Evaporation kein linearer Zusammenhang mehr zwischen der jeweiligen Strahlleistung und der Photodiodenspannung. Aufgrund dieser Erfahrung wurde in beiden Strahlen ein polarisierender Strahlteilerwürfel eingefügt, der die transmittierende lineare Polarisation festlegt,

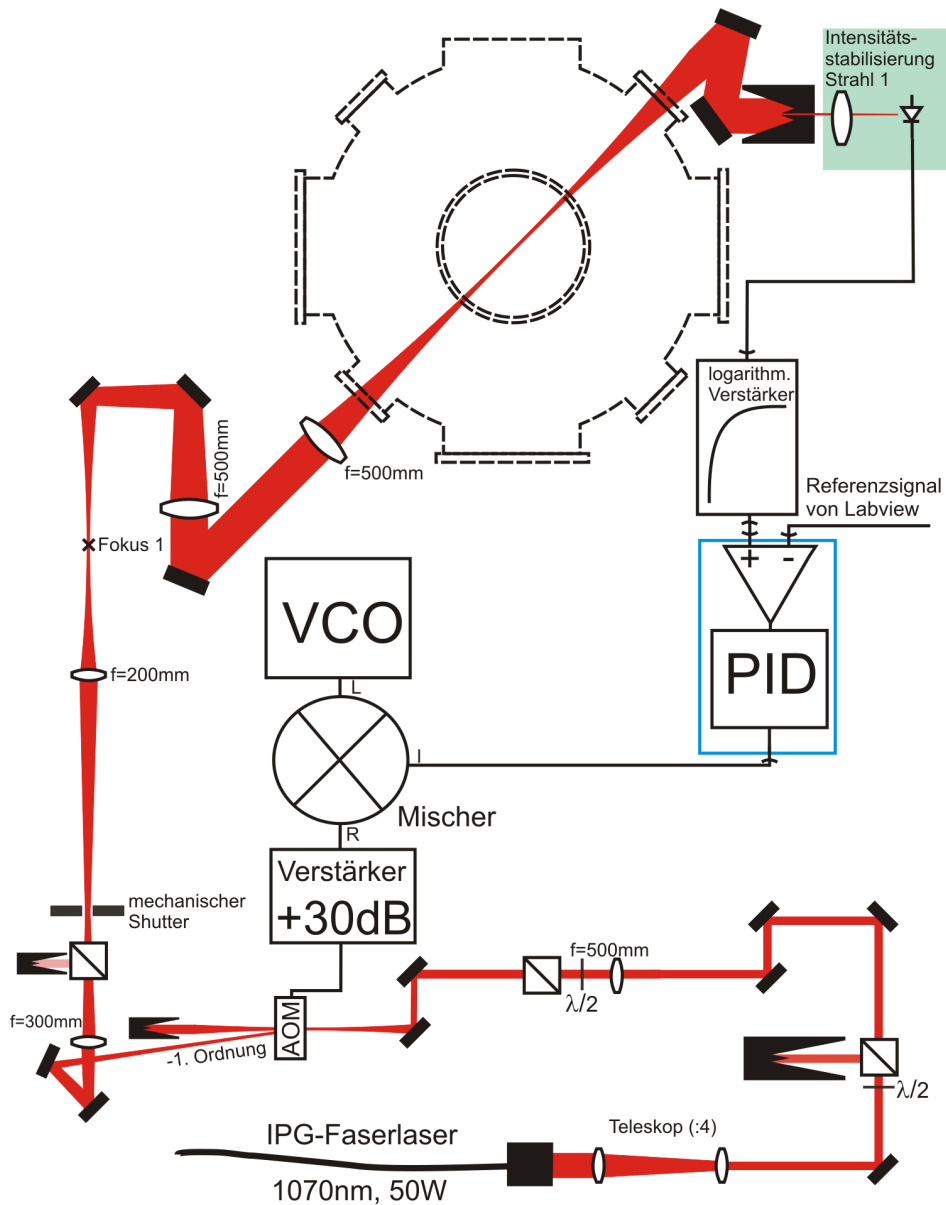


Abbildung 3.8.: Schematische Darstellung der Regelschleife zur Intensitätssteuerung und -regelung der Dipolfallenstrahlen am Beispiel eines Strahls.

wodurch dieses Problem gelöst wurde. Die Kalibration der Photodiodenintensität in Abhängigkeit von der Strahlleistung erfolgte dann durch zusätzliche $\lambda/2$ -Verzögerungsplatten vor den Reflektoren (in der Praxis wurden in der Regel $2 V_{pd} \hat{=} 5 \text{ W}$ gewählt). Es hat sich aber gezeigt, dass im Laufe eines Tages immer noch Drifts der Kalibrationswerte aufgetreten sind. Der Ursprung dieser Drifts konnte nicht abschließend geklärt werden. Als Alternative wurde deshalb als Abschwächungsmechanismus in beiden Strahlen jeweils ein großer 2"-Spiegel eingesetzt, der nahezu den ganzen Strahl hinter der Kammer in eine Strahlfalle schickte, so dass der kleine transmittierende Anteil hinter dem Spiegel zum Regeln der Strahlleistung genutzt werden konnte. Auch dieser Prozess ist polarisationsabhängig, d.h. die Strahlteilerwürfel zum Festlegen der Polarisation waren auch hier nötig, ebenso eine Verzögerungsplatte vor dem Spiegel zur Kalibration. Auch hier haben sich ähnliche Drifterscheinungen der Kalibration im Laufe eines Messtages gezeigt, deren Ursprung ebenfalls ungeklärt ist. Mit diesem Abschwächungsmechanismus konnte aber trotz der Drifts der Kalibration ein optisches BEC erzeugt werden [64, 33].

Um dieses Problem dennoch zu umgehen und die gesamte Regelung damit zuverlässiger zu machen, wurde ein alternatives Konzept verfolgt, bei dem die Abschwächung nicht mehr polarisationsabhängig ist. Inspiriert von speziellen Hochleistungs-Detektoren, bei denen die komplette Strahlleistung durch viele Reflexionen auf eine große Oberfläche verteilt wird, sogenannte integrierende Sphären (engl. integrating sphere), wurden zwei Strahlfallen mit einem kleinen Loch in der Mitte versehen. Dann wurde der Dipolfallenstrahl nach der Kammer sehr stark aufgeweitet und in die gelochte Strahlfalle gesendet. Durch das kleine Loch in der Mitte tritt dann ein kleiner Anteil der gesamten Strahlleistung und wird anschließend auf die Photodiode gesendet. Die Abschwächung des Strahls ist bei diesem Konzept nur noch ein geometrischer Effekt. Die Kalibration geschieht hier über die Position einer Linse, die in einem geringeren Abstand als ihre Brennweite steht und einen Teil des Strahls auf die Photodiode fokussiert. Auch bei diesem Abschwächungskonzept treten Drifts der Kalibration (auch hier in der Regel $2 V_{pd} \hat{=} 5 \text{ W}$) auf, allerdings können diese durch eine gute Positionierung der Strahlfallen stark unterdrückt werden, so dass wirklich die Mitte des aufgeweiteten Strahls auf die Photodiode gelangt. Die Drifts sind wahrscheinlich auf geringe thermische Bewegungen der Strahlen zurückzuführen. Die Strahlteilerwürfel zum Festlegen der Polarisation wurden im Strahl belassen, da geringe Drehungen der Polarisation sonst zu unerwünschten Interferenzen zwischen den Strahlen führen könnten (vgl. Abschnitt 2.2.2).

Für die hohen Strahlleistungen im Bereich von 10 W ist damit dafür gesorgt, dass die Photodiode nicht gesättigt wird, sondern nur ein Signal von unter $4 V_{pd}$ liefert. Am unteren Ende der Evaporationsrampen, wenn nur noch Strahlleistungen von etwa 35 mW vorliegen, liefert die Photodiode aber nur noch ein Signal von 14 mV. Dies liegt zwar oberhalb des Untergrundes der Photodioden, der bei etwa 5 mV liegt, macht aber eine präzise Ansteuerung am unteren Ende der Evaporationsrampen schwierig. Inspiriert von anderen Experimenten zur evaporativen Kühlung in optischen Dipolfallen [82], wurde ein logarithmischer Verstärker gebaut (Schaltplan und Charakteristik siehe Anhang A.2), der eine logarithmische Ausgangscharakteristik der Form $V_{\log} = A \cdot \ln\left(\frac{V_{in}}{V_{ref}}\right) + V_0$ hat. Dieser wurde zwischen die Photodiode und den Eingang des Reglers geschaltet und sorgt dadurch dafür, dass eine Dekade an Eingangsspannung in einen Ausgangsspannungsbereich von etwa 0,6 V übersetzt wird. Damit wurde eine präzisere Regelung der Photodiodenspannungen und damit der Strahlleistungen möglich, andererseits senkt dieser logarithmische Verstärker sehr stark die Regelbandbreite herab. Dies wurde jedoch nie systematisch untersucht. Theoretisch wären dadurch echte exponentielle Evaporationsrampen möglich, man wäre damit aber an die spezielle Charakteristik des Logarithmierers gebunden. Deshalb wurde für die Ansteuerung der Regelung durch die Experimentsteuerungs-Software Labview der Firma National Instruments die Charakteristik durch eine Konversionstabelle wieder linearisiert, damit die Evaporation in lineare Teilrampen zerlegt werden und damit leichter optimiert werden kann. Eine Limitierung für die Ansteuerung der Regelung ergibt sich durch die Experimentsteuerung, da Rampen in Labview experimentell dadurch realisiert werden, dass zwei Ausgangsspannungswerte gesetzt werden, zwischen denen dann lineare Zwischenwerte berechnet werden. Die Anzahl muss im Programm für alle Rampen gemeinsam gesetzt werden und wurde auf 100 festgelegt. Eine Erhöhung um einen beliebigen Faktor wäre möglich, würde aber gleichzeitig auch die minimale zeitliche Länge einer Rampe, die bislang bei 10 ms liegt, um den gleichen Faktor erhöhen, was den experimentellen Ablauf speziell beim Laden der Dipolfalle stark behindern würde. Zusätzlich würde sich der experimentelle Ablauf verzögern, da das komplette Programm nach dem Start zuerst berechnet wird, bevor der Ablauf dann auch wirklich beginnt. Diese Limitierungen könnten überwunden werden, indem man zur Ansteuerung der Regelung programmierbare Funktionsgeneratoren verwendet. Dies wurde auch schon vorbereitet, bislang in der Praxis aber nicht für die Ansteuerung der Dipolfallensteuerung verwendet, sondern für die Ablaufsteuerung der Experimente des 1D-optischen Gitters (siehe hierzu Kapitel 4).

Eigenschaften der gekreuzten Dipolfalle

Die gekreuzte Dipolfalle ist für den experimentellen Ablauf sehr wichtig, deshalb werden ihre Eigenschaften in diesem Abschnitt genauer betrachtet. Zuerst wird der Ladeprozess der Dipolfalle beschrieben, da ein optimaler Ladeprozess für eine große Teilchenzahl zu Beginn der Evaporation sorgt. Anschließend wird die Lebensdauer der Dipolfalle diskutiert, da diese, damit eine evaporative Kühlung von mehreren Sekunden stattfinden kann, hinreichend lange sein muss. Die Bestimmung der Fallenfrequenzen, deren Kenntnis für die Auswertung der Experimente mit dem BEC notwendig ist, wird im Anschluss beschrieben.

Ladeprozess der Dipolfalle

Der Ladeprozess der gekreuzten Dipolfalle aus der Melasse wurde in vorigen Arbeiten ausführlich untersucht und beschrieben [64, 33]. Das Laden erfolgt derart, dass die Dipolfallenstrahlen während der gesamten MOT-Phase eingestrahlt werden, die zum Laden erforderlichen Sub-Doppler-Temperaturen werden aber erst mit einer Melassenphase erreicht. Die Änderung der Teilchenzahl in der Dipolfalle wird dann von der folgenden Differentialgleichung beschrieben [83]:

$$\frac{dN}{dt} = R_0 e^{-\gamma_{MOT} t} - \alpha N - \beta N^2 - \gamma N^3 \quad (3.40)$$

Dabei beschreibt der erste Term das Laden der Dipolfalle aus der zerfallenden MOT, während die anderen drei Terme die unterschiedlichen Zerfallsmechanismen, die im folgenden Unterabschnitt näher beleuchtet werden, berücksichtigt. R_0 ist dabei die Rate, mit der Teilchen aus der MOT/ Melasse in die Dipolfalle geladen werden. Der Ladeprozess ist kompliziert und lässt sich in der Praxis nur empirisch optimieren. Bei der Charakterisierung der MOT konnte gezeigt werden, dass Teilchenzahl und Temperatur in der Melasse von mehreren experimentellen Parametern abhängen [63]. Diese sind im einzelnen:

Die Kühllaserfrequenz während der MOT-Ladephase, die Kühllaserleistung während der MOT-Ladephase, die Rückpumplaserfrequenz während der MOT-Ladephase, die Verstimmung des Kühllichtes während der Melassenphase, die Kühllaserleistung während der Melassenphase, die Rückpumplaserleistung während der Melassenphase und die Dauer der Melassenphase.

Bei der Optimierung des Ladeprozesses der Dipolfalle konnte die Abhängigkeit der Teilchenzahl in der Dipolfalle von diesen Faktoren experimentell nachgewiesen werden [64, 33], wobei die ersten drei Faktoren relativ unkritisch sind. Für die Kühllaserleistung und die Rückpumpleistung während der MOT-Phase werden in der experimentellen Praxis die maximal mit dem verwendeten Aufbau realisierbaren Werte verwendet, während die optimale Frequenz beider Lasersysteme nur einmal gesucht wurde und nur von Zeit zu Zeit kontrolliert wird, ob sich durch Drifts von elektrischen Geräten die Frequenz geändert hat, um sie dann auf den optimalen Wert zurückzustellen. Die Parameter während der Melassenphase hingegen sind sehr kritisch und müssen deshalb in der experimentellen Praxis täglich optimiert werden. Dies liegt vor allem daran, dass die Fasereinkopplungen für das Kühl- und Rückpumplicht täglich schlechter werden, die Einkopplung in der Regel aber nur einmal wöchentlich optimiert wird. Weiterhin gibt es mehrere Parametersätze für ein optimales Umladen, d.h. bei geringerer Kühllaserleistung ist beispielsweise eine längere Dauer der Melassenphase von Vorteil.

Zur Optimierung der Parameter werden diese im Bereich der optimalen Werte zyklisch variiert und im Hinblick auf die Teilchenzahl in der gekreuzten Dipolfalle nach 0,5 bzw. 2 s Haltezeit optimiert. Die Bereiche der optimalen Werte sind dabei (vgl. [64, 33]):

- Kühllaserverstimmung während der Melassenphase: 90-110 MHz
- gesamte Kühllaserleistung am Ort der Atome während der Melassenphase: ~ 40 mW
- gesamte Rückpumplaserleistung am Ort der Atome während der Melassenphase: ~ 1 mW
- Strahldurchmesser am Ort der Atome: ~ 1 cm
- Dauer der Melassenphase: 85-120 ms

Nach dem Austausch des Dipolfallenlasers stehen mehr als 50 W Laserleistung (im Vergleich zu etwa 20 W zuvor) zur Verfügung, was bei einer Effizienz der AOMs von 80% theoretisch eine Strahlleistung pro Dipolfallenarm von 20 W (zuvor: maximal 7 W, typisch 5 W) ermöglichen würde. Es wird von Herstellerseite empfohlen, dass der Laser bei einem spezifizierten Pumpstrom von 3,92 A betrieben wird, was in der Praxis einer Leistung von etwa 47 W entspricht. Nach den thermischen Problemen mit den Achromaten (vgl. Abschnitt 3.2.3) wurde aber nur mit einer Laserleistung von maximal 30 W experimentiert, was bei Effizienzen der AOMs von 80% einer Leistung von bis zu 12 W pro Dipolfallenarm entspricht, wobei die restliche Leistung wie bereits erwähnt in eine Strahlfalle geschickt wurde. Es hat sich aber gezeigt, dass die Teilchenzahl bei einer solch hohen Leistung pro Strahl in der Dipolfalle nach 0,5 s schon deutlich niedriger ist als bei einer Strahlleistung von 5 W. Es wurde dann eine neue Lademethodik entwickelt, bei der die Laserleistung während der Ladephase für etwa 200 ms auf 10 W pro Strahl erhöht wird, um sie dann in zwei Teilrampen von jeweils 100 ms auf nur noch 2 W pro Strahl abzusenken. Nach 0,5 s Haltezeit konnte damit eine

Teilchenzahl in der gekreuzten Dipolfalle von 500000 bei einer Temperatur von 26 μK erreicht werden. Die kurzzeitige Erhöhung der Strahl-Leistungen führt zu einer deutlichen Steigerung des Fallenvolumens, die vergleichbar mit der Verwendung einer Zoom-Optik ist, und so zu einer größeren Teilchenzahl in der Falle zu Beginn der Evaporation führt.

Lebensdauer der Dipolfalle

Als Lebensdauer der Dipolfalle wird die Zeit bezeichnet, in der die Teilchenzahl auf einen Faktor $1/e$ ihres anfänglichen Werts abgefallen ist. Die Teilchenzahlverluste der Dipolfalle lassen sich allgemein durch folgende Differentialgleichung beschreiben [84]:

$$\frac{dN}{dt} = -\alpha N - \beta N^2 - \gamma N^3 \quad (3.41)$$

Der erste Term trägt all den Verlustmechanismen Rechnung, die nur unter Beteiligung eines Teilchens ablaufen - sogenannte Ein-Körper-Verluste - und ist deshalb proportional zur Teilchenzahl. Dies sind vor allem Stöße mit dem Hintergrundgas, Verluste aufgrund von gestreuten Photonen (vgl. Gleichung 2.13) und parametrische Heizverluste. Letztere treten auf, wenn Strahllageschwankungen mit der einfachen oder Intensitätsschwankungen mit der doppelten Fallenfrequenz auftreten [85, 86].

Der zweite Term beschreibt all jene Prozesse, an denen zwei Teilchen beteiligt sind - sogenannte Zwei-Körper-Verluste - und ist deshalb proportional zu N^2 . Dies sind zum einen solche Stöße, bei denen der Hyperfeinzustand gewechselt wird und die freiwerdende innere Energie als kinetische Energie frei wird. Zum anderen können auch Photoassoziationen durch den Dipolfallenlaser oder nahresonantes Streulicht auftreten, so dass zwei Atome unter Lichteinfluss ein angeregtes Molekül bilden, was unter Photonenemission wieder zerfällt [87, 88]. Der dabei auf die beiden Atome übertragene Rückstoß kann auch zum Atomverlust führen.

Der letzte Term kommt vor allem bei hohen Dichten zum Tragen und beschreibt den Stoß dreier Atome - sogenannte Drei-Körper-Verluste - wonach zwei Atome einen gebundenen Zustand einnehmen und auf das dritte Atom die Bindungsenergie in Form von kinetischer Energie übertragen wird [89]. Dieser Prozess kann dann zum Verlust der drei Atome aus der Falle führen und ist proportional zu N^3 .

Die Lebensdauer der gekreuzten Dipolfalle wurde bereits im Rahmen voriger Arbeiten ausführlich untersucht [64, 33]. Die wichtigsten Ergebnisse dort waren, dass die Lebensdauer für den $5^2S_{1/2}$, $F=2$ -Zustand wegen dort vermehrt auftretender Zwei-Körper-Verluste unterhalb von einer Sekunde lag, während der $5^2S_{1/2}$, $F=1$ -Zustand 12 bzw. 13 s lang lebt (eine ausführliche Diskussion der einzelnen Verlustkanäle nach Gleichung 3.41 findet sich in [64]). Aufgrund dieses Ergebnis wurde eine Zustandspräparation in den experimentellen Ablauf implementiert, die die Atome in den $F=1$ Zustand pumpt. Bei dieser sogenannten Dark-MOT [90] wird der Rückpump laser in der Melassenphase vor dem Kühllaser ausgeschaltet, so dass sich nahezu alle Atome im $F=1$ -Zustand akkumulieren. Die restlichen $F=2$ -Atome zerfallen in den ersten Sekunden der Haltezeit in der Dipolfalle und stören nicht den weiteren Ablauf.

Eine zweite Umpumpstufe stellt einen aktiven optischen Umpumpmechanismus im letzten Teil der Lade-phase dar, der von Thomas Lauber implementiert wurde. Eine ausführliche Darstellung findet sich deshalb in seiner Arbeit [33]. Bei diesem Pumpvorgang werden einige μW zirkular polarisierten Lichtes auf dem Übergang $F = 1 \rightarrow F' = 1$ für eine Dauer von 250 μs eingestrahlt. Die nötige Quantisierungsachse wird dabei durch ein homogenes Magnetfeld von etwa 500 mG, was parallel zum Pumplicht verläuft, vorgegeben. Durch diesen Pumpprozess sammeln sich etwa 70% der Atome in einem magnetischen Unterzustand mit $|m_f| = 1$ an. Ob es sich dabei um $m_f = +1$ oder $m_f = -1$ handelt, wurde nicht untersucht und ist für den weiteren experimentellen Ablauf auch nicht relevant, da die wesentliche Motivation für das Umpumpen eine Erhöhung der Phasenraumdichte gemäß Gleichung 3.23 in dem am meisten besetzten magnetischen Unterzustand des Ensembles war.

Seit den ausführlichen Untersuchungen der Dipolfallenlebensdauern in [64, 33] wurde sowohl das die Dipolfalle erzeugende Lasersystem ausgetauscht als auch die Vakuumanlage mehrfach geöffnet, so dass sich die experimentellen Bedingungen deutlich geändert haben. Die im Abschnitt 3.2.3 geschilderten Beobachtungen beim Laden der mit dem Faserlasersystem erzeugten Dipolfalle haben gezeigt, dass im Bereich von Gesamtstrahlleistungen deutlich oberhalb von 5 W die Lebensdauer auf Werte unterhalb einer Sekunde sinkt. Als Gesamtstrahlleistung wird dabei die Summe der Strahlleistungen beider Dipolfallenstrahlen am Ort der Atome bezeichnet. Die Lebensdauern der mit dem Scheibenlaser erzeugten Dipolfallen wurden im

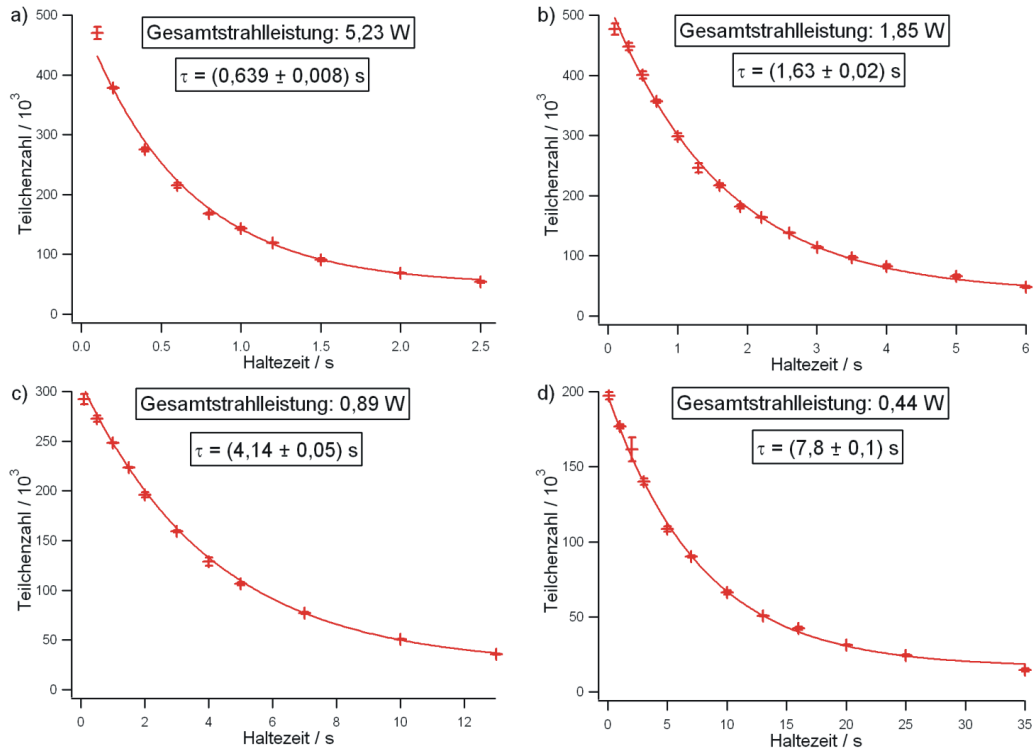


Abbildung 3.9.: Lebensdauerbestimmungen der Dipolfalle für vier unterschiedliche Gesamtstrahlleistungen: a) 5,23 W, b) 1,85 W, c) 0,89 W und d) 0,44 W.

Rahmen voriger Arbeiten [64, 33] zu 12 bzw. 13 Sekunden bestimmt. Allerdings wurde nicht dokumentiert, bei welchen Strahlleistungen diese Messungen vorgenommen wurden. Typischerweise wurde diese Messung aber unmittelbar nach dem Laden der gekreuzten Dipolfalle gestartet, also bei Gesamtstrahlleistungen von etwa 10 W. Da sich die Verstimmung gegenüber den Resonanzen im Bereich der Rb-D-Linien mit dem Faserlaser im Vergleich zum Scheibenlaser noch vergrößert hat, sollte sich nach Gleichung 2.13 die Streurrate bei gleichen Strahlleistungen und damit gleichen Intensitäten ebenfalls verringern. Dies ist aber nicht der Fall. Auch im Hinblick auf die Evaporation (vgl. Abschnitt 3.2.3) wurde deshalb die Haltezeit der Atome in der Dipolfalle bei vier unterschiedlichen Gesamtstrahlleistungen über Zeiträume von mehreren Sekunden variiert. Die Strahlradien wurden im Rahmen dieser Messung nicht bestimmt, es ist aber davon auszugehen, dass diese im Bereich von $33 \mu\text{m}$ gelegen haben (vgl. Abschnitt 3.2.3). Die Atomwolken wurden nach Expansionszeiten von 2 ms absorptiv detektiert (vgl. Abschnitt 3.2.4) und an die sich ergebenden Dichteverteilungen wurde ein Gauß-Profil nach Gleichung 3.61 angepasst und damit die Atomzahl in der Dipolfalle nach der jeweiligen Haltezeit bestimmt. Für jede Haltezeit bei jeder der unterschiedlichen Gesamtstrahlleistungen ist dies dreimal erfolgt. In Abbildung 3.9 sind die Messergebnisse für die Gesamtstrahlleistungen a) 5,23 W, b) 1,85 W, c) 0,89 W und d) 0,44 W dargestellt. In die Grafiken wurden auch die jeweils durch Anpassen einer Exponentialfunktion bestimmten Lebensdauern eingetragen. In Abbildung 3.10 sind diese Lebensdauern in Abhängigkeit von der jeweiligen Gesamtstrahlleistung aufgetragen. Das Anpassen einer Exponentialfunktion an die Messwerte zeigt, dass Lebensdauer mit zunehmender Gesamtstrahlleistung exponentiell abnimmt. Die dazu reziproke Zerfallsrate steigt also exponentiell mit zunehmender Gesamtstrahlleistung an. Gemäß Gleichung 2.13 ist aber ein lineares Anwachsen der Streurrate mit wachsender Intensität und damit wachsender Gesamtstrahlleistung zu erwarten. Diese Messergebnisse können dadurch also nicht erklärt werden. Im Rahmen von Referenz [64] wurde bereits bemerkt, dass sich in einer gekreuzten Dipolfalle, die mit Licht eines Faserlasers erzeugt wurde, deutlich größere Verluste und kürzere Lebensdauern ergeben als bei Verwendung eines Scheibenlasers. Dort wurde die Vermutung geäußert, dass durch den multi-mode Charakter des Lichtes Raman-Übergänge induziert würden, die zu Heizprozessen und Verlusten führen. Die dortige These, dass in solchen Fällen eine Evaporation bis zum

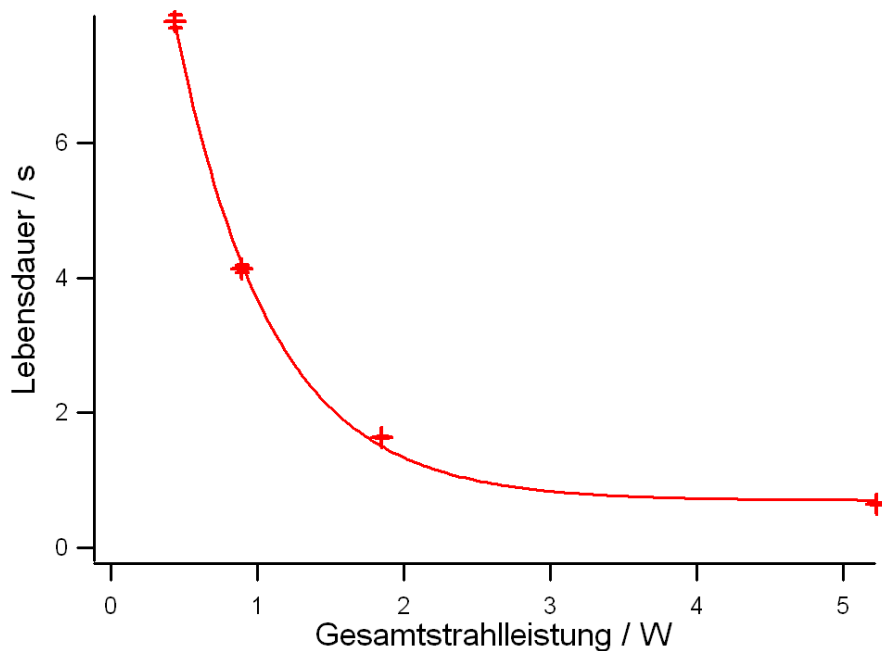


Abbildung 3.10.: Lebensdauer der Dipolfalle in Abhängigkeit von der Gesamtstrahlleistung: Mit zunehmender Gesamtstrahlleistung nimmt die Lebensdauer exponentiell ab, wie die angepasste Exponentialfunktion zeigt.

BEC aufgrund der hohen Verluste nicht möglich ist, konnte in der vorliegenden Arbeit hingegen nicht bestätigt werden, da die Probleme mit einem alternativen Ladeschema (vgl. Abschnitt 3.2.3) umgangen werden konnten. Es hat sich bei unterschiedlichen Messungen außerdem gezeigt, dass die Lebensdauer bei gleicher Strahlleistung aber niedrigerem Pumpstrom und damit niedrigerer Ausgangsleistung des Faserlasers, absinkt. Der Faserlaser scheint also bei seinem spezifizierten Ausgangsstrom besser zu laufen. Auf telefonische Nachfrage bei IPG wurde die Auskunft erteilt, dass das Intensitätsrauschen im Modus für konstante Ausgangsleistung größer sein soll, weshalb der Modus für konstanten Pumpstrom genutzt werden sollte. Eine denkbare Verlustquelle ist also das Intensitätsrauschen des Faserlasers. Aufgrund der in Abschnitt 3.2.3 geschilderten Beobachtungen, dass die verwendeten Achromaten bei hohen Intensitäten immer schlechtere Abbildungen erzeugen, könnte dadurch, dass sich durch hohe Intensitäten an den verbliebenen Achromaten die Strahlqualität deutlich verschlechtert, das Potential für die Atome beim Umladen deformiert werden, so dass weniger Teilchen umgeladen werden. Um dies zu überprüfen, könnten die Achromaten ausgetauscht werden. Die Möglichkeit, dass aufgrund des Vielmodencharakters der Laserstrahlung die großen Verluste speziell bei hohen Intensitäten auftreten, kann aber weiterhin nicht ausgeschlossen werden. Beim Auftreten weiterer Probleme beim Umladeprozess sollte deshalb näher untersucht werden, worin genau der exponentielle Verlustmechanismus abhängig von der Gesamtstrahlleistung besteht.

Bestimmung der Fallenfrequenzen und der Strahlradien

Wie in Kapitel 2 gezeigt wurde, kann das Intensitätsprofil der Dipolfallenstrahlen in der Nähe des Maximums durch einen harmonischen Verlauf approximiert werden (vgl. Gleichung 2.20), um die Bewegung der Atome in einem Fallenpotential nach Gleichung 2.14 beschreiben zu können. Die Oszillations- bzw. Fallenfrequenzen innerhalb des harmonischen Potentials sind für eine Einzelstrahldipolfalle durch Gleichung 2.21 gegeben. Im Fall einer gekreuzten Dipolfalle, wie sie bei den in dieser Arbeit beschriebenen Experimenten zum Fangen und Kühlen von Rb-Atomen verwendet wurde, ergeben sich die Fallenfrequenzen durch Gleichung 2.25. Eine Kenntnis der Fallenfrequenzen ermöglicht über die angegebenen Gleichungen bei bekannten Strahlleistungen eine Berechnung der Strahlradien und der Fallentiefe. Weiterhin sind die Fallenfrequenzen besonders für Berechnungen im Zusammenhang mit Bose-Einstein-Kondensaten wichtig

(siehe z.B. Gleichungen 3.8 und 3.21).

Eine Bestimmung der Fallenfrequenzen und damit gemäß Gleichung 2.18 auch der Strahlradien geschieht über den Mechanismus der parametrischen Anregung. Bei Modulationen der Intensität treten die größten Teilchenverluste bei Anregungen mit der doppelten Fallenfrequenz auf, bei Strahllageschwankungen bei der einfachen Fallenfrequenz (vgl. [85, 86]). Es hat sich gezeigt, dass aus technischen Gründen eine Intensitätsmodulation der gekreuzten Dipolfalle nicht schwach genug durchgeführt werden konnte, ohne dass sich die Qualität der Kreuzung der Dipolfallenstrahlen dabei verschlechtert hat, so dass bei allen Anregungsfrequenzen gleichmäßig Verluste aufgetreten sind. Deshalb wurde bei einer Einzelstrahldipolfalle während einer Haltezeit, in der die Strahlleistungen nicht geändert wurden, die Intensität moduliert, so dass sich in den Teilchenzahlen, wenn die Modulationsfrequenz im Bereich der doppelten radialen Fallenfrequenz lag, Verluste gezeigt haben. Die Intensitätsmodulation erfolgte mit einer kleinen sinusförmigen Anregung mit Frequenzen im Bereich zwischen 50 Hz und 3500 Hz. In Abbildung 3.11 sind für beide Strahlen die Messungen der Atomzahlen in der Einzelstrahldipolfalle in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz dargestellt.

Die axiale Fallenfrequenz, die im Bereich einiger Hertz liegt, lässt sich mit dieser Methode nicht effizien-

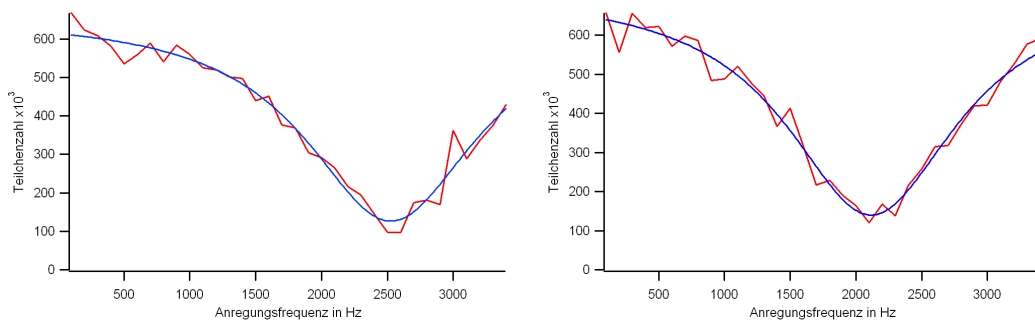


Abbildung 3.11.: Bestimmung der Fallenfrequenzen der Dipolfallenarme durch parametrische Anregung. Aufgetragen sind die Teilchenzahlen nach 2 s Haltezeit in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz. In rot sind Messkurven aufgetragen, in blau eine angepasste Lorentzkurve. Links Strahl 1, rechts Strahl 2.

ent messen, da innerhalb möglicher Haltezeiten nur wenige parametrische Anregungen erfolgen können, die radiale Fallenfrequenz liegt hingegen im messbaren Bereich. Allerdings muss bedacht werden, dass innerhalb des Strahls entlang einer großen Strecke Atome gefangen werden. Die radiale Fallenfrequenz ist deshalb eine Funktion des Orts. Nimmt man für die Anregung ein Lorentz-Profil der Form

$$f(\nu) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + (\nu - \nu_0)^2} \quad (3.42)$$

an, so ergibt sich das resultierende Anregungsprofil entlang des gesamten Dipolfallenstrahls als Faltung des Lorentzprofils mit der Aufenthaltswahrscheinlichkeit $p(\nu(x))$, ein Atom am Ort x mit der Fallenfrequenz ν_0 zu finden, in einem Frequenzintervall $[\nu_1, \nu_2]$, wobei ν_2 die maximale Fallenfrequenz am Ort der Strahltaile ist. Nimmt man vereinfachend die Aufenthaltswahrscheinlichkeit als konstant an, dann gilt für diese Faltung:

$$F(\nu) = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma(\nu_0)}{\Gamma(\nu_0)^2 + (\nu - \nu_0)^2} d\nu_0 \quad (3.43)$$

Da der allgemeine Ausdruck für die Frequenz-Breite der Lorentzfunktion als Funktion des Orts unbekannt ist, lässt sich diese Gleichung analytisch nicht auswerten. Nimmt man eine konstante Breite an und führt Berechnungen für unterschiedliche Intervalle durch, dann zeigt sich, dass je breiter das Frequenz-Intervall, desto mehr weicht das Maximum der Verteilung vom Wert $F(\nu_2)$ ab. Nimmt man diesen maximalen Wert als radiale Fallenfrequenz an und berechnet daraus den Strahlradius, so wie dies in vorigen Arbeiten [64, 33] geschehen ist, unterschätzt man deshalb systematisch die Fallenfrequenz und überschätzt systematisch den Strahlradius. Es ist dabei auch nicht klar, welcher Wert der Verteilung der der Fallenfrequenz entsprechende

ist, denn dieser liegt irgendwo zwischen dem Maximum der Verteilung und deren Rand hin zu großen Modulationsfrequenzen. Die aus der Anpassung einer Lorentzkurve gewonnene Frequenz liefert also nur eine obere Abschätzung für den Strahlradius in der Strahltaile. Damit ist aber ebenfalls keine Aussage über den Strahlradius in der Kreuzung zu treffen, da nicht sicher ist, dass die beiden Strahlen tatsächlich in ihren Foki gekreuzt wurden, so dass auf der anderen Seite die Strahlradien in der Kreuzung systematisch unterschätzt werden. Aus den in Abbildung 3.11 dargestellten Messergebnissen ergibt sich:

$$\omega_{\rho,1} = 2\pi \cdot (1263 \pm 10) \text{ Hz}, \quad \omega_{\rho,2} = 2\pi \cdot (1059 \pm 9) \text{ Hz} \quad (3.44)$$

Mit den Strahlleistungen $P_1 = 4,7 \text{ W}$ und $P_2 = 5,1 \text{ W}$ ergeben sich gemäß Gleichung 2.25

$$w_{0,\text{strahl1}} = (41,3 \pm 1,2) \mu\text{m}, \quad w_{0,\text{strahl1}} = (46 \pm 1,2) \mu\text{m} \quad (3.45)$$

als Abschätzung für die Strahlradien in der Strahltaile.

Die Bestimmung der Fallenfrequenzen der gekreuzten Dipolfalle, mit der die im Abschnitt 3.2.5 beschriebenen Experimente zur optischen Bose-Einstein-Kondensation durchgeführt wurden, geschah nur auf diese Art, da die beiden systematischen Fehler dieser Methode erst nach diesen Experimenten aufgefallen sind. Aufgrund der Tatsache, dass bei den Messungen mit den BECs Abweichungen vom theoretisch vorhergesagten Kondensatanteil aufgetreten sind, die sich durch ein Wandern der Strahlfoki einhergehend mit dem Absenken der RF-Intensität an den AOMs und der Strahlleistungen erklären ließen, wurden die Fallenfrequenzen der Kreuzung für verschiedene Strahlleistungen während der evaporativen Kühlung der atomaren Ensembles mit einem anderen Verfahren bestimmt. Ein solches Wandern der Strahlfoki aufgrund thermischer Effekte wurde bereits zuvor beobachtet [64], der Umfang des Wanderns und der zeitliche Ablauf konnte aber während der Messungen zuvor nie genau bestimmt werden.

Die alternative Messmethode der Fallenfrequenzen der gekreuzten Dipolfalle erfolgte durch eine kleine Modulation der Radiofrequenz in den AOMs. Die Qualität der Kreuzung wurde so nicht berührt, da diese Modulation nur zu einer Bewegung der Foki in der Ebene der Kreuzung führt und eine kleine Modulation technisch einfacher realisierbar ist. Dabei wurde die tatsächliche Fallenfrequenz in der Kreuzung gemessen, selbst wenn die Strahlen nicht exakt in ihren Foki gekreuzt waren. Die Messung wurde exemplarisch nur für den Strahl 2, der auf den Absorptionsbildern parallel zur x-Achse dargestellt ist, durchgeführt. Da der optische Aufbau beider Strahlen aber nahezu identisch ist, kann davon ausgegangen werden, dass die gemachten Beobachtungen prinzipiell auch für den anderen Dipolfallenarm gelten.

In Abbildung 3.12 sind diese Messergebnisse für sechs unterschiedliche Strahlleistungs-Endwerte der Evaporationsrampen dargestellt. Dabei wurden jeweils die Teilchenzahlen, die sich durch das Anpassen einer Gaußfunktion nach Gleichung 3.61 an die Dichteverteilungen der Atome in x- bzw. y-Richtung, die aus Absorptionsbildern bestimmt wurden, ergeben, in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz dargestellt. Aus diesen Messungen konnte durch Anpassen von Lorentzkurven an die jeweiligen Messwerte je eine der Fallenfrequenzen bestimmt werden. Da sich niemals zwei Minima in den Dichteverteilungen gezeigt haben, ist davon auszugehen, dass dies jeweils die Fallenfrequenz ω_y ist, da nur der Strahl 2 in x-Richtung moduliert wurde. Offensichtlich erfolgt also die parametrische Anregung im modulierten Strahl in der radialen Richtung. Die Strahlleistung des Strahls 1 wurde dabei nicht bestimmt. Aufgrund der angewendeten Optimierungsmethode der Kreuzung, dass auch bei den einzelnen Evaporationsstufen auf gleich starke Dipolfallenarme auf den Absorptionsbildern geachtet wird, sollte die Fallenfrequenz ω_x jeweils innerhalb eines $\pm 10\%$ -Bereichs um ω_y liegen.

In Abbildung 3.13 sind die sich aus dieser Messung ergebenden Fallenfrequenzen ω_y in Abhängigkeit vom Spannungsendwert der Rampe aufgetragen. Daran wurden zwei Wurzelfunktionen des Typs $f(x) = A \cdot \sqrt{B \cdot x} + y_0$ angepasst, da gemäß Gleichung 2.25 die jeweiligen Fallenfrequenzen proportional zur Wurzel der Strahlleistung sein sollte. Bei der roten Kurve erfolgte die Anpassung an alle Messwerte, bei der blauen Kurve nur an die fünf niedrigeren Werte. Es ist deutlich zu erkennen, dass die blaue Kurve den Verlauf der fünf niedrigeren Messwerte sehr gut wiedergibt, während die Abweichungen der Werte von der roten Kurve recht groß sind. D.h., dass sich während der Evaporation im Bereich von Strahlleistungen zwischen 1,6 W und 0,4 W der Strahlradius des betreffenden Strahls geändert hat. Vernachlässigt man in Gleichung 2.25 den kleinen Term mit der Leistung des anderen Strahls, der bei den verwendeten Leistungen nur einen Einfluss von unter einem Prozent ausmacht, dann lässt sich daraus der Radius des Strahls 2 während der Evaporation berechnen.

In Abbildung 3.14 sind diese Werte in Abhängigkeit von der Strahlleistung dargestellt. Die niedrigeren vier

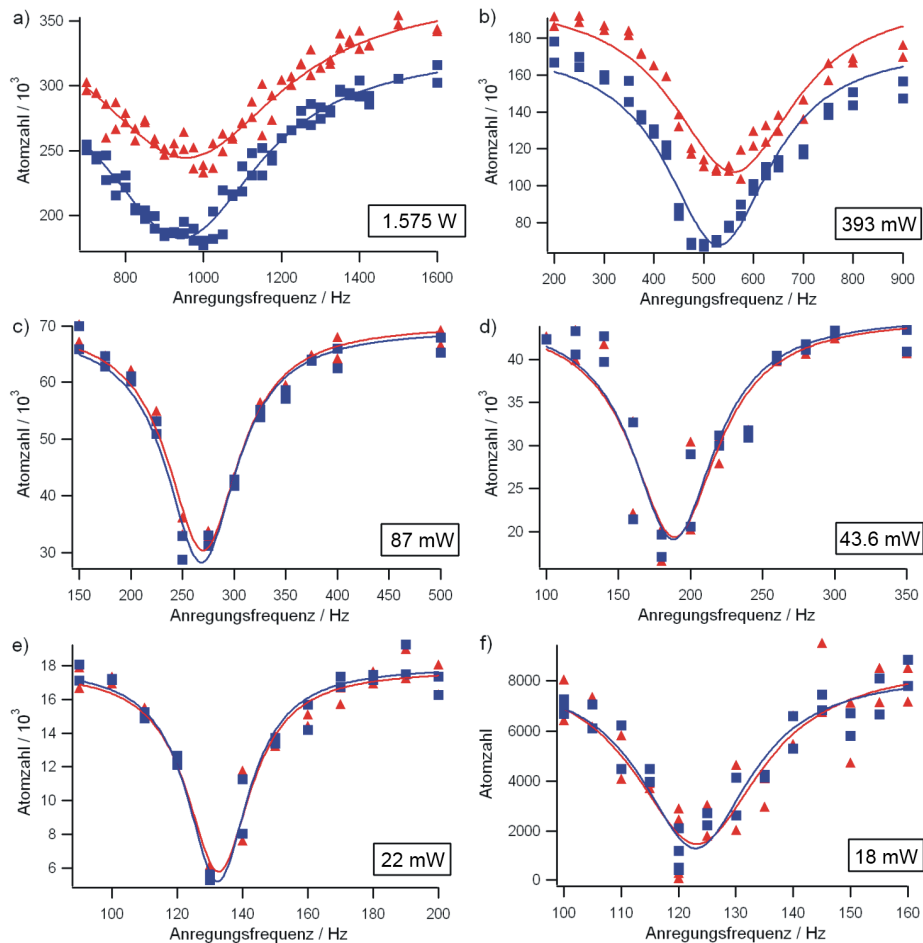


Abbildung 3.12.: Bestimmung einer Fallenfrequenz der gekreuzten Dipolfalle durch parametrische Anregung des Strahls 2 bei unterschiedlichen Strahlleistungen. Angegeben ist immer die jeweilige Leistung des modulierten Strahls. Aufgetragen sind jeweils die Teilchenzahlen, die sich durch das Anpassen einer Gaußfunktion nach Gleichung 3.61 in x- (rote Dreiecke) bzw. y-Richtung (blaue Quadrate) an die nach 2 s Haltezeit detektierten Ensembles in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz ergeben. An beide Verteilungen wurden jeweils Lorentz-Funktionen zur Bestimmung des Maximums der Verteilung angepasst.

Werte schwanken in einem sehr engen Bereich und die jeweiligen Fehlerbereiche überlappen einander. Dort ist deshalb keinerlei Veränderung des Strahlradius mehr zu verzeichnen. Da der Fehler des Werts bei 0,4 W sehr groß ist, kann dies dort nicht genau gesagt werden. Im Bereich der Strahlleistungen zwischen 1,6 W und 0,1 W und sinkt der Strahlradius während der Evaporation um $dw = (3,1 \pm 0,5) \mu\text{m}$. Dies entspricht gemäß Gleichung 2.18 einem 'Wandern des Fokus' um $dz = (273 \pm 44) \mu\text{m}$. Die Ursache dieser Wanderbewegung dürfte durch thermische Effekte in den AOMs begründet sein, der Großteil der beobachteten 'Wanderbewegung' spielt sich dabei zwischen Strahlleistungen von 1,6 W und 0,4 W ab und dürfte bei den typischen zeitlichen Verläufen der Evaporation bei 0,1 W abgeschlossen sein. Deshalb kann diese Wanderbewegung der Foki nicht für die in Abschnitt 3.2.5 geschilderten Abweichungen des experimentell bestimmten Kondensatanteils vom gemäß Gleichung 3.10 theoretisch vorhergesagten Wert sein, da diese Effekte sich im Bereich von Gesamtstrahlleistungen unterhalb von 100 mW abspielen.

Die direkte Bestimmung der Fallenfrequenzen vermeidet gezielt die systematischen Fehler der Einzelmessung. Die genauen Fallenfrequenzen bzw. Strahlradien in der Kreuzung hängen dabei sensibel von der genauen Justierung ab und schwanken deshalb von Messung zu Messung. Um die Bose-Einstein-Kondensate zu untersuchen, sollte in der Zukunft mindestens eine Bestimmung der beiden jeweiligen Fallenfrequenzen

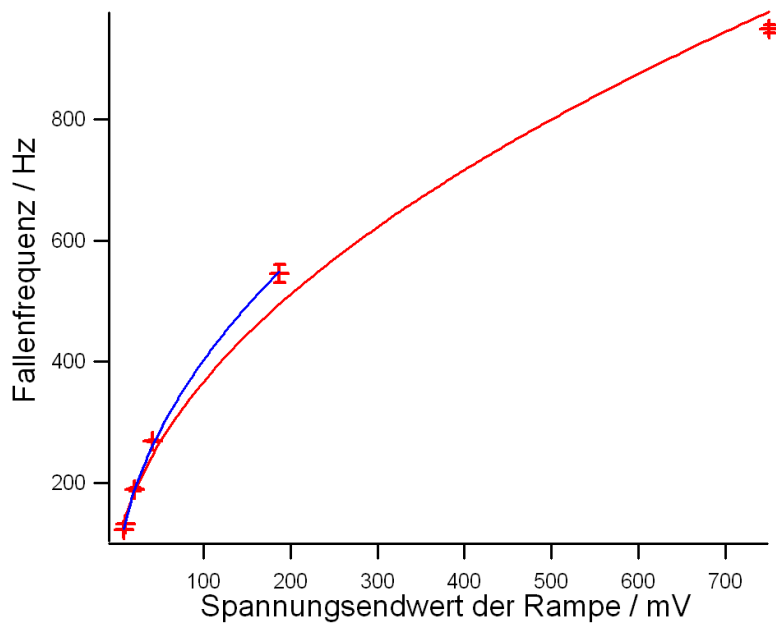


Abbildung 3.13.: Fallenfrequenz ω_y der gekreuzten Dipolfalle in Abhängigkeit vom Spannungsendwert der Rampe. An die gemessenen Werte wurde eine Wurzelfunktion angepasst: Die rote Kurve wurde an alle sechs Messwerte angepasst, die blaue Kurve nur an die niedrigeren fünf Werte.

ω_x und ω_y in der Kreuzung erfolgen. Dies ist für die im Abschnitt 3.2.5 präsentierten Messungen leider nicht erfolgt. Im Rahmen dieser Untersuchungen wurden nur die Fallenfrequenzen der Einzelstrahlen bestimmt. Aufgrund der Ergebnisse sowohl der Bestimmung der Fallenfrequenzen in der Kreuzung als auch der BEC-Messungen liegt es nahe zu vermuten, dass die wirklichen Strahlradien unterhalb von $40 \mu\text{m}$ gelegen haben. Zwischen den BEC-Messungen und der Bestimmung des Strahlradius von $33 \mu\text{m}$ ist jedoch mehr als ein halbes Jahr vergangen. Der Dipolfallenstrahlengang wurde in der Zwischenzeit zwar nicht grundsätzlich geändert, jedoch ist die Größe der Strahltaile in der Kammer auch von der genauen Position einiger Linsen abhängig, so dass mit der späteren Bestimmung eines Strahlradius der Kreuzung keinerlei Aussage über die Größen zu einem früheren Zeitpunkt getroffen werden kann. Deshalb werden fortan als Werte der Strahlradien für die im Abschnitt 3.2.5 beschriebenen Experimente $w_{0,\text{strahl1}} = (41,3 \pm 1,2) \mu\text{m}$ und $w_{0,\text{strahl1}} = (46 \pm 1,2) \mu\text{m}$ angenommen, auch wenn aufgrund der systematischen Fehler bei der Bestimmung der Strahlradien ein geringerer Wert vermutet werden kann.

Evaporation

Die ersten BECs wurden in Magnetfallen mit der Technik der RF-Evaporation [91] erzeugt, bei der die heißesten Atome mit Radiofrequenz-Signalen in magnetisch nicht mehr gefangene Zustände transferiert wurden. Eine Evaporation ist aber auch in optischen Dipolfallen möglich, indem man die Fallentiefe langsam absenkt, so dass auch hier die heißesten Atome aus der Falle entkommen können [92]. Abbildung 3.15 zeigt schematisch den Ablauf der Evaporation in optischen Dipolfallen. Ein BEC aus ^{87}Rb -Atomen wurde auf diesem Wege erstmals 2001 in einer gekreuzten Dipolfalle mit Licht eines CO_2 -Lasers erzeugt [93].

Prinzip

Das Prinzip der Evaporation oder evaporativen Kühlung beruht auf der selektiven Entfernung der jeweils heißesten bzw. schnellsten Teilchen eines Ensembles, so dass das Rest-Ensemble durch Stöße die Energie wieder verteilt und wieder eine Geschwindigkeitsverteilung geringerer Temperatur ausbildet (vgl. Abbildung 3.16) [91]. Entscheidend für das Funktionieren der Evaporation ist ein möglichst großes Verhältnis

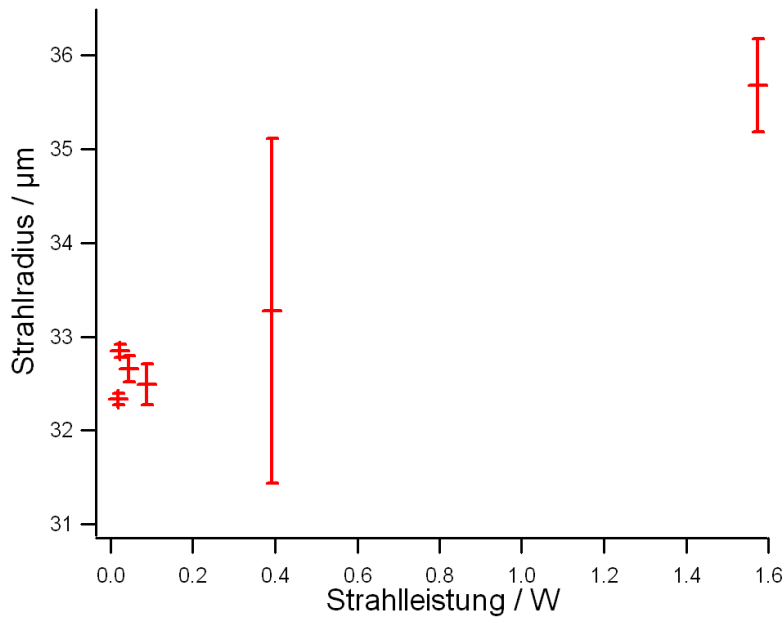


Abbildung 3.14.: Strahlradius w_x der gekreuzten Dipolfalle in Abhängigkeit von der Strahlleistung.

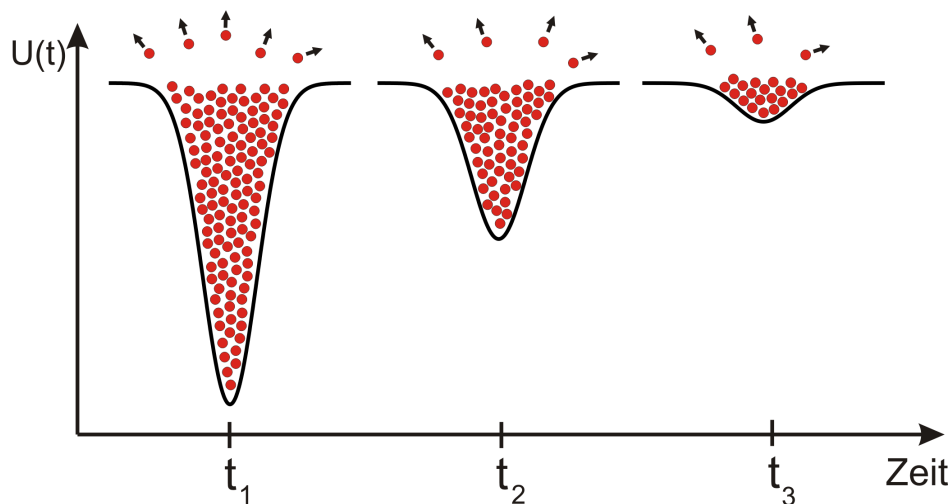


Abbildung 3.15.: Schematische Darstellung des Ablaufs der Evaporation in einer optischen Dipolfalle: Das Fallenpotential $U(t)$ wird langsam abgesenkt, so dass die heißesten Atome aus der Dipolfalle entkommen können.

von 'guten' elastischen Stößen, bei denen die Energie unter den Atomen verteilt wird, zu 'schlechten' inelastischen Stößen, die nicht zu einer Absenkung der Temperatur sondern nur zu Teilchenverlusten führen (vgl. Gleichung 3.41). Weiterhin muss den Atomen während der Evaporation aber auch genug Zeit gegeben werden, zu rethermalisieren und eine neue Geschwindigkeitsverteilung auszubilden, sonst schneidet man immer nur bei der gleichen Verteilung heiße Atome ab, ohne dass das Ensemble wirklich gekühlt worden wäre. Für die mittlere Zeit τ_{el} zwischen zwei elastischen Stößen [91] gilt

$$\tau_{el} = \frac{1}{\sqrt{2}n\sigma_{el}\bar{v}} \quad , \quad (3.46)$$

mit der mittleren thermischen Relativgeschwindigkeit $\sqrt{2}\bar{v} = \sqrt{16k_B T/\pi m}$, der atomaren Dichte n und

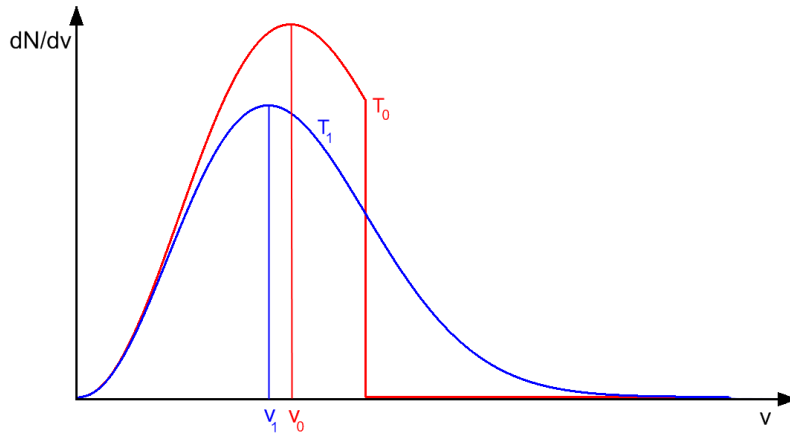


Abbildung 3.16.: Prinzip der Evaporation: Die heißesten Teilchen werden selektiv entfernt, die verbliebenen Teilchen bilden durch Stöße wieder eine Verteilung geringerer Temperatur aus.

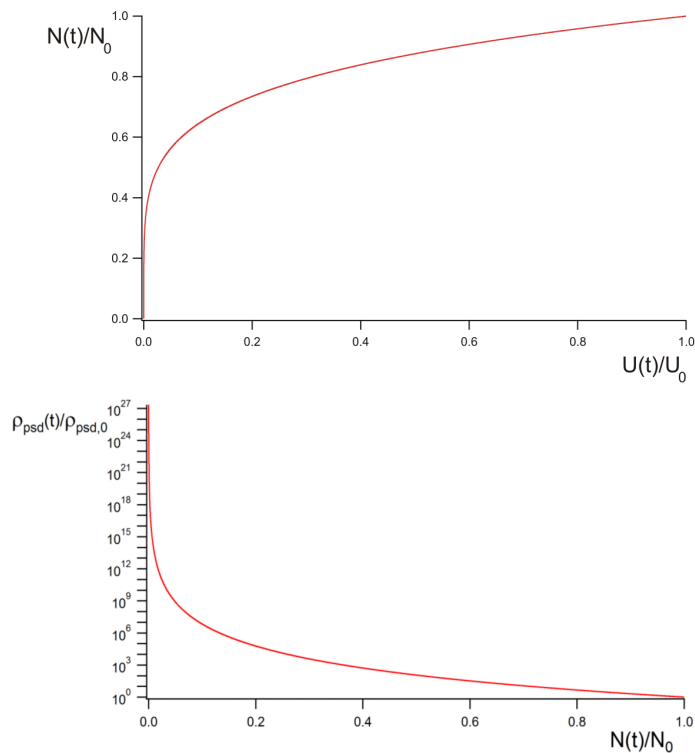


Abbildung 3.17.: Skalierungsgesetze der Evaporation für die relative Teilchenzahl beim Absinken des Fallenpotentials (oben) und die Phasenraumdichte in Abhängigkeit von der sinkenden Teilchenzahl (unten).

dem elastischen Wirkungsquerschnitt $\sigma_e l = 8\pi a_s^2$ für s-Wellen-Stöße. Ersetzt man die Dichte durch $n = N/V_{eff}$ (siehe dazu auch Gleichung 3.15), so gilt:

$$\tau_{el} = \frac{\pi^2 k_B T}{\sqrt{2} N \sigma_{el} m \bar{w}^3} \quad (3.47)$$

Da eine Evaporation in einer optischen Dipolfalle durch das Absinken der Fallenfrequenzen erfolgt, was mit dem Absinken der Strahlleistungen einhergeht (vgl. Gleichung 2.25), müssen die Strahlleistungen immer

langsamer heruntergeregelt werden.

Der Evaporationsprozess lässt sich theoretisch durch die Einführung von Skalierungsgesetzen für die Teilchenzahl, die Phasenraumdicke und die elastische Stoßrate in Abhängigkeit von der Falltiefe $U(t)$ behandeln. In der Referenz [94] wurden die möglichen Verlustmechanismen, die im Abschnitt über die Lebensdauer beschrieben wurden, zwar vernachlässigt, die präsentierten Gleichungen ermöglichen aber ein gutes Verständnis der Abläufe, falls die elastische Stoßrate deutlich größer ist als die nichtelastischen Stoßraten. Für die Skalierungsgesetze wird davon ausgegangen, dass die Temperatur der Atome etwa 1/10 der Falltiefe ausmacht, also

$$\eta = \frac{U}{k_B T} \approx 10 \quad . \quad (3.48)$$

Der Parameter η wird als Abschneideparameter bezeichnet. Geht man weiter von einer Evaporationsrampe der Form

$$\frac{U(t)}{U_0} = \left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^{-2(\eta'-3)/\eta'} \quad (3.49)$$

aus, mit der anfänglichen Potentialtiefe U_0 , dem effektiven Abschneideparameter $\eta' = \eta + (\eta - 5)/(\eta - 4)$ und $1/\tau = 2\eta'(\eta - 4)e^{-\eta}/3\tau_{el}$, dann ergeben sich für die Teilchenzahl $N(t)$ und Phasenraumdicke $\rho_{psd}(t)$ ähnliche Skalierungsgesetze relativ zu deren Werten zu Beginn der Evaporation:

$$\frac{N(t)}{N_0} = \left(\frac{U(t)}{U_0}\right)^{3/[3/2(\eta'-3)]} \quad , \quad (3.50)$$

$$\frac{\rho_{psd}(t)}{\rho_{psd,0}} = \left(\frac{U_0}{U(t)}\right)^{3(\eta'-4)/[3/2(\eta'-3)]} = \left(\frac{N_0}{N(t)}\right)^{\eta'-4} \quad . \quad (3.51)$$

In Abbildung 3.17 sind die Zusammenhänge der beiden Gleichungen 3.50 und 3.51 graphisch dargestellt. Im oberen Graphen ist erkennbar, dass die Teilchenzahl mit dem Absinken der Temperatur ebenfalls sinkt, unten ist aber erkennbar, dass die Phasenraumdicke damit einhergehend trotzdem immer stärker anwächst - die evaporative Kühlung in einem Dipolfallenpotential ist also ein geeignetes Verfahren zur Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats.

Experimentelle Umsetzung

Im Rahmen des Projekts, an dem die vorliegende Arbeit entstanden ist, wurde bereits erfolgreich ein BEC auf optischem Wege erzeugt [64, 33]. Dort wurde die Evaporation immer derart durchgeführt, dass innerhalb von drei bis vier linearen Teilrampen mit einer Gesamtdauer von drei bis fünf Sekunden die Leistung abgesenkt wurde. Dabei wurde die Leistung innerhalb der Teilrampen immer um einen Faktor drei gesenkt und die Länge der Teilrampe variiert. Durch Bestimmen der Temperaturen und der Teilchenzahlen innerhalb einer Serie von verschiedenen Expansionszeiten des Ensembles in von oben aufgenommenen Absorptionsbildern (vgl. Abschnitt 3.2.4) konnte dann gemäß der Gleichungen 3.13, 3.15 und 3.16 die Phasenraumdicke nach jedem Evaporationsschritt optimiert werden. Problem bei dieser Art der Optimierung war allerdings, dass bei den gekühlten Ensembles am Ende der Evaporation nach kurzen Expansionszeiten immer eine Dichteverteilung vorlag, die einer bimodalen Verteilung ähnelte (vgl. Gleichung 3.63), deren thermische Breiten aber auf viel zu hohe Temperaturen schließen ließen. Es hat sich bei den Experimenten im Rahmen dieser Arbeit gezeigt, dass es sich bei diesen vermeintlichen thermischen Wolken wahrscheinlich um fallende Atome, die vor Anfang der Expansionszeit aus der Falle entkommen waren, gehandelt hatte. Dieser Effekt ließ darauf schließen, dass die Evaporation zu schnell durchgeführt wurde. Deshalb wurde eine neue Optimierungsprozedur für die Rampen entwickelt, die als Kriterium einer optimalen Evaporation annimmt, dass sich die Ensembles in der Falle nach jeder Teilrampe im thermischen Gleichgewicht befinden müssen. Die Anwendung der Formeln 3.13, 3.15 und 3.16 setzt nämlich ein solches Gleichgewicht voraus, denn wenn sich während der Evaporation noch keine neue Geschwindigkeitsverteilung ausgebildet hat, dann bedeutet ein weiteres Absenken des Potentials nur, dass weitere Atome verloren gehen, ohne dass die Temperatur absinken würde. Da der Begriff Temperatur nur statistisch definiert ist, ist seine Verwendung deshalb in diesem Fall problematisch.

Bei der neuen Optimierung wurde ähnlich zum alten Vorgehen die Strahlleistung immer halbiert und dann

die Dauern der Teilrampen immer weiter verlängert, bis die Breiten der Wolken bei einer festen Expansionszeit, die gemäß der Gleichungen 3.57, 3.59 und 3.58 ein eindeutiges Maß für die Temperaturen sind, sich nicht mehr änderten, die Ensembles also thermalisiert waren. Diese Dauern der Teilrampen wurden dann als optimal angenommen. Es hat sich mit dieser Methode ergeben, dass die optimale Evaporation gemäß der gemachten Annahmen im Anschluss an die zuvor beschriebene Ladeprozedur aus sechs Teilrampen von jeweils zwei Sekunden Dauer, in denen die Leistung halbiert wurde, besteht. In Abbildung 3.18 ist der Verlauf der Gesamtstrahlleistung während einer typischen Evaporationsrampe zu sehen. Die schnellere Änderung der Strahlleistungen im Bereich hoher Strahlleistungen zu Beginn der Evaporation erfolgt wegen der großen Verluste, die mit hohen Strahlleistungen einhergehen (vgl. Abschnitt 3.2.3).

Mit dieser neuen Evaporationsmethode konnten dann im BEC-Regime auch bimodale Verteilungen, de-

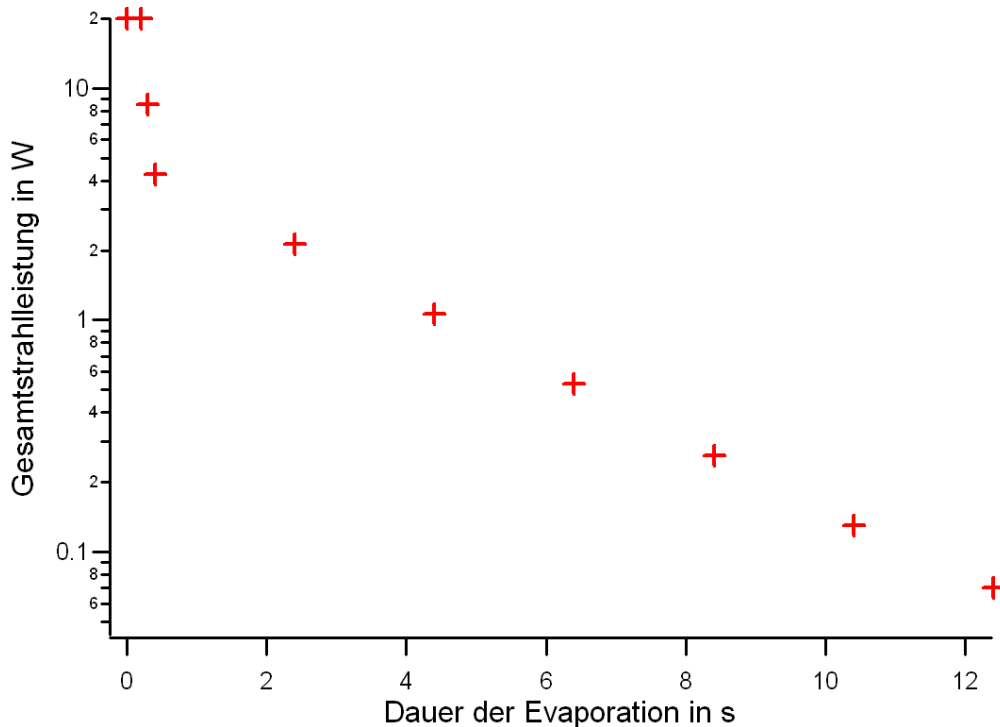


Abbildung 3.18.: Typische Evaporationsrampe: Gesamtstrahlleistung in Abhängigkeit von Dauer der Evaporation.

ren thermische Breiten auch konsistente Temperaturwerte ergeben, beobachtet werden. Damit dauert der Evaporationsprozess deutlich länger als in anderen Experimenten zur optischen Kondensation von ^{87}Rb [93, 95, 96, 97]. Eine Diskussion dazu folgt im Abschnitt zu den Eigenschaften des erzeugten Bose-Einstein-Kondensats.

3.2.4 Detektionssystem und Bestimmung von Ensembleparametern

Zur Bestimmung der Ensembleparameter wie Temperatur und Teilchenzahl stehen im beschriebenen Experiment zwei Detektionstechniken zur Verfügung: Fluoreszenzdetektion und Absorptionsdetektion. Beide Techniken beruhen auf dem Prinzip der Lichtstreuung an den Atomen. Die Rate der inkohärent an den Atomen in den kompletten Raumwinkel gestreuten Atome Photonen beträgt [29]:

$$\Gamma_{sc} = \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{I}{I_0}}{1 + \frac{I}{I_0} + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2} \quad (3.52)$$

Dabei ist $\delta = \omega_L - \omega_A$ die Verstimmung des Detektionslichts von der atomaren Resonanz, Γ die Breite des atomaren Übergangs, I die Intensität des Detektionslichts und $I_0 = \frac{\hbar\Gamma\omega_L}{12\pi c^2}$ die Sättigungsintensität des

betrachteten Übergangs.

Bei der Fluoreszenzdetektion wird das atomare Ensemble für kurze Zeit mit resonantem Licht aus allen Raumrichtungen bestrahlt (z.B. MOT-Licht) und auf einer CCD-Kamera das dorthin gestreute Licht aufgefangen. Bei der Absorptionsdetektion wird das Ensemble nur aus einer Richtung für einen kurzen Zeitraum (typisch: $200 \mu\text{s}$) mit resonantem Licht bestrahlt. Dieses Licht leuchtet genau eine CCD-Kamera aus, so dass bei Anwesenheit von Atomen innerhalb des Detektionsstrahls ein Schattenbild dieser Atome auf der Kamera entsteht. Die Fluoreszenzdetektion eignet sich sehr gut zum Nachweis weniger Atome, während die Absorptionsdetektion besser zur quantitativen Auswertung und Bestimmung der Ensembleparameter wie Teilchenzahl und Temperatur geeignet ist. Aus diesem Grund wurde die Absorptionsdetektion zur Dokumentation und Analyse bei allen in dieser Arbeit beschriebenen Experimenten verwendet.

Bei der hier beschriebenen Apparatur können Absorptionen von fallenden Atomensembles aus zwei Richtungen aufgenommen werden: Von oben und von der Seite. Die Detektion von oben baute Felix Steinebach auf, der Aufbau wird deshalb ausführlich in seiner Arbeit beschrieben. Abbildung 3.19 zeigt

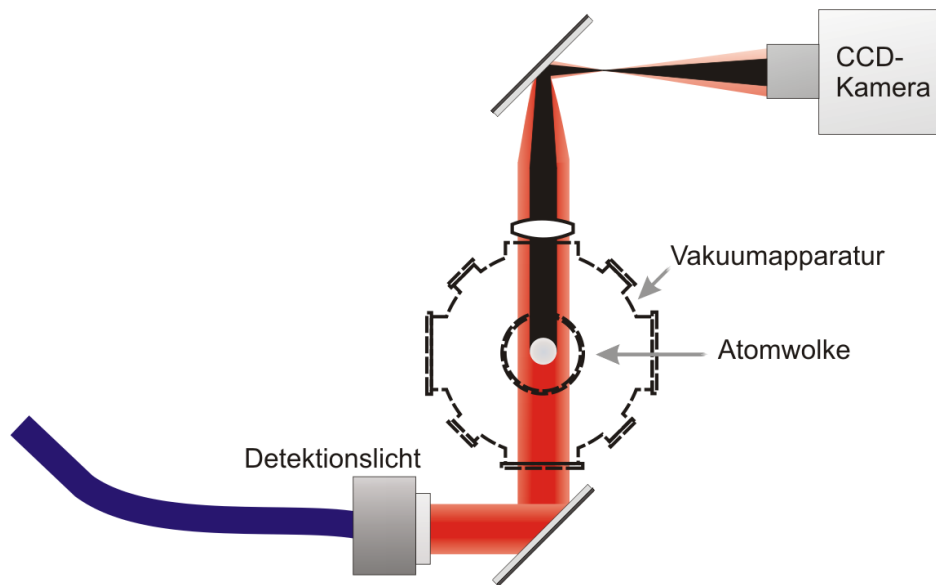


Abbildung 3.19.: Schematischer Aufbau der Absorptionsdetektion: Ein atomares Ensemble wird mit resonantem Licht von unten beleuchtet, so dass ein Schattenbild des Ensembles auf einer CCD-Kamera oberhalb der Apparatur entsteht.

schematisch die Anordnung zur Aufnahme von Absorptionen von oben. Die Detektion von der Seite baute Thomas Lauber auf. Die Programme zur Auswertung aller Bilder sind in Kooperation mit ihm entstanden.

Die auf die Kamera gelangenden Photonen des Detektionslichts durchqueren die atomare Wolke entlang einer Dimension und erfahren dabei vielfältige Streuungen. Da dem zwei-dimensionalen Kamera-Bild jegliche Information bzgl. der dritten Dimension fehlt, entspricht das auf einen Kamera-Pixel abgebildete Licht einer Atom-Säule. Für die Atomzahl in der betrachteten Säule gilt (vgl. [48]):

$$N_A = \frac{2AI_0}{\hbar\omega_L\Gamma\alpha} \left(1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma} \right)^2 + \left(\frac{I}{I_0} \right) \right) \ln \left(\frac{I_A(0)}{I_A(N_A)} \right) . \quad (3.53)$$

Dabei ist A die Fläche eines Kamera-Pixels, $I_A(0)$ die Intensität des unabgeschwächten Detektionslichts auf dem Pixel und $I_A(N_A)$ die Intensität bei Anwesenheit von Atomen. α ist ein von der Polarisation des Detektionslichts abhängiger Faktor (vgl. dazu Referenz [98]).

Ein Absorptionenbild entsteht rechnerisch aus drei Einzelbildern, bei denen der CCD-Chip jeweils für $200 \mu\text{s}$ belichtet wird.: Einem Schattenbild der Atome, einem Referenzbild, bei dem der CCD-Chip bei Abwesenheit von Atomen belichtet wird und einem Dunkelbild, bei dem der Chip nur mit Hintergrundlicht belichtet wird. Die Berechnung des Absorptionenbildes geschieht pixelweise, indem für den hinteren Logarithmus-Term, der

auch als optische Dichte bezeichnet wird, von den beiden belichteten Bildern jeweils das Dunkelbild abgezogen wird und aus den beiden resultierenden Bildern dann der Quotient gebildet wird. Allgemein gilt die Abschätzung, dass für eine optische Dichte von mehr als zwei das Ensemble optisch dicht ist. Dies bedeutet, dass oberhalb dieser optischen Dichten nur noch sehr wenig Detektionslicht auf die Kamera trifft, so dass dann systematisch zu wenige Teilchen errechnet werden. Die vorderen Terme stellen bei konstanter Intensität und Verstimmung nur einen konstanten Vorfaktor dar. Die Abhängigkeit von der Detektionsintensität ist gering, im Falle geringer Sättigung kann der Term vernachlässigt werden. Über die Verstimmung kann, da die Wahrscheinlichkeit für einen Streuprozess dann abnimmt, gesteuert werden, wie stark die Absorption und damit das detektierte Signal ist. Besonders im Fall optisch dichter Ensembles stellt die Erhöhung der Verstimmung ein Mittel dar, um zu korrekten Ergebnissen zu kommen. Die typische Art der Darstellung der Absorptionsbilder erfolgt in Falschfarben. Dabei werden niedrige Dichten in dunkelblau dargestellt, hohe Dichten in dunkelrot. Besonders bei niedrigen Teilchenzahlen, wenn das Signal-zu-Rausch-Verhältnis schlechter wird, ist es von Vorteil, über mehrere Bilder zu mitteln, um die Bildqualität zu verbessern. Nahezu alle in dieser Arbeit präsentierten Bilder und Messergebnisse wurden durch die Mittelung über jeweils drei bis fünf Absorptionsbilder gewonnen.

Die Bestimmung der Teilchenzahl geschieht durch eine Summation über alle Bildpunkte. Weitere Möglichkeiten der quantitativen Auswertung bestehen darin, zweidimensionale oder eindimensionale Dichteverteilungen für thermische oder kondensierte Ensembles (vgl. Abschnitt 3.1) an die Messwerte anzupassen (engl. fit). Bei den hier präsentierten Auswertungen wurden eindimensionale Dichteverteilungen an die Messwerte angepasst. Zu diesem Zweck wurden die Bilddaten jeweils über eine Dimension aufsummiert, so dass Zeilen- bzw. Spaltensummen entstanden. Die Teilchenzahl ergab sich dann durch die Integration der Dichteverteilung. Welcher Typ einer Dichteverteilung an die Messergebnisse angepasst werden muss, richtet sich danach, ob ein Bose-Einstein-Kondensat vorliegt oder nicht. Die ermittelte Breite der thermischen Verteilung ermöglicht dann die Bestimmung der Temperatur des Ensembles.

Im Falle eines thermischen Ensembles muss eine Dichteverteilung nach Gleichung 3.13 an die Messergebnisse angepasst werden. Nach Integration dieser Gleichung über zwei Dimensionen ergibt sich für das an die Zeilen- und Spaltensummen anzupassende eindimensionale Dichteprofil nach einer Expansionszeit t (vgl. hierzu [98]):

$$n_{1d,th}(x) = n_{th,0} g_{5/2} \left(z \exp \left(-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma_{th,i}^2} \right) \right) \quad (3.54)$$

mit der Fugazität $z = \exp(-\mu/k_B T)$. Dabei gilt speziell:

$$\sigma_{th,i} = \frac{1}{\omega_i} \sqrt{k_B T \frac{(1 + \omega_i^2 t^2)}{m}} \quad \text{und} \quad (3.55)$$

$$n_{th,0} = \frac{(k_B T)^3}{(\hbar\omega)^3 \sqrt{2\pi} \sigma_{th}} \quad (3.56)$$

Als Fit-Parameter fungieren dabei $n_{th,0}$, z , x_0 und $\sigma_{th,i}$. Durch Bestimmung von $\sigma_{th,i}$ lässt sich also auch die Temperatur bei Kenntnis der Fallenfrequenzen bestimmen. Umgeformt ergibt sich:

$$T = \frac{m}{k_B} \frac{\sigma_i^2 \omega_i^2}{(1 + \omega_i^2 t^2)} \quad (3.57)$$

In der Praxis ermöglicht Gleichung 3.55 aber auch noch eine andere Möglichkeit der Temperaturbestimmung. Trägt man für verschiedene Expansionszeiten das Quadrat der thermischen Breiten σ^2 gegen das Quadrat der Expansionszeiten t^2 auf, dann ergibt sich durch Quadrieren von 3.55 ein linearer Zusammenhang der Form $f(x) = ax + b$ mit

$$\begin{aligned} a &= \frac{k_B T}{m} \quad , \\ b &= \frac{k_B T}{m\omega_i^2} = \frac{a}{\omega_i^2} \quad . \end{aligned} \quad (3.58)$$

Zieht man für zwei Expansionszeiten t_1, t_2 diese Gleichungen für thermische Breiten entlang der gleichen Achse voneinander ab, ergibt sich ein Zusammenhang, der eine Bestimmung der Temperatur auch ohne Kenntnis der Fallenfrequenzen ermöglicht:

$$T = \frac{m}{k_B} \frac{(\sigma_1^2 - \sigma_2^2)}{(t_1^2 - t_2^2)} . \quad (3.59)$$

Die Teilchenzahl ergibt sich durch Integration der Dichteverteilung:

$$N = g_3(1) \sqrt{\pi} \frac{2AI_0}{\hbar\Gamma\omega_L\alpha} \sigma_{th,i} n_{th,0} . \quad (3.60)$$

Da ein Fit gemäß Gleichung 3.54 durch die $g_{5/2}$ -Funktion in der Praxis viel empfindlicher in Bezug auf die Wahl der Startwerte ist, ist es auch möglich, stattdessen eine gaußsche Dichteverteilung der Form

$$n_{Gauss}(x) = n_0 \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_i^2}\right) \quad (3.61)$$

als Fit-Funktion zu nehmen. Die Breite wird gegenüber dem Fit gemäß Gleichung 3.54 leicht unterschätzt, wobei die Diskrepanz mit $z \rightarrow 1$ zunimmt und dort etwa 16,5% ausmacht (vgl. dazu Referenz [98]). Man kann zur Abschätzung der Temperatur auch die gaußschen Breiten in den Gleichungen 3.57, 3.58 und 3.59 verwenden, allerdings muss man bedenken, dass dann die Temperaturen ebenfalls unterschätzt werden. Die Teilchenzahlen ergeben sich durch Integration der Gaußverteilung gemäß:

$$N = \sqrt{2\pi} \frac{2AI_0}{\hbar\Gamma\omega_L\alpha} \sigma_{th,i} n_{th,0} . \quad (3.62)$$

Unterschreitet man die kritische Temperatur T_C (vgl. Gleichung 3.8), dann liegen ein Bose-Einstein-Kondensat und parallel eine thermische Wolke vor. In diesem Fall muss man einen sogenannten bimodalen Fit durchführen. In der anzupassenden Dichteverteilung wird der thermische Anteil dann durch Gleichung 3.54 repräsentiert, während der Kondensatanteil durch die Dichteverteilung der Thomas-Fermi-Verteilung in Gleichung 3.32 repräsentiert wird (vgl. die Referenzen [48, 98]):

$$n_{1d}(x) = n_{c,0} \left[\max\left\{1 - \frac{(x-x_0)^2}{\sigma_{c,i}^2}, 0\right\} \right]^2 + n_{th,0} g_{5/2}\left(z \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_{th,i}^2}\right)\right) . \quad (3.63)$$

Für die Bestimmung der Temperatur können die Gleichungen 3.57, 3.58 und 3.59 ebenfalls für die thermischen Breiten angewandt werden, gleiches gilt für die Bestimmung der thermischen Teilchenzahl nach Gleichung 3.60. Die Anzahl der kondensierten Atome ergibt sich dann gemäß:

$$N_C = \frac{16}{15} n_{c,0} \sigma_{c,i} \quad (3.64)$$

Aus der Breite des Kondensatanteils lässt sich mit der jeweiligen Fallenfrequenz das chemische Potential bestimmen (vgl. Referenz [48]):

$$\mu = \frac{1}{2} m \omega_i^2 \sigma_{c,i}^2 . \quad (3.65)$$

3.2.5 Optisch erzeugtes Bose-Einstein-Kondensat

Bei den in dieser Arbeit beschriebenen Experimenten wurden Bose-Einstein-Kondensate mit rein optischen Mitteln in einer gekreuzten Dipolfalle erzeugt. Ein besonderer Vorteil dieser Methode liegt darin, dass die evaporative Kühlung in optischen Dipolfallen ungeachtet der magnetischen Unterstruktur des jeweiligen bosonischen Isotops funktioniert. Auf diesem Wege können also z.B. sowohl alle magnetischen Unterzustände von ^{87}Rb gefangen und gleichzeitig evaporiert werden, als auch Isotope bzw. Elemente, die keine

Hyperfeinstruktur besitzen, bis zum BEC evaporativ gekühlt werden [99, 100]. Ein weiterer Vorteil liegt darin, dass bei solchen Experimenten ein sehr guter optischer Zugang gegeben ist, da keine störenden Spulen einer Magnetfalle im Weg sind und zusätzlich auch keine störenden Magnetfelder erzeugen. Weiterhin ist die Dauer der Evaporation mit einigen Sekunden deutlich schneller als bei typischen Magnetfallenexperimenten ($\sim 30 - 60$ s). Deshalb lassen sich auf diesem Wege deutlich größere Repetitionsraten der Experimente realisieren, was besonders bei Präzisionsmessungen, bei denen man eine gute Statistik benötigt und deshalb auf viele Wiederholungen angewiesen ist, von Vorteil ist. Allerdings sind die auf diesem Weg erzeugten Bose-Einstein-Kondensate mit einigen 10^4 Atomen in der Regel deutlich kleiner, als die in Magnetfallen erzeugten BECs mit bis zu einigen 10^6 Atomen. Es gibt aber Techniken wie bewegliche Linsen, mit denen Zoom-Optiken mit veränderlicher Vergrößerung realisiert werden können, so dass durch ein größeres Einfangvolumen beim Ladeprozess der Dipolfalle deutlich größere BECs mit mehr als $3 \cdot 10^5$ Atomen realisiert werden können [95].

Der Aufbau und die Konzeption des hier beschriebenen Projekts verzichtet bewusst auf solche Besonderheiten, um möglichst einfach zu sein. Auch wurde der Dipolfallenlaser bewusst so gewählt, dass im Gegensatz zu den häufig für die rein optische Bose-Einstein-Kondensation verwendeten CO_2 -Lasern noch konventionelle optische Komponenten genutzt werden können. Der hier beschriebene Aufbau kann deshalb, so wie hier beschrieben, mit relativ einfachen Mitteln in vielen Laboren realisiert werden.

Nachweis eines Bose-Einstein-Kondensats

Die einzelnen Schritte auf dem Weg zur Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats wurden zuvor geschildert. Um aber nach erfolgter evaporativer Kühlung zu überprüfen und nachzuweisen, dass tatsächlich ein Bose-Einstein-Kondensat vorliegt, wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei spezielle Eigenschaften eines BECs nachgewiesen: Eine Umkehrung des Aspektverhältnis während der Expansion und eine bimodale Dichteverteilung des expandierenden Ensembles.

Umkehrung des Aspektverhältnis

Bei einem atomaren Gas spiegelt das Aspektverhältnis der Verteilung zu Beginn einer freien Expansion das Aspektverhältnis des Fallenpotentials wieder. Im Falle eines wechselwirkungsfreien Bose-Einstein-Kondensats ist die Ausdehnung entlang der einzelnen Dimensionen gemäß Gleichung 3.21 proportional zu $\omega_i^{-1/2}$, beim thermischen Ensemble skalieren die Breiten gemäß Gleichung 3.16 mit ω_i^{-1} . Im Laufe der Expansion eines thermischen Ensembles wird sich das Aspektverhältnis asymptotisch 1 annähern, da die einzelnen Dimensionen im thermischen Gleichgewicht sind, so dass die Temperatur die Impulsverteilung und damit die Expansion bestimmt. Bei einem BEC müssen die Breite der Dichteverteilung Δx und die Breite der Impulsverteilung Δp die Heisenbergsche Unschärferelation $\Delta x \Delta p \geq \hbar/2$ erfüllen. Bei einem stärkeren Einschluss mit einer kleineren Ortsunschärfe in einer Dimension wird die Impulsunschärfe in dieser Dimension größer sein, so dass sich bei einer freien Expansion das Ensemble in der Richtung des stärkeren Einschlusses auch schneller ausbreiten wird als in der Richtung des schwächeren Einschlusses.

Bezieht man die Wechselwirkungen in diese Überlegungen mit ein, dann verstärkt sich im Fall repulsiver Wechselwirkungen bei ^{87}Rb der Umkehrprozess noch. Mit der Thomas-Fermi-Näherung (vgl. Abschnitt 3.1.2) lässt sich berechnen, wie sich die Radien eines expandierenden BECs bei Fallen mit zigarrenförmiger Symmetrie mit Aspektverhältnis $\epsilon = \omega_z/\omega_r \ll 1$ und einem viel größeren Einschluss in radialer als in axialer Richtung im Laufe der Expansion entwickeln [101]. Dabei ergeben sich die Skalierungsfaktoren der Radien entlang der einzelnen Dimensionen λ_i , mit $\lambda_i = R_i(t)/R_i(0)$, in Abhängigkeit von der dimensionslosen Variable $\tau = \omega_i t$ als nach quadratischen Gliedern abgebrochene Potenzreihe in ϵ :

$$\lambda_r(\tau) = \sqrt{1 + \tau^2} \quad \text{und} \quad (3.66)$$

$$\lambda_z(\tau) = 1 + \epsilon^2 \left[\tau \arctan(\tau) - \ln \left(\sqrt{1 + \tau^2} \right) \right] . \quad (3.67)$$

Das Verhältnis der Breiten, also das experimentell bestimmbare Aspektverhältnis σ_r/σ_z des BECs ist dann

$$\frac{\sigma_r}{\sigma_z} = \epsilon^{2/5} \frac{\lambda_r}{\lambda_z} , \quad (3.68)$$

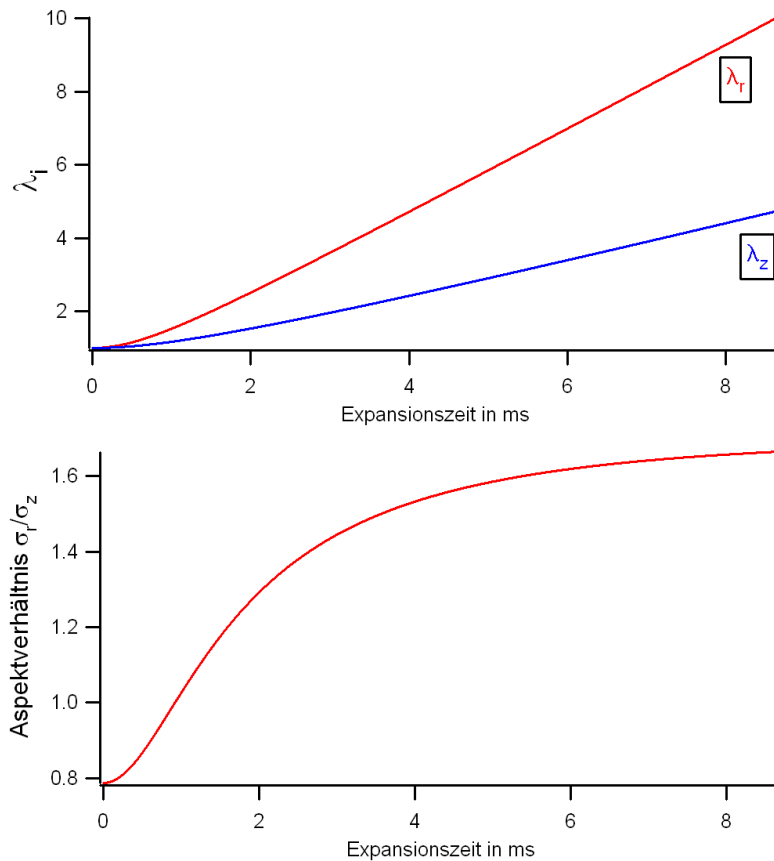


Abbildung 3.20.: Aspektverhältnis des sich ausbreitenden BECs in Abhängigkeit von der Ausbreitungszeit: Skalierungsfaktoren für die Ausbreitung in radialer und axialer Richtung (oben) und Aspektverhältnis des sich ausbreitenden BECs (unten) für $\omega_r = 1150 \text{ s}^{-1}$ und $\epsilon = 0,55$.

da bedacht werden muss, dass die Thomas-Fermi-Breiten eines BECs mit $\omega^{-2/5}$ skalieren (vgl. Gleichung 3.35). Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente gelten die Gleichungen 3.66 und 3.67 streng genommen nicht, da mit Werten von $\epsilon \gtrsim 0,5$ die höheren Potenzen der Reihen nicht vernachlässigt werden dürften, dennoch beschreiben beide Gleichungen qualitativ das Verhalten der Kondensatradien während der freien Expansion. In Abbildung 3.20 sind die Skalierungsfaktoren und das Aspektverhältnis des sich ausbreitenden BECs für die experimentell erreichbaren Werte $\epsilon = 0,55$ und $\omega_r = 1150 \text{ s}^{-1}$ aufgetragen.

Um nachzuweisen, dass ein BEC vorliegt, wurden atomare Ensembles mit der beschriebenen Kühlprozedur gekühlt. Nach Abschluss der Evaporation wurde die Strahlintensität in jeweils einer Richtung stark erhöht und im anderen Strahl etwas abgesenkt, um den Einschluss in der einen Richtung größer zu machen als in der anderen und damit eine zigarrenförmige Symmetrie der Falle herzustellen.

In Abbildung 3.21 werden zwei vergleichende Messungen des Aspektverhältnis von sich ausbreitenden Wolken präsentiert. Dazu wurde nach der Evaporation die Leistung des Strahls in x-Richtung innerhalb von zwei Sekunden verdreifacht und damit ein Verhältnis der Fallenfrequenzen von $\frac{\omega_y}{\omega_x} = 1,83:1$ eingestellt. An die Zeilen- und Spaltensummen wurde eine Gaußkurve angepasst, da aufgrund der hohen zentralen Dichten BECs bei kurzen Expansionszeiten optisch dicht sind, weshalb die Breite dort systematisch überschätzt wird. Die aus den bestimmten Breiten errechneten Aspektverhältnisse σ_y/σ_x sind in Abbildung (3.21, unten) dargestellt. An den Falschfarbendarstellungen ist zu erkennen, dass sich im Fall des thermischen Ensembles die Wolke in alle Richtungen gleichmäßig ausbreitet. Das Aspektverhältnis der expandierenden Wolke nähert sich innerhalb von 11 ms einem Wert von eins (blaue Kurve). Im Fall des teilweise kondensierten Ensembles ist zu erkennen, dass das Aspektverhältnis der expandierenden Wolke von anfänglich kleiner eins auf über 1,2 anwächst (rote Kurve). Das erste Bild, bei dem die Falle unmittelbar zuvor ausgeschaltet

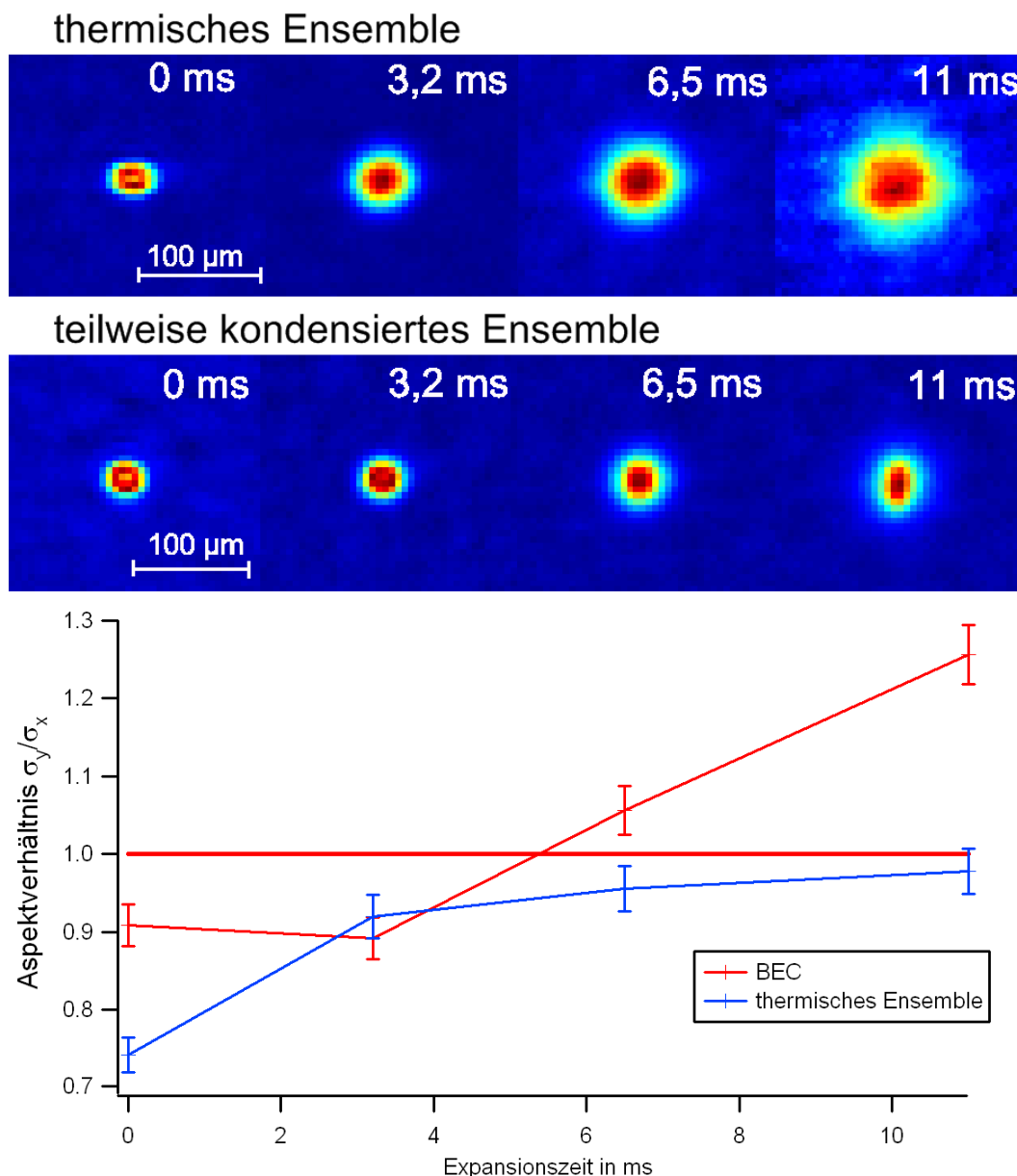


Abbildung 3.21.: Aspektverhältnis von expandierenden Ensembles: Oben sind zwei Serien von Abbildungen von sich ausbreitenden Wolken in Falschfarben dargestellt, unten sind die aus den Bildern bestimmten Aspektverhältnisse in Abhängigkeit von der Expansionszeit dargestellt. Im Fall des thermischen Ensembles kehrt sich das Aspektverhältnis nicht um, sondern nähert sich nur dem Wert eins, während das BEC sein Aspektverhältnis umkehrt.

wurde (Expansionszeit 0 ms), ist im Zentrum der Wolke optisch dicht, weshalb das Aspektverhältnis systematisch überschätzt wird. Dort ist analog zum thermischen Ensemble ein Wert von unter 0,8 zu erwarten. Mit den aus der Messung der Fallenfrequenzen bestimmten Werten für die Strahlradien und den gemessenen Leistungswerten wurden die theoretischen Kurven in Abbildung 3.20 berechnet. Im Falle eines reinen BECs wäre deshalb eine viel schnellere und stärkere Umkehr des Aspektverhältnis zu erwarten. Durch Anpassen einer bimodalen Verteilung nach Gleichung 3.63 ergibt sich, dass hier nur ein Kondensatanteil von etwa 20% vorlag.

In Abbildung 3.22 wird eine Messung präsentiert, bei der eine Umkehr in der anderen Richtung erfolgt.

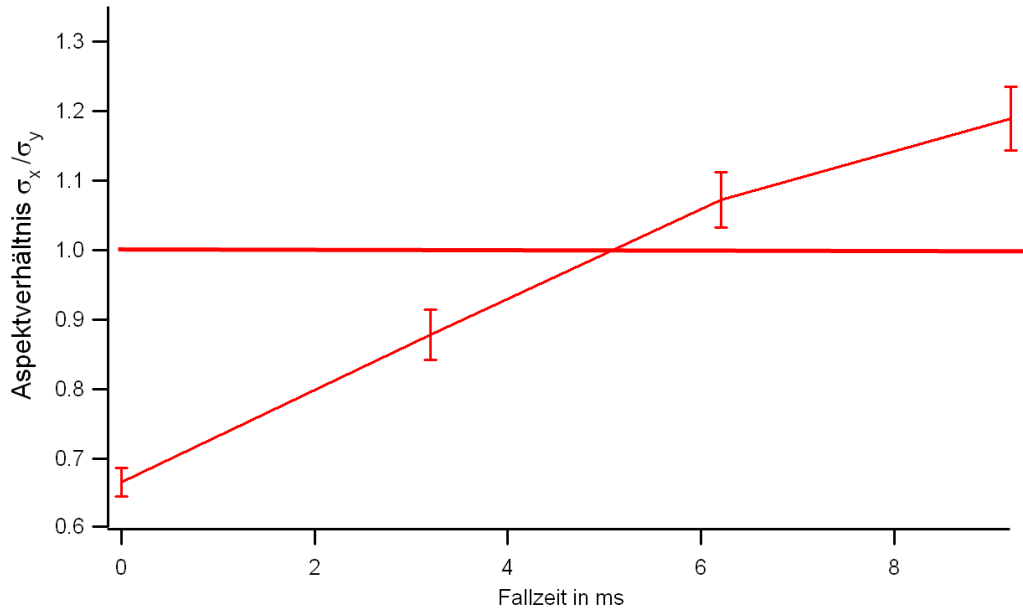
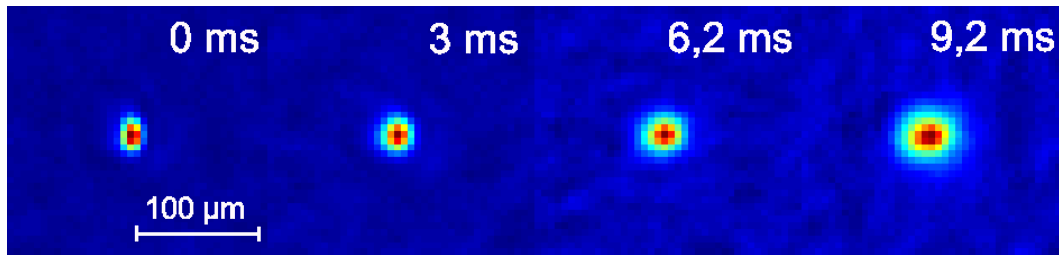


Abbildung 3.22.: Aspektverhältnis eines expandierenden Ensembles: Oben ist eine Serie von Abbildungen einer sich ausbreitenden Wolke in Falschfarben dargestellt, unten ist das aus den Bildern bestimmte Aspektverhältnis in Abhängigkeit von der Expansionszeit dargestellt. Das Aspektverhältnis kehrt sich um, es liegt hier also ebenfalls ein teilweise kondensiertes Ensemble vor.

Dazu wurde am Ende der Evaporation die Leistung des Strahls in x-Richtung halbiert, während die Leistung des Strahls in y-Richtung um einen Faktor fünf angehoben wurde, so dass ein rechnerisches Verhältnis von $\frac{\omega_x}{\omega_y} = 2,37:1$ eingestellt wurde. Die aus den Gaußfits ermittelten Strahlradien zeigen eine Änderung des Aspektverhältnis von unter 0,7 auf etwa 1,2 innerhalb von 9,2 ms. Der Kondensatanteil konnte hier jedoch nicht bestimmt werden, da die bimodalen Fits erst bei längeren Expansionszeiten gute Ergebnisse liefern.

Bimodale Dichteverteilung

Um die quantitativen Eigenschaften atomarer Wolken wie Temperatur, Gesamtteilchenzahl und ggf. auch Kondensatanteil bestimmen zu können, müssen unterschiedliche Funktionen an die Dichteverteilungen von expandierenden atomaren Wolken angepasst werden (vgl. Abschnitt 3.2.4). Zu diesem Zweck wurden Serien von Messungen durchgeführt, bei denen die Ensembles unterschiedlich stark evaporativ gekühlt wurden, um dann nach plötzlichem Abschalten der Dipolfalle unterschiedlich lange im freien Fall expandieren zu können. Je nachdem, ob ein Kondensatanteil vorlag oder nicht, konnte dann durch Anpassen einer Fitfunktion für ein teilweise kondensiertes Ensemble (siehe Gleichung 3.63) oder für ein rein thermisches Ensemble (siehe Gleichung 3.54) die Gesamtteilchenzahl oder die Breite bestimmt werden. Da das erfolgreiche Anpassen einer Funktion der Form 3.54 sehr stark von den gewählten Startwerten abhängt, wurde bei kompletten Serien immer zuerst eine Gaußfunktion der Form 3.61 angepasst, da dieser Fit in Bezug auf die Anfangswerte weit weniger empfindlich ist. Bei thermischen Ensembles war dann zu beobachten,

dass der Gaußfit nahezu perfekt passt, während er mit immer stärkerer Kühlung und damit abnehmender Temperatur irgendwann zuerst in der Spitze der Verteilung und dann auch zunehmend in den Flanken die Dichteverteilung nicht mehr gut repräsentiert. Bei den Verteilungen der thermischen Ensembles, wo die Gaußfunktion sehr gut passte, wurde anschließend zur korrekten Bestimmung der Breiten eine Funktion der Form von Gleichung 3.54 angepasst. Bei den anderen Ensembles hingegen lag ein Kondensatanteil vor. Deshalb wurde hier eine bimodale Fitfunktion der Form von Gleichung 3.63 angepasst, so dass aus den Fitparametern die Teilchenzahlen und Breiten sowohl des thermischen Anteils als auch des Kondensatanteils bestimmt werden konnten. Die Temperaturen haben sich dann aus den Breiten der thermischen Verteilung gemäß Gleichung 3.58 ergeben.

In Abbildung 3.23 sind beispielhaft drei solche Bilder aus einer Serie von expandierenden Wolken abneh-

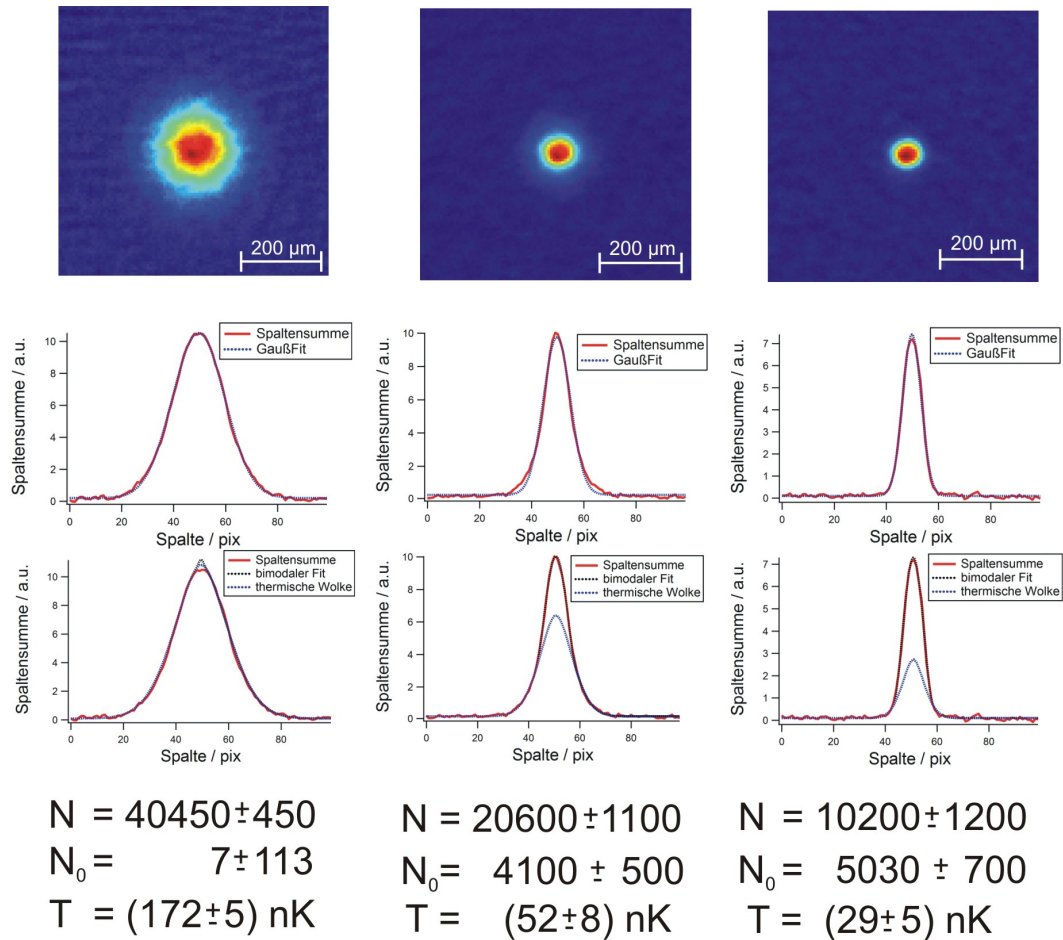


Abbildung 3.23.: Serie von expandierenden Ensembles: In der ersten Zeile sind drei Falschfarbenbilder von expandierenden Ensembles nach 18 ms freien Falls zu sehen, darunter jeweils die dazugehörigen Gaußfits an die Spaltensummen. Weiter unten finden sich jeweils die dazugehörigen bimodalen Fits nach Gleichung 3.63 und ganz unten stehen die jeweils aus den Bildern bestimmten Ensembleparameter Gesamtteilchenzahl N , Anzahl der kondensierten Atome N_0 und Temperatur T .

mender Temperatur nach einer Expansionszeit von 18 ms zu sehen. In den Grafiken unter den Falschfarbenbildern ist jeweils der dazugehörige Gaußfit an die eindimensionale Dichteverteilung zu sehen, in der Grafik darunter folgt der bimodale Fit an die eindimensionale Dichteverteilung und ganz unten sind jeweils die aus den Messungen bestimmten Werte der Gesamtteilchenzahl, der Teilchen im Kondensat und der Temperatur zu sehen. Es ist zu erkennen, dass ganz links ein thermisches Ensemble vorliegt - der Gaußfit (blau gepunktet) approximiert gut die Messdaten (rot). Der bimodale Fit darunter ist erkennbar schlechter. Bei den weiteren Bildern aber passt der Gaußfit nicht gut, während der bimodale Fit (schwarz gepunktet)

auf den Messwerten (rot) liegt. Unterhalb ist der thermische Untergrund (blau gepunktet) dargestellt, so dass die Fläche zwischen dem thermischen Untergrund und dem bimodalen Fit den kondensierten Atomen entspricht. Mit abnehmender Temperatur steigt von links nach rechts die Anzahl der kondensierten Atome bei abnehmender Gesamtteilchenzahl.

Aus einer Serie von Expansionsbildern, wo bis zu einer gleichen Endleistung evaporiert wurde, die Wolke aber verschieden lange expandieren konnte, kann sowohl im thermischen als auch im teilweise kondensierten Fall aus einem linearen Fit über das Quadrat der Breiten der thermischen Verteilung in Abhängigkeit vom Quadrat der Expansionszeit die Temperatur gemäß Gleichung 3.58 bestimmt werden. Die Steigung ist dann proportional zur Temperatur. Abbildung 3.24 zeigt beispielhaft einen solchen Fit für die thermischen Breiten einer Serie von Spaltensummen, zu der auch das mittlere Bild aus Abbildung 3.23 gehört. Der lineare Fit liefert eine Steigung von $(4,97 \cdot 10^{-6} \pm 7,4 \cdot 10^{-7}) \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ und damit eine Temperatur von $(52,2 \pm 7,8) \text{ nK}$. Prinzipiell lassen sich aus dieser Art Fit auch die Fallenfrequenzen extrahieren, da der Achsenabschnitt der linearen Funktion nur proportional zur Steigung und umgekehrt proportional zum Quadrat der jeweiligen Fallenfrequenz ist. Da jedoch die Bilder mit kurzer Expansionszeit optisch dicht waren und damit nicht auswertbar, mussten in der Regel Expansionszeiten größer 10 ms gewählt werden. Bei langen Expansionszeiten ist die Steigung von den Punkten weit ab der y-Achse auch mit geringem Fehler bestimmbar, der Achsenabschnitt aber hat einen so großen relativen Fehler, dass die Informationen bzgl. der Fallenfrequenzen vollkommen durch die statistischen Schwankungen verwischt werden.

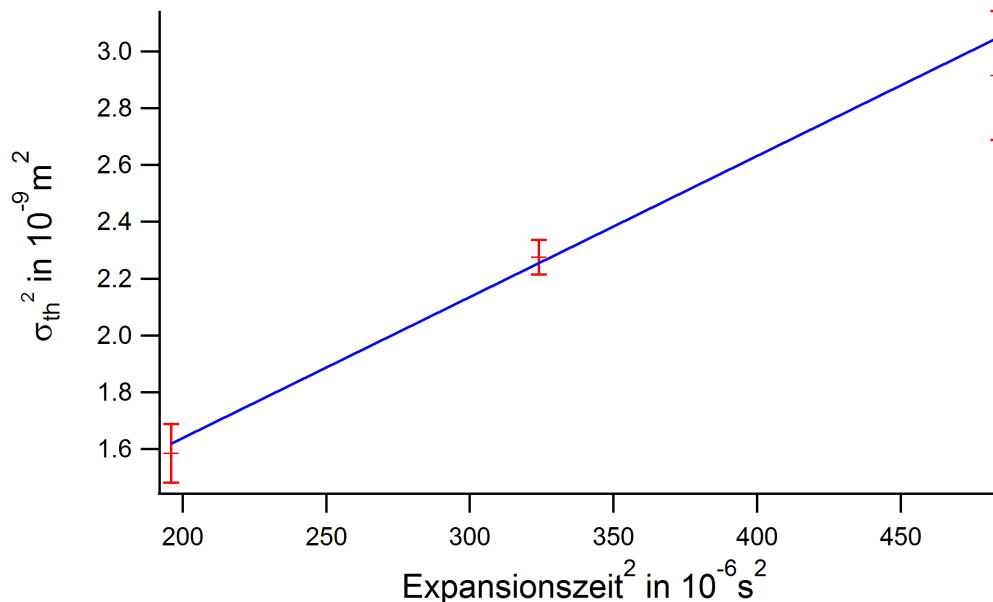


Abbildung 3.24.: Temperaturfit über eine Serie von Expansionsbildern unterschiedlicher Expansionszeit aber gleich langer Evaporationsdauer: Die Temperatur ist proportional zur Steigung des Quadrats der thermischen Breiten in Abhängigkeit vom Quadrat der Expansionszeit.

Eigenschaften des optisch erzeugten Bose-Einstein-Kondensats

Um die Eigenschaften des erzeugten Bose-Einstein-Kondensats zu charakterisieren, wurden mehrere Messreihen aufgenommen, bei denen jeweils an den einzelnen Stufen der Evaporation Bilder aufgenommen wurden, um daraus die Ensembleparameter wie Temperatur, Teilchenzahl und Phasenraumdicke zu bestimmen. Dabei wurde genauso vorgegangen, wie im vorigen Abschnitt beschrieben. Dadurch konnte das Einsetzen der Kondensation und damit auch die kritische Temperatur bestimmt werden, genau wie der Kondensatanteil in Abhängigkeit von der Temperatur. In diesem Abschnitt werden die wichtigsten Eigenschaften des erzeugten BECs vorgestellt und diskutiert.

Die folgenden Messwerte stammen aus zwei Messreihen, die zeitlich nahe hintereinander gemacht wur-

den. Speziell die Kreuzung und die Positionen der Foki müssen von Zeit zu Zeit nachgezogen werden, so dass sich, selbst wenn der Strahlengang prinzipiell nicht geändert wird, die Fallenfrequenzen und damit die Strahlradien bei jeder neuen Messreihe leicht ändern. Deshalb müssten auch an jedem neuen Messtag, aber mindestens jede Woche die Fallenfrequenzen der Kreuzung bestimmt werden. Dies ist in der Praxis bei den hier präsentierten Messungen nicht erfolgt, da davon ausgegangen wurde, dass sich über einen linearen Fit über die Quadrate der thermischen Breiten in Abhängigkeit von den Quadraten der Expansionszeiten auch die Fallenfrequenzen extrahieren lassen. Dies hat sich jedoch als nicht möglich erwiesen (siehe Diskussion im vorigen Abschnitt), weshalb die Messergebnisse aus verschiedenen Messreihen immer leicht unterschiedlich sind, so dass speziell die Abhängigkeiten von der Strahlleistung bei unterschiedlichen Fallenparametern auch immer variieren.

In Abbildung 3.25 wird in doppelt logarithmischer Darstellung präsentiert, wie sich die Gesamtteilchen-

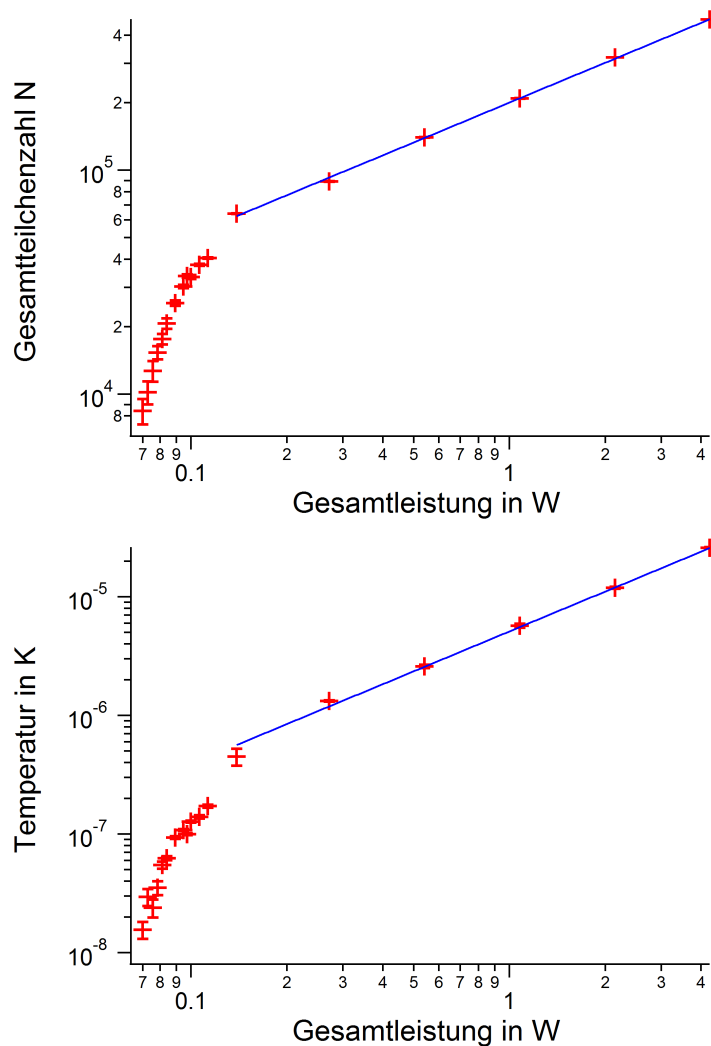


Abbildung 3.25.: Temperatur und Teilchenzahl während der Evaporation in Abhängigkeit von der Gesamtstrahlleistung in doppelt logarithmischer Darstellung.

zahl und die Temperatur während der Evaporation in Abhängigkeit von Gesamtstrahlleistung ändern. Beide Größen sinken bis etwa 150 mW gleichmäßig - in der gewählten Darstellung jeweils linear, was auf ein Potenzgesetz schließen lässt - ab, die Teilchenzahl um etwa einen Faktor 7, die Temperatur um einen Faktor 57. An diese Bereiche wurde in beiden Graphen eine Potenzfunktion der Form $f(x) = a \cdot x^b$ angepasst, dort gilt $N(P) = (2 \cdot 10^5 \pm 2 \cdot 10^3) \cdot P^{(0,591 \pm 0,006)}$ bzw. $T(P) = (5,1 \cdot 10^{-6} \pm 7,5 \cdot 10^{-8}) \cdot P^{(1,12 \pm 0,011)}$, wobei jeweils die Leistung in Watt eingesetzt werden muss. In Abbildung 3.26 sind beide Größen eben-

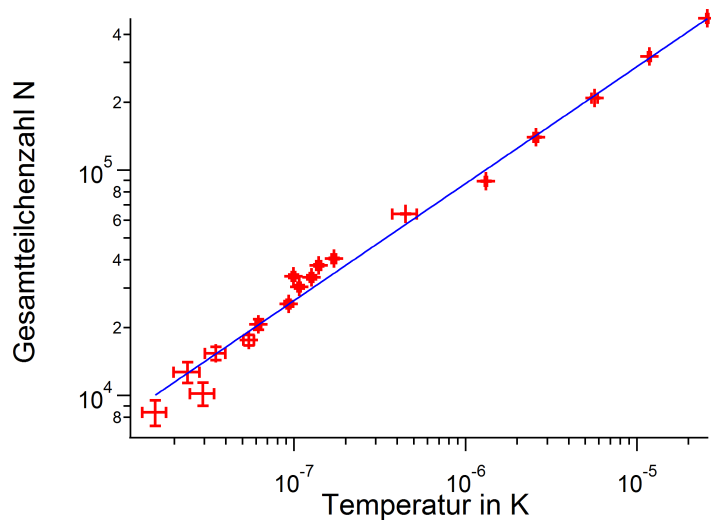


Abbildung 3.26.: Gesamtteilchenzahl in Abhängigkeit von der Temperatur während der Evaporation

falls doppelt logarithmisch gegeneinander aufgetragen, um diesen Zusammenhang zu verdeutlichen. Zwischen beiden Größen besteht ebenfalls ein Potenzgesetz der Form $f(x) = a \cdot x^b$. Der Fit liefert $N(T) = (1,13 \cdot 10^8 \pm 1 \cdot 10^7) \cdot P^{(0,519 \pm 0,008)}$. Abbildung 3.27 liefert eine Erklärung dafür, warum die Verluste für $P < 200$ mW größer werden: Dort ist die mittlere geometrische Fallenfrequenz $\bar{\omega}$ unter der Annahme von Strahlrädern von $46 \mu\text{m}$ und $41,3 \mu\text{m}$ ohne Gravitationseinfluss (siehe Gleichungen 2.25) im Vergleich zur numerisch berechneten Größe unter Gravitationseinfluss aufgetragen (vgl. Abschnitt 2.2.3). Im Bereich hoher Leistungen laufen beide Graphen noch nahe beieinander, bei 200 mW beträgt die Abweichung noch weniger als 1%, bei 150 mW sind es etwa 2%, bei 100 mW beträgt die Abweichung schon über 7% und wird danach immer größer. Damit einhergehend fallen Temperatur und Teilchenzahl in der Falle immer schneller ab, ohne dass sich das Skalierungsgesetz zwischen N und T dabei ändert, wie in der Grafik 3.26 dargestellt ist. Die Ergebnisse bestätigen also die in [94] abgeleiteten Zusammenhänge (vgl. auch 3.2.3).

Entscheidend für eine effiziente Evaporation ist, dass die Phasenraumdichte ansteigt (siehe Abschnitt 3.2.3). Für die einzelnen Stufen der Evaporation, an denen Messwerte genommen wurden, wird aus den Ensembleparametern die Phasenraumdichte berechnet. Im Fall thermischer Ensembles geschieht dies über die Bestimmung der Fugazitäten in Gleichung 3.17, die dann in Gleichung 3.13 eingesetzt werden. Bei den teilweise kondensierten Ensembles erfolgt die Bestimmung über das chemische Potential in Gleichung 3.34, was die Bestimmung der zentralen Dichte in Gleichung 3.33 ermöglicht, die dann in Gleichung 3.13 eingesetzt wird. Dabei wird jeweils angenommen, dass sich die Atome gleichmäßig auf die $2S + 1$ magnetischen Unterzustände verteilen (siehe Diskussion zu 3.23), so dass die Teilchenzahlen durch einen Faktor drei geteilt werden.

In Abbildung 3.28 ist zu sehen, wie sich die Phasenraumdichte in Abhängigkeit von der Gesamtstrahlleistung während der Evaporation entwickelt. Da sich auch im Übergang beider Bereiche eine glatte Kurve ergibt, die auch rechnerisch genau dort den kritischen Wert der Phasenraumdichte von 2,61 überschreitet, wo eine bimodale Verteilung vorliegt, sind diese unterschiedlichen Bestimmungen des Phasenübergangs konsistent. In Abbildung 3.29 ist die Phasenraumdichte in Abhängigkeit von der Gesamtteilchenzahl dargestellt. Im Vergleich zu dem theoretisch aufgrund von Skalierungsgesetzen abgeleiteten Zusammenhang, der in Abbildung 3.17 dargestellt ist, zeigt sich jedoch, dass die Phasenraumdichte deutlich schwächer anwächst, als theoretisch vorhergesagt. Sie steigt zwar im Laufe der Evaporation um mehr als einen Faktor 10^5 an, beide Graphen der Phasenraumdichte zeigen aber in dem Bereich, wo die Kondensation einsetzt, auch ein leichtes Abflachen des Anstiegs. Beide Graphen lassen sich grob in drei Abschnitte der Evaporation einteilen: Bei einer Gesamtleistung von etwa 4 W mit einer Teilchenzahl von mehr als 400000 nimmt die Phasenraumdichte einen Wert von etwa 0,001 an, der bis zu einer Leistung von etwa 150 mW und einer Teilchenzahl von etwa 65000 gleichmäßig auf knapp 0,1 ansteigt. Danach steigt die Phasenraumdichte bis zu einer Leistung von 100 mW mit einer Teilchenzahl von 35000 schneller auf einen Wert von über 6 an

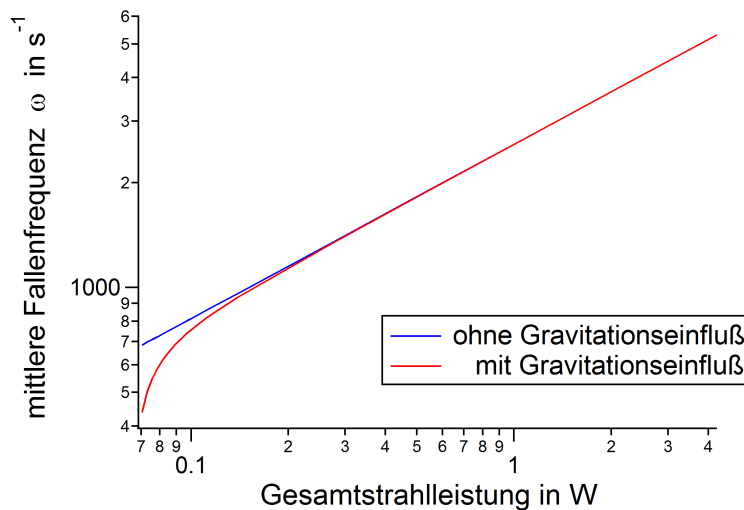


Abbildung 3.27.: Mittlere geometrische Fallenfrequenz in Abhängigkeit von der Gesamtstrahlleistung mit und ohne Gravitationseinfluss

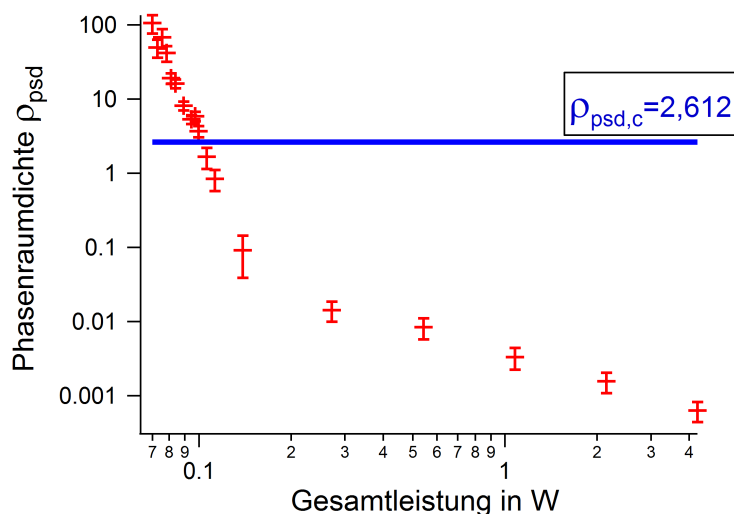


Abbildung 3.28.: Phasenraumdicke in Abhängigkeit von der Gesamtstrahlleistung während der Evaporation

und überschreitet damit die Schwelle zur Kondensation. Anschließend flacht die Steigung aber wieder ab, um bei einer Leistung von 70 mW mit einer Teilchenzahl von unter 10000 einen Wert von etwa 100 zu erreichen.

Für diesen Verlauf sind verschiedene Ursachen denkbar. Der Anstieg in den ersten Phasen der Evaporation ist relativ flach, so dass diese möglicherweise zu langsam erfolgt. Wahrscheinlicher ist aber, dass sich hier die Bewegung der Foki bemerkbar macht (vgl. Abschnitt 3.2.3). Da bei diesen Experimenten die Position der Kreuzung immer derart justiert wurde, dass zu Beginn der Evaporation die Strahlen in ihren Foki gekreuzt wurden, führt eine Bewegung der Foki zwangsläufig zu einer Vergrößerung des Fallenvolumens und damit zu einer Absenkung der räumlichen Dichte. Sobald diese Bewegung beendet ist, wird die Evaporation effizienter, wodurch der zweite Abschnitt erklärt wird. Mit zunehmender Absenkung der Strahlleistungen wird die Falle jedoch wegen der Gravitation immer flacher, was die Effizienz der Evaporation wieder verringert. Hier könnten sich zusätzlich auch die repulsiven Wechselwirkungen im Kondensat auswirken, die die Atome auseinander drücken, so dass weniger Stöße stattfinden. Eine ausführliche Diskussion dieses

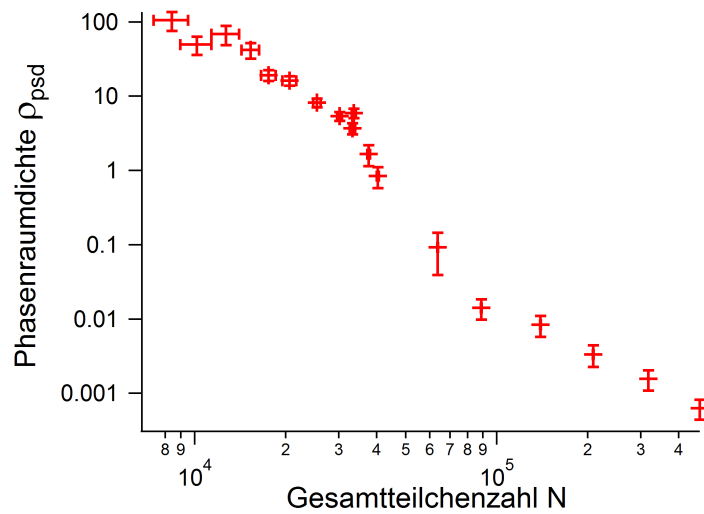


Abbildung 3.29.: Phasenraumdicke in Abhängigkeit von der Gesamtteilchenzahl während der Evaporation

schwächeren Anstiegs der Phasenraumdicke erfolgt im nächsten Abschnitt.

Diese Zusammenhänge sind auch bei der zentralen Dichte, die sich aus den gleichen Formeln ableiten lässt

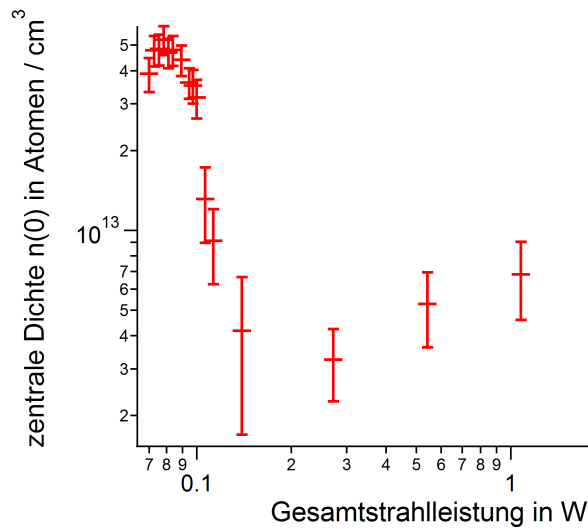


Abbildung 3.30.: Zentrale Dichte $n(0)$ in Abhängigkeit von der Gesamtstrahlleistung während der Evaporation

wie die Phasenraumdicke, erkennbar. Abbildung 3.30 zeigt die zentrale Dichte in Abhängigkeit von Gesamtstrahlleistung. Auch hier erfolgt ein geringer Anstieg zu Beginn, anschließend eine größere Steigung, um danach wieder weniger zu steigen bzw. sogar leicht abzusinken.

Der nächste Graph in Abbildung 3.31 zeigt den Kondensatanteil N_0/N in Abhängigkeit von der Gesamtstrahlleistung. Es ist erkennbar, dass die Kondensation im Bereich knapp oberhalb 100 mW einsetzt. Der Kondensatanteil wächst dann auch an, der Anstieg ist aber geringer, als von der Theorie vorhergesagt. Dies ist auch in den beiden nächsten Graphen von Abbildung 3.32 erkennbar, wo der Kondensatanteil in Abhängigkeit von der Temperatur - einmal in nK und einmal in Einheiten der kritischen Temperatur - aufgetragen ist. Im rechten Graphen ist zusätzlich in blau der theoretisch vorhergesagte Kondensatanteil nach Gleichung 3.10 abhängig von der Temperatur in Einheiten der kritischen Temperatur aufgetragen, wobei

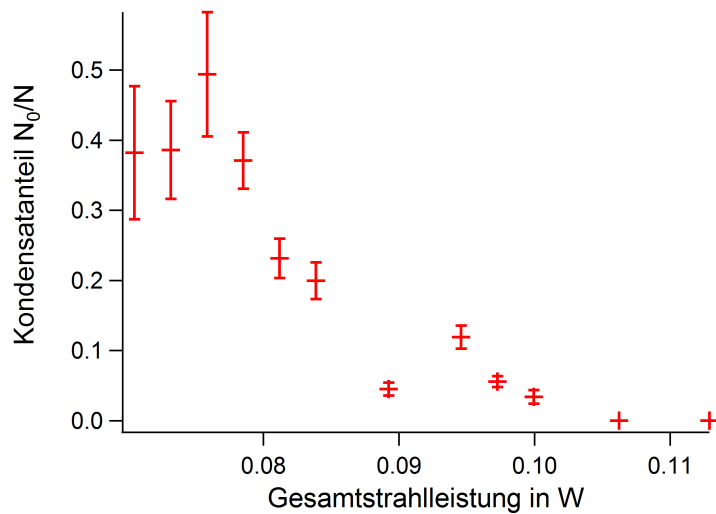


Abbildung 3.31.: Kondensatanteil N_0/N in Abhängigkeit von der Gesamtstrahlleistung

die Korrekturterme für die kritische Temperatur zur Einbeziehung (siehe Gleichung 3.9) der endlichen Teilchenzahl und der Wechselwirkungen (siehe Gleichung 3.36) mit in die Berechnungen einbezogen wurden. Es ist zu erkennen, dass die Kondensation im Bereich von 130 nK einsetzt, der Kondensatanteil dann aber geringer ansteigt, als von der Theorie vorhergesagt, und über einen Wert von etwa 0,5 hinaus nicht weiter ansteigt. Es hat bei etwas geringeren Strahlleistungen bzw. Fallentiefen auch einige Bilder mit höheren Kondensatanteilen gegeben, bei denen die Temperatur aber nicht bestimmt werden konnte, da der thermische Untergrund kaum noch erkennbar war. Außerdem ist die Dipolfalle in diesem Bereich so flach gewesen, dass sie z.T. die Gravitation nicht mehr kompensieren konnte, so dass von Experimentablauf zu Experimentablauf starke Schwankungen im Kondensatanteil aufgetreten sind. Eine Bestimmung der Lebensdauer des Kondensats, die bei diesen Parametern durchgeführt wurde, ist aufgrund dieser Schwankungen nur teilweise auswertbar und liefert deshalb nur eine Abschätzung von etwa 4 s.

Im Rahmen der hier präsentierten Experimente stand eine aktive Zustandspräparation des atomaren Ensembles aus technischen Gründen nicht zur Verfügung, so dass nicht untersucht werden konnte, inwiefern sich die kritische Temperatur ändert, wenn ein magnetischer Unterzustand deutlich stärker besetzt ist als die anderen. Durch Stern-Gerlach-Experimente wurde festgestellt, dass die Atome praktisch gleich auf die drei verschiedenen magnetischen Unterzustände der $5^2S_{1/2}$, $F=1$ -Mannigfaltigkeit verteilt sind. Dies zeigt auch das typische Absorptionsbild eines Stern-Gerlach-Experiments in der Nähe der kritischen Temperatur an der Schwelle zur Kondensation in Abbildung 3.33. Die zuvor bei den Auswertungen gemachte Annahme der Gleichverteilung war also gerechtfertigt. Gänzlich anders sieht der Fall aus, wenn die Schwelle zur Kondensation deutlich unterschritten wurde und möglicherweise in den drei Unterzuständen mehrere Teilkondensate vorliegen. Es scheint dann während des letzten Evaporationsschritts Spindynamik einzusetzen, so dass sich durch spinändernde Stöße die Besetzung der einzelnen Unterzustände ändert. Dies wurde auch schon experimentell beobachtet [102]. Da bei unseren Experimenten in der Regel durch kein äußeres Magnetfeld eine Quantisierungsachse vorgegeben wird, ist dies ein vollkommen statistischer Prozess. Dies unterstreicht auch Abbildung 3.34, in der Absorptionsbilder von zwanzig aufeinanderfolgenden gleichartigen Experimentabläufen mit Erzeugung eines BEC und anschließender Stern-Gerlach-Separation der magnetischen Unterzustände dargestellt sind: Die Verteilung der Atome auf die einzelnen Unterzustände variiert von Bild zu Bild und ist vollkommen zufällig (näheres zur Spindynamik findet sich in [98]). Allerdings lässt sich nicht sagen, ob es sich hier wirklich um drei Einzelkondensate handelt, oder ob z.B. der jeweils am geringsten besetzte Unterzustand noch eine thermische Verteilung aufweist, da die Dichteverteilungen selbst nach langen Expansionszeiten so schmal waren, dass kaum mehr Unterschiede zwischen den Fits von thermischen und bimodalen Verteilungen erkannt werden konnten.

Durch eine funktionierende Zustandspräparation sollte in der Zukunft näher untersucht werden, wie sich die kritische Temperatur ändert, wenn ein magnetischer Unterzustand deutlich stärker besetzt ist, als die

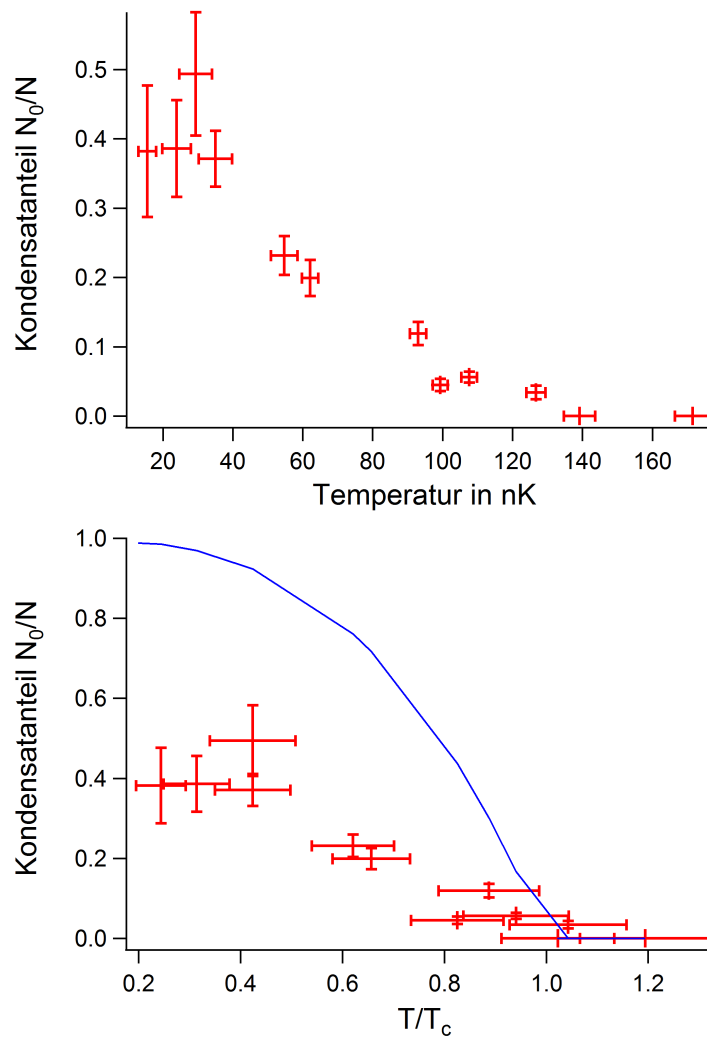


Abbildung 3.32.: Kondensatanteil N_0/N in Abhängigkeit von der Temperatur in nK und in Einheiten der kritischen Temperatur.

beiden anderen (vgl. [51]). Weiterhin könnte in der Zukunft näher untersucht werden, unter welchen Bedingungen Spindynamik während der Evaporation abläuft.

3.2.6 Zusammenfassung und Diskussion der Experimente zur Erzeugung und Charakterisierung des BECs

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnten Bose-Einstein-Kondensate in einer gekreuzten Dipolfalle mit Licht eines Faserlasers bei 1070 nm zuverlässig und reproduzierbar erzeugt werden. Wichtige Schritte auf dem Weg zum BEC waren das stetige Verbessern des Regelungskonzeptes der Dipolfallenstrahlen (vgl. 3.2.3) und eine neue Optimierungsprozedur der Evaporationsrampen (vgl. 3.2.3). Mit dem Erreichen des BECs wurde ein wichtiger Grundstock für weiterführende Experimente gelegt. Dabei konnte der Nachweis der Kondensation sowohl qualitativ durch das Beobachten einer Änderung des Aspektverhältnis während der freien Expansion als auch quantitativ durch das Beobachten des Phasenübergangs durch Anpassen von bimodalen Dichteverteilungen erbracht werden. Damit konnte das Verhalten der wichtigen Ensemble-Parameter 'Anzahl der Atome in der thermischen Wolke und im Kondensat', 'Temperatur', 'räumliche Dichte und Phasenraumdichte des rein optisch erzeugten BEC' in Abhängigkeit von der Gesamtstrahlleistung untersucht werden. Dabei sind gewisse Abweichungen vom theoretisch vorhergesagten Verhalten aufgetreten,

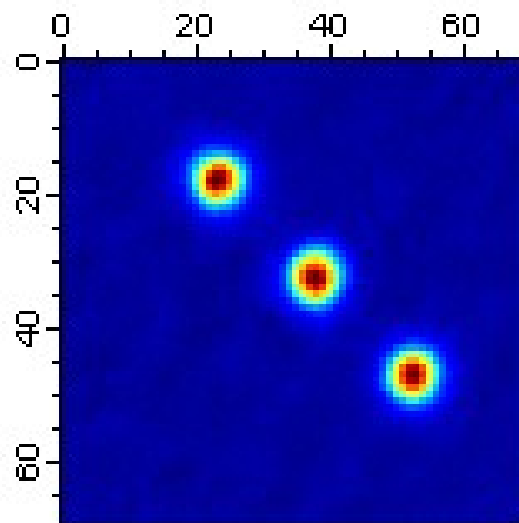


Abbildung 3.33.: Absorptionsbild eines typischen Stern-Gerlach-Experiments im Bereich der kritischen Temperatur. Die Atome verteilen sich praktisch gleich auf die drei magnetischen Unterzustände.

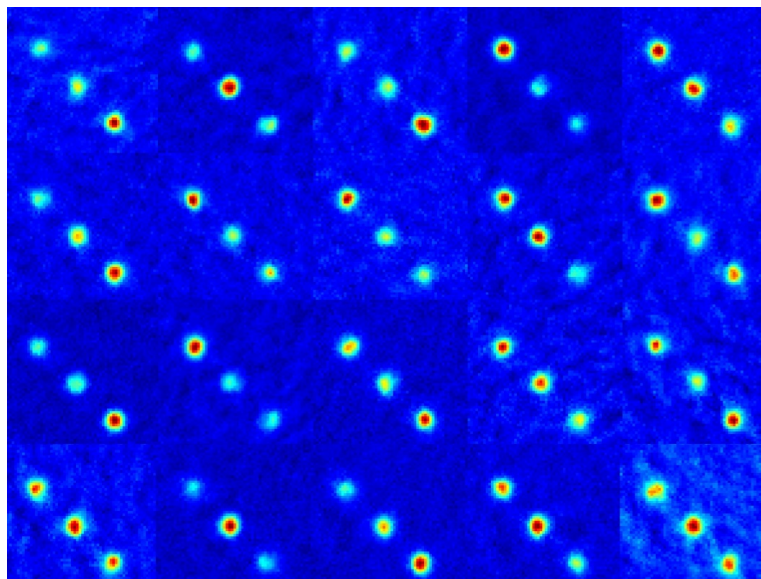


Abbildung 3.34.: Absorptionsbildserie von zwanzig aufeinanderfolgenden gleichartigen Experimentabläufen tief innerhalb des BEC-Regimes: Dort hat Spindynamik eingesetzt, die aufgrund einer fehlenden Quantisierungsachse vollkommen statistisch abläuft - die Verteilung auf die Unterzustände variiert von Experimentablauf zu Experimentablauf.

deren Ursachen in der Zukunft näher erforscht werden sollten. So wachsen die räumliche Dichte und die Phasenraumdichte und als Konsequenz daraus der Kondensatanteil des Ensembles während der Evaporation nicht so stark an, wie theoretisch vorhergesagt wird. Es kommen verschiedene Möglichkeiten in Frage, warum diese Abweichungen von der Theorie auftreten:

- Eine mögliche Erklärung wäre, dass sich die Foki der Dipolfallenstrahlen aufgrund thermischer Effekte in den AOMs bewegen, so dass die Falle im Verlauf der Evaporation expandiert und die

Fallenfrequenzen stärker abfallen. Eine Bewegung der Strahlfoki konnte schon zuvor im Rahmen dieses Projekts beobachtet werden (vgl. [64]), außerdem wurden Anstrengungen unternommen, um die AOMs in der Zukunft mit zweierlei Radiofrequenzen zu versorgen (vgl. [103]), so dass die anliegende RF-Leistung während der gesamten Evaporation konstant ist und etwaige thermische Effekte minimiert werden könnten (vgl. [104]). Eine Bewegung der Foki konnte auch beobachtet werden (vgl. Abschnitt 3.2.3). Allerdings erfolgt diese im Bereich höherer Strahlleistungen, so dass die Evaporation anfangs weniger effizient abläuft. In der Zukunft sollte deshalb eine neue Justierungsmethode angewendet werden, bei der Strahlen nicht in ihren Foki gekreuzt werden, so dass die Foki in die Kreuzung wandern. In dem fraglichen Bereich am Übergang zur Kondensation und später, wo die Dichte und der Kondensatanteil nicht weiter ansteigen, ist die Fokusbewegung allerdings bereits abgeschlossen, deshalb scheiden thermische Effekte als Ursache für die Diskrepanzen von von der Theorie vorhergesagten Verhalten aus.

- Weiterhin werden häufig mögliche Anharmonizitäten des Dipolfallenpotentials als Ursache für Abweichungen von der Theorie genannt (siehe z.B. [105]). In den Referenzen [106, 107] wurde auch theoretisch untersucht, wie sich der Kondensatanteil in Abhängigkeit von der Temperatur im Falle eines gaußförmigen Potentials entwickelt. Die dort gemachten Annahmen sind aber mit Teilchenzahlen von 10^6 , Falltiefen von $1 \mu\text{K}$ und einer sich dabei ergebenden kritischen Temperatur von $2 \mu\text{K}$ im Sinne typischer Experimente zur rein optischen Kondensation eher unrealistisch. Auch ist im Fall eines anharmonischen Potentials eher zu erwarten, dass die Kondensation dort später eintritt, als von Gleichung 3.10 vorhergesagt, da im oberen Teil eines gaußförmigen Potentials das effektive Fallenvolumen größer ist als in der harmonischen Näherung, so dass die Dichte und entsprechend auch die Phasenraumdichte dort kleiner sind. Um herauszufinden, ob dies in Frage kommt, sollten in der Zukunft theoretische Untersuchungen analog zu den Arbeiten [106, 107] mit realistischeren Annahmen unternommen werden und experimentell erforscht werden, inwiefern die Annahme eines Abschneideparameters von $\eta = \frac{U}{k_B T} \approx 10$ analog zu [94] (vgl. Abschnitt 3.2.3) im Bereich der Kondensation gerechtfertigt ist. Deshalb sollten bei solchen Messungen in der Zukunft die Fallenfrequenzen wie in Abschnitt 3.2.3 gezeigt, während der Evaporation bestimmt werden, um das Verhältnis von Falltiefe zu Ensembletemperatur genau bestimmen zu können.
- Es wurde auch vielfach berichtet, dass aufgrund der Gravitationseffekte in optischen Fallen die Evaporation nicht effizient abläuft, weshalb ein zusätzliches levitierendes magnetisches Feld eingestrahlt werden kann, um die Wirkung der Gravitation aufzuheben (z.B. [99, 108, 109, 110]). Aufgrund der gemachten experimentellen Beobachtungen während der Evaporation, dass Abweichungen vom vorhergesagten Verhalten vor allem im Bereich niedriger Strahlleistungen auftreten, erscheint es am wahrscheinlichsten, dass dies aufgrund von Gravitationseffekten passiert. Dies kann auch im Zusammenspiel mit anharmonischen Effekten einhergehen, wenn das Potential in z-Richtung zunehmend asymmetrisch wird und die Annahme eines Abschneideparameters $\eta = \frac{U}{k_B T} \approx 10$ nicht mehr gerechtfertigt ist. Letzteres sollte in der Zukunft geprüft werden. Ansonsten sollte bei einem eventuellen Umbau des experimentellen Aufbaus erwogen werden, zusätzliche Spulen zum Erzeugen eines levitierenden Magnetfeldes zu installieren. Alternativ könnte man mit dem restlichen Licht des Faserlasers einen Lichtteppich erzeugen, ähnlich wie dies in Abschnitt 5.5 beschrieben wird, um die Atome gegen die Gravitation zu halten, so dass die Evaporation wieder durch ein gleichmäßiges Absenken aller Fallenfrequenzen geschieht.



4 Teilen und Beschleunigen von Bose-Einstein-Kondensaten

Um Experimente auf dem Gebiet der Atomoptik zu betreiben, benötigt man einen Mechanismus, um ein Atomensemble zu teilen, um es dann wieder vereinen und Interferenzeffekte der Materiewellen beobachten zu können. Dies ist in direkter Analogie zur Interferenz von Lichtwellen zu sehen (siehe z.B. [81]). Die ersten Experimente zum Nachweis der Welleneigenschaften von Elektronen und Neutronen konnten Beugungseffekte von an Kristallgittern reflektierten Teilchen nachweisen [2, 111] und damit die Hypothese von de Broglie [1] experimentell verifizieren. Inspiriert von den ersten Beugungsexperimenten mit Elektronen postulierten 1933 P.L. Kapitza und P.A.M. Dirac, dass eine stehende Lichtwelle als Transmissionsgitter für Elektronen genutzt werden könnte [112]. Heutzutage werden solche stehenden Lichtwellen deshalb als optische Gitter bezeichnet. Da die Wechselwirkung zwischen Elektronen und einer optischen Stehwelle nur sehr gering ist - Kapitza und Dirac hatten ein Verhältnis von reflektierten zu unreflektierten Elektronen in einer Größenordnung von 10^{-14} bei Benutzung einer Quecksilberdampfampe vorhergesagt - konnten erst nach der Entwicklung des Lasers [6] experimentelle Versuche zur Beobachtung des sogenannten Kapitza-Dirac-Effekts unternommen werden [113, 114, 115, 116]. Trotzdem wurde der vorhergesagte Effekt nicht nachgewiesen. Erst 2001 konnte der eigentlich von Kapitza und Dirac beschriebene Effekt beobachtet werden [117] (siehe dazu auch [118]). In der Zwischenzeit wurden jedoch sowohl Beugungseffekte als auch Bragg-Streuung von Natrium-Atomstrahlen an optischen Stehwellen beobachtet [13, 14]. Dabei wurden die Strahlen in unterschiedliche Impulskomponenten aufgespalten, deren Impuls ein Vielfaches von $2\hbar k$ betrug, wie das von Kapitza und Dirac vorhergesagt wurde. Mittlerweile wird deshalb der Begriff 'Kapitza-Dirac-Effekt' nicht nur auf Elektronen beschränkt verwendet, sondern viel allgemeiner als eine Beugung oder Streuung von Teilchen an stehenden Lichtwellen.

1999 konnten erstmals sowohl Bragg-Streuung als auch Beugungseffekte von Bose-Einstein-Kondensaten an optischen Stehwellen beobachtet werden [119, 120]. Seither wurden verschiedene Experimente zum Teilen und Beschleunigen von Bose-Einstein-Kondensaten unternommen [121, 122]. Bragg-Spektroskopie wurde z.B. dazu genutzt, um die Impulsunschärfe und die sogenannte Meanfield-Energie eines Bose-Einstein-Kondensats zu messen [123] und es konnten z.B. auch Bloch-Oszillationen zwischen den verschiedenen Impulszuständen eines BECs in einem optischen Gitter beobachtet werden [124]. Optische Gitter sind mittlerweile ein universelles Werkzeug zur Manipulation und Untersuchung von Bose-Einstein-Kondensaten und stellen ein nahezu perfektes Modellsystem zur Simulation von Festkörperphänomenen dar. Eine Beschreibung und Diskussion aller Aspekte der Physik optischer Gitter übersteigt den Rahmen dieser Arbeit. Gute Übersichten über die experimentellen Möglichkeiten, die Bose-Einstein-Kondensate in optischen Gittern bieten, finden sich z.B. in den Referenzen [125, 126].

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein eindimensionales optisches Gitter aufgebaut, um es als Werkzeug zum Aufteilen und Beschleunigen von Bose-Einstein-Kondensaten einzusetzen. In diesem Kapitel wird zuerst eine kurze Einführung in die Physik von kalten Atomen in optischen Gittern gegeben. Anschließend wird der optische Aufbau zur Erzeugung des eindimensionalen optischen Gitters geschildert. In den darauffolgenden Abschnitten werden die durchgeführten Experimente zum Teilen und Beschleunigen von Bose-Einstein-Kondensaten in unbewegten und bewegten optischen Gittern präsentiert.

4.1 Bose-Einstein-Kondensate in optischen Gittern

Die Physik kalter Atome in optischen Gittern ähnelt in vielen Belangen der Festkörperphysik. Wie bei dieser ergeben sich verschiedene Energiebänder, die abhängig von der Teilchenenergie besetzt werden. Setzt man ein einzelnes Atom einem schwachen periodischen Dipolpotential der Form $U(z) = \hat{U} \cos^2(kz)$ aus (vgl. Gleichung 2.30), dann ergeben sich die Eigenzustände ψ_n und Energieeigenwerte E_n des Hamiltonoperators $\hat{H} = \frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dz^2} + U(z)$ gemäß der zeitunabhängigen Schrödinger-Gleichung (vgl. [127]):

$$\left(\frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dz^2} + U(z) \right) \psi_n = E_n \psi_n \quad . \quad (4.1)$$

Aufgrund der Periodizität des Gitters mit $U(z + Z) = U(z)$ ergeben sich die Eigenzustände des Gitters als Produkte ebener Wellen mit einer Funktion $u_{n,k}$, die die Periodizität des Gitters, $u_{n,k}(z + Z) = u_{n,k}(z)$, hat:

$$\psi_{n,k}(z) = u_{n,k}(z)e^{ikz} \quad . \quad (4.2)$$

Dieser Zusammenhang ist als Blochsches Theorem bekannt. Aufgrund ihrer Periodizität lassen sich das Potential und die Eigenzustände nach ebenen Wellen entwickeln:

$$\psi_{n,k}(z) = \sum_q c_{q,n} e^{iqz} \quad , \quad (4.3)$$

$$U(z) = \sum_{K'} U_{K'} e^{iK'z} \quad . \quad (4.4)$$

Dabei ist q der sogenannte Quasiimpuls des Atoms innerhalb des Gitters. Aufgrund der Periodizität des Gitters lässt sich q immer so wählen, dass $q = k - K$, wobei $K = l \cdot 2\pi/Z$, $l \in \mathbb{Z}$ der reziproke Gittervektor eines Vielfachen der Gitterperiode ist. Das Periodizitätsintervall von $[-K/2, K/2]$ wird erste Brillouin-Zone genannt. Durch eine Translation lässt sich also die gesamte Gitterstruktur auf die erste Brillouin-Zone reduzieren. Setzt man 4.2, 4.3 und 4.4 in Gleichung 4.1 ein, gilt:

$$\sum_q \frac{\hbar^2 q^2}{2m} c_{q,n} e^{iqz} + \sum_{K'} \sum_q U_{K'} c_{q,n} e^{i(q+K)z} = E_n \sum_q c_{q,n} e^{iqz} \quad . \quad (4.5)$$

Da die Funktionen e^{ikx} linear unabhängig sind, kann dies nur erfüllt sein, wenn

$$\left(\frac{\hbar^2 q^2}{2m} - E_n \right) c_{q,n} + \sum_{K'} U_{K'} c_{q-K',n} = 0 \quad . \quad (4.6)$$

Die Fourierkoeffizienten $U_{K'}$ des Potentials ergeben sich dabei durch Integration über eine Brillouin-Zone mit $U_{K'} = (1/\pi) \int_{-\pi}^{\pi} \hat{U} \cos^2(K'z) dz$ (vgl. [128]). Setzt man den Ausdruck von oben für das Potential ein, ergibt sich für die Koeffizienten $U_{K'}$: $U_0 = \hat{U}/2$, $U_{\pm 2} = \hat{U}/4$ und sonst $U_{K'} = 0$. Ein Ausdruck für die Energieeigenwerte in Abhängigkeit vom Quasiimpuls q ergibt sich, wenn man die Reihe nach einer endlichen Anzahl von Gliedern abbricht. Die sich ergebenden Bänder für unterschiedliche Werte von n heißen Blochbänder. In Abbildung 4.1 sind die ersten vier Blochbänder für Gittertiefen von 0, 1, 2 und 6 E_{rec} dargestellt. Bei 0 E_{rec} zeigt sich einfach die Dispersionsrelation für ein freies Teilchen, während mit zunehmender Gittertiefe die Bandlücken immer größer und die untersten Bänder immer flacher werden.

Da in optischen Gittern ein periodisches Potential herrscht, dass sich durch Gleichung 2.30 annähern lässt,

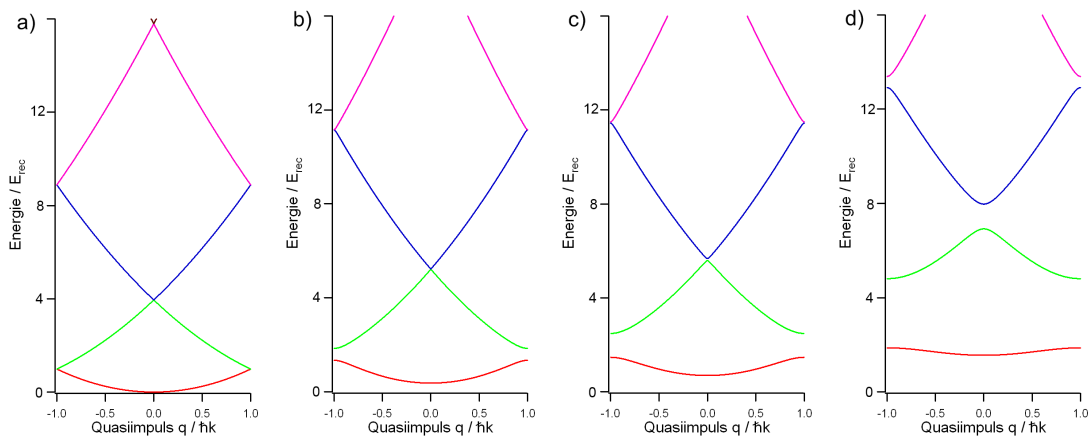


Abbildung 4.1.: Die ersten vier Blochbänder für eine Gittertiefe von (a): 0 E_{rec} , (b): 1 E_{rec} , (c): 2 E_{rec} und (d): 6 E_{rec} .

ergeben sich dort also Bandstrukturen, deren Tiefe durch die Laserleistung einstellbar ist. Durch die Wahl der Lichtwellenlänge und des Einstrahlwinkels ist zudem die Gitterkonstante einstellbar. Optische Gitter bieten also ein sehr gut manipulierbares Modellsystem für kalte Atome, deren Struktur der in Festkörpern entspricht, aber dafür reiner ist, als eine Festkörper-Kristallstruktur jemals erzeugt werden könnte.

4.2 1D-Gitter für Bose-Einstein-Kondensate

Um atomoptische Experimente mit Bose-Einstein-Kondensaten durchführen zu können, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein eindimensionales optisches Gitter zum Teilen und Beschleunigen von BECs aufgebaut. Die Konzeption und der optische Aufbau sind in Kooperation mit Johannes Küber erfolgt. Eine ausführliche Darstellung des Lasersystems und technische Details zum Aufbau finden sich deshalb in seiner Arbeit [129]. Aus einschlägigen Publikationen, in denen typische Experimente zum Teilen und Beschleunigen von kalten Atomen beschrieben werden [119, 120, 121, 122], lässt sich ersehen, dass für die geplanten Experimente ein Gitter von einigen Rückstoßenergien E_{rec} Tiefe (vgl. Gleichung 2.31) benötigt wird. Der optische Aufbau sollte dabei möglichst einfach und problemlos in den bereits vorhandenen Aufbau integrierbar sein. Die Wahl fiel deshalb auf einen gitterstabilisierten Diodenlaser in Littrow-Anordnung [129] bei 780 nm, der in einem Bereich von etwa ± 5 nm um die Zentralwellenlänge verstimmbar ist und eine maximale Lichtleistung von etwa 70 mW liefert. Von einer aktiven Frequenzstabilisierung des Lasers wurde abgesehen, da bei den typischen Experimentierzeiten innerhalb des Gitters von einigen μ s Frequenzsprünge und -drifts unwahrscheinlich sind. Dafür wurde beim Aufbau des Lasers sehr viel Wert auf eine gute passive Stabilität gelegt, indem auf einen Piezoaktuator bei der Halterung des Reflexionsgitters verzichtet wurde. Weiterhin ist eine mögliche Frequenzverstimmung zwischen den beiden Gitterarmen nötig, die sehr präzise einstellbar und auch im laufenden Experiment verstellbar sein muss. Das Licht des Diodenlasers wurde deshalb über einen polarisierenden Strahlteilerwürfel aufgeteilt und beide Teilstrahlen jeweils durch einen AOM bei 80 MHz geführt. Um Phasenstabilität zwischen den Teilstrahlen zu garantieren, wurden beide AOMs mit jeweils einem Synthesizer [129] versorgt, von denen einer die gemeinsame Frequenzreferenz beider Synthesizer darstellte. Neben einer möglichen Frequenzverstimmung ermöglichen die AOMs auch das Schalten und eine Intensitätskontrolle der Gitterstrahlen über die RF-Intensität, mit der die AOMs versorgt werden. Zu diesem Zweck wurde in den beiden Armen jeweils zwischen dem Synthesizer und dem RF-Verstärker ein RF-Mischer als variabler Abschwächer eingebaut, über den analog zur Intensitätssteuerung der Dipolfalle eine Kontrolle der Gitterstrahlen über die Experiment-Steuerung möglich ist. Die erste Beugungsordnung des AOMs wurde dann jeweils über lichtleitende Fasern zur Vakuumapparatur transportiert, wo das optische Gitter mit einem der beiden Dipolfallenstrahlen überlagert wurde. Abbildung 4.2 zeigt den realisierten Aufbau. Auf der linken Seite ist der schon beschriebene Aufbau zur Erzeugung des Gitterlichts und der beiden Teilstrahlen zu sehen. Rechts ist zu erkennen, wie die Überlagerung mit einem der Dipolfallenarme (vgl. Abschnitt 3.7) erfolgt. In den bereits vorhandenen Aufbau der Dipolfalle wurde jeweils auf beiden Seiten der Vakuumapparatur ein dichroitischer Spiegel, der hochreflektierend bei der Gitterwellenlänge von 780 nm und antireflektierend bei der Dipolfallenwellenlänge von 1070 nm ist, eingefügt. Dieser lässt das Dipolfallenlicht ungehindert passieren, so dass der Betrieb der Dipolfalle nicht gestört wird, während er das Gitterlicht in die Vakuumapparatur reflektiert und damit am Ort des erzeugten BECs ein Stehwellenmuster erzeugt.

Die Optik zur Strahlformung der Gitterarme wurde derart dimensioniert, dass der Fokus beider Arme am Ort der Atome liegt und die Strahlradien mit etwa 80 – 90 μ m deutlich oberhalb der Dipolfallenstrahlradien liegen (vgl. [129]). Die Justierung der Optik zur Strahlformung wurde solange optimiert, bis die Strahlradien mit 85 μ m bzw. 83 μ m im gewünschten Bereich lagen. Dazu wurden die Strahlradien entlang der Ausbreitungsrichtung mit einem optischen Chopper bestimmt, der eigens dafür konstruiert wurde (Details zum Verfahren der Strahlradienbestimmung siehe Referenz [80]). Die Optik zur Strahlformung wurde in einem Tubus der Firma Linos fest verschraubt, damit das Gitter möglichst stabil gegenüber mechanischen Erschütterungen ist. Mit einer Wahl von Gitterstrahlenradien, die deutlich größer als die der Dipolfallenstrahlen sind, sollte eventuellen Justierungsproblemen bei der Überlagerung vorgebeugt werden. Der aufgebaute Diodenlaser ermöglicht dies auch, da die Lichtleistung auch bei diesen Strahlradien genug Reserven bietet. Weiterhin wurde darauf geachtet, dass die beiden Arme die gleiche lineare Polarisation aufweisen, indem in beiden Strahlen jeweils ein polarisierender Strahlteilerwürfel eingefügt wurde. Die Justierung der Arme erfolgte in der Praxis derart, dass zuerst der Arm, dessen Licht aus Sicht des Dipolfallenstrahls vor der Vakuumapparatur seine lichtleitende Faser verlässt, mit diesem Strahl grob durch zwei Spiegel im Gitteraufbau überlagert wurde. Dann wurde statt des Gitterlichts eine Faser mit Licht eines Titansaphirlasers bei etwa 795 nm mit einer Leistung von mehr als 100 mW an die Optik zur Strahlformung gesteckt und damit eine Einzelstrahldipolfalle eingestrahlt. Wenn die Überlagerung beider Strahlen zuvor gut eingestellt wurde, konnte man dann sofort auf Absorptionsbildern von Atomensembles die zusätzliche Dipolfalle neben dem einen Strahl der gekreuzten Dipolfalle erkennen. Die Überlagerung beider Strahlen

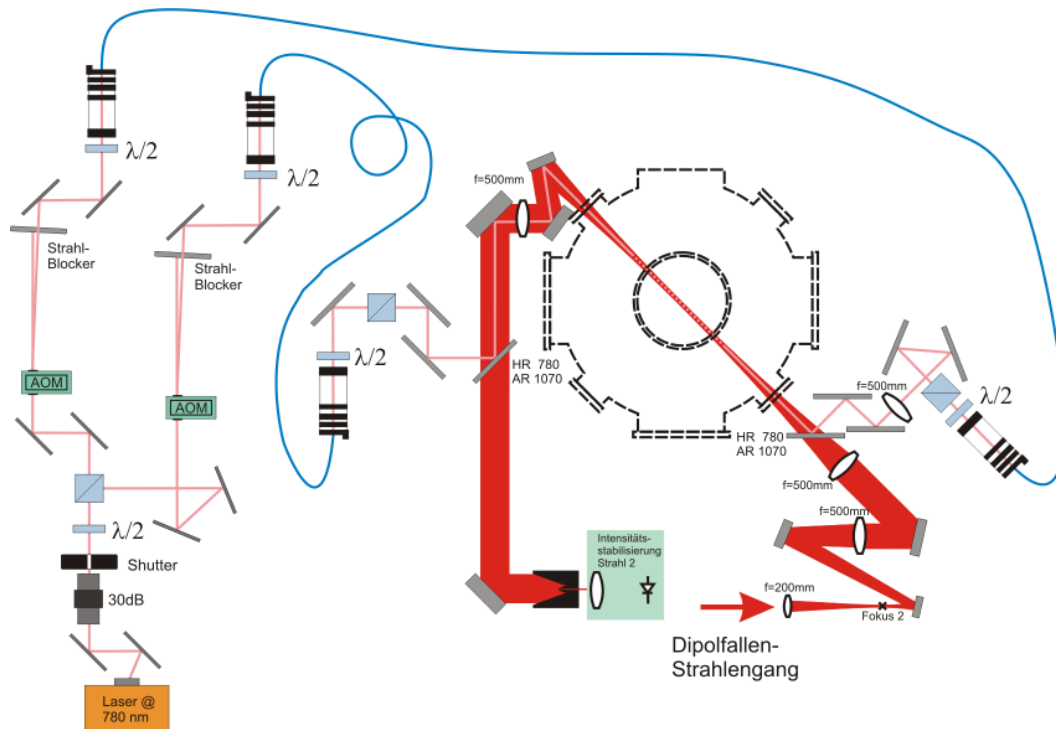


Abbildung 4.2.: Schematische Darstellung des Aufbaus des optischen Gitters. Links ist der optische Aufbau zur Erzeugung des Gitterlichts zu sehen, von wo aus das Licht über lichtleitende Fasern zur Vakuumapparatur gelangt und in den vorhandenen experimentellen Aufbau integriert wurde.

wurde dann solange verbessert, bis der Gitterarm und der eine Dipolfallenarm sowohl auf den Absorptionbildern von oben als auch von der Seite übereinander lagen. Danach wurde vorsichtig wieder die Faser mit dem Gitterlicht auf den Tubus gesteckt und anschließend das Licht dieses Arms auf der anderen Seite der Kammer gegenläufig in die Faser des anderen Gitterarms wieder eingekoppelt. Sämtliche in den folgenden Abschnitten präsentierten Experimente mit dem Gitter wurden mit einem derart justierten optischen Gitter durchgeführt.

4.3 Unbewegte optische Gitter

Bei allen im eindimensionalen optischen Gitter durchgeführten Experimenten zum Teilen und Beschleunigen von BECs wurden zwei wesentliche Parameter zeitlich verändert: Die Intensität und die relative Verstimmung der Gitterstrahlen. Bei den ersten Experimenten mit dem optischen Gitter wurde die Verstimmung δ zwischen den beiden Strahlen auf Null gesetzt. Ansonsten wurde mit unterschiedlich tiefen Gittern gearbeitet, die alle für eine kurze Zeit τ rechteckförmig eingestrahlt wurden. Ähnliche Experimente wurden erstmals 1999 in der Gruppe von W. Phillips durchgeführt [120].

In diesem Abschnitt werden zuerst die theoretischen Grundlagen zum Verständnis dieser Experimente zusammengefasst. Danach werden die wichtigsten Ergebnisse präsentiert und diskutiert.

4.3.1 Theoretische Grundlagen

Strahlt man sehr kurze Gitterpulse unterschiedlicher Dauer im μs -Bereich auf ein atomares Ensemble ein, so werden die Atome je nach der Tiefe des Gitters und je nach der Pulsdauer in unterschiedliche Impulsordnungen gebeugt, mit $p = n\hbar k$. Diese Situation kann man im allgemeinen nicht mehr zeitunabhängig behandeln,

vielmehr müssen die Berechnungen aus Abschnitt 4.1 nun mit der zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung durchgeführt werden. Aus Gleichung 4.1 wird dann:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi_n(t,z) = \left(\frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dz^2} + U(z) \right) \psi_n(t,z) \quad (4.7)$$

Macht man für die Wellenfunktion wieder einen Fourieransatz der Form $\psi_n = \sum_n c_n e^{inkz}$, dann ergeben sich für die Koeffizienten c_n , deren Quadrate die Wahrscheinlichkeiten, ein Atom in der Beugungsordnung $n/2$ zu finden, darstellen, folgende Differentialgleichungen [130]:

$$i \frac{dc_n}{dt} = \left(n^2 \varepsilon + \frac{\hat{U}}{2\hbar} \right) c_n + \frac{\hat{U}}{4\hbar} (c_{n-2} + c_{n+2}) \quad (4.8)$$

Dabei ist $n^2 \varepsilon = n^2 \hbar^2 k^2 / 2m$ die jeweilige kinetische Energie der ebenen Welle. Zur Lösung dieses Systems von Differentialgleichungen lassen sich zwei spezielle Grenzfälle unterscheiden. Für $\varepsilon \ll \hat{U}/\hbar$ ergibt sich das sogenannte Beugungs- oder Kapitza-Dirac-Regime. Die Besetzungswahrscheinlichkeit der $n/2$. Beugungsordnung ergibt sich dann gemäß:

$$\begin{aligned} c_n(t) &= i^{n/2} e^{-\frac{i}{\hbar} \hat{U} t} J_{n/2}(\hat{U} t / \hbar) \\ \Rightarrow |c_n|^2 &= J_{n/2}^2(\hat{U} t / \hbar) \end{aligned} \quad (4.9)$$

Die Besetzungswahrscheinlichkeiten aller Beugungsordnungen ergeben sich also im Kapitza-Dirac-Regime durch Besselfunktionen.

Der zweite Grenzfall, das sogenannte Bragg-Regime, ist dann gegeben, wenn $\varepsilon \gg \hat{U}/\hbar$, und nur zwei Impuls-Ordnungen erreicht werden können:

$$\begin{cases} c_1 = e^{i\varepsilon t} \cos(\hat{U} t / 4\hbar) \\ c_{-1} = -i e^{-i\varepsilon t} \sin(\hat{U} t / 4\hbar) \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} |c_1|^2 = \cos^2(\hat{U} t / 4\hbar) = \cos^2(U_{eff} t / 2) \\ |c_{-1}|^2 = \sin^2(\hat{U} t / 4\hbar) = \sin^2(U_{eff} t / 2) \end{cases} \quad (4.10)$$

Dabei ist Ω_{eff} die sogenannte effektive 2-Photonen-Rabi-Frequenz, die sich gemäß [131] zu $\Omega_{eff} = \hat{U}/2\hbar$ ergibt (siehe auch Diskussion nach 4.23). Dieses Regime wird auch Pendellösung genannt, da die Besetzung hier abhängig von der Zeit zwischen zwei Zuständen 'hin und her pendelt'. Da ohne Einstrahlen eines optischen Gitters keine anderen Ordnungen als die 0. vorliegen werden, beschreibt $|c_1|^2$ die Besetzungswahrscheinlichkeit der 0. Beugungsordnung, während $|c_{-1}|^2$ die Summe der Besetzungswahrscheinlichkeiten der beiden ersten Ordnungen darstellt.

Diese beiden unterschiedlichen Lösungen der Differentialgleichungen lassen sich anschaulich physikalisch interpretieren. Bei den ersten Experimenten mit Atomstrahlen, die durch stehende Lichtwellen geflogen sind [13, 14], wurde das Kapitza-Dirac-Regime erreicht, wenn die Stehwelle stark fokussiert wurde, das Bragg-Regime jedoch bei schwach oder gar nicht fokussierten Lichtfeldern. Eine Betrachtung im Rahmen der Unschärferelation zeigt, warum:

Im ersten Fall liegt ein 'dünnes Gitter' vor, der Ort der Wechselwirkung zwischen Atomen und Lichtfeld ist damit sehr genau bestimmt, so dass wegen $\Delta x \Delta p \geq \hbar/2$ viele verschiedene Impulszustände, in die das Atom gebeugt werden kann, möglich sind, so dass es dann viele mögliche Winkel gibt, unter denen Beugung auftreten kann. Das Kapitza-Dirac-Regime wird z.T. auch Raman-Nath-Regime genannt, da es starke Ähnlichkeiten zur Raman-Nath-Beugung in der Dünnschicht-Holographie oder der Akusto-Optik zeigt (vgl. [132]).

Im Bragg-Regime liegt ein 'dickes Gitter' vor, die Wechselwirkungszone ist dann sehr groß, so dass es nur noch eine höhere Ordnung gibt, in die Beugung erfolgen kann [14].

Im Fall eines Bose-Einstein-Kondensats in einem eindimensionalen optischen Gitter ist eine Betrachtung mit der Energie-Zeit-Unschärferelation verständlicher. Für sehr kurze Prozesszeiten Δt und starke Lichtfelder ist die Unsicherheit der beim Beugungsprozess übertragenen Energie ΔE wegen $\Delta E \Delta t \geq \hbar/2$ sehr groß, es gibt viele mögliche Beugungsordnungen. Bei längeren Prozesszeiten und geringen Wechselwirkungsenergien gibt es jedoch zumeist nur eine mögliche Beugungsordnung, bei der Energie- und Impulserhaltung

gleichzeitig erfüllt sind. Die Wahl der Parameter ist dabei sehr kritisch und es ist a priori nur schwer möglich zu entscheiden, in welchem Regime Experimente stattfinden werden [130]. Für die Prozesszeit τ gilt die Abschätzung, dass

$$\tau \ll \frac{1}{\omega_{rec}} = \frac{2m}{\hbar k^2} \quad (4.11)$$

sein muss, um das Kapitza-Dirac-Regime zu erreichen. Wo genau der Übergang sich befindet, ist nicht klar, man findet in der Literatur Werte von 1/10 der Rückstoßfrequenz [133]. Das wären bei ^{87}Rb und Licht der D2-Linie etwa $4,2\mu\text{s}$. Einen Hinweis, ab wann die Gittertiefe so groß wird, dass man den Bereich der Pendellösung verlässt, ergibt eine Abschätzung für die maximale Beugungsordnung, die man erreichen kann [120, 134]:

$$n_{max} \approx \sqrt{\frac{|\hat{U}|}{4\hbar\omega_{rec}}} \quad (4.12)$$

Wenn dieses n_{max} einen Wert von zwei deutlich überschreitet, dann werden auch höhere Gitterbänder signifikant besetzt und man erhält kompliziertere Oszillationen zwischen den verschiedenen Zuständen (vgl. [122]). Bei sehr langen Prozesszeiten und sehr tiefen Gittern wurde auch noch ein anderes Regime sowohl bei Atomstrahlen als auch bei Elektronen beobachtet. Dieses zeichnet sich durch eine sehr breite Verteilung mit zwei großen Maxima am Rand aus, die nicht bei Vielfachen von $\pm 2\hbar k$ auftreten, sondern daher kommen, dass die Atome dann klassisch in einem \sin^2 -Potential oszillieren, bei dem die Aufenthaltswahrscheinlichkeit an den Umkehrpunkten am größten ist. Dieser Effekt wird bei Atomstrahlen als Kanaleffekt (engl. channeling) [135] bzw. als Hochintensitäts-Kapitza-Dirac-Effekt bei Elektronen bezeichnet [136].

4.3.2 Experimente im unbewegten optischen Gitter

Bei den ersten Experimenten, die mit dem eindimensionalen optischen Gitter durchgeführt wurden, wurde immer zuerst ein Bose-Einstein-Kondensat mit dem im letzten Kapitel erklärten Verfahren erzeugt, anschließend wurde das optische Gitter in Rechteckpulsen für einige μs eingestrahlt und das Ensemble dann fallengelassen, so dass sich die verschiedenen Impulskomponenten separierten und absorptiv detektiert werden konnten. Als minimales Zeitintervall für Gitterexperimente wurden $1,5\mu\text{s}$ bis $3\mu\text{s}$ gewählt, da bei An- und Abschaltvorgängen die Elektronik endliche An- und Absteigezeiten der Flanken von etwa $0,5\mu\text{s}$ hat, die natürlich besonders bei kurzen Prozesszeiten ins Gewicht fallen. Um aber vor allem das Kapitza-Dirac-Regime beobachten zu können, sind Zeiten unterhalb von $5\mu\text{s}$ nötig. Da aufgrund der geringen Verstimmung bei einem rot verstimmtten Gitter die Streuverluste größer wären, da dort die Atome in den Intensitätsmaxima gefangen werden, wurden alle in dieser Arbeit präsentierten Experimente mit blau verstimmtten Gittern durchgeführt. Um ein Ausbreiten des Ensembles nicht zu behindern, wurde die Dipolfalle unmittelbar vor dem Gitterpuls abgeschaltet, d.h. die Atome wurden dann nicht mehr gehalten, sondern sind 'durch das Gitter hindurchgefallen'. Das beschränkt natürlich auch die mögliche Länge der Prozesszeit auf den Zeitraum, in dem noch alle Atome vom Gitter gleichmäßig erfasst werden. Es hat sich empirisch gezeigt, dass sämtliche Versuche mit Experimentierzeiten im Gitter deutlich oberhalb von 1ms nicht verwertbar waren.

Bei der ersten Messung wurde mit Leistungen in den Gitter-Strahlen von $432\mu\text{W}$ bzw. $411\mu\text{W}$ gearbeitet. Die Wellenlänge der Strahlen betrug $779,642\text{nm}$. Dies entspricht einer Blauverstimmung von $0,599\text{nm}$. Mit den bestimmten Strahlradien von $83\mu\text{m}$ bzw. $85\mu\text{m}$ ergibt dies nach Gleichung 2.31 eine rechnerische Falltiefe von $24,66 E_{rec}$. Bei der Berechnung der Falltiefe muss beachtet werden, dass die in Kapitel 2 eingeführte Größe \tilde{U}_ω von der Lichtwellenlänge bzw. Lichtfrequenz abhängt und bei dieser Wellenlänge z.B. $4,07 \cdot 10^{-34}\text{m}^2\text{s}$ beträgt. Weiterhin muss bei der Benutzung der Gleichung 2.31 beachtet werden, dass für P die mittlere Strahlleistung beider Strahlen eingesetzt werden muss. Die Experimente wurden dann wie beschrieben durchgeführt und die Pulsdauer des Gitters von 3 bis $100\mu\text{s}$ variiert. Anschließend wurden die Atome nach einer Fallzeit von 19ms absorptiv detektiert. Eine erste Auswertung der Bilder zeigte, dass der Abstand zwischen benachbarten Impulsordnungen etwa 41 Bildpixel betrug, was bei einer Vergrößerung der Detektionsoptik von $1,705$ und einer Pixelgröße von $9\mu\text{m}$ einem Abstand von $219\mu\text{m}$ entspricht. Bei einer Fallzeit von 19ms entspricht dies einer Geschwindigkeitsdifferenz von $\Delta v = 0,012\text{m/s}$ und damit einer Impulsdifferenz von $\Delta p = 1,97\hbar k$. Die präsentierten Experimente spalten die BECs also tatsächlich in

Impulskomponenten von $\pm n \cdot 2\hbar k$ auf.

In Abbildung 4.3 ist gut zu erkennen, dass die Besetzungen der 0. und der beiden ersten Ordnungen

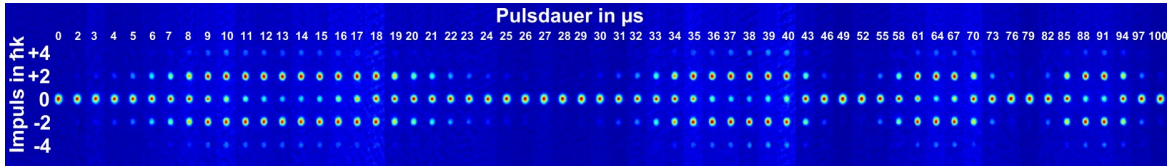


Abbildung 4.3.: Falschfarbendarstellung von Absorptionen eines Experiments in einem unbewegten Gitter mit einer rechnerischen Tiefe von $24,66 E_{rec}$. Die Ordnungen tauchen periodisch auf und verschwinden wieder - ein klares Anzeichen für das Bragg-Regime.

sich periodisch ändern. Die beiden zweiten Beugungsordnungen sind kaum zu sehen und beeinflussen die Periodizität der beiden anderen Ordnungen nicht merklich. Hier liegt das Bragg-Regime vor. Dies illustriert auch Abbildung 4.4 sehr gut. Zur Bestimmung der Besetzungen wurden an die Spaltensummen der einzelnen Maxima Gaußfunktionen nach Gleichung 3.61 angepasst und daraus die relativen Besetzungen der einzelnen Ordnungen bestimmt. Es ist zu erkennen, dass die relative Besetzung abhängig von

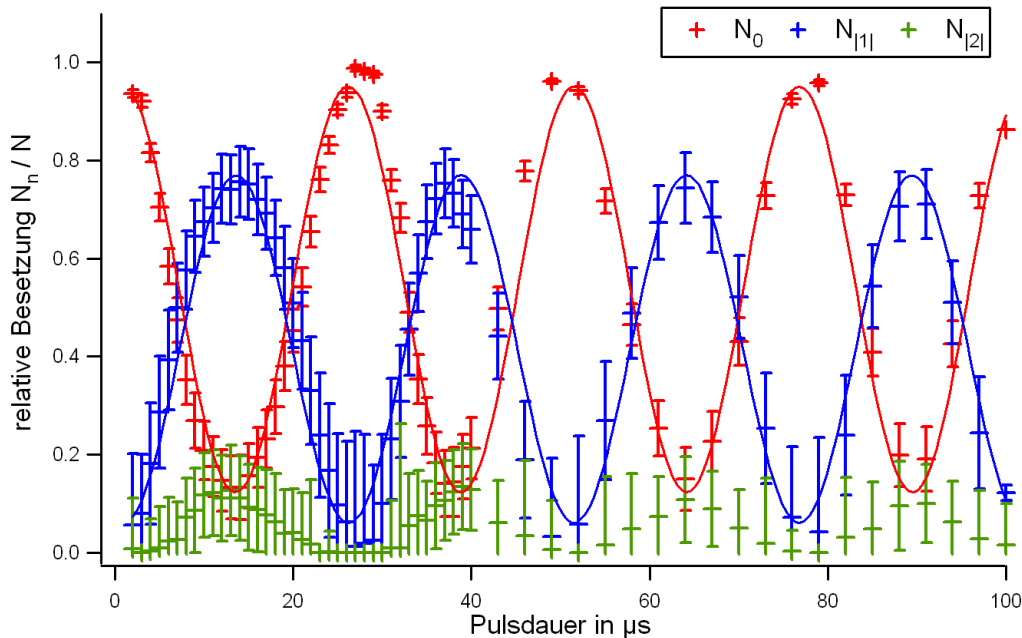


Abbildung 4.4.: Relative Besetzungen der ersten drei Beugungsordnungen in Abhängigkeit von der Pulsdauer mit einem optischen Gitter mit einer rechnerischen Tiefe von $24,66 E_{rec}$. An die 0. bzw. die Summe der 1. Ordnungen wurde jeweils eine \cos^2 - bzw. \sin^2 -Funktion nach Gleichung 4.10 angepasst. Es liegt das Bragg-Regime vor.

der Pulsdauer zwischen der 0. und den ersten Ordnungen wirklich 'hin- und herpendelt', es liegt also tatsächlich das Bragg-Regime vor. Die leichten Abweichungen der Messergebnisse vom Fit erklären sich dadurch, dass die Leistungen in der Praxis um etwa 10% schwanken. Die effektive Rabi-Frequenz ergibt sich mit dem Fit einer \cos^2 - bzw. \sin^2 -Funktion. Aus den Fits wurde eine effektive Rabi-Frequenz von $\Omega_{eff} = 2\pi \cdot (39514 \pm 293)$ Hz ermittelt. Mit Gleichung 4.10 lässt sich daraus die effektive Gittertiefe \hat{U} bestimmen. Es ergibt sich: $\hat{U} = (21,3 \pm 0,2) E_{rec}$. Dieser Wert liegt etwas unterhalb der aus den Leistungen und der Verstimmung bestimmten rechnerischen Gittertiefe. Dies ist aber auch nicht verwunderlich, da in der experimentellen Praxis nicht sicherzustellen war, dass die beiden Strahlfoki des Gitters aufeinander und am Ort der Atome liegen. Weiterhin lässt sich damit auch die maximal erreichbare Beugungsordnung gemäß Gleichung 4.12 berechnen. Es ergibt sich ein Wert von $n_{max} = 2,39 \pm 0,2$. Wie man in Abbildung

4.3 sieht, wird die zweite Ordnung auch besetzt, aber nur zu maximal etwa 15%.

Das Experiment wurde mit der gleichen Verstimmung und bei Strahlleistungen von jeweils $599 \mu\text{W}$ wiederholt. Dies ergibt eine rechnerische Falltiefe von $35,08 E_{rec}$. In Abbildung 4.5 sind die Besetzungszustände der 0., 1. und 2. Beugungsordnungen zu sehen. An die 0. und die 1. Ordnung lassen sich diesmal Lösungen der Form 4.10 anpassen, die zweite Ordnung wird aber schon zu maximal mehr als 30% besetzt. Die Fits liefern eine effektive Rabi-Frequenz von $\Omega_{eff,0} = 2\pi \cdot (50981 \pm 483)$ Hz. Dies lässt mit Gleichung 4.10 auf eine effektive Falltiefe von $\hat{U} = (27,04 \pm 0,26) E_{rec}$ und mit Gleichung 4.12 auf eine maximale Beugungsordnung von $n_{max} = 2,598 \pm 0,025$ schließen. An den Ergebnissen ist zu sehen, dass die Bedingungen für das Bragg-Regime immer noch gut erfüllt sind. Wesentlich tiefer dürfen die Gitter aber nicht werden, denn wenn die 2. Ordnungen stärker besetzt werden, kann 4.10 nicht mehr erfüllt sein.

Das beschriebene Experiment wurde nochmals für ein wesentlich tieferes Gitter durchgeführt, um das

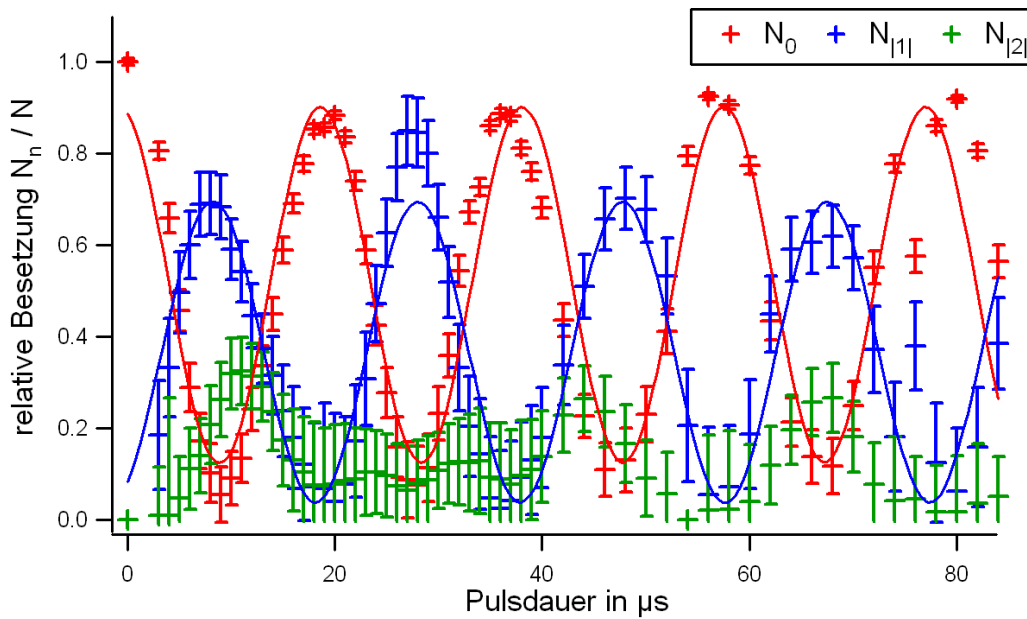


Abbildung 4.5.: Relative Besetzungen der ersten drei Beugungsordnungen in Abhängigkeit von der Pulsdauer mit einem rechnerisch $35,08 E_{rec}$ tiefen unbewegten Gitter. An die 0. bzw. die Summe der 1. Ordnungen wurde jeweils eine \cos^2 - bzw. \sin^2 -Funktion nach Gleichung 4.10 angepasst. Das Bragg-Regime herrscht zwar noch vor, die zweite Beugungsordnung wird aber schon deutlich stärker besetzt.

Kapitza-Dirac-Regime zu erreichen. Dafür wurden die Strahlleistungen auf $1,4 \text{ mW}$ bzw. $0,933 \text{ mW}$ erhöht und die blaue Verstimmung auf $0,09 \text{ nm}$ gesenkt. Damit ergibt sich rechnerisch eine Gittertiefe von etwa $375 E_{rec}$. Da die Leistungen in beiden Strahlen aber sehr ungleich sind und auch bei den beiden vorigen Messungen die effektiv gemessene Falltiefe nur etwa 80% des errechneten Werts betrug, liegt der Schluss nahe, dass sich die Strahlfoki etwas abseits der Atome befinden, so dass das effektive Gitter etwas flacher im Bereich von $300 E_{rec}$ gewesen sein dürfte. In Abbildung 4.6 ist klar zu erkennen, dass für niedrige Pulszeiten sogar die 5. und 6. Beugungsordnungen signifikant im Bereich von 10% besetzt werden und damit genauso stark oder stärker als die niedrigeren Ordnungen. Bei längeren Pulszeiten werden aber maximal nur noch die 4. Ordnungen signifikant besetzt. Dies ist ein klarer Hinweis für das Vorliegen des Kapitza-Dirac-Regimes. In Abbildung 4.7 ist die relative Besetzung der 0. Ordnung in Abhängigkeit von der Pulszeit aufgetragen. Im großen Teilbild wurde an die Besetzungen bis $5 \mu\text{s}$ eine Besselfunktion nach Gleichung 4.9 angepasst. Der Fit ergibt mit $75 \pm 2 E_{rec}$ aber eine um einen Faktor 4 zu niedrige Falltiefe. Gerade in dem Bereich sehr kurzer Pulszeiten unterhalb von $1 \mu\text{s}$ gibt es aber keine Messwerte, da dies mit der vorhandenen Apparatur nicht umsetzbar war. Die Besselfunktion für eine Gittertiefe von mehr als $300 E_{rec}$ würde sich aber gerade durch einen noch steileren Abfall mit einem noch früheren ersten Minimum auszeichnen, was so aber nicht bestimmbar war, so dass sich systematisch eine zu niedrige effektive Falltiefe ergibt.

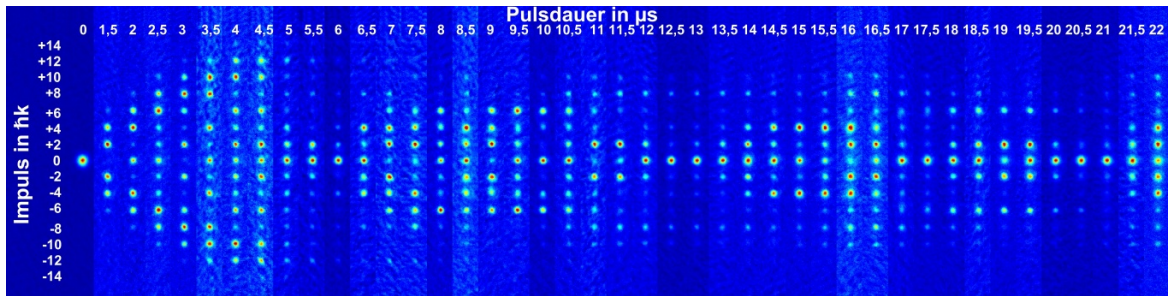


Abbildung 4.6.: Falschfarbendarstellung von Absorptionsbildern eines Experiments mit einem sehr tiefen unbewegten Gitter von rechnerisch etwa $375 E_{rec}$ Fallentiefe. In den ersten $5 \mu s$ werden eindeutig höhere Beugungsordnungen besetzt als im späteren Verlauf - ein klares Anzeichen für das Kapitza-Dirac-Regime.

Oberhalb von $5 \mu s$ zeigt sich, dass die 0. Ordnung zwar oszilliert, aber nicht sinusförmig. Damit liegt hier der zuvor diskutierte Fall vor, dass die Gittertiefe so groß ist, dass mehrere verschiedene Blochbänder besetzt werden, so dass man sich weit abseits des Bragg-Regimes bewegt. Der Kanaleffekt liegt aber eindeutig nicht vor, da klar getrennte Impulszustände auftreten.

Wenn man in der Zukunft genauer untersuchen möchte, wie sich die unterschiedlichen Regimes unterscheiden, müsste man mit noch mehr verschiedenen Gittertiefen arbeiten und vor allem müssten technisch auch noch kürzere Prozesszeiten realisiert werden können. Mit den hier präsentierten Experimenten konnte ein-

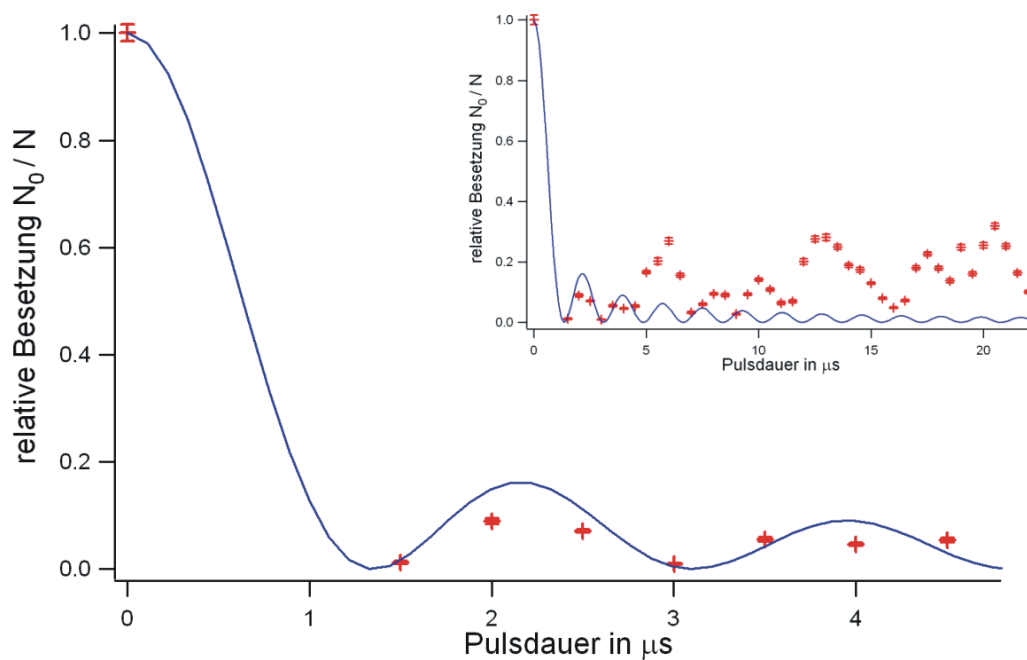


Abbildung 4.7.: Relative Besetzung der 0. Beugungsordnung in Abhängigkeit von der Pulsdauer mit einem rechnerisch etwa $375 E_{rec}$ tiefen unbewegten Gitter. An die Messwerte der ersten $5 \mu s$ wurde eine Besselfunktion nach Gleichung 4.9 angepasst. Dort liegt das Kapitza-Dirac-Regime vor, was für lange Prozesszeiten aber verlassen wird (kleine Grafik).

deutig gezeigt werden, dass ein symmetrisches Aufteilen des BECs in verschiedene Beugungsordnungen mit dem aufgebauten Gitter erreicht werden kann. Dabei konnten sowohl das Kapitza-Dirac-Regime als auch das Bragg-Regime erreicht und klar unterschieden werden. Besonders das Bragg-Regime zeichnet sich

durch ein gut reproduzierbares symmetrisches Aufteilen auf Impulskomponenten von $\pm 2\hbar k$ aus und eignet sich damit für weiterführende atomoptische Experimente.

4.4 Bragg-Streuung im bewegten optischen Gitter

Für atominterferometrische Anwendungen besonders interessant ist die sogenannte Bragg-Streuung, da man damit Bose-Einstein-Kondensate in einzelne Impulskomponenten transferieren kann, aber auch kohärente Überlagerungen zwischen z.B. 0 und $2\hbar k$ erzeugen kann. Bragg-Streuung eines Atomstrahls an einer optischen Stehwelle konnte 1988 erstmals demonstriert werden [14], mit BECs wurden solche Experimente 1999 in der Gruppe von W. Phillips erstmals durchgeführt [119]. Durch das Hintereinanderausführen mehrerer solcher Pulse können dann verschiedene interferometrische Anordnungen realisiert werden.

In diesem Abschnitt wird zuerst eine Einführung in die theoretischen Grundlagen der Bragg-Streuung gegeben, anschließend werden die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente zur Bragg-Streuung in bewegten optischen Gittern präsentiert und diskutiert.

4.4.1 Theoretische Grundlagen der Bragg-Streuung

1912 machten W.L. Bragg und sein Vater W.H. Bragg die Entdeckung, dass Röntgenstrahlen an Kristallen derart gestreut werden, dass diskrete Maxima nur bei bestimmten Einfallswinkeln, abhängig vom Kristalltyp und von der Lichtwellenlänge entstehen [3]. Ihre berühmte Formel zeigt den Zusammenhang:

$$n\lambda = 2d \sin(\Theta) \quad (4.13)$$

Für diese Entdeckung wurden sie 1915 mit dem Nobelpreis ausgezeichnet. Abbildung 4.8 zeigt schematisch, wie die Streuung abläuft. d ist der Abstand der unterschiedlichen Ebenen im Kristallgitter, in der Regel als Gitterkonstante bezeichnet, Θ ist der Einfallswinkel und λ die Lichtwellenlänge. Der physikalische Hintergrund ist der gleiche wie bei der Bragg-Streuung von Atomen an stehenden Lichtfeldern, mit dem Unterschied, dass hier die Unterschiede zwischen Teilchen und Welle verwischen, da man den Streuprozess auf unterschiedliche Arten physikalisch interpretieren kann. Einerseits kann man den Prozess analog zur Röntgen-Bragg-Streuung als einen Streuprozess einer Materiewelle der Wellenlänge $\lambda_{Atom} = h/p$ an der stehenden Lichtwelle auffassen. Andererseits kann man die Streuung als einen sogenannten 2-Photonen-Prozess auffassen, wie in Abbildung 4.9 schematisch dargestellt. Ein Atom befindet sich im Kreuzungspunkt

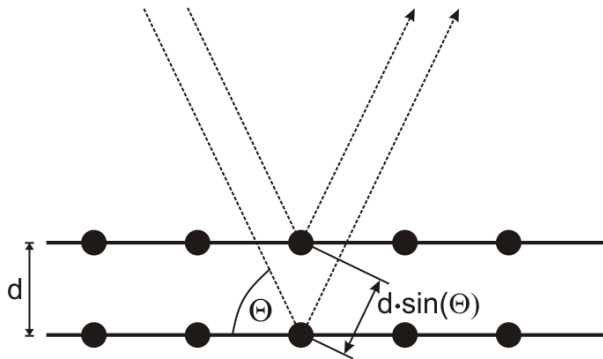


Abbildung 4.8.: Schematische Anordnung bei der Bragg-Streuung an Kristallen

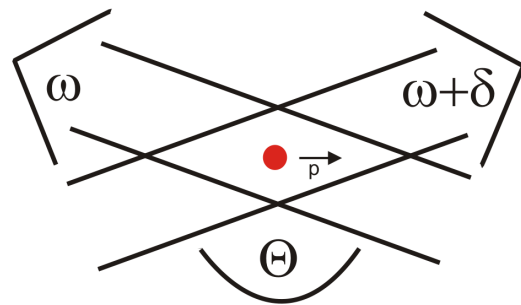


Abbildung 4.9.: Schematische Anordnung bei der Bragg-Streuung von Atomen in Lichtfeldern

zweier unter dem Winkel Θ gekreuzter Lichtstrahlen, die um eine Frequenzdifferenz δ gegeneinander verstimmte sind und absorbiert dabei aus einem Strahl ein Photon mit dem Impuls $\vec{p}_1 = \hbar\vec{k}_1$ und der Energie $E_1 = \hbar(\omega + \delta)$ und emittiert in den anderen Strahl stimuliert ein weiteres Photon mit dem Impuls $\vec{p}_2 = \hbar\vec{k}_2$ und der Energie $E_2 = \hbar\omega$, so dass das Atom eine zusätzliche kinetische Energie ΔE_{kin} und einen zusätzlichen Impuls $\Delta\vec{p}_{Atom}$ erhält. Dabei müssen sowohl Energie- als auch Impulserhaltung erfüllt sein. Die Energieerhaltung liefert

$$\Delta E_{kin} = E_1 - E_2 = \hbar\delta \quad (4.14)$$

und die Impulserhaltung ergibt

$$\begin{aligned}
 \vec{p}_1 + \vec{p}_{Atom,1} &= \vec{p}_2 + \vec{p}_{Atom,2} \\
 \Rightarrow \Delta \vec{p}_{Atom} &= \vec{p}_1 - \vec{p}_2 \\
 \Rightarrow |\Delta \vec{p}_{Atom}| &= \sqrt{|\vec{p}_1|^2 + |\vec{p}_2|^2 - 2|\vec{p}_1||\vec{p}_2|\cos(\Theta)} \quad .
 \end{aligned} \tag{4.15}$$

Nimmt man nun, wie bei den im Folgenden präsentierten Experimenten gegeben, an, dass $\omega \gg \delta$, so dass $|\vec{p}_1| \approx |\vec{p}_2| = \hbar k$, und dass $\Theta = \pi$, dann ergibt sich weiter:

$$\begin{aligned}
 |\Delta \vec{p}_{Atom}| &= 2\hbar k \sqrt{\frac{1 - \cos(\Theta)}{2}} \\
 &= 2\hbar k \sin\left(\frac{\Theta}{2}\right) \\
 &= 2\hbar k \quad .
 \end{aligned} \tag{4.16}$$

Ein Atom nimmt also bei der Bragg-Streuung aus einer optischen Stehwelle zwei Photonen-Rückstoßimpulse auf. Fasst man nun die Ergebnisse aus den Gleichungen 4.14 und 4.16 zusammen und nutzt aus, dass $\Delta E_{kin} = |\Delta \vec{p}_{Atom}|^2 / 2m$, dann ergibt sich letztlich für die einzustellende Frequenz-Verstimmung zwischen den beiden Strahlen:

$$\hbar\delta = 4 \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = 4\hbar\omega_{rec} \tag{4.17}$$

Um also einem ^{87}Rb -Atom, was sich durch eine optische Stehwelle bewegt, einen zusätzlichen Impuls von $2\hbar k$ zu geben, wird eine Frequenz-Verstimmung der beiden Strahlen von $\Delta\nu = 4\omega_{rec}/2\pi = 15084$ Hz benötigt (vgl. [30]). Im Gegensatz zu den Streuprozessen, die in Abschnitt 4.3 beschrieben wurden und zu einer symmetrischen Aufspaltung in Impulskomponenten von $\pm 2\hbar k$ geführt haben, kann hier also aufgrund der Energie- und Impulserhaltung immer nur jeweils ein Zustand besetzt werden. Um einen Impulstransfer umgekehrten Vorzeichens zu erreichen, muss entsprechend auch das Vorzeichen der Verstimmung umgekehrt werden.

Um höhere Impulstransfers erreichen zu können, muss entsprechend die Frequenzverstimmung erhöht werden, der eben abgeleitete Formalismus bleibt dann erhalten, es sind aber immer nur Impulstransfers mit Vielfachen von $2\hbar k$ möglich, was n hintereinander ausgeführten Bragg-Streuungsprozessen entspricht. Man spricht deshalb von Bragg-Streuung n -ter Ordnung. Mit 4.14 und 4.15 gilt dann:

$$\begin{aligned}
 \Delta E_n &= n \cdot \hbar\delta_n \\
 \Delta p_n &= n \cdot 2\hbar k \\
 \Rightarrow n \cdot \hbar\delta_n &= \frac{\Delta p_n^2}{2m} = n^2 \cdot 4 \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \\
 \Rightarrow \delta_n &= n \cdot 4 \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = n \cdot 4\omega_{rec} = n \cdot \delta_1 \quad .
 \end{aligned} \tag{4.18}$$

Um Bragg-Streuung n -ter Ordnung zu erhalten, ist also eine n -fach höhere Frequenzverstimmung nötig als für einen Bragg-Puls erster Ordnung.

Quantenmechanische Betrachtung

Um für atominterferometrische Anwendungen die Zeitabhängigkeit der Besetzungswahrscheinlichkeiten der einzelnen Impulskomponenten abzuleiten, reicht eine einfache Betrachtung nach den Erhaltungssätzen nicht mehr aus. Vielmehr muss dafür das Problem quantenmechanisch mit der Lösung der zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung betrachtet werden. Dabei wird davon ausgegangen, dass es sich bei den Atomen um ein 2-Niveau-System mit Grundzustand $|g\rangle$ und angeregtem Zustand $|e\rangle$ handelt. Der Hamiltonoperator lautet für dieses Problem [131]:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{AL} \tag{4.19}$$

Dabei beschreibt \hat{H}_0 die inneren Zustände des Atoms, während \hat{H}_{AL} die Wechselwirkung zwischen dem Atom und dem Lichtfeld beschreibt. Als Basis für die folgende Betrachtung der 2-Photonen-Bragg-Streuung werden die Impulseigenzustände $|g,0\rangle$ eines Atoms ohne Impuls im Grundzustand, $|e,1\rangle$ eines angeregten Atoms mit einem Impuls, der einem Photonenrückstoß entspricht, und $|g,2\rangle$ eines Atoms im Grundzustand mit einem Impuls, der zwei Photonenrückstößen entspricht, gewählt, da sich bei einem 2-Photonen-Prozess die innere Energie des Atoms nicht ändert (die folgende Betrachtung folgt [137] und [131]). Der atomare Hamiltonoperator kann dann wie folgt geschrieben werden:

$$\begin{aligned}\hat{H}_0 &= 0 \cdot |g,0\rangle \langle g,0| + \hbar(\omega_0 + \omega_{rec}) \cdot |e,1\rangle \langle e,1| + 4\hbar\omega_{rec} \cdot |g,2\rangle \langle g,2| \\ &= \hbar(\omega_0 + \omega_{rec}) \cdot |e,1\rangle \langle e,1| + 4\hbar\omega_{rec} \cdot |g,2\rangle \langle g,2| \quad .\end{aligned}\quad (4.20)$$

Dabei ist ω_0 die Kreisfrequenz des Lichtfeldes und $\hbar\omega_{rec}$ die kinetische Energie eines Photonenrückstoßes. Geht man von einem sich in z-Richtung ausbreitenden Lichtstrahl mit einem elektrischen Feldvektor der Form $\vec{E}_z(z,t) = \mathcal{E}_z e^{i(k_z z - \omega_z t)} \cdot \vec{e}_i$, wobei \vec{e}_i die Polarisationsrichtung des Lichts ist, und einer Rabi-Frequenz der Form $\Omega = \frac{-e\mathcal{E}_z}{\hbar} \langle e|\vec{r}|g\rangle$ mit dem Dipolmatrixelement $\mu = -e \langle e|\vec{r}|g\rangle$ aus, dann lässt sich der Hamiltonoperator der Wechselwirkung eines Atoms mit den beiden Lichtfeldern mit den Kreisfrequenzen ω_1 und ω_2 wie folgt schreiben:

$$\begin{aligned}\hat{H}_{AL} &= -e^{-i\omega_1 t} \frac{\hbar\Omega}{2} |e,1\rangle \langle g,0| + e^{i\omega_1 t} \frac{\hbar\Omega}{2} |g,0\rangle \langle e,1| \\ &\quad + e^{-i\omega_2 t} \frac{\hbar\Omega}{2} |e,1\rangle \langle g,2| - e^{i\omega_2 t} \frac{\hbar\Omega}{2} |g,2\rangle \langle e,1| \quad .\end{aligned}\quad (4.21)$$

Mit dem Ansatz, dass sich ein Zustand aus einer Überlagerung der drei Eigenzustände zusammensetzt, ergibt sich:

$$|\psi(t)\rangle = c_0(t)e^{-i\omega_0 t} |g,0\rangle + c_1(t)e^{-i(\omega_0 + \omega_{rec})t} |e,1\rangle + c_2(t)e^{-i4\omega_{rec} t} |g,2\rangle \quad .\quad (4.22)$$

Nach längerer Rechnung (vgl. [137]) ergibt sich dann ein System gekoppelter Differentialgleichungen, die sich unter der Annahme eines anfänglich im Grundzustand befindlichen atomaren Systems, dessen angeregter Zustand $|e,1\rangle$ wegen einer großen Verstimmung der Bragg-Laser gegenüber der atomaren Resonanz nicht besetzt wird, lösen lässt. Für die Koeffizienten c_0 und c_2 ergibt sich dann:

$$\begin{cases} c_0(t) = e^{-i\frac{1}{2}\Omega_{eff} t} \cos\left(\frac{\Omega_{eff}}{2} t\right) \\ c_2(t) = ie^{-i\frac{1}{2}\Omega_{eff} t} \sin\left(\frac{\Omega_{eff}}{2} t\right) \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} |c_0|^2 = \cos^2\left(\frac{\Omega_{eff}}{2} t\right) \\ |c_2|^2 = \sin^2\left(\frac{\Omega_{eff}}{2} t\right) \end{cases} \quad .\quad (4.23)$$

Dabei gilt für die effektive 2-Photonen-Rabi-Frequenz $\Omega_{eff} = \Omega^2/2\Delta$. Da die Verstimmung der Bragg-Strahlen gegenüber der Resonanz deutlich größer ist als die Verstimmung der Strahlen zueinander, gilt $\Delta = \omega_1 - \omega_0 - \omega_{rec} = \omega_2 - \omega_0 + \omega_{rec} \approx \omega_{1,2} - \omega_0$. In einem 2-Niveau-System mit $\Omega = \frac{-e\mathcal{E}_z}{\hbar} \langle e|\vec{r}|g\rangle$ erzeugt ein Lichtfeld der Frequenz $\omega_{1,2} = \omega$ und Verstimmung $\omega - \omega_0$ ein Dipolpotential der Tiefe $U_{Dip} = \hbar\Omega^2/4(\omega - \omega_0)$ [29]. Die Gittertiefe zweier solcher gegenläufiger Strahlen ist dann viermal tiefer als das Dipolpotential $\hat{U} = 4U_{Dip} = \hbar\Omega^2/(\omega - \omega_0)$ (siehe 2.30), so dass analog zu 4.10 gilt:

$$\Omega_{eff} = \frac{\hat{U}}{2\hbar} \quad .\quad (4.24)$$

Die Besetzung oszilliert also zwischen der 0. und 1. Ordnung hin und her, je nachdem wie lange die Bragg-Pulse dauern. Damit lassen sich auch die Pulsdauern für die in der Atominterferometrie wichtigen sogenannten π -Pulse, bei denen die Besetzung komplett von der 0. in die 1. Impulsordnung transferiert wird, und $\pi/2$ -Pulse, mit denen eine kohärente Überlagerung zwischen den Impulszuständen 0 und $2\hbar k$ erzeugt wird, finden:

$$\begin{aligned}\tau_\pi &= \frac{2\pi}{2\Omega_{eff}} \\ \tau_{\pi/2} &= \frac{2\pi}{4\Omega_{eff}}\end{aligned}\quad (4.25)$$

4.4.2 Bragg-Experimente im bewegten optischen Gitter

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden sowohl Experimente zur Bragg-Streuung 1. Ordnung als auch zu Bragg-Streuungen höherer Ordnung durchgeführt. Auch die hier beschriebenen Experimente zur Bragg-Streuung in bewegten Gittern wurden mit Rechteckpulsen durchgeführt. Dabei war die Verstimmung während des Pulses jeweils konstant. Zuerst wurde in einem relativ flachen Gitter mit einer rechnerischen Tiefe von $10,64 E_{rec}$ bei konstanter Verstimmung von $-15,11$ kHz die Pulsdauer der Rechteckpulse variiert. Die Frequenzverstimmung entspricht gemäß Gleichung 4.17 etwa dem für Bragg-Streuung erster Ordnung vorhergesagten Wert. Anschließend wurde in einem deutlich tieferen Gitter mit einer rechnerischen Gittertiefe von $35,84 E_{rec}$ bei einer konstanten Pulsdauer, die einem zuvor empirisch gefundenen Wert für einen π -Puls entsprach, die Frequenzverstimmung im Bereich zwischen -50 und $+50$ kHz variiert.

Experimente zur Bragg-Streuung 1. Ordnung

Um Bragg-Streuung erster Ordnung im bewegten optischen Gitter zu erzielen, wurde bei einer konstanten Verstimmung der Gitterstrahlen von $-15,11$ kHz die Pulsdauer der Rechteckpulse im Bereich zwischen 4 und $210 \mu s$ variiert. Die jeweiligen Strahlleistungen betragen $125 \mu W$ bzw. $270 \mu W$ und die Wellenlänge der Gitterstrahlen wurde zu $779,607$ nm bestimmt. Dies entspricht nach Gleichung 2.31 einer rechnerischen Gittertiefe von $10,64 E_{rec}$, wie aber bei den vorherigen Experimenten war auch hier mit einer niedrigeren effektiven Gittertiefe zu rechnen, zumal die beiden Strahlleistungen sehr unterschiedlich waren und es unklar ist, wie sich dies auf die Gittertiefe auswirkt. Wie auch schon zuvor beschrieben, wurde der Gitter-Rechteckpuls mit dem Abschalten der Dipolfalle eingestrahlt, so dass auch hier die Atome durch das blau verstimmt Gitter hindurch fielen. Nach einer Fallzeit von 17 ms, in denen sich die verschiedenen Impulskomponenten trennen konnten, wurden die Atome absorptiv detektiert, so dass an die Spaltensummen der Absorptionsbilder Gauß-Profile nach Gleichung 3.61 an die einzelnen Impulskomponenten zur Teilchenzahlbestimmung angepasst werden konnten. Abbildung 4.10 zeigt die Serie von Falschfarbenbildern dieser Messreihe. Die Besetzungen der 0. und der -1. Ordnung steigen abwechselnd periodisch an und fallen anschließend wieder ab. In Abbildung 4.11 sind die relativen Besetzungen der 0. und -1. Ordnung

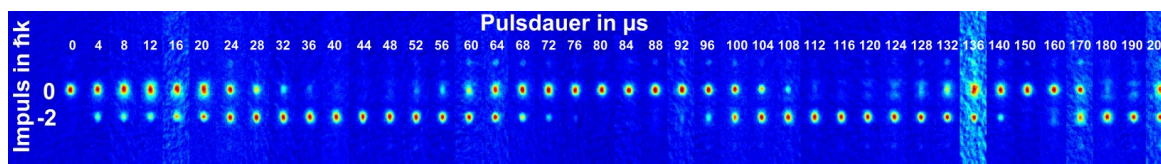


Abbildung 4.10.: Falschfarbenbild einer Serie zur Bragg-Streuung 1. Ordnung. Die Besetzungen der 0. und der -1. Ordnung steigen abwechselnd periodisch an und fallen anschließend wieder ab.

in Abhängigkeit von der Pulsdauer aufgetragen, an die Messwerte lässt sich eine \cos^2 - bzw. \sin^2 -Funktion anpassen, allerdings wird keine 100% Besetzung einer Impulskomponente erreicht. Aus den Fits lässt sich eine effektive Rabi-Frequenz $\Omega_{eff} = 2\pi(14,17 \pm 0,21) kHz$ bestimmen. Das entspricht gemäß Gleichung 4.24 einer Gittertiefe von $\hat{U} = (7,5 \pm 0,1) E_{rec}$. Der gemessene Wert der Gittertiefe liegt damit deutlich unterhalb des errechneten Werts. Gemäß 4.25 entspricht damit eine Pulsdauer von $\tau_{\pi} = (35,3 \pm 0,5) \mu s$ einem π -Puls und eine Pulsdauer von $\tau_{\pi/2} = (17,65 \pm 0,25) \mu s$ einem $\pi/2$ -Puls. Die beiden Messkurven scheinen aber gegenüber einem \sin^2 bzw. \cos^2 etwas außer Phase zu sein, da die relative Besetzung bei den kurzen Pulsen in der 0. Ordnung zuerst ansteigt. Die Ursache hierfür ist nicht geklärt. Weiterhin ist erkennbar, dass die Besetzungsunterschiede mit zunehmender Pulslänge immer geringer werden. Es ist davon auszugehen, dass mit zunehmender Prozessdauer aufgrund von Schwankungen der Lichtfrequenzen und -intensitäten die Dauern eines $m \cdot \pi$ - bzw. $(m \pm 1/2) \cdot \pi/2$ -Pulses, $m \in \mathbb{N}$, immer weiter verwischen. Damit einhergehend sind auch Substrukturen in der 0. Ordnung aufgetreten, wenn diese gering besetzt war. In Abbildung 4.12 ist in Falschfarben ein Ausschnitt der 0. Ordnung aus der in Abbildung 4.10 dargestellten Serie zu sehen. Die Ausschnitte sind alle 50 mal 50 Bildpunkte, also $265 \mu m$ mal $265 \mu m$ groß, das Bild wird verzerrt dargestellt, um die Details besser erkennen zu können: Nach Pulsdauern von etwa $44 \mu s$, $120 \mu s$ und $190 \mu s$ weist die 0. Ordnung eine deutliche Doppelstruktur auf. In 4.13 sind die Spaltensummen der 0. Ordnung

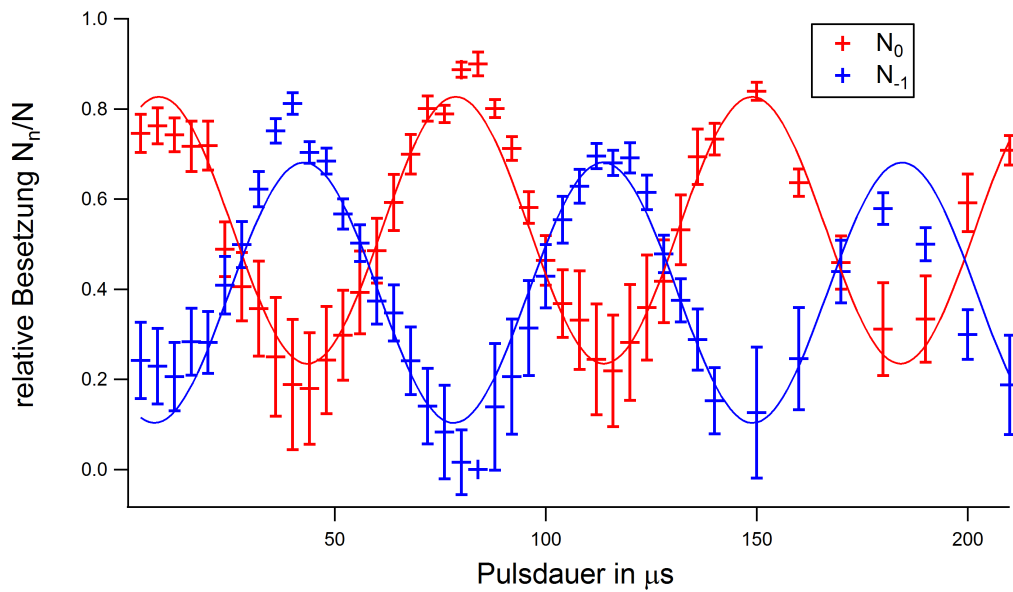


Abbildung 4.11.: Relative Besetzungen der 0. und -1. Ordnung bei der Bragg-Streuung 1. Ordnung in Abhängigkeit von der Pulsdauer des Gitter-Rechteckpulses. Die relativen Besetzungen steigen gemäß Gleichung 4.23 abwechselnd periodisch an und fallen anschließend wieder ab. Allerdings wird keine 100% Besetzung jeweils eines Zustands erreicht.

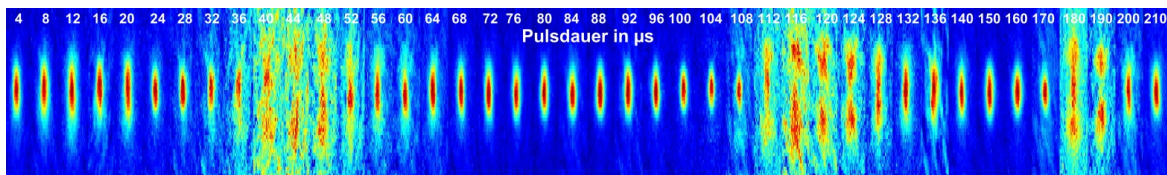


Abbildung 4.12.: Ausschnitt der 0. Ordnung aus den Falschfarbenbildern aus der Serie zur Bragg-Streuung 1. Ordnung. In der 0. Ordnung treten Interferenzeffekte auf, wenn die -1. Ordnung am stärksten besetzt ist.

bei Pulsdauern von $44 \mu\text{s}$, $120 \mu\text{s}$ und $190 \mu\text{s}$ aufgetragen, die angesprochene Doppelstruktur wird klar erkennbar.

Vermutlich ist die Braggstreuung so stark impulsselektiv, dass nur ein Teil der Atome der teilweise kondensierten

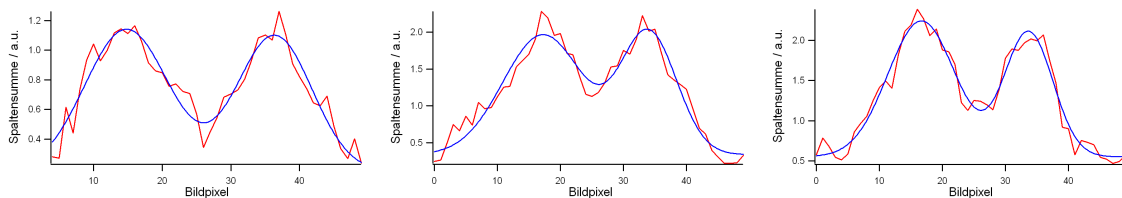


Abbildung 4.13.: Spaltensummen der 0. Ordnung aus der Serie zur Bragg-Streuung 1. Ordnung mit von links nach rechts $44 \mu\text{s}$, $120 \mu\text{s}$ und $190 \mu\text{s}$ Pulsdauer.

sierten Ensembles die Bragg-Bedingung erfüllte, so dass diese Atome aus der Mitte der Ensembles herausgestreut wurde.

Die dargestellten Experimente haben grundsätzlich gezeigt, dass Experimente zur Bragg-Streuung 1. Ordnung mit der aufgebauten Apparatur durchgeführt werden können. Allerdings sollte für zukünftige Experimente geklärt werden, warum bei den sogenannten π -Pulsen nur etwa 80% Effizienz erreicht werden

können. Eine denkbare Ursache dafür könnte gewesen sein, dass die Strahlleistungen sehr ungleich waren. Ein weiterer Grund könnte die endliche Impulsbreite des teilweise kondensierten Ensembles sein, die die Effizienz der Bragg-Streuung herabsenkt. Es sollte für zukünftige Experimente im Bereich der Atominterferometrie noch genauer untersucht werden, worin genau die Ursache für die beobachteten Phänomene besteht.

Experimente zur Bragg-Streuung höherer Ordnung

Für die Experimente zur Bragg-Streuung höherer Ordnung wurden bei einer Laserwellenlänge von 779,707 nm Strahlleistungen von 580 μW bzw. 519 μW eingestellt, was nach Gleichung 2.31 eine rechnerische Falltiefe von $\hat{U} = 35,84 E_{rec}$ ergibt. Anschließend wurde bei einer Verstimmung der Gitterstrahlen von $\delta = 15,1$ kHz, was nach Gleichung 4.18 der Verstimmung für Bragg-Streuung 1. Ordnung entspricht, empirisch die Dauer eines π -Pulses bestimmt. Dafür wurde die Länge der eingestrahlten Rechteck-Pulse variiert und die Dauer, nach der nahezu alle Atome in die erste Ordnung gestreut wurden, zu $\tau_\pi = 23 \mu\text{s}$ bestimmt, was nach Gleichung 4.25 einer effektiven Rabi-Frequenz von $\Omega_{eff} = 2\pi \cdot 21,7$ kHz und damit nach Gleichung 4.24 nur einer effektiven Gittertiefe von $\hat{U} = 11,5 E_{rec}$ entspricht. Der Grund hierfür liegt darin begründet, dass die beiden Radiofrequenz-Mischer, die für die Intensitätssteuerung der Gitterstrahlen jeweils zwischen dem Synthesizer und dem RF-Verstärker eingebaut wurden, zum Formen der Rechteckpulse bei diesem Experiment gemeinsam über ein BNC-T-Stück von einem Signalgenerator angesteuert wurden. Über die beiden RF-Mischer und das T-Stück haben dann beide AOMs jeweils kleine Anteile des für den anderen AOM bestimmten Signals erhalten, so dass sich hier ein zweites gegenläufiges optisches Gitter geringerer Tiefe ausgebildet hat. Die eingestellte Pulsdauer entsprach also nicht einem wirklichen π -Puls, so dass sich deutlich kompliziertere Besetzungs-Oszillationen ergaben, da an jedem Prozess mehrere Ordnungen beteiligt waren, weil die Braggbedingung dann von beiden Gittern erfüllt werden konnte. Für die Messungen zur Bragg-Streuung höherer Ordnung wurden wie bei den zuvor beschriebenen Experimenten rechteckförmige Pulse konstanter Dauer und Verstimmung eingestrahlt. Die Pulsdauer wurde zu 23 μs gewählt und die Verstimmung zwischen den Strahlen dann im Bereich von -50 kHz bis 50 kHz in 1 kHz-Schritten variiert. Nach einer Fallzeit von 17 ms wurden die Atome absorptiv detektiert und an die aufgenommenen Absorptionen wie zuvor Gaußfunktionen zur Teilchenzahlbestimmung nach Gleichung 3.61 angepasst. In Abbildung 4.14 sind die relativen Besetzungen von der -3. bis 3. Ordnung in

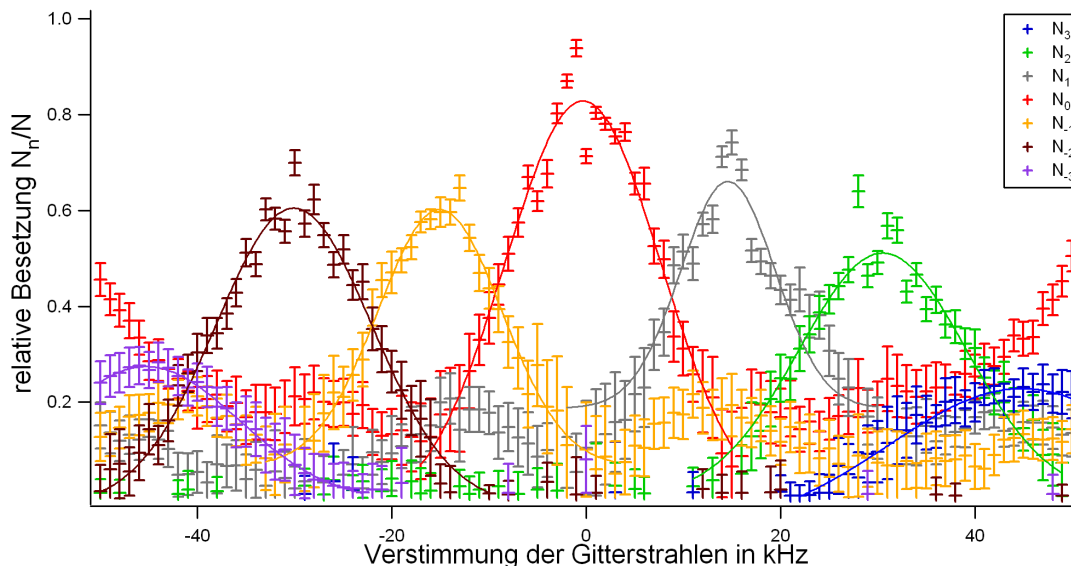


Abbildung 4.14.: Relative Besetzungen der -3. bis 3. Ordnung bei der Bragg-Streuung in Abhängigkeit von der Verstimmung der Gitterstrahlen.

Abhängigkeit von der Verstimmung der Gitterstrahlen dargestellt. Bei allen Werten für die Verstimmung

Ordnung n	$\delta_{n,theo} [kHz]$	$\delta_{n,mess} [kHz]$
-3	-45,252	-45,293 ± 0,652
-2	-30,168	-30,093 ± 0,177
-1	-15,084	-15,065 ± 0,215
0	0	-0,333 ± 0,115
1	15,084	14,588 ± 0,167
2	30,168	30,517 ± 0,231
3	45,252	44,83 ± 0,764

Tabelle 4.1.: Theoretische und gemessene Werte für die Verstimmung zwischen den Gitterstrahlen δ_n nach Gleichung 4.18 für die jeweiligen Ordnungen der Bragg-Streuung.

werden immer mehrere Ordnungen gleichzeitig besetzt. Dabei zeigen die einzelnen Ordnungen genau bei den Frequenzen Maxima, wo dies auch vorhergesagt wurde. An die Maxima dieser Messwerte wurden jeweils Gauß-Funktionen angepasst, um den Ort der Maxima zu bestimmen. Speziell der Verlauf der -1. und der 1. Ordnung erinnern jedoch stark an das Beugungsbild von an einem Strichgitter, an die relativen Besetzungen dieser Ordnungen ließe sich auch jeweils eine sinc-Funktion anpassen. Dies entspricht aber auch einem der physikalischen Bilder zur Erklärung der Bragg-Streuung: Materiewellen, die an einer stehenden Lichtwelle gebeugt werden. Die Verstimmung zwischen den Gitterstrahlen bedeutet dann im Bezugssystem der Atome ein Änderung des Einfallswinkels der Materiewelle [119]. In Tabelle 4.1 sind die jeweiligen Ordnungen mit den dazugehörigen theoretischen und gemessenen Verstimmungen, bei denen die Streuung in die betreffende Ordnung maximal ist, nebeneinander gestellt - die Messwerte weichen nur sehr wenig von den theoretisch vorhergesagten Werten ab.

Das durchgeführte Experiment demonstriert also, dass Bragg-Streuung bis zur -3. bzw. 3. Ordnung erreicht werden konnte. Die kleinen methodischen Fehler haben lediglich dazu geführt, dass die Beugungseffizienz in die einzelnen Ordnungen z.T. deutlich geringer war als 100%. Es konnte somit nachgewiesen werden, dass mit dem beschriebenen Aufbau Bose-Einstein-Kondensate in höhere Bragg-Ordnungen n mit Geschwindigkeiten von $v \approx n \cdot 1,17 \text{ cm/s}$ trotz methodischer Fehler mit im Falle der Ordnungen -2,-1,1 und 2 Effizienzen von mindestens 50-70% transferiert werden konnten.

4.5 Adiabatisches Beschleunigen von Atomen in optischen Gittern

Mit den bereits präsentierten Experimenten konnte nachgewiesen werden, dass mit dem realisierten Gitteraufbau Bose-Einstein-Kondensate durch Rechteckpulse verschiedener Länge in einzelne Impulsordnungen mit $p = n \cdot 2\hbar k$ (siehe Abschnitt 4.4) oder paarweise symmetrisch in Impulsordnungen $p = \pm 2n\hbar k$ (siehe Abschnitt 4.3) transferiert werden können, je nachdem, ob die Gitterstrahlen relativ zueinander verstimmt waren oder nicht. Dabei zeigte sich jedoch, dass die Effizienzen der Impulstransfers in die gewünschten Ordnungen allesamt sehr empfindlich in Bezug auf die experimentellen Parameter Pulsdauer, Gitterstrahlverstimmung oder Gittertiefe waren. Es wird jedoch berichtet, dass durch ein adiabatisches Beschleunigen mit deutlich weniger Empfindlichkeit in Bezug auf Schwankungen der experimentellen Parameter atomare Ensembles in hohe Ordnungen von $2n\hbar k$ transferiert werden können [122]. Dieser Vorgang zeigt starke Ähnlichkeiten zur Physik von Festkörperelektronen in äußeren Feldern (vgl. [127]). Thermische Atome konnten 1995 erstmalig in optischen Gittern beschleunigt werden, so dass sogenannte Bloch-Oszillationen beobachtet werden konnten [138]. Mit einem Bose-Einstein-Kondensat konnten erstmalig 2001 solche Experimente demonstriert werden [124].

In diesem Abschnitt werden zuerst die wichtigsten theoretischen Grundlagen des adiabatischen Beschleunigens von Atomen in optischen Gittern zusammengefasst, anschließend werden die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente präsentiert.

4.5.1 Theoretische Grundlagen des adiabatischen Beschleunigens von Atomen

Geht man von einem einzelnen Teilchen in einem periodischen Potential $U(z)$ aus, dessen Eigenenergien durch 4.1 berechnet werden können mit Eigenzuständen 4.2, und setzt dieses Teilchen einer äußeren Kraft F aus, dann muss der Hamiltonoperator um diese Kraft erweitert werden (die Darstellung folgt ab jetzt [139]):

$$\hat{H}' = \frac{p^2}{2m} + U(z) - Fx \quad . \quad (4.26)$$

Die äußere Form der Eigenzustände aus 4.2 bleibt dann erhalten, man muss nur einen zeitabhängigen Quasiimpuls $q(t) = q(0) + Ft/\hbar$ annehmen, so dass gilt:

$$\psi_{n,q}(z,t) = u_{n,q}(z,t)e^{iq(t)z} \quad . \quad (4.27)$$

Die zeitliche Entwicklung des Systems wird dann von der zeitabhängigen Schrödingergleichung beschrieben:

$$i\hbar |u(t)\rangle = H_{q(t)} |u(t)\rangle \quad (4.28)$$

Da der Quasiimpuls das reziproke Gitter mit konstanter Geschwindigkeit durchläuft, ist die Wellenfunktion 4.27 zeitlich periodisch mit der Periode

$$\tau_B = \frac{h}{|F|Z} \quad , \quad (4.29)$$

wobei Z die Gitterperiode ist. Wann immer das Teilchen den Rand einer Brillouin-Zone erreicht, dann erfährt es Bragg-Streuung mit einer Änderung des Quasiimpuls um $2\pi/Z$. Die mittlere Geschwindigkeit des Teilchens im Zustand $|n,q(t)\rangle$ ist dann:

$$\langle v \rangle_n(q) = \frac{1}{\hbar} \frac{dE_n(q)}{dq} \quad . \quad (4.30)$$

Da das Teilchen an jeder Grenze einer Brillouin-Zone Bragg-Streuung erfährt und einen Sprung im Quasiimpuls vollzieht, ist auch $\langle v \rangle_n(q)$ eine periodische Funktion, die Oszillationen ausführt mit einem zeitlichen Mittelwert von Null. Bei Festkörperelektronen konnten diese sogenannten Blochoszillationen niemals nachgewiesen werden, da die Elektronen immer nur einen kleinen Teil der Brillouin-Zone durchwandern, bis sie einen Streuprozess mit Gitterstörungen oder Phononen erfahren.

Die Übertragung auf Atome in einem optischen Gitter findet in der Form statt, dass keine äußere Kraft auf die sich im stationären Potential befindlichen Teilchen ausgeübt wird, sondern es wird das optische Gitter durch konstante Änderung der Frequenzverstimung beschleunigt, so dass im Bezugssystem des beschleunigten Gitters auf die Atome eine konstante Kraft F ausgeübt wird:

$$F = -ma = -m \frac{\lambda}{2} \frac{d}{dt} \Delta\nu(t) = -\frac{m}{2k} \frac{d}{dt} \Delta\omega(t) \quad (4.31)$$

Um keine Übergänge der Atome zwischen unterschiedlichen Bändern im periodischen Potential hervorzurufen, darf die Beschleunigung nicht zu groß werden. Es gilt dabei die Adiabazitätsbedingung:

$$\left| \left\langle u_{n,q} \left| \frac{d}{dt} \right| u_{n',q} \right\rangle \right| \ll \frac{|E_n(q) - E_{n'}(q)|}{\hbar} \quad , \quad (4.32)$$

wobei $n \neq n'$. Für Atome, die in den Grundzustand des Gitters geladen werden, transformiert sich diese Bedingung für flache Gitter zu:

$$\left| \frac{d\Delta\nu}{dt} \right| \ll \frac{\hat{U}^2}{4\pi\hbar^2} \quad (4.33)$$

Der hintere Term entspricht für ^{87}Rb bei einer Gitter-Wellenlänge von etwa 780 nm und einer Gittertiefe von $10 E_{rec}$ einer oberen Schranke der Frequenzänderung von $4,5 \cdot 10^9$ Hz/s, die deutlich unterschritten

werden muss, um Adiabaticität zu gewähren. Für das Hochrampen des Gitters findet man als Bedingung für einen adiabatischen Ladeprozess, dass

$$\frac{d\hat{U}}{dt} \ll 16 \frac{E_{rec}^2}{\hbar} = 3,8 \cdot 10^5 E_{rec}/s \quad (4.34)$$

gelten muss [122]. Dies bedeutet bei einer Gittertiefe von z.B. $10 E_{rec}$, dass die Ladezeit bedeutend länger sein muss als $26,3 \mu s$.

Ein möglicher experimenteller Ablauf sieht dann so aus, dass zuerst das Gitter adiabatisch hochgefahren wird, so dass die Atome in das ruhende Gitter hineingeladen werden. Wird dann das Gitter adiabatisch beschleunigt, indem die Verstimmung der Gitterstrahlen linear bis zu einer maximalen Verstimmung erhöht wird, so dass die Atome keinerlei Übergänge zwischen den einzelnen Gitterzuständen vollziehen, dann wirkt im Bezugssystem des beschleunigten Gitters eine konstante Kraft auf die Atome. Sobald der Rand der Brillouin-Zone für die Atome erreicht ist, vollziehen die Atome Bragg-Streuung, ihr Impuls klappt im Bezugssystem des Gitters um, so dass sie dort Bloch-Oszillationen ausführen. Im Laborsystem erhalten die Atome nach jedem Brillouin-Zonen-Rand wieder einen zusätzlichen Impuls von $2\hbar k$. Fährt man, wenn die Atome den gewünschten Impuls erreicht haben, das Gitter wieder adiabatisch herunter, dann wurden die Atome im Laborsystem adiabatisch beschleunigt. Je nach der maximalen Verstimmung, bis zu der die Verstimmung erhöht wurde, und damit je nach der Anzahl der erfahrenen Bragg-Streu-Prozesse haben die Atome nach dieser experimentellen Prozedur einen Impuls, der einem Vielfachen von $\pm 2\hbar k$ entspricht. Eine Änderung der Verstimmung gemäß 4.17 um $\Delta v = 4\omega_{rec}/2\pi = 15,084 \text{ kHz}$ entspricht dabei einem 'Durchlaufen des Quasiimpulsvektors von einer kompletten Brillouin-Zone'. Da die erste Brillouin-Zone symmetrisch um $0 \cdot \hbar k$ angeordnet ist, befinden sich die Impulssprünge immer bei Verstimmungen von $n \cdot 15,084 \text{ kHz} \pm 7,542 \text{ kHz}$. Durch das Erreichen unterschiedlicher Impulszustände im Laborsystem lassen sich also die Blochoszillationen, die die Atome im Gitterpotential erfahren haben, nachweisen (vgl. [138, 139]). Außerdem wird dadurch dem Experimentator eine Möglichkeit gegeben, adiabatisch die Atome in hohe Impulszustände zu transferieren (vgl. [140, 121]).

4.5.2 Adiabatischer Ladeprozess des Gitters

Um die Adiabaticität des Ladeprozesses zu testen, wurde das Gitter ohne Verstimmung zuerst innerhalb eines Zeitraums τ linear hochgefahren, um es dann innerhalb eines weiteren Zeitraums τ wieder herunterzufahren. Abbildung 4.15 zeigt den prinzipiellen Verlauf von Gittertiefe und Verstimmung der Gitterstrahlen während dieses Experiments. Die Idee ist, dass wenn das Laden und das anschließende Loslassen adiabatisch sind, dann müssten sich nach dem gesamten Prozess noch immer alle Atome im Impulszustand $0\hbar k$ befinden (vgl. [122]). Das Experiment wurde bei einer Laserwellenlänge von $\lambda = 779,707 \text{ nm}$ durchgeführt, die Strahlleistungen betragen $478 \mu W$ bzw. $435 \mu W$ in den Gitterstrahlen. Dies ergibt eine rechnerische maximale Gittertiefe von $\hat{U} = 29,72 E_{rec}$. Die Rampenanstiegs- bzw. -abstiegszeit wurde dann im Bereich zwischen $2 \mu s$ und $45 \mu s$ variiert und die Absorptionsbilder wurden nach einer Expansionszeit von 15 ms aufgenommen. Zur Auswertung wurden an die einzelnen Maxima der verschiedenen Impulsordnungen wie bei allen Gitterexperimenten bislang Gaußfunktionen der Form 3.61 angepasst. Abbildung 4.17 zeigt die relative Besetzung der 0. Ordnung in Abhängigkeit von der Rampenanstiegs- bzw. -abstiegszeit. Die Besetzung sinkt zuerst, um dann wieder zu steigen. Für kurze Zeiten unterhalb von $30 \mu s$ ist der Ladevorgang also nicht adiabatisch, so dass höhere Ordnungen besetzt werden. Um annähernd Adiabaticität zu realisieren, müsste nach Gleichung 4.34 eine Anstiegszeit oberhalb von $80 \mu s$ gewählt werden. Es wurde aber im Hinblick auf den Beschleunigungsvorgang eine Anstiegs-/ Abstiegszeit von $\tau = 40 \mu s$ für die weiteren Experimente zum Beschleunigen der BECs gewählt, da verhindert werden sollte, dass die gesamte Prozessführung zu lang wird.

4.5.3 Adiabatisches Beschleunigen von Bose-Einstein-Kondensaten

Die Experimente zum Beschleunigen der Bose-Einstein-Kondensate lassen sich prinzipiell in drei Abschnitte unterteilen und orientierten sich damit an in der Literatur beschriebenen gleichartigen Experimenten [122]. Abbildung 4.16 zeigt den prinzipiellen Verlauf der Gittertiefe und der Verstimmung während der

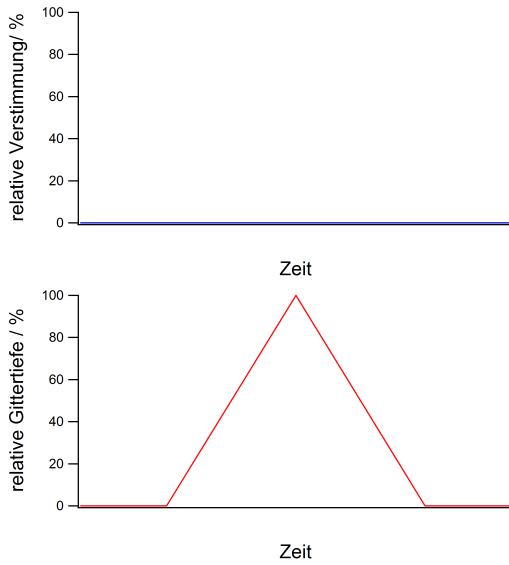


Abbildung 4.15.: Prinzipieller Verlauf von Gittertiefe und Verstimmung der Gitterstrahlen in Abhängigkeit von der Zeit beim Test des adiabatischen Ladens

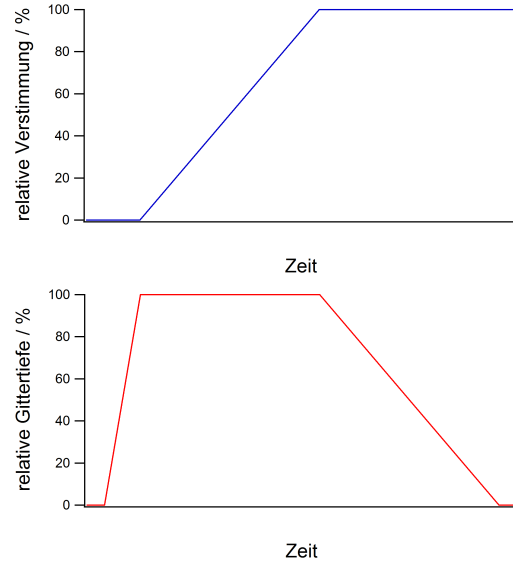


Abbildung 4.16.: Prinzipieller Verlauf von Gittertiefe und Verstimmung der Gitterstrahlen während des adiabatischen Beschleunigens in Abhängigkeit von der Zeit.

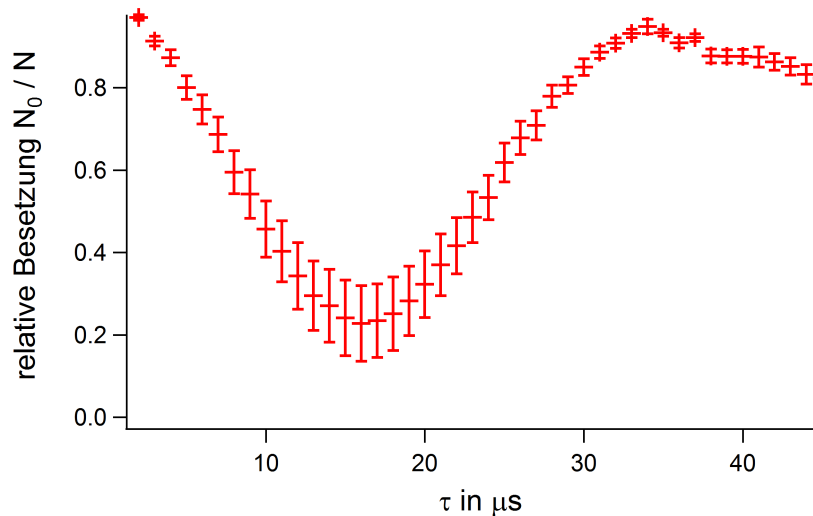


Abbildung 4.17.: Relative Besetzung der 0. Ordnung beim adiabatischen Laden

Experimente: Zuerst wurde das Gitter innerhalb von $40 \mu\text{s}$ linear hochgefahren. In dieser Zeit blieb die Verstimmung konstant bei Null. Anschließend wurde die Verstimmung innerhalb von $200 \mu\text{s}$ bis zu ihrem Maximalwert linear erhöht, um das Gitter zu beschleunigen und damit im Bezugssystem des Gitters eine lineare Kraft auf die Atome auszuüben. Anschließend blieb die Verstimmung konstant, während die Gittertiefe innerhalb weiterer $200 \mu\text{s}$ linear wieder abgesenkt wurde. Bei diesem Experiment betrug die Wellenlänge des Gitterlasers $\lambda = 779,707 \text{ nm}$ und die Strahlleistungen betragen $537 \mu\text{W}$ bzw. $519 \mu\text{W}$, so dass das Gitter damit eine rechnerische Tiefe von $34,5 E_{rec}$ besaß. Wie aber bei den vorigen Experimenten ist auch hier davon auszugehen, dass die effektive Tiefe des Gitters niedriger gewesen sein dürfte. Vergleiche mit den Ergebnissen aus den Abschnitten 4.3 und 4.4 lassen eine Gittertiefe in der Größenordnung von 80% des errechneten Wertes, also etwa $27 E_{rec}$ vermuten.

Für diese Messung wurde der Maximalwert der Verstimmung der Gitterstrahlen im Bereich zwischen -45 kHz und $+45$ kHz variiert. Nach Ablauf der geschilderten experimentellen Gitterprozedur und einer gesamten Fallzeit von 15 ms wurden die Atome dann absorptiv detektiert. In Abbildung 4.18 ist diese Serie in Falschfarben in Abhängigkeit von der maximalen Verstimmung dargestellt. Es stellt sich eine stufenförmige Verteilung auf die Impulsordnungen ein, wie dies gemäß Gleichung 4.5.1 auch theoretisch zu erwarten war. Wenn die jeweils direkt neben dem Hauptmaximum befindlichen Ordnungen besetzt werden, liegt das an der endlichen Breite der Impulsverteilung der atomaren Ensembles. Die Besetzung von Ordnungen weit ab vom Hauptmaximum sind vermutlich darauf zurückzuführen, dass sämtliche Steuersignale des Gitters durch Funktionsgeneratoren erzeugt werden, die bei sehr kurzen Pulsen immer auch höhere Fourierkomponenten des jeweiligen Pulses erzeugen.

Durch Auswertung der Absorptionbilder und Anpassen von Gaußfunktionen an die Maxima der einzelnen

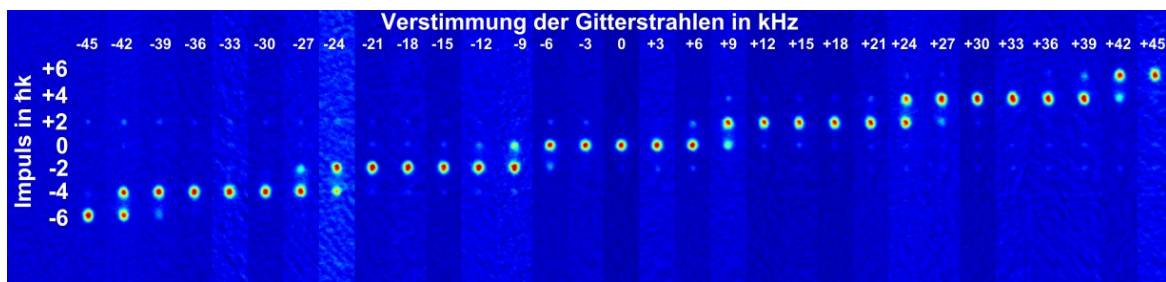


Abbildung 4.18.: Falschfarbendarstellung von Absorptionen adiabatisch beschleunigter Bose-Einstein-Kondensate in Abhängigkeit von der maximalen Verstimmung der Gitterstrahlen in kHz.

Impulszustände lässt sich deren jeweilige relative Besetzung in Abhängigkeit von der Frequenzverstimmung darstellen. Diese ist in Abbildung 4.19 in Abhängigkeit von der maximalen Verstimmung der Gitterstrahlen dargestellt: Die Besetzung der jeweiligen Impulszustände ist genau bei den gleichen Werten der Verstimmung maximal wie bei den Experimenten zur Bragg-Beugung höherer Ordnung, die in Abschnitt 4.4 präsentiert wurden. An die jeweiligen relativen Besetzungen wurden Gaußfunktionen angepasst (vgl. Abbildung 4.19). Die Auswertung der Maxima zeigt aber bei allen Frequenzwerten, dass die Werte gegenüber den Werten aus Tabelle 4.1 um etwa einen Faktor $1,1$ zu groß sind. Der Grund dafür ist, dass bei diesem Experiment zum ersten Mal der externe analoge Eingang eines der beiden Synthesizer zur relativen Frequenzverstimmung der beiden Gitterstrahlen eingesetzt wurde, da die Verstimmung im laufenden Experiment geändert werden musste. Bei den in Abschnitt 4.4 präsentierten Messungen waren die Frequenzänderungen an einem der Geräte manuell vorgenommen worden, da sich bei Tests gezeigt hatte, dass durch eine Frequenzänderung über den analogen Eingang dem Signal ein größerer Rauschuntergrund hinzugefügt wurde als durch ein direktes Einstellen am Gerät. Die Kalibration der Frequenzverstimmung in Abhängigkeit von der Eingangsspannung des externen Eingangs wurde dann mit einem Spektrumanalysator vorgenommen. Da davon auszugehen ist, dass die Atome eine wesentlich präzisere Möglichkeit der Frequenzkalibration darstellen, kann so die Frequenzverstimmung unter der Annahme, dass sich die jeweiligen Maxima bei den theoretisch vorhergesagten Werten befinden, rekaliert werden.

Mit den relativen Besetzungen der einzelnen Ordnungen lässt sich auch der mittlere Impuls der Atome berechnen. In Abbildung 4.20 ist der mittlere Impuls des Ensembles in Abhängigkeit von der rekalierten maximalen Verstimmung aufgetragen. In blau wurde dazu die theoretisch sich ergebende Stufenfunktion in den Graphen eingezeichnet. Die gemessene Verteilung ist gegenüber der theoretischen Verteilung etwas ausgeschmiert, es werden auch immer zu geringen Teilen andere Ordnungen besetzt als die vorhergesagte. Gerade die Teilchenzahlbestimmung dieser gering besetzten Ordnungen ist stark fehlerbehaftet, was sich in den z.T. sehr hohen Fehlerbalken niederschlägt. Dies wird noch deutlicher, wenn man den mittleren Impuls der Atome relativ zum Gitter gegenüber dem Gitterimpuls aufträgt. Abbildung 4.21 zeigt die Messwerte zusammen mit der sich theoretisch ergebenden Sägezahnkurve. Es gibt verschiedene Gründe, warum die gemessene Verteilung von der theoretisch zu erwartenden abweicht. Einerseits hat das Ensemble eine endliche Impulsbreite, zumal der Kondensatanteil nur etwa ein Drittel betrug, da bewusst nicht weiter herunter evaporiert wurde, da bei einer niedrigeren Falltiefe die Schwankungen von Experimentablauf zu Experimentablauf deutlich größer gewesen wären. Dies sorgt gerade an den Grenzen zwischen

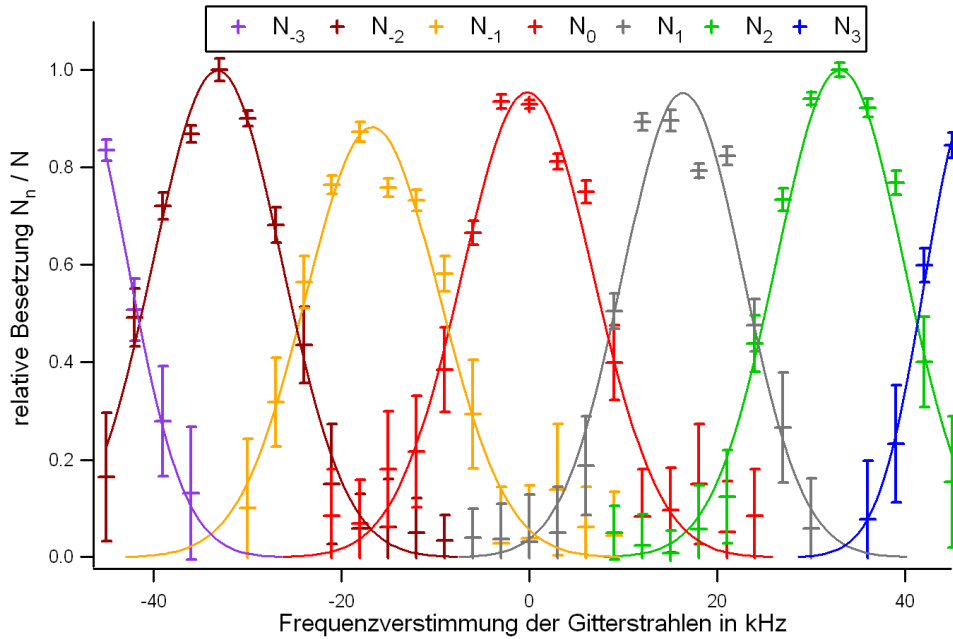


Abbildung 4.19.: Relative Besetzung der Impulsordnungen von adiabatisch beschleunigten Bose-Einstein-Kondensaten in Abhängigkeit von der maximalen Verstimmung der Gitterstrahlen in kHz.

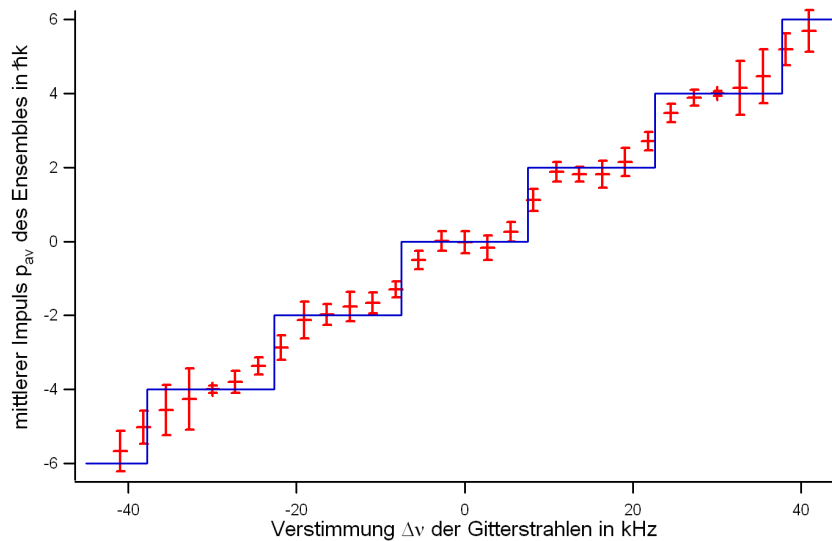


Abbildung 4.20.: Mittlerer Impuls eines adiabatisch beschleunigten Bose-Einstein-Kondensats in Abhängigkeit von der maximalen Verstimmung der Gitterstrahlen in kHz.

den Brillouin-Zonen dafür, dass ein Teil der Atome bereits Bragg-Streuung erfahren hat, der Rest aber noch nicht. Zusätzlich war die Schrittweite bei der Variation der Frequenzverstimmung mit 3 kHz sehr groß. Wenn man diese Messung wiederholt, sollten hier kleinere Schritte vollzogen werden. Außerdem erfüllt die Ladedauer des Gitters von $40\mu s$ nicht die Adiabazitätsbedingung 4.34, die bei einer vermuteten Gittertiefe von etwa $27 E_{rec}$ deutlich länger als $72 \mu s$ hätte sein müssen. Der Ladezeitraum wurde aber gewählt, da es unklar war, ob sich durch das Fallen der Atome 'durch das blau verstimmte Gitter hindurch' im Laufe der Beschleunigung nicht das Verhalten der Atome an den Grenzen der Brillouin-Zonen geändert hätte. Deshalb wurde die gesamte Prozesszeit möglichst gering gewählt. Um diese Messung optimiert durchführen zu können, sollte deshalb genauer untersucht werden, wie lang die Prozesszeit wirklich sein darf, bis sich

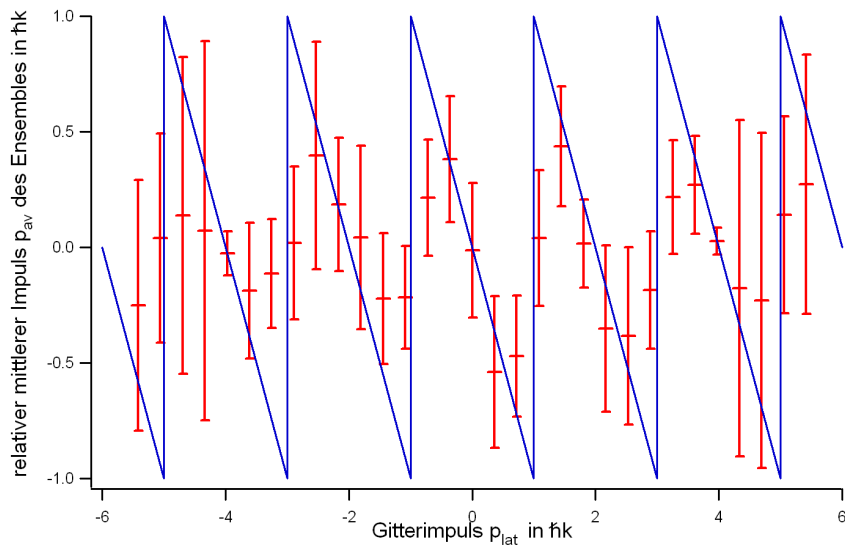


Abbildung 4.21.: Mittelbarer Impuls eines adiabatisch beschleunigten Bose-Einstein-Kondensats relativ zum Gitter in Abhängigkeit vom Gitterimpuls.

das Verhalten der Atome an den Kanten der Brillouin-Zonen verändert. Unter diesen Umständen ist eine 90% Besetzung der jeweils vorausgerechneten Ordnung und besser (vgl. Abbildung 4.19) ein sehr gutes Ergebnis. Eine adiabatische Prozessführung ermöglicht also ein sehr einfaches Beschleunigen und damit Transportieren der Atome, welches sehr unempfindlich auf äußere Parameter reagiert.

4.6 Zusammenfassung der Experimente im eindimensionalen optischen Gitter

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte ein eindimensionales optisches Gitter für kalte Atome aufgebaut und für verschiedene grundlegende Experimente zum Teilen und Beschleunigen von Bose-Einstein-Kondensaten genutzt werden. So wurde demonstriert, dass ein BEC in einem unbewegten eindimensionalen optischen Gitter symmetrisch in Impulsordnungen entgegengesetzten Vorzeichens geteilt werden kann, die sich dann einander entgegengerichtet bewegen (siehe Abschnitt 4.3). Die verschiedenen Regime unterschiedlich langer Gitterpulse und unterschiedlich tiefer Gitter wurden untersucht und experimentelle Parameter gefunden, unter denen nahezu das gesamte Ensemble symmetrisch in die beiden Impulsordnungen $\pm 2\hbar k$ transferiert werden konnte. Weiterhin wurde im bewegten optischen Gitter die Bragg-Streuung untersucht. Mit der Bragg-Streuung erster Ordnung ist es gelungen kohärente Superpositionen zwischen der 0. und 1. Impulsordnung zu erzeugen, wobei das Teilungsverhältnis bei konstanter Gittertiefe und Gitterverstimmung nur von der Dauer der Bragg-Pulse abhängt. Damit können sowohl π - als auch $\pi/2$ -Pulse erzeugt werden, die für verschiedene Interferometertypen benötigt werden. Daneben wurde auch Bragg-Streuung höherer Ordnung untersucht, wodurch auch größere Impulsüberträge erzielt wurden. Zuletzt konnten mit einem adiabatisch beschleunigten Gitter Blochoszillationen beobachtet werden, wodurch der Nachweis gelungen ist, dass sehr einfach und weitgehend insensitive auf Schwankungen der experimentellen Parameter Bose-Einstein-Kondensate in höhere Impulsordnungen transferiert werden können. Dies ermöglicht einen Transport über längere Strecken, wenn die Kondensate von einer zusätzlichen Dipolfalle gehalten werden.

Mit dem optischen Gitter konnten also grundlegende atomoptische Experimente durchgeführt werden, bei denen in Analogie zu den Beugungserscheinungen von Licht an einem Strichgitter Beugungseffekte der Atome an der optischen Stehwelle beobachtet werden konnten.

5 Atomoptische Experimente mit Bose-Einstein-Kondensaten

Als Atomoptik wird die Untersuchung der Welleneigenschaften der Atome, wie sie von Louis de Broglie vorhergesagt wurden [1], mit aus der klassischen Optik bekannten Methoden bezeichnet. Nach der Entdeckung der Beugung von Elektronen an Kristallen im Jahre 1927 [2], wurden auch die Welleneigenschaften von Molekülen und Atomen nachgewiesen [141, 142]. Da Atome im Vergleich zu Elektronen deutlich schwerer sind und experimentell leichter manipulierbar sind als Neutronen, wurden seither die Techniken zur Manipulation von Atomen immer mehr verfeinert.

Die ersten erfolgreichen Interferometrieexperimente mit Atomen konnten 1991 mit klassischen aus der Optik bekannten Interferometeraufbauten realisiert werden. Z.B. wurden mit einem Atomstrahl aus metastabilen Heliumatomen Beugungseffekte an einem Doppelspalt beobachtet. Wenig später konnte mit zwei Experimenten nachgewiesen werden, dass mit der Atominterferometrie Beschleunigungen und Rotationen vermessen werden können [16, 17].

Mit der experimentellen Realisierung der Bose-Einstein-Kondensation stehen für atomoptische Experimente Reservoirs kohärenter Materiewellen zur Verfügung, die selbst dann ein Interferenzmuster erzeugen, wenn sie unabhängig voneinander erzeugt wurden [24]. Auch konnten in Mach-Zehnder-Geometrien sowohl bereits Interferenzstreifen als auch Besetzungszosillationen beobachtet werden [26, 27]. Bose-Einstein-Kondensate zeigen ebenfalls Interferenzstreifen, wenn sie durch Doppelmulden-Potentiale getrennt und anschließend wieder vereinigt werden [143]. Dieses Prinzip konnte auch schon genutzt werden, um mit einem Atom-Chip ein sehr kompaktes Atominterferometer aufzubauen [144].

Wichtige Voraussetzung für atomoptische Experimente ist die Möglichkeit der Manipulation der Atome mit analogen Konfigurationen zu den in der Lichtoptik notwendigen Elementen wie Spiegeln, Strahlteilern oder Fasern. So wurden bereits Spiegel für fallende BECs durch abstoßende Lichtfelder realisiert [145] oder durch ein röhrenförmiges abstoßendes Potential konnten Bose-Einstein Kondensate innerhalb dieses Potentials wie Licht in einem Lichtleiter geführt werden [146].

Ziel des Projektes, an dem die vorliegende Arbeit angefertigt wurde, sind atomoptische Experimente mit Bose-Einstein-Kondensaten in mit mikrostrukturierten optischen Systemen erzeugten Dipolpotentialen. Solche optischen Mikrostrukturen bestehen aus einer oder mehreren refraktiven oder diffraktiven Linsen und ermöglichen eine sehr einfache und kompakte Realisierung von komplexen Fallengeometrien. So können neben einzelnen linearen Wellenleitern oder zweidimensionalen Dipolfallenregistern auch ringförmige Dipolfallen erzeugt werden. In mit optischen Mikrostrukturen realisierten Dipolfallenkonfigurationen konnten bereits wichtige atomoptische Experimente erfolgreich durchgeführt werden: In gekreuzten linearen Wellenleitern geführte atomare Ensembles konnten geteilt werden, so dass mit gekreuzten zweidimensionalen Dipolfallenregistern sowohl ein Mach-Zehnder-Interferometer als auch ein Michelson-Interferometer demonstriert werden [147, 148] konnten. Weiterhin wurden in einer mit einer mikrooptischen Ringlinse realisierten ringförmigen Dipolfalle thermische Ensembles geführt und konnten auch geteilt und anschließend wieder vereint [149].

Anknüpfend an diese Experimente wurden im Rahmen dieser Arbeit atomoptische Experimente mit rein optisch erzeugten Bose-Einstein-Kondensaten in verschiedenen mit einer ringförmigen Mikrolinse erzeugten Dipolfallenkonfiguration durchgeführt. Zuerst wurden Versuche unternommen, um ein BEC in eine ringförmige Dipolfalle umzuladen, um damit einen Speicherring oder ein Gyroskop für Atome zu realisieren. Die Ringlinse diente auch dazu, zwei weitere Fallenkonfigurationen zu demonstrieren. Im ersten Fall wurde ein linearer Resonator für Bose-Einstein-Kondensate erzeugt, indem das BEC nach seiner Erzeugung in einen rotverstimmten Wellenleiter umgeladen wurde, wobei die freie Ausbreitung des BECs innerhalb des Wellenleiters von mit der Ringlinse erzeugten abstoßenden Wänden verhindert wurde. Im anderen Fall wurde ein kreisförmiger Resonator für Atome realisiert, indem das Fallen des BECs unter der Einwirkung der Gravitation durch ein mit einer Zylinderlinse erzeugtes ebenes abstoßendes Potential, fortan auch als Lichtteppich bezeichnet, verhindert wurde. Dieser wirkte wie der Boden einer Schale, während die Ausbreitung in der Ebene parallel zum Lichtteppich von dem blauverstimmten Potential der Ringlinse verhindert wurde, was wiederum als abstoßende Wände diente.

In diesem Kapitel werden zuerst die theoretischen Grundlagen der Atomoptik mit Bose-Einstein-Kondensaten präsentiert, anschließend wird zuerst die ringförmige Mikrolinse vorgestellt. Im Anschluss

werden die durchgeführten atomoptischen Experimente ausführlich vorgestellt und diskutiert.

5.1 Grundlagen der Atomoptik mit Bose-Einstein-Kondensaten

Die Grundlage für atomoptische Experimente mit Bose-Einstein-Kondensaten ist das Auftreten von Interferenzen. Dabei zeigt sich wie in [24], dass auch Interferenzmuster entstehen, wenn die Bose-Einstein-Kondensate unabhängig voneinander entstanden sind, so dass keinerlei Kohärenzeffekte zu erwarten gewesen wäre. Geht man davon aus, dass sich die Kondensate jeweils in einem Zustand mit einer festen relativen Phasendifferenz befinden, dann lassen sich sogenannte Einteilchen-Phasenzustände (engl. phase state) definieren (die Darstellung folgt ab hier [46]), mit:

$$\psi_\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\psi_1(\vec{r})e^{i\phi/2} + \psi_2(\vec{r})e^{-i\phi/2} \right] \quad . \quad (5.1)$$

Dabei wurde die allgemeine Phase ϕ als Differenz der beiden Kondensatphasen gewählt $\phi = \phi_1 - \phi_2$. Der Vielteilchenzustand für N Teilchen in einem Phasenzustand ψ_ϕ lässt sich dann in zweiter Quantisierung als

$$|\phi, N\rangle = \frac{1}{(2^N N!)^{1/2}} \left(a_1^\dagger e^{i\phi/2} + a_2^\dagger e^{-i\phi/2} \right)^N |0\rangle \quad (5.2)$$

schreiben, wobei a_1^\dagger und a_2^\dagger die beiden Operatoren sind, die ein Teilchen im jeweiligen Zustand erzeugen, mit $a_i^\dagger = \int d\vec{r} \psi_i(\vec{r}) \hat{\psi}^\dagger(\vec{r})$. $\hat{\psi}^\dagger$ ist entsprechend der Operator, der dem Phasenzustand ein Teilchen hinzufügt. Die Zeitentwicklung des Vielteilchenzustands während einer freien Evolution lässt sich dann unter Vernachlässigung von Wechselwirkungen schreiben als

$$|\phi, N, t\rangle = \frac{1}{\sqrt{N!}} \left[\int d\vec{r} \psi_i(\vec{r}, t) \hat{\psi}^\dagger(\vec{r}) \right]^N |0\rangle \quad . \quad (5.3)$$

Der Erwartungswert der Dichteverteilung der Atome im Zustand $|\phi, N, t\rangle$ ergibt sich damit zu:

$$\begin{aligned} n(\vec{r}, t) &= \langle \phi, N, t | \hat{\psi}^\dagger(\vec{r}) \hat{\psi}(\vec{r}) | \phi, N, t \rangle \\ &= \frac{N}{2} \left| \psi_1(\vec{r}, t) e^{i\phi/2} + \psi_2(\vec{r}, t) e^{-i\phi/2} \right|^2 \\ &= \frac{N}{2} \left| \psi_1(\vec{r}, t) \right|^2 + \frac{N}{2} \left| \psi_2(\vec{r}, t) \right|^2 + N \operatorname{Re} \left[\psi_1(\vec{r}, t) \psi_2^*(\vec{r}, t) e^{i\phi} \right] \end{aligned} \quad (5.4)$$

Nimmt man für die beiden Kondensate anfangs Gaußsche Wellenpakete der Form

$$\begin{aligned} \psi_1(\vec{r}, t) &= \frac{e^{i\phi/2}}{(\pi R_t^2)^{3/4}} \exp \left[-\frac{(\vec{r} - \vec{d}/2)^2 (1 + i\hbar t / mR_0^2)}{2R_t^2} \right] \quad , \\ \psi_2(\vec{r}, t) &= \frac{e^{-i\phi/2}}{(\pi R_t^2)^{3/4}} \exp \left[-\frac{(\vec{r} + \vec{d}/2)^2 (1 + i\hbar t / mR_0^2)}{2R_t^2} \right] \end{aligned} \quad (5.5)$$

mit der anfänglichen Breite R_0 im Abstand d an, die zeitlich expandieren mit $R_t^2 = R_0^2 + \left(\frac{\hbar t}{mR_0} \right)^2$ und die sich an den Koordinaten $\vec{r} = \pm \vec{d}/2$ befinden, dann gilt für den Interferenzterm in Gleichung 5.4

$$N \operatorname{Re} \left[\psi_1(\vec{r}, t) \psi_2^*(\vec{r}, t) e^{i\phi} \right] \sim A \cos \left(\frac{\hbar}{m} \frac{\vec{r} \cdot \vec{d}}{R_0^2 R_t^2} t + \phi \right) \quad (5.6)$$

Es bildet sich also ein periodisches Interferenzmuster mit Abständen Δx zwischen den Maxima aus, mit

$$\Delta x = 2\pi \frac{mR_t^2 R_0^2}{\hbar t d} \quad (5.7)$$

und für lange Expansionszeiten $R_t \gg R_0$, wenn $R_t \approx \hbar t / mR_0$,

$$\Delta x = \frac{2\pi\hbar t}{md} \quad . \quad (5.8)$$

Kondensate, die sich durch Phasenzustände beschreiben lassen, erzeugen also, wenn sie während der Expansion überlappen, ein Interferenzmuster. Als Experimentator präpariert man jedoch in der Regel keine Kondensate mit einer definierten Phase sondern Zustände mit definierter Teilchenzahl. Diese lassen sich theoretisch durch sogenannte Fock-Zustände beschreiben. Geht man von anfänglichen Teilchenzahlen N_1 und N_2 in den beiden Kondensaten aus, dann gilt:

$$|N_1, N_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{N_1! N_2!}} (a_1^\dagger)^{N_1} (a_2^\dagger)^{N_2} |0\rangle \quad . \quad (5.9)$$

Für den Erwartungswert der Dichte ergibt sich dann:

$$n(\vec{r}, t) = \langle N_1, N_2, t | \hat{\psi}^\dagger(\vec{r}) \hat{\psi}(\vec{r}) | N_1, N_2, t \rangle = N_1 |\psi_1(\vec{r}, t)|^2 + N_2 |\psi_2(\vec{r}, t)|^2 \quad (5.10)$$

Hier taucht also keinerlei Interferenzterm auf. Dennoch tritt auch bei Fock-Zuständen Interferenz auf, wie sich durch die Berechnung der Zweiteilchen-Korrelations-Funktion, die die Wahrscheinlichkeit angibt, an einem Ort \vec{r} ein Teilchen und gleichzeitig am Ort \vec{r}' ein weiteres Teilchen zu finden, ergibt:

$$\begin{aligned} \langle N_1, N_2, t | \hat{\psi}^\dagger(\vec{r}) \hat{\psi}^\dagger(\vec{r}') \hat{\psi}(\vec{r}') \hat{\psi}(\vec{r}) | N_1, N_2, t \rangle &= \left[N_1 |\psi_1(\vec{r}, t)|^2 + N_2 |\psi_1(\vec{r}, t)|^2 \right] \left[N_1 |\psi_1(\vec{r}', t)|^2 + N_2 |\psi_1(\vec{r}', t)|^2 \right] \\ &\quad - N_1 |\psi_1(\vec{r}, t)|^2 |\psi_1(\vec{r}', t)|^2 - N_2 |\psi_2(\vec{r}, t)|^2 |\psi_2(\vec{r}', t)|^2 \\ &\quad + 2N_1 N_2 \text{Re} \left[\psi_1^*(\vec{r}', t) \psi_1(\vec{r}, t) \psi_2^*(\vec{r}, t) \psi_2(\vec{r}', t) \right] \end{aligned} \quad (5.11)$$

Mit dem letzten Term taucht in dieser Gleichung ein Interferenzterm auf, obwohl bislang gar keine Phase eingeführt wurde. Dieses Ergebnis ist analog zu dem des Hanbury Brown und Twiss Experiments [150] zu sehen, wo festgestellt wurde, dass es einen Interferenzeffekt zwischen zwei unabhängigen Detektoren gab, die Licht des gleichen Sterns detektiert haben. Erklärung dafür war der Effekt des 'photon bunching' (engl. für 'Photonen Verklumpung'), dass die von der gleichen Quelle ausgesendeten Photonen eine Tendenz dazu haben, gleichzeitig an den unterschiedlichen Detektoren anzukommen, es besteht also eine Korrelation zwischen den Detektionsereignissen [151, 152].

Nimmt man jetzt vereinfacht an, dass für die beiden Zustände $\psi_i(\vec{r}, t) = \psi_0 e^{i\phi_i(\vec{r}, t)}$ gilt, dann ergibt sich für die Zweiteilchen-Korrelationsfunktion:

$$\langle N_1, N_2, t | \hat{\psi}^\dagger(\vec{r}) \hat{\psi}^\dagger(\vec{r}') \hat{\psi}(\vec{r}') \hat{\psi}(\vec{r}) | N_1, N_2, t \rangle = N(N-1) |\psi_0|^4 + 2N_1 N_2 |\psi_0|^4 \cos [\Delta(\vec{r}, t) - \Delta(\vec{r}', t)] \quad , \quad (5.12)$$

mit $N = N_1 + N_2$ und $\Delta(\vec{r}, t) = \phi_1(\vec{r}, t) - \phi_2(\vec{r}, t)$. Interferenzeffekte in Bose-Einstein-Kondensaten können also sowohl unter Annahme von Phasenzuständen als auch unter der Annahme von Fockzuständen erklärt werden.

5.2 Eigenschaften der ringförmigen Mikrolinse

Für die in diesem Kapitel präsentierten Experimente standen drei unterschiedliche diffraktive Ringlinsen zur Verfügung, die in Kooperation mit der Arbeitsgruppe von Prof. Jahns an der Fernuniversität Hagen mit lithografischen Methoden gefertigt wurden und die sich alle in ihren optischen Eigenschaften geringfügig unterscheiden. Die einzelnen Linsen wurden von Markus Krutzik vermessen, der im Rahmen seiner Arbeit eine ringförmige Dipolfalle aufgebaut hat. Details zu den speziellen Eigenschaften der unterschiedlichen Linsen und dem von ihm verwendeten optischen Aufbau finden sich in seiner Arbeit [153]. Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Experimente erfolgten alle nur mit einer dieser Ringlinsen, außerdem wurde der optische Aufbau zum Einstrahlen der ringförmigen Dipolfalle in die Vakuumapparatur gegenüber dem zuvor erwähnten Aufbau nochmals verändert. Die verwendete Linse hat eine Brennweite

von 2,5 mm, erzeugt einen ringförmigen Fokus mit einem Durchmesser von $d = 1,5$ mm und besitzt eine effektive numerische Apertur von 0,2. Abbildung 5.1 zeigt schematisch, wie die diffraktive Struktur der Ringlinse in einem geringen Abstand ihr ringförmiges Bild erzeugt. Die Linse enthält in ihrer Mitte eine Metallierung, von der sie auch komplett umgeben ist und die etwa 80% der auf die Linse eingestrahlten Intensität wieder reflektiert. Abbildung 5.2 zeigt ein Foto der Ringlinse. Die Metallierung innen und außen ist zu erkennen, die diffraktive Struktur ist der milchig-weiße Bereich dazwischen.

Die minimale Strahltaile des Ringfokus wird vom Hersteller mit $1,2 \mu\text{m}$ angegeben, jedoch wurden

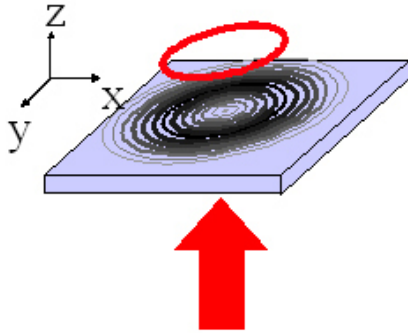


Abbildung 5.1.: Schematische Darstellung des ringförmigen Fokus der diffraktiven Ringlinse

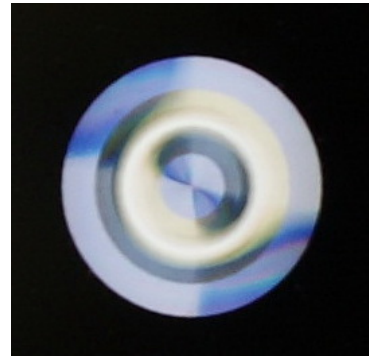


Abbildung 5.2.: Foto der Ringlinse

Messungen an Testaufbauten durchgeführt, bei denen der Fokus der Ringlinse zweimal von jeweils zwei 300 mm-Linsen 1:1 abgebildet wurde. Dabei erfolgte die zweite Abbildung auf eine spezielle CCD-Kamera, um die Qualität der Abbildung des Ringfokus in die Vakuumkammer beurteilen zu können. Abbildung 5.3 zeigt ein Falschfarbenbild des zweimal abgebildeten Ringfokus, die Abbildung 5.4 darunter zeigt einen radialen Schnitt durch das Intensitätsprofil dieses Bildes am unteren Bildrand. An das Hauptmaximum wurde ein Gaußprofil angepasst, dessen Breite etwa $8 \mu\text{m}$ beträgt. Jedoch zeigen sich im Abstand von etwa $19 \mu\text{m}$ konzentrische Nebenmaxima, von denen die stärksten fast 20% der maximalen Intensität haben. Die Testergebnisse der beiden anderen Ringlinsen waren noch schlechter, weshalb die Wahl auf die beschriebene Linse fiel.

Diese Testmessungen haben auch ergeben, dass die Qualität der zweiten 1:1 Abbildung besser wird, wenn man nur Achromaten verwendet. Der optische Aufbau für alle weiteren Experimente wurde gegenüber den Testmessungen verändert, indem für beide Abbildungen Verkleinerungen im Verhältnis 4:3 gewählt wurden und für die zweite Abbildung 3^{te}-Achromaten gewählt wurden. Da auch der direkt betrachtete Ringfokus bereits konzentrische Nebenmaxima enthielt, lässt sich die Abbildung höchstens etwas gegenüber den Testmessungen verbessern. Eine vollständige Unterdrückung der Nebenmaxima lässt sich deshalb bei Verwendung dieser Ringlinsen nicht erzielen. Weiterhin erfolgten die Testmessungen an einem nahezu idealen linearen Aufbau, bei dem alle benutzten Komponenten, also der Laser, die Optik zur Strahlformung, die Ringlinse, die Abbildungslinsen und die CCD-Kamera in einer Reihe entlang einer klar definierten optischen Achse aufgebaut wurden. Da die Abbildung bei den in der Folge präsentierten Experimenten über etwa zwei Meter Strahlweg und mehrere Umlenkspiegel erfolgte und außerdem niemals klar war, ob die Atome tatsächlich in den Ringfokus umgeladen wurden, ist davon auszugehen, dass die Qualität der Abbildung bei den durchgeführten Experimenten eher schlechter war als bei den beschriebenen Tests.

5.3 Optischer Speicherring für Bose-Einstein-Kondensate

Ein großes Ziel des Projektes ATOMICS ist der Einsatz von optischen Mikrolinsen zur Erzeugung unterschiedlicher Dipolfallenkonfigurationen für atomoptische Anwendungen. Diese Mikrolinsen sind sehr flexibel einsetzbar und in verschiedenen Formen erhältlich. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden verschiedene Experimente mit der bereits erwähnten ringförmigen Mikrolinse durchgeführt. In einer mit solch einer ringförmigen Mikrolinse erzeugten Dipolfalle konnten bereits Ensembles kalter Atome, die aus

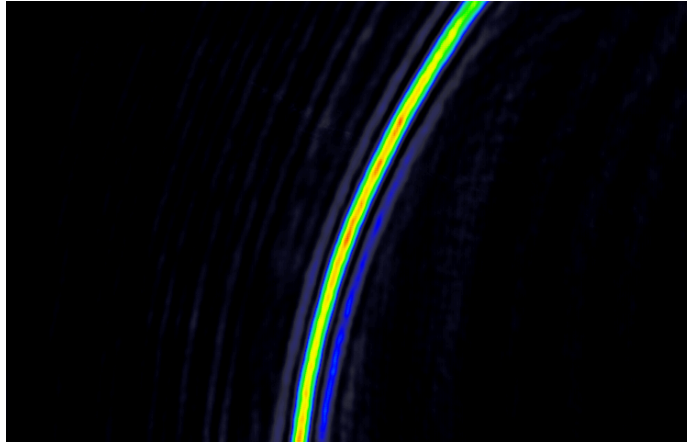


Abbildung 5.3.: Falschfarbenbild des zweimal 1:1 abgebildeten Ringfokus

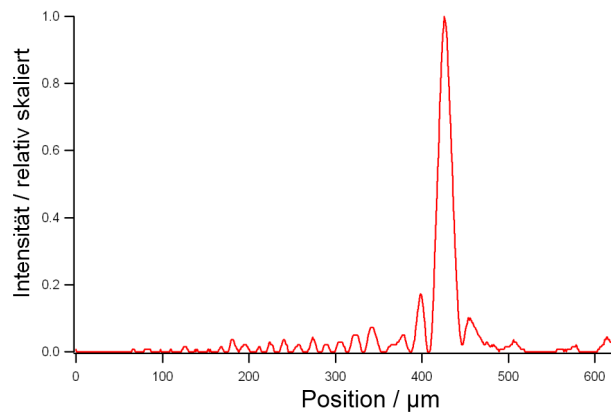


Abbildung 5.4.: Radialer Schnitt durch das Intensitätsprofil des zweimal 1:1 abgebildeten Ringfokus

einer magneto-optischen Falle geladen wurden, geführt, aufgeteilt und rekombiniert werden [149]. Die Ringlinse eignet sich demgemäß dazu, um ein ringförmiges Interferometer zu realisieren. In dieser Arbeit beschriebenen Aufbau sollen die Ensembles mit einem symmetrischen Bragg-Puls eines unbewegten optischen Gitters (vgl. Abschnitt 4.3) aufgeteilt werden, um auf der anderen Seite des Ringes zu rekombinieren. Dies würde dann ein sogenanntes Sagnac-Interferometer darstellen, mit dem Rotationen präzise vermessen werden können. Das Prinzip wurde mit Licht in Form von Gyroskopen umgesetzt (vgl. [81]). Dabei wird ausgenutzt, dass im Fall einer Rotation in der Ebene des Interferometers die optischen Wege entlang der beiden Armen unterschiedlich lang werden, so dass sich eine Phasenverschiebung zwischen den beiden Wegen des Interferometers ergäbe. Durch den Abstand der Interferenzmuster lässt sich dann die Rotation des Systems berechnen. Für ein Sagnac-Interferometer auf der Basis von Atomen gilt für die sich ergebende Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ (siehe z.B. [18]):

$$\Delta\Phi = \frac{4\pi\Omega A}{\lambda v} \quad (5.13)$$

Dabei ist Ω die Winkelgeschwindigkeit des Systems, A ist die eingeschlossene Fläche des Interferometers, λ ist die de-Broglie-Wellenlänge des Teilchens und v seine Geschwindigkeit. Bei einer typischen Laserwellenlänge im sichtbaren Bereich liegt der Term $\lambda \cdot c = 2\pi c^2/\omega$ zwischen 150 und 300, während z.B. bei ^{87}Rb -Atomen mit Gleichung 3.14 und $k_b T/2 \approx mv^2/2$ der Ausdruck $\lambda \cdot v = \sqrt{2\pi\hbar}/m$ bei $7,3 \cdot 10^{-10}$ liegt, was einen Vorteil eines Interferometers mit Atomen von einem Faktor größer als 10^{11} ausmacht. Allerdings ist die eingeschlossene Fläche mit einigen mm^2 gegenüber mehreren m^2 bei stationären optischen Ring-Laser-Gyroskopen auch wieder zwölf Größenordnungen im Nachteil. Angesichts immer transportablerer

Messapparaturen mit kalten Atomen (siehe z.B. [21]), könnte ein kompaktes Interferometer auf der Basis einer solchen Ringlinse durchaus Vorteile gegenüber den transportablen optischen Gyroskopen haben. In der Zukunft wäre es deshalb denkbar, dass solche kompakten Gyroskope auf der Basis von Atomen z.B. in Flugzeugen eingesetzt werden könnten.

In diesem Abschnitt wird zuerst der optische Aufbau zur Erzeugung der ringförmigen Dipolfalle beschrieben. Anschließend werden die durchgeführten Experimente geschildert und die Ergebnisse diskutiert.

5.3.1 Optischer Aufbau der ringförmigen Dipolfalle

Damit die ringförmige Dipolfalle parallel zum Erdboden verläuft, wurde die sie erzeugende Optik oberhalb der Vakuumkammer aufgebaut und gegenläufig zum Detektionsstrahl der Absorptionsdetektion in die Vakuumkammer abgebildet. In der oberen Grafik von Abbildung 5.5 ist zu sehen, wie die Abbildung des Ringfokus in die Kammer erfolgt. Mit einer Faser wird Licht eines Titan-Saphir-Lasers der Firma Tekhnoscan zum Experiment transportiert. Dieser Laser wurde von Susanne Hertsch in Betrieb genommen, eine ausführliche Beschreibung seiner speziellen Eigenschaften findet sich in ihrer Arbeit [154]. Der Laser liefert im Wellenlängen-Bereich zwischen 765 und 828 nm eine Ausgangsleistung von mindestens 300 mW und eine maximale Ausgangsleistung von bis zu 600 mW und eignet sich deshalb sehr gut für Dipolfallenanwendungen im Bereich der Rubidium-D-Linien. Das Licht wird zum Steuern und Schalten durch einen AOM und durch einen mechanischen Shutter geschickt und anschließend in die Faser eingekoppelt. Auskoppelseitig beleuchtet der Strahl die Ringlinse, die sich auf einer x-y-Verschiebetischkombination befindet. Deren Fokus wird dann über ein Paar Achromaten und die Achromaten der Detektion zweimal im Verhältnis 4:3, also insgesamt im Verhältnis 16:9, verkleinert in die Vakuumkammer abgebildet. In der unteren Grafik von Abbildung 5.5 ist schematisch zu sehen, wie die Abbildung des Rings über zwei oberhalb des Fensters angebrachte Achromaten in die Kammer gelangt. Durch die numerische Apertur und die Metallierung der Linse kommen jedoch selbst bei optimaler Justierung maximal nur etwa 10% der nach der Faser vorhandenen Leistung im dritten Fokus in der Kammer an.

5.3.2 Experimente in einer ringförmigen Dipolfalle

Um das Dipolpotential berechnen zu können, welches sich bei einem gleichmäßigen Ausleuchten der Ringlinse ergibt, benötigt man die Intensitätsverteilung entlang der ringförmigen Falle in der Strahltaile w_0 . Diese ergibt sich durch Integration über den gesamten Raum, wenn man davon ausgeht, dass es sich beim Ringfokus um einen zu einem Kreis mit Radius R aufgewickelten Gauß-Strahl handelt, dessen Intensität sich gleichmäßig über den Ring verteilt:

$$\begin{aligned}
 P_{ges} &= 2\pi I_0 R \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-2r^2 w_0^2) dr \\
 &= \sqrt{2\pi^3 R w_0} I_0 \\
 \Rightarrow I_0 &= \frac{P}{\sqrt{2\pi^3 R w_0}}
 \end{aligned} \tag{5.14}$$

Dieses I_0 kann in Gleichung 2.15 eingesetzt werden, um die Falltiefe abzuschätzen. In Referenz [149] wird außerdem ein numerisches Verfahren zur Berechnung des Potentials und der Fallenfrequenzen angegeben.

Es wurden verschiedene Versuche unternommen, in den Fokus der mit gegenüber der atomaren Resonanz rotverstimmttem Licht beleuchteten Ringlinse kalte Atome oder Bose-Einstein-Kondensate umzuladen. Dabei gab es zuerst besonders das Problem, dass es nicht möglich war, den genauen Ort des Ringfokus zu finden, da keine kalten Atome aus der MOT in diesen geladen werden konnten. Zwar konnte man den Ring auf Absorptionsbildern der MOT sowohl von oben als auch von der Seite sehen, der Ring stellte sich aber als eine Röhre dar, durch die die Atome aufgrund der Gravitation fliegen und vom Ringpotential nur auf eine Schraubenbahn geführt wurden (vgl. [153]). Ein weiteres Problem bestand auch darin, dass die Röhre leicht schief innerhalb der MOT stand, was nur sehr schwer korrigierbar war. Aufgrund der Limitationen

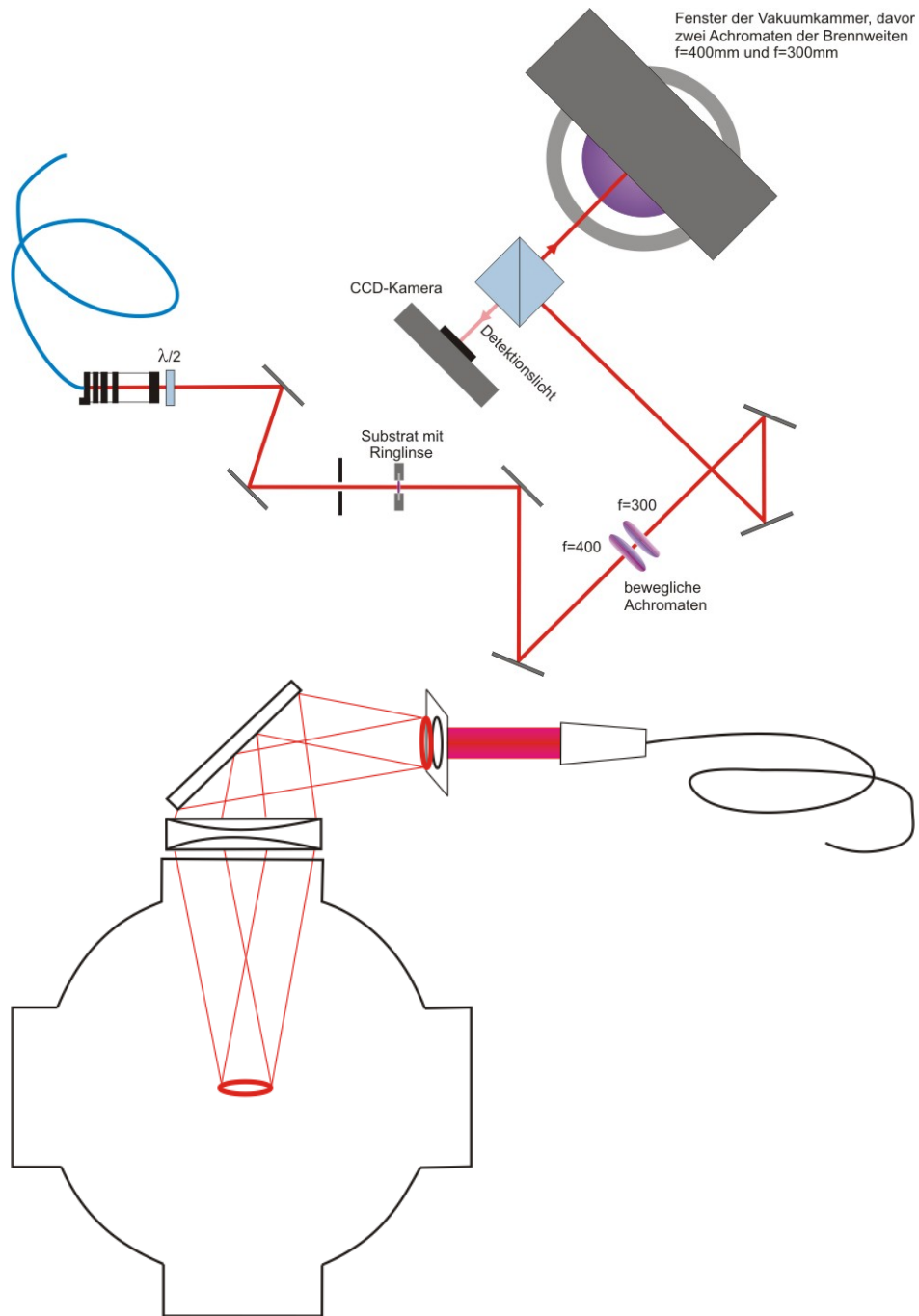


Abbildung 5.5.: Optischer Aufbau zur Erzeugung einer ringförmigen Dipolfalle: Oben ist der Strahlengang zur Formung und Erzeugung des Ringfokus, der dann in die Vakuumkammer abgebildet wird, zu erkennen. Darunter ist schematisch dargestellt, wie die Abbildung von oben durch zwei Achromaten, die sich oberhalb eines der Fenster befinden, in die Kammer erfolgt.

durch die numerische Apertur und die Qualität der Abbildung konnte außerdem nicht genau vorhergesagt werden, wieviel der Intensität tatsächlich im dritten Ringfokus in der Kammer ankommt und wieviel Intensität sich auf die Nebenmaxima verteilt. Aufgrund der geschilderten Erfahrungen aus Referenz [149], wo auch frei innerhalb des Rings expandierende thermische Atome beobachtet werden konnten, wurde die Strahlleistung des verwendeten Titan-Saphir-Lasers maximiert und die Temperatur der umzuladenden

atomaren Ensembles durch Evaporation gesenkt, um doch noch Atome in den Ringfokus umladen zu können. Um dies zu erreichen, wurde der Ring auf Absorptionen von oben gemeinsam mit der MOT und der Dipolfallenkreuzung betrachtet, um beide Fallen miteinander zu überlagern. Abbildung 5.6 zeigt ein solches Absorptionenbild.

In der auf dem Bild betrachteten x-y-Ebene ist die Justierung sehr einfach, Problem bleibt die z-Richtung

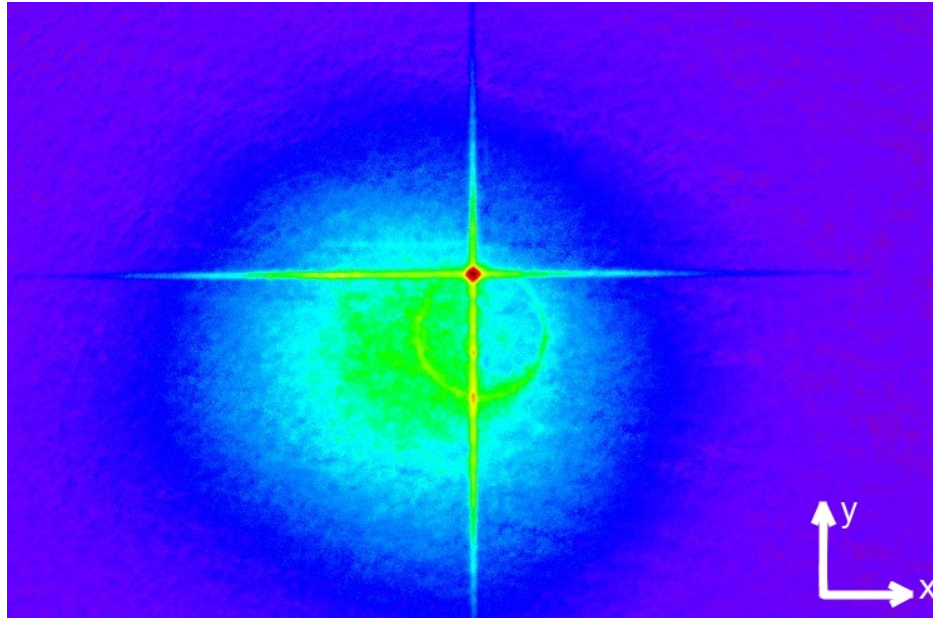


Abbildung 5.6.: Absorptionenbild zur Justierung des Rings: Innerhalb der MOT sind sowohl der Ring als auch die gekreuzte Dipolfalle zu sehen.

parallel zum Detektions-Strahl. Dafür wurde der Ort des Ringfokusses in der Kammer durch die zwei beweglichen Achromaten (vgl. Abbildung 5.5) variiert, bis evaporativ gekühlte Atome im Ring gehalten werden konnten. Anschließend wurde der Ort des Ringfokus in kleineren Schritten weiter variiert, um die Anzahl der umgeladenen Atome zu maximieren. Es wurden sowohl Ladeversuche mit thermischen Atomen als auch mit teilweise kondensierten Ensembles unternommen, um eine Expansion der Atome entlang des Rings beobachten zu können. Dazu wurde das Aspektverhältnis der gekreuzten Dipolfalle jeweils innerhalb von zwei Sekunden von ungefähr 1:1 zu etwa 2:1 verändert, wobei sowohl mit dem stärkeren Strahl tangential als auch senkrecht zum Ringpotential experimentiert wurde.

Bei einer Leistung des Ringstrahls von 520 mW nach dem Faserauskoppler und einer Wellenlänge von 795,395 nm wurde zuerst versucht, thermische Ensembles mit 56280 ± 309 Atomen, die evaporativ bis auf (825 ± 17) nK heruntergekühlt wurden, umzuladen. Dazu wurde das gekühlte Ensemble evaporativ erzeugt und anschließend die gekreuzte Dipolfalle innerhalb von 10 ms in einen Wellenleiter umgewandelt, indem die Intensität des Dipolfallenstrahls, der senkrecht zum Ring (auf den Falschfarbenbildern in y-Richtung) orientiert war, um etwa einen Faktor 7 abgesenkt wurde, so dass sich ein Aspektverhältnis von etwa 2:1 eingestellt hatte. Das Ringpotential wurde anschließend hochgefahren, so dass beide gleichzeitig für 1 ms gemeinsam eingestrahlt wurden. Danach wurde der Wellenleiter abrupt ausgeschaltet. Diese Zeitdauern und auch die Leistungswerte des Wellenleiters wurden empirisch optimiert. Alle Versuche, das Ringpotential adiabatisch hochzufahren oder die Dipolfalle adiabatisch in einen Wellenleiter umzuwandeln, haben deutlich weniger Atome in den Ring umgeladen. Abbildung 5.7 zeigt eine Serie von Absorptionenbildern unterschiedlicher Haltezeit der Atome im Ring in Falschfarben, die allesamt unmittelbar nach dem Abschalten der Ringfalle aufgenommen wurden. Die Atome bleiben im Wesentlichen an der Stelle des Umladens lokalisiert und füllen ein nahezu lineares Ringsegment von etwa $200 \mu\text{m}$ Länge. Teile des restlichen Rings leuchten auch schwach auf, aber dies sind nur fallende Atome, die vom röhrenförmigen Ringpotential auf eine Kreisbahn geführt werden, aber aus der abgebildeten Fokalebene des eigentlichen Rings herausfallen. Anders lässt sich nicht erklären, dass die Ringteile außerhalb der Ladezone immer nur kurz aufleuchten.

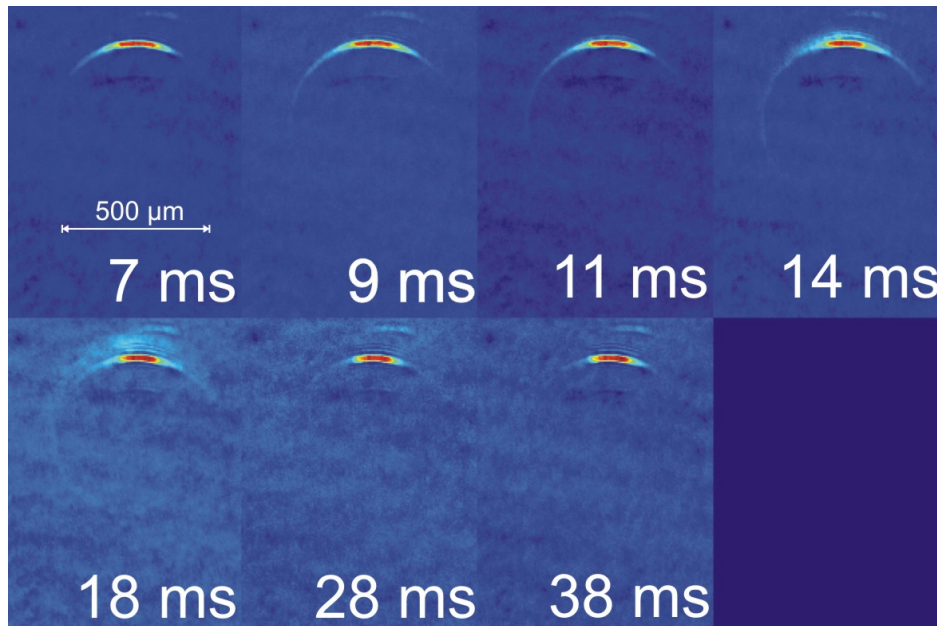


Abbildung 5.7.: Falschfarbenbilderserie von in den Ring umgeladenen thermischen Atomen: Die Atome füllen ein Ringsegment von etwa $200 \mu\text{m}$, breiten sich aber innerhalb von $38 \mu\text{s}$ nicht wesentlich weiter aus.

Bei jeder der einzelnen Haltezeiten wurden auch noch Bilder von fallenden Ensembles nach 2 und 4 ms Fallzeit aufgenommen, so dass sich neben den Teilchenzahlen auch die Temperaturen des Ensembles im Ringpotential bestimmen lassen. In Abbildung 5.8 ist die Teilchenzahl in Abhängigkeit von der Haltezeit im Ring aufgetragen. An die Messwerte wurde eine Exponentialkurve angepasst, so dass sich die Lebensdauer zu $(35,8 \pm 4,1) \text{ ms}$ bestimmen lässt. Die Teilchenzahl sinkt während 31 ms von anfänglichen 36590 ± 490 auf 14670 ± 550 , die Umladeeffizienz lag also bei 65%.

In Abbildung 5.9 ist die Temperatur des Ensembles in Abhängigkeit von der Haltezeit aufgetragen. Dabei handelt es sich um die aus der Expansion ermittelte gemittelte Temperatur beider Ausbreitungsrichtungen. Um das Auge zu führen, wurde eine lineare Funktion an die Messwerte angepasst. Die mittlere Temperatur steigt innerhalb von 31 ms von $(3,51 \pm 0,07) \mu\text{K}$ auf $(8,89 \pm 0,12) \mu\text{K}$ ungefähr linear an. Das Ensemble wird also nach dem Umladen in das Ringpotential stark aufgeheizt. Ein möglicher Grund könnte die Potentialtiefe sein. Aus den Bildern lässt sich der Ringdurchmesser am Ort der Atome zu etwa $550 \mu\text{m}$ bestimmen. Mit den Abschätzungen, dass die Strahltaile des Rings bei $8 \mu\text{m}$ liegt und etwa 10% der Laserleistung im Ringfokus in der Kammer ankommen, lässt sich damit gemäß der Gleichungen 5.14 und 2.15 die Tiefe des Potentials des Rings zu $-71 \mu\text{K}$ bestimmen. Eine Einstrahl-Dipolfalle gleicher Intensität und Strahltaile hätte nach Gleichung 2.21 eine radiale Fallenfrequenz von $\omega_\rho = 2\pi \cdot 4,14 \text{ kHz}$. Der umladende Wellenleiter hingegen hatte nur eine Falltiefe von etwa $11 \mu\text{K}$ und eine radiale Fallenfrequenz von $\omega_\rho = 2\pi \cdot 214 \text{ Hz}$. D.h., wenn die Abschätzungen bzgl. der Ringdimensionen stimmen, dann hat sich in dem neuen Potential der radiale Einschluss schlagartig um einen Faktor 20 erhöht, wodurch das Ensemble so stark aufgeheizt wurde. Warum sich die Atome jedoch nicht weiter entlang des Rings ausbreiten, wird dadurch nicht erklärt. Eine Diskussion dieser Ergebnisse erfolgt gemeinsam mit den Ergebnissen der im Folgenden beschriebenen Experimente.

Da die thermischen Ensembles sich im Ringpotential nicht ausgebreitet haben, wurden auch mit teilweise kondensierten Ensembles Umladeversuche unternommen. Dabei wurden die Atome evaporativ auf eine Temperatur von $(90,1 \pm 13,9) \text{ nK}$ gekühlt. Die Teilchenzahl betrug nur noch 6166 ± 262 , davon 533 ± 104 kondensiert. Dabei wurden unterschiedliche Umladestrategien gewählt, wobei sich allerdings auch im Falle der teilweise kondensierten Ensembles keine Ausbreitung der Atome entlang des Rings beobachten ließen. Bei der erfolgreichsten Strategie in Bezug auf die Lebensdauer und die Umladeeffizienz wurde das Aspektverhältnis der gekreuzten Dipolfalle innerhalb von 2 s adiabatisch von 1:1 zu 1,5:1 mit der stärkeren Achse

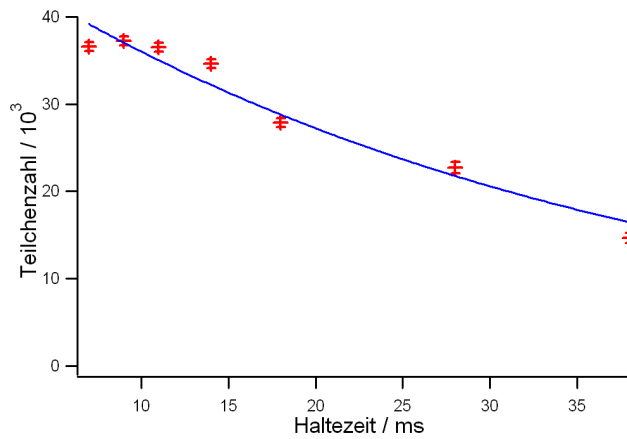


Abbildung 5.8.: Anzahl thermischer Atome im Ringpotential in Abhängigkeit von der Haltezeit im Ring

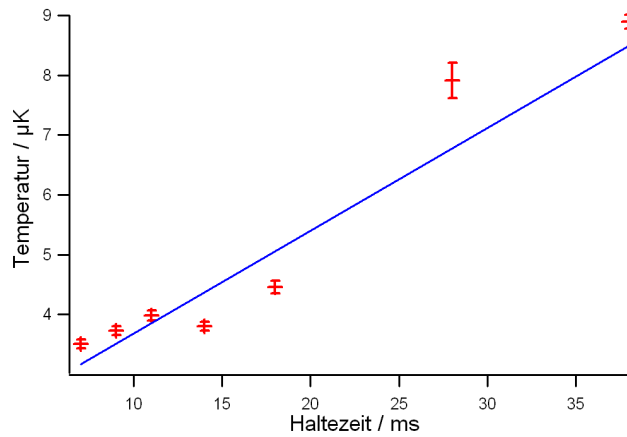


Abbildung 5.9.: Temperatur des Ensembles im Ringpotential in Abhängigkeit von der Haltezeit im Ring

senkrecht zum Ring umgewandelt. Diese Änderung des Aspektverhältnis der Falle erfolgte analog zu den in Abschnitt 3.2.5 beschriebenen experimentellen Abläufen, bei den ein sich änderndes Aspektverhältnis während der Expansion beobachtet wurde.

Die Idee dieser Umladestrategie bestand darin, dass durch das zusätzliche Ringpotential eine gekreuzte Dipolfalle zwischen dem Ring und einem Arm der Dipolfalle des Faserlasers gebildet wird. Wird letztere anschließend ausgeschaltet, dann könnten die Atome durch die abstoßende Wechselwirkung der kondensierten Atome in das Ringpotential gedrückt werden. Der Ring wurde zu diesem Zweck innerhalb von 2 ms hochgefahren, anschließend wurden Ring und gekreuzte Dipolfalle für weitere 5 ms gemeinsam eingestrahlt, bis die Falle des Faserlasers abrupt ausgeschaltet wurde. Auch diese Zeiten wurden empirisch im Hinblick auf die Umladeeffizienz optimiert.

Abbildung 5.10 zeigt eine Serie von Falschfarbenbildern von in den Ring umgeladenen z.T. kondensierten Ensembles nach verschiedenen Haltezeiten nach dem Abschalten der Dipolfallenkreuzung. Das Ensemble dehnt sich innerhalb von 350 ms nicht wesentlich aus und füllt nach etwa 30 ms das gleiche $200 \mu\text{m}$ -Segment wie im Fall des umgeladenen thermischen Ensembles. Abbildung 5.11 zeigt, wie die Teilchenzahl mit zunehmender Haltezeit exponentiell mit einer Lebensdauer von $(0,281 \pm 0,017) \text{ s}$ absinkt. Diese Lebensdauer ist um einen Faktor acht größer als bei den thermischen Ensembles. Die Anzahl der anfangs umgeladenen Teilchen von 5697 ± 162 ergibt dabei eine Umladeeffizienz von über 90%. Es wurden bei zwei verschiedenen Haltezeiten zur Bestimmung der Temperatur auch noch Expansionsbilder fallender Ensembles genommen. Diese Temperaturen betragen $T(t = 9 \text{ ms}) = (2,63 \pm 0,16) \mu\text{K}$ und

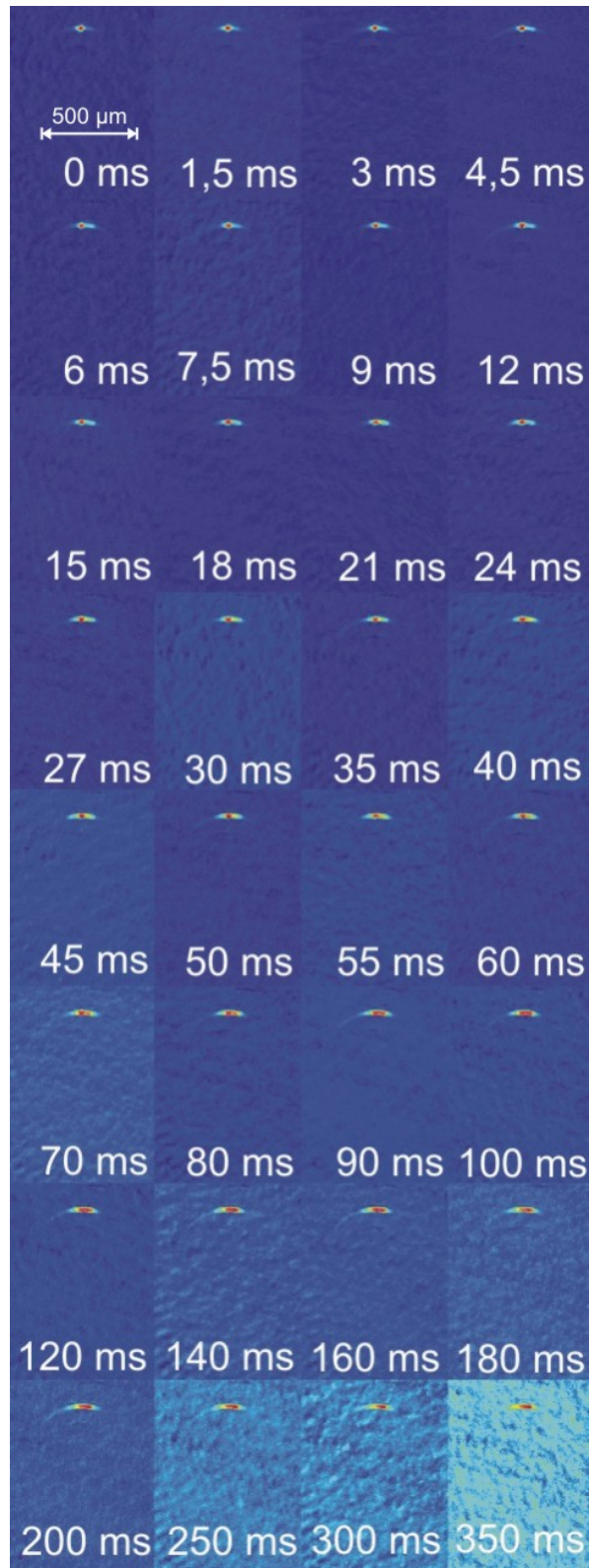


Abbildung 5.10.: Falschfarbenbilderserie von in den Ring umgeladenen z.T. kondensierten Atomen: Die Atome breiten sich innerhalb von 350 ms nicht signifikant aus.

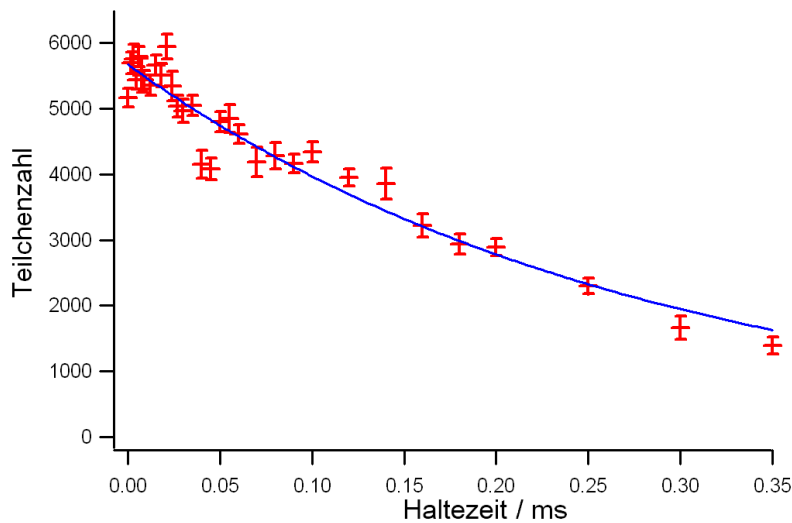


Abbildung 5.11.: Teilchenzahl eines teilweise kondensierten Ensembles in der Ringfalle in Abhängigkeit von der Haltezeit. An die Messwerte wurde eine Exponentialfunktion angepasst, die bestimmte Lebensdauer beträgt $(0,281 \pm 0,017)$ s.

$T(t = 200 \text{ ms}) = (3,49 \pm 0,42) \mu\text{K}$. Die Temperatur wächst also auch im Vergleich zum umgeladenen thermischen Ensemble schon nach kurzer Haltezeit auf ähnliche Werte an, steigt dann aber nicht mehr so schnell. Dies macht sich auch bei den Teilchenzahlen bemerkbar. Der Grund für den deutlichen Heizeffekt liegt auch hier wohl wieder am sehr viel tieferen Potential des Rings im Vergleich zu dem der gekreuzten Dipolfalle. Der Wellenleiter hatte eine Falltiefe von etwa $-8,6 \mu\text{K}$ bei einer radialen Fallenfrequenz von $\omega_{rho} = 2\pi \cdot 170 \text{ Hz}$.

Es wurden außerdem noch Umladeversuche durchgeführt, bei denen das Aspektverhältnis der gekreuzten Dipolfalle vor dem Umladen von 1:1 auf 2:1 verändert wurde, wobei die starke Achse in diesem Fall tangential zum Ringpotential orientiert war. Auch hier wurde keinerlei Ausbreitung der Atome entlang des Rings beobachtet, außerdem war sowohl die Umladeeffizienz als auch die Lebensdauer deutlich geringer als bei den zuvor ausführlich beschriebenen Experimenten. Zuletzt wurde ein symmetrischer Bragg-Puls des optischen Gitters eingestrahlt, um das Ensemble in zwei entgegengesetzte Impulskomponenten aufzuteilen. Auch dabei wurde keinerlei Ausbreitung entlang des Rings beobachtet, stattdessen konnten die Atome teilweise tangential aus dem Ringpotential entkommen.

5.3.3 Diskussion der Experimente in der ringförmigen Dipolfalle

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente in der Ringfalle haben leider nicht den gewünschten Erfolg gebracht. Zwar konnte ein BEC erfolgreich in die Ringfalle umgeladen und dort gehalten werden, aber weder das BEC noch die umgeladenen thermischen Ensembles haben sich entlang des Rings ausgebreitet. Die in Referenz [149] präsentierten Experimente, bei denen sich aus einer MOT geladene thermische Atome frei entlang des Rings ausgebreitet hatten, stehen also auf den ersten Blick im Widerspruch zu den hier erhaltenen Ergebnissen. Bei genauer Betrachtung der dortigen Experimente zeigt sich aber, dass das Aufleuchten des Rings auch verträglich damit wäre, dass die Atome nur durch die 'Röhre', die die illuminierte Ringlinse erzeugt, geführt wurden, ohne im Ringfokus wirklich gefangen gewesen zu sein. Die Lebensdauer der dort gefangenen Atome betrug auch nur 120 ms, was durchaus mit der Flugzeit durch die Röhre korrespondieren würde. Außerdem stand die Fokalebene der Ringlinse bei den dortigen Experimenten senkrecht zum Erdboden, so dass der starke Einschluss des Ringpotentials gegen die Gravitation gewirkt hat. Um ein definiertes Umladen in den Ring zu erreichen, wurde auch dort zur Unterstützung eine Einzelstrahldipolfalle als Wellenleiter eingestrahlt. Allerdings wurden bei den dort beschriebenen Experimenten nach Zeiten oberhalb von 30 ms nur noch etwa 400 Atome im Ring beobachtet. Auch dort war der Eindruck entstanden, dass die Atome in der Ladezone lokalisiert bleiben, so dass es sehr wahrschein-

lich ist, dass auch dort niemals eine freie Ausbreitung innerhalb des Ringfokus stattgefunden hat [155]. Deshalb wurden dort im Anschluss an die Experimente zur freien Expansion die Ensembles auch mit einem elongierten Gaußstrahl, der die Ringlinse nur partiell ausleuchtete, entlang des Rings geführt, und damit den Problemen beim Umladen erfolgreich begegnet.

Die Lebensdauern der umgeladenen teilweise kondensierten Ensembles in der Ringfalle waren bei den in diesem Abschnitt präsentierten Experimenten mit etwa 280 ms lang genug, um zukünftig Wolken auf der einen Seite des Rings mit einem Bragg-Puls zu trennen, um sie dann auf der anderen Seite wieder zu vereinen. Dafür müsste aber das Problem des nicht Ausbreitens gelöst werden.

Eine mögliche Erklärung, warum die Atome sich entlang des Rings nicht ausbreiten, wäre gewesen, dass der Ring möglicherweise geneigt gewesen war und die Atome zufällig im unteren Segment des Rings umgeladen wurden. Dies konnte jedoch schon während der Experimente ausgeschlossen werden, indem der Kreuzungspunkt zwischen dem Ringpotential der gekreuzten Dipolfalle auf die gegenüberliegende Ringseite verschoben wurde. Auch in dem anderen Ladesegment hat sich das Ensemble nicht ausgebreitet und beide Segmente können nicht gleichzeitig unten sein.

Eine mögliche Erklärung könnten Beugungsstrukturen oder Abbildungsfehler sein, die durch ein nicht gleichmäßiges Ausleuchten des Rings entstehen oder auch Fabrikationsfehler der Ringstruktur, so dass die Atome kein gleichmäßiges Potential erfahren oder möglicherweise sogar Barrieren entstehen. Dies ließe sich direkt aber nur schwer überprüfen.

Um dem zu begegnen, könnte man zum einen versuchen, die Optik noch präziser und sauberer aufzubauen. Dies ist aber bei einem Strahlengang, der deutlich länger als ein Meter ist und nicht entlang einer klar definierten optischen Achse verläuft, nur sehr schwer realisierbar. Dies wäre erst nach einem Umbau des Experiments mit einer deutlich kleineren Vakuum-Hauptkammer realisierbar, so dass man mit den gesamten Optiken näher an die Atome herankäme. Eine weitere Möglichkeit bestünde darin, das führende Ringpotential sehr stark abzuschwächen, wenn es nicht mehr gegen die Gravitation halten müsste, so dass eventuelle Beugungsstrukturen auch deutlich schwächer würden. Ansätze in diese Richtung wurden bereits im Rahmen dieser Arbeit verfolgt, indem ein zusätzliches ebenes Potential, (vgl. Abschnitt 5.5) eingestrahlt wurde, in dem oder auf dem die Atome gegen die Gravitation gehalten wurden, so dass das Ringpotential nur noch zum Führen der Atome auf einer Kreisbahn dienen musste. Allerdings war die Justierung des Teppichs nicht präzise genug, so dass die Atome praktisch nur vom Ringpotential gehalten wurden.

Bei weiteren derartigen Experimenten mit der Ringlinse sollte zukünftig geklärt werden, wodurch die Ausbreitung der Ensembles entlang des Rings behindert wird. Wenn die Ursache hierfür geklärt und das Problem gelöst werden könnte, stünde einer Realisierung eines ringförmigen Interferometers nichts mehr im Wege. Während der Fertigstellung dieser Arbeit wurden bereits weitere Schritte in diese Richtung unternommen und es konnte durch das unterstützende Einstrahlen eines haltenden ebenen Potentials sowohl eine weitere Ausbreitung entlang des Ringes erreicht werden [156] als auch nachgewiesen werden, dass das Kondensat auch nach dem Umladen in ein durch die ringförmige Mikrolinse erzeugtes Potential erhalten bleibt [157], da die Dichteverteilung eines fallen gelassenen atomaren Ensembles weiterhin ein bimodales Profil gezeigt hat.

Sollte sich dennoch herausstellen, dass das von der ringförmigen Mikrolinse erzeugte Potential nicht für die geplanten Anwendungen geeignet ist, dann sollte geprüft werden, ob mit einem Axikon oder einem sogenannten konischen Refraktor (engl. conicle refractor) mit optischen Mitteln ein ringförmiges Potential erzeugt werden könnte. Die Möglichkeit eines solchen kompakten Interferometers eröffnet viele experimentelle Perspektiven. So bestehen theoretische Vorhersagen, dass sowohl durch eine freie Expansion eines durch einen Bragg-Puls geteilten Ensembles als auch durch eine aktive Führung entlang des Ringpotentials, wie es bei [149] bereits demonstriert wurde, Interferenzeffekte erreicht werden könnten, die möglicherweise auch bei einer Detektionsauflösung von $5,3 \mu\text{m}$ erkennbar wären [158]. Ansonsten würde ein Austausch der beiden im beschriebenen Aufbau vorhandenen Kameras für die Absorptionsdetektion einen Gewinn an Auflösungsvermögen von etwa 30% bringen, so dass dann sogar Strukturen von $3,7 \mu\text{m}$ aufgelöst werden könnten.

5.4 Linearer Resonator für Bose-Einstein-Kondensate

Das Potential, das die ringförmige Mikrolinse erzeugt, lässt sich auch noch auf anderem Wege nutzen. Die mit Licht eines gegenüber der Rubidium-D1-Linie blau-verstimmten Lasers ausgeleuchtete Ringlinse erzeugt für ^{87}Rb -Atome ein abstoßendes Potential. Zusammen mit der bereits erwähnten Technik, die gekreuzte

Dipolfalle in einen linearen Wellenleiter umzuwandeln, konnte durch die Kombination beider Dipolpotentiale ein linearer Resonator für Bose-Einstein-Kondensate experimentell realisiert werden. Der Wellenleiter besitzt die Charakteristik des jeweiligen Dipolfallenstrahls, so dass sich bei einem angenommenen Strahlradius von etwa $45 \mu\text{m}$ und einer Wellenlänge von 1070 nm gemäß Gleichung 2.23 ein Aspektverhältnis (vgl. Abschnitt 3.2.3) von 1:187 ergibt, im Falle eines minimalen Strahlradius von $33 \mu\text{m}$ ergäbe sich noch immer ein Wert von 1:137. Der Wellenleiter stellt damit eine sogenannte quasi-eindimensionale Struktur dar mit einem sehr viel stärkeren Einschluss in der radialen als in der axialen Richtung, so dass die Atome nur einen wirklichen Freiheitsgrad besitzen.

Die Bose-Einstein-Kondensation in einer und zwei Dimensionen hat seit der ersten Vorhersage des Phänomens [38, 39] ein starkes theoretisches Interesse hervorgerufen. Für ein Kastenpotential oder ein harmonisches Potential erhält man im thermodynamischen Limes mit $N \rightarrow \infty$ allerdings, dass es in diesen Systemen keine Bose-Einstein-Kondensation geben kann [159]. Es konnte zwar theoretisch nachgewiesen werden, dass in Potentialen, denen ein Potenzgesetz zugrunde liegt, ein Übergang auch in einer oder zwei Dimensionen stattfinden kann [160], allerdings erfolgte die Berechnung auch hier wieder für den thermodynamischen Limes. Die erfolgreiche experimentelle Demonstration im Jahre 1995 [22, 23, 77] hat dann eine theoretische Betrachtung der Bose-Einstein-Kondensation in niedrig-dimensionalen Systemen unter experimentell erreichbaren Parametern motiviert [161], so dass gezeigt werden konnte, dass auch für endliche Teilchenzahlen in Kastenpotentialen und harmonischen Potentialen eine Kondensation erreichbar ist. Dies konnte in der Folge auch experimentell nachgewiesen werden [162]. Bei BECs in einer Dimension können verschiedene Regime unterschieden werden [163, 164]. Bei besonders niedrigen Teilchendichten und einer abstoßenden Wechselwirkung, die auf einem Stoß zwischen harten undurchdringlichen Kernen (engl. impenetrable hard-core) beruht, so dass die Atome einander bei der Wechselwirkung nicht durchdringen können, können sich auch bosonische Atome wie Fermionen verhalten, so dass die Bosonen an einer Kette aufgereiht sind. Dieses Regime wird als Tonks-Girardeau-Gas bezeichnet [165, 166]. In optischen Gittern konnte es 2003 erstmalig realisiert werden [167].

Wellenfunktionen, die sich auf Potentialbarrieren zubewegen, sind Standardprobleme der Quantenmechanik, die in jedem Theoriebuch behandelt werden (siehe z.B. [168] oder [169]). Ein Bose-Einstein-Kondensat lässt sich durch eine einzige Wellenfunktion beschreiben (siehe Gleichungen 3.19 und 3.20), z.B. als ein gaußförmiges Wellenpaket wie in Abschnitt 5.1. Aus diesem Grund ist ein BEC in einem eindimensionalen Resonator ein Modellsystem, was in der Theorie bereits vielfältig behandelt wurde [170, 171]. Es lässt sich analog zum berühmten Fermi-Pasta-Ulam-Problem [172] mathematisch ähnlich behandeln wie eine Kette gekoppelter harmonischer Oszillatoren [173] oder analog zu Flüssigkeiten, durch die sich Schockwellen ausbreiten [174]. Eine eindimensionale Box für Bose-Einstein-Kondensate, wurde bereits experimentell demonstriert [175] und das sich darin ergebende Dichteprofil wurde auch theoretisch berechnet [170]. Allerdings wurden keinerlei weiterführende Experimente in dieser Fallenkonfiguration präsentiert.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Experimente mit teilweise kondensierten Ensembles in einem quasi-eindimensionalen Resonator durchgeführt. Dabei wurde sowohl eine freie Ausbreitung eines BECs untersucht als auch eine gezielte Teilung des BECs durch einen Bragg-Puls, so dass zwei Teilwolken von den abschließenden Wänden reflektiert wurden und in der Mitte des Resonators wieder aufeinander trafen. In diesem Abschnitt wird zuerst der optische Aufbau zur Erzeugung des Resonators geschildert, anschließend werden die durchgeführten Experimente präsentiert und diskutiert.

5.4.1 Optischer Aufbau des quasi-eindimensionalen Resonators

Der beschriebene eindimensionale Resonator besteht aus einem der beiden Dipolfallenstrahlen, der als Wellenleiter zum Speichern und Führen der Atome fungiert und auf beiden Seiten der Ausbreitungszone der Atome jeweils durch eine abstoßende Wand abgeschlossen wird. Mit der im letzten Abschnitt vorgestellten Ringlinse, die durch gegenüber der atomaren Resonanz blauverstimmtes Licht beleuchtet wird (vgl. Abbildung 5.5), werden diese abstoßenden Wände erzeugt und von oben in die Vakuumkammer eingestrahlt. Abbildung 5.12 zeigt schematisch den optischen Aufbau. Dem Wellenleiter zum Speichern und Führen des BECs ist dabei das eindimensionale optische Gitter überlagert und dient zum Teilen des BECs.

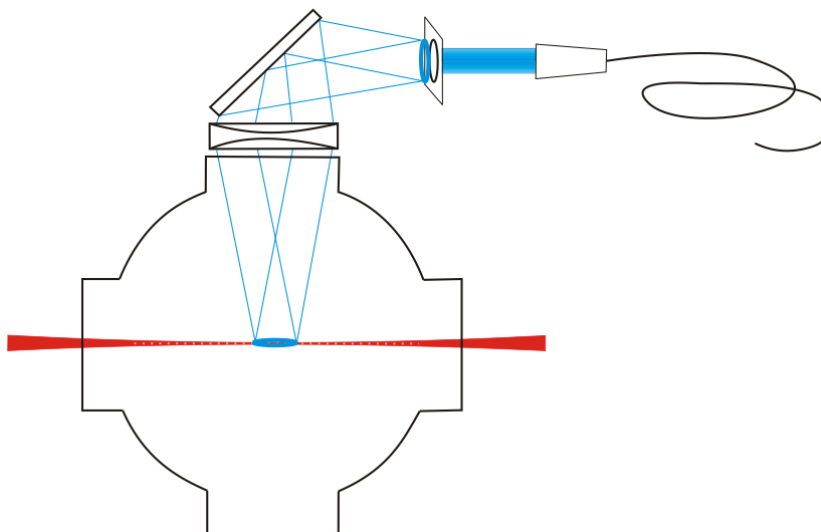


Abbildung 5.12.: Schematische Darstellung des optischen Aufbaus des linearen Resonators: Das von oben eingestrahlte blauverstimmte Ringpotential kreuzt auf beiden Seiten der Zone, in der sich das BEC befindet und die außerdem mit dem optischen Gitter überlagert ist, den Wellenleiter.

5.4.2 Freie Expansion innerhalb eines eindimensionalen Wellenleiters

Um die Atome zu speichern und zu führen, wurden teilweise kondensierte Ensembles evaporativ erzeugt und in eine normale Einzelstrahldipolfalle umgeladen, indem der eine Strahl der Kreuzung innerhalb von zwei Sekunden heruntergefahren wurde und gleichzeitig der andere Strahl auf die doppelte Leistung hochgefahren wurde. Diese experimentelle Sequenz gleicht der, die benutzt wurde, um eine Änderung des Aspektverhältnis des Ensembles zu beobachten (vgl. Abschnitt 3.2.5).

Die Ausbreitung der Atome innerhalb des Wellenleiters wurde anschließend über einen Zeitraum von 200

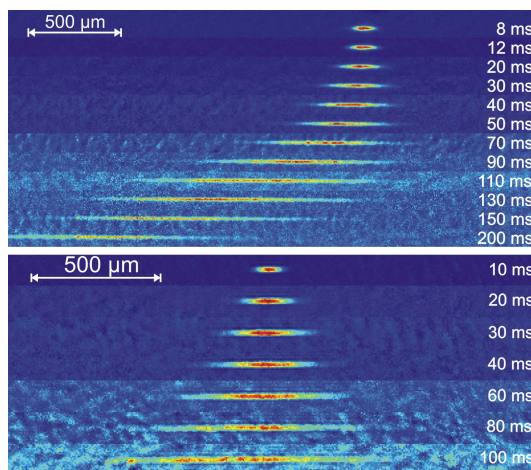


Abbildung 5.13.: Ausbreiten eines atomaren Ensembles in linearen Wellenleitern: Für zwei unterschiedliche Justierungen ist die Ausbreitung eines teilweise kondensierten Ensembles innerhalb eines Wellenleiters dargestellt. Konfiguration I siehe oben, Konfiguration II siehe unten

bzw. 100 ms untersucht. Die dazugehörigen Absorptionen sind in Abbildung 5.13 dargestellt. Jedes dieser Falschfarbenbilder ist durch das Mitteln über drei Einzelbilder entstanden. Die beiden Konfigurationen werden fortan als Konfiguration I und II bezeichnet. Im oberen Fall I war der Wellenleiter stark geneigt, so

dass ein Höhenunterschied von $(9,6 \pm 0,1) \mu\text{m}$ auf einer Strecke von einem Millimeter überwunden wurde, im unteren Bild bei Fall II sind es nur $(1,98 \pm 0,17) \mu\text{m}$. Die Atome werden so auf den Bildern aufgrund der Gravitation nach links beschleunigt. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der atomaren Ensembles entlang des Wellenleiters entspricht dabei Temperaturen von $T_I = (107,1 \pm 1,5) \text{ nK}$ bzw. $T_{II} = (98 \pm 2,2) \text{ nK}$. Die Teilchenzahlen sind bei beiden Wellenleitern während der betrachteten Ausbreitung im Rahmen der statistischen Genauigkeit konstant und betragen $N_I = (7950 \pm 520)$ bzw. $N_{II} = (4640 \pm 533)$. Der Kondensatanteil bei den Experimenten im Wellenleiter und in den Resonatoren betrug etwa 30%. Die Absorptionsbilder von den sich in den Wellenleitern ausbreitenden Ensembles gleichen in ihrer Form denen aus Referenz [146].

5.4.3 Kondensate in einem quasi-eindimensionalen Resonator der Konfiguration I

Um den Resonator zu schließen, wurde das Ring-Potential so eingestrahlt, dass sich die Ladezone der Atome innerhalb des Wellenleiters etwa in der Mitte zwischen den beiden Ringwänden befand. Mit der oben be-

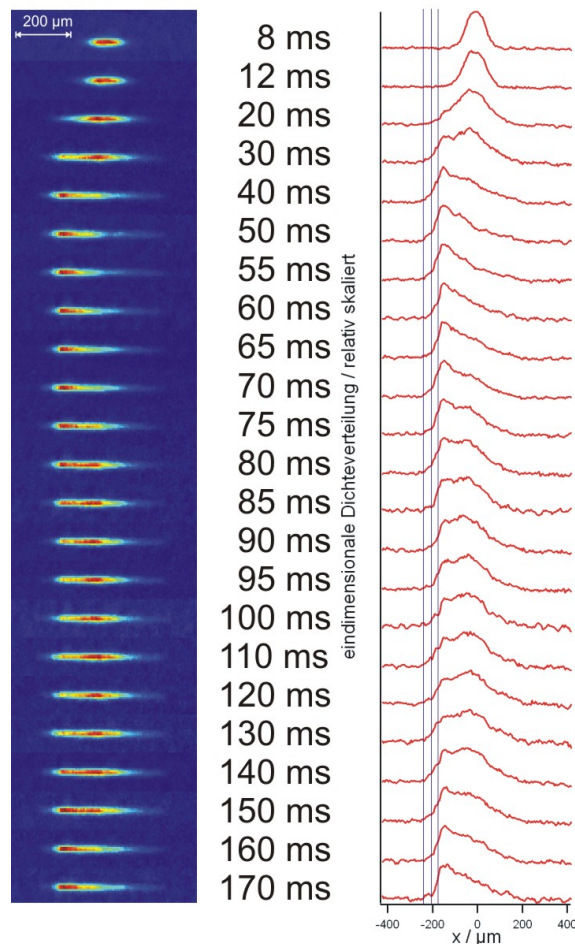


Abbildung 5.14.: Freie Ausbreitung des Ensembles im Resonator bei Konfiguration I: Links sind die Absorptionsbilder der sich im Resonator ausbreitenden Atome nach unterschiedlichen Expansionszeiten dargestellt. Rechts daneben befinden sich jeweils die dazugehörigen eindimensionalen Dichteprofile. In den Dichteverteilungen sind durch blaue Linien charakteristische Minima markiert.

zeichneten Konfiguration I wurde dann sowohl die freie Expansion des teilweise kondensierten Ensembles innerhalb des Resonators betrachtet als auch das Ausbreiten zweier Teilensembles nach einem symmetri-

schen Aufteilen durch einen Bragg-Puls eines unbewegten eindimensionalen Gitters, wie es in Abschnitt 4.3 beschrieben wurde. Bei diesen Experimenten wurde die die Ringlinse ausleuchtende Titan-Saphir-Laser auf eine Wellenlänge von 794,889 nm eingestellt bei einer Leistung von 180 mW vor der Ringlinse. Die Leistung des den Wellenleiter erzeugenden Strahls betrug 116 mW. Im Fall der freien Expansion wurde die gekreuzte Dipolfalle wie bei den zuvor beschriebenen Experimenten innerhalb des Wellenleiters der Konfiguration I (vgl. den vorigen Abschnitt 5.4.2) innerhalb von 2 s umgewandelt, so dass das Ensemble sich ausbreiten konnte. Nach einer variablen Ausbreitungszeit innerhalb des Resonators wurden die Atome dann nach einer minimalen Fallzeit von 0,1 ms absorptiv detektiert. In Abbildung 5.14 sind auf der linken Seite die Absorptionen der sich ausdehnenden atomaren Verteilung dargestellt, auf der rechten Seite werden die zugehörigen eindimensionalen Dichteverteilungen präsentiert. Diese Dichteverteilungen sind jeweils so skaliert, dass das Maximum auf den Wert eins gesetzt wurde und das Minimum auf den Wert null. Dies gilt ebenso bei allen weiteren präsentierten Dichteverteilungen.

Aufgrund der starken Neigung des Wellenleiters bewegen sich die Atome im wesentlichen nur in eine Rich-

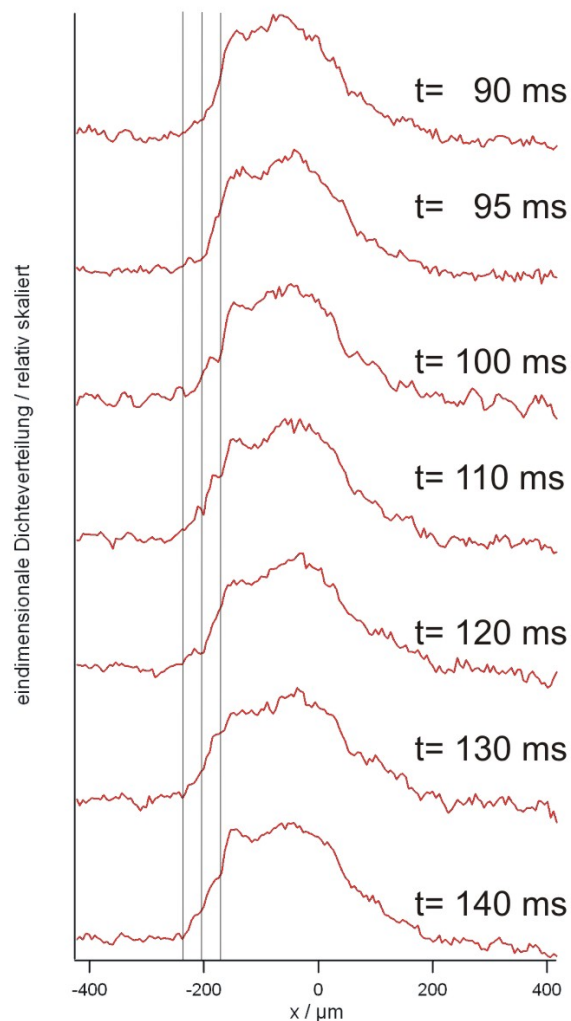


Abbildung 5.15.: Vergrößerte Darstellung der Dichteverteilungen nach 90 bis 140 ms von sich frei ausbreitenden Ensembles im Resonator bei Konfiguration I aus Abbildung 5.14. Die blauen Linien zum Markieren der Minima befinden sich bei $-160 \mu\text{m}$, $-210 \mu\text{m}$ und $-260 \mu\text{m}$.

tung (im Bild nach links), bis sich das Maximum der Verteilung nach etwa 60 ms am weitesten in Richtung der linken Wand bewegt hat. Es befindet sich dann bei einer Position von etwa $-160 \mu\text{m}$. Die Dichte ist auch bei weiteren Abständen von der Resonatormitte noch größer als Null, aber nicht alle Atome erreichen den linken Rand des Resonators. Nach der Reflexion an der linken Wand bewegt sich das Maximum der

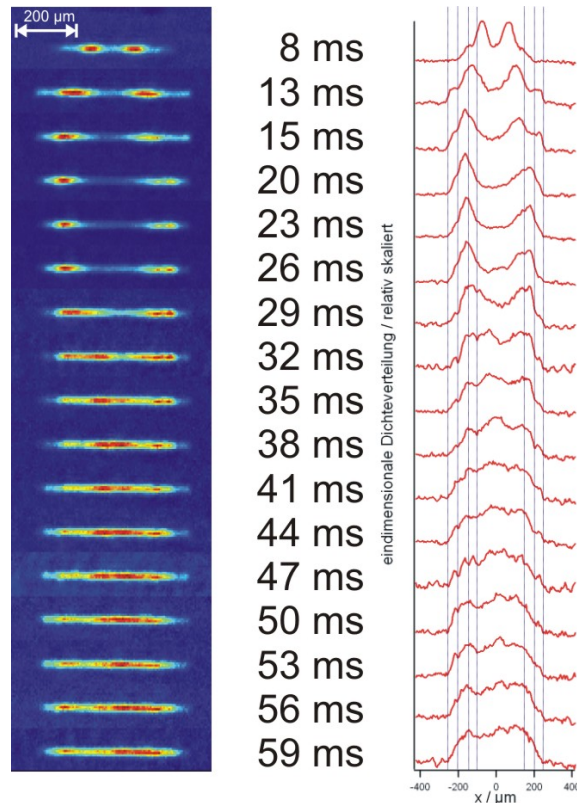


Abbildung 5.16.: Ausbreitung eines durch einen Bragg-Puls geteilten Ensembles im Resonator bei Konfiguration I: Links sind die Absorptionsspektroskopie-Bilder der sich im Resonator ausbreitenden Atome nach verschiedenen Expansionszeiten dargestellt. Rechts daneben befinden sich jeweils die dazugehörigen eindimensionalen Dichteprofile. Die blau Linien markieren in den Dichteprofilen die charakteristischen Minima.

Verteilung wieder nach rechts, bis es sich nach etwa 100 ms wieder ungefähr in der Mitte des Resonators befindet. Danach erfolgt aufgrund der Neigung des Wellenleiters wieder die Bewegung nach links mit der weitesten Entfernung vom Zentrum nach etwa 160 ms. Die Zeit für einen Umlauf des Ensembles im Resonator beträgt also etwa 100 ms.

In die Dichteverteilungen in Abbildung 5.14 wurden durch die gesamte Serie hindurch blaue Linien eingefügt, um charakteristische Minima, die in mehreren der Profile speziell in der Nähe des linken Randes bei etwa $-160 \mu\text{m}$, $-210 \mu\text{m}$ und $-260 \mu\text{m}$ auftreten, zu markieren. In der gewählten Darstellung in der Abbildung sind diese Strukturen jedoch nicht sehr gut zu erkennen, deshalb sind die Dichteprofile nach Expansionszeiten von 90 bis 140 ms in Abbildung 5.15 vergrößert dargestellt. Die Diskussion dieser Strukturen, die hier speziell bei der Reflexion an der linken Wand auftreten, erfolgt gemeinsam mit den Dichteverteilungen von nach Bragg-Pulsen geteilten Ensembles im Resonator.

Die Teilchenzahl innerhalb des Resonators in Abhängigkeit von der Expansionszeit wurde ebenfalls bestimmt. Diese beträgt im Mittel $N=8123 \pm 398$, schwankt aber nur leicht, Verluste und damit eine Lebensdauer lassen sich innerhalb der beobachteten 170 ms nicht feststellen.

Die Expansion der Atome wurde bei gleicher Konfiguration des Wellenleiters und gleichen Wandpotentialen zusätzlich nach einer Aufteilung in zwei Teilensembles mit einem entgegengesetzten Impuls von $\pm 2\hbar k$ durchgeführt. Die Absorptionsspektroskopie-Bilder und die dazugehörigen eindimensionalen Dichteverteilungen sind in Abbildung 5.16 dargestellt.

Die Neigung des Resonators beeinflusst auch hier die Ausbreitungsdynamik der Atome, es lässt sich aber im Fall des geteilten Ensembles deutlich eine Ausbreitung in beide Richtungen beobachten. In der Bewegung nach links hat das Teilensemble nach etwa 20 ms seine weiteste Entfernung vom Resonatorzentrum erreicht, in der Bewegung nach rechts ist dies etwa nach 23 ms der Fall. Allerdings kommen die Atome auch

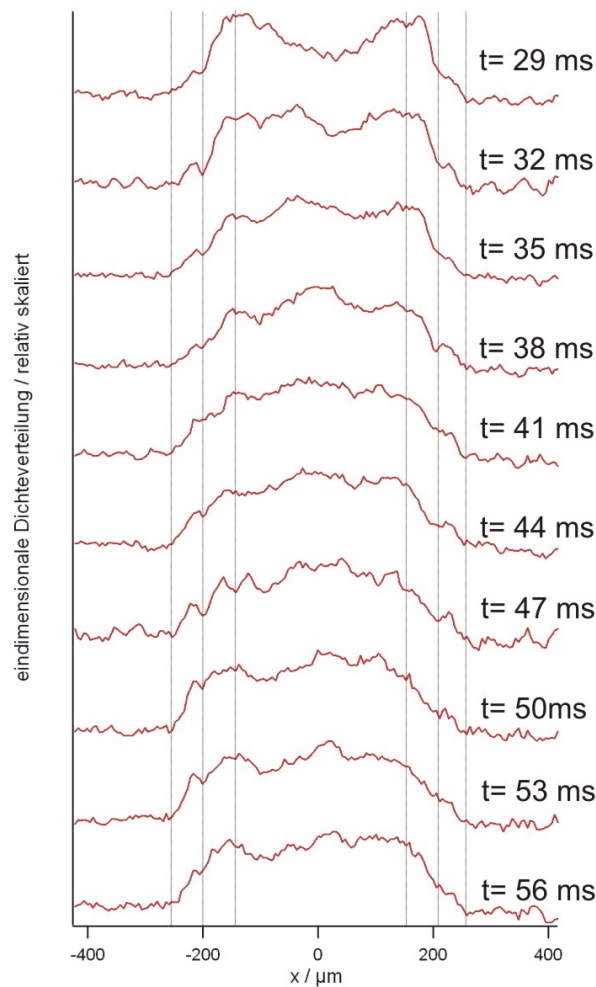


Abbildung 5.17.: Vergrößerte Darstellung der Dichteverteilungen nach 29 bis 56 ms von geteilten Ensembles im Resonator bei Konfiguration I aus Abbildung 5.16. Die blauen Linien zum Markieren der markanten Minima der Dichteverteilungen befinden sich bei -250 , -200 , -150 , 160 , 200 und $250 \mu\text{m}$.

hier nicht alle an den begrenzenden Wänden an, das Maximum der Dichteverteilungen bleibt ebenfalls jeweils bei etwa $\pm 150 \mu\text{m}$, während die Grenze der Expansion auf beiden Seiten bei ungefähr $\pm 250 \mu\text{m}$ liegt. Auch hier gibt es verschiedene markante Minima, die in mehreren der Dichteprofile auftreten, so dass diese wieder in Abbildung 5.16 durch blaue Linien hervorgehoben wurden. Um diese Strukturen, die zumeist an den Wänden entstehen, besser erkennen zu können, sind die Dichteprofile nach Expansionszeiten von 29 bis 56 ms in Abbildung 5.17 vergrößert dargestellt. In blau sind wieder die markanten Minima bei etwa $\pm 260 \mu\text{m}$, $\pm 210 \mu\text{m}$ und $\pm 160 \mu\text{m}$ gekennzeichnet.

Besonders die drei Maxima am linken Rand des Resonators nach einer Expansionszeit von 47 ms fallen auf, doch bei genauer Betrachtung finden sich das Maximum ganz links und die benachbarten Minima in beinahe jeder der Dichteverteilungen in Abbildung 5.17. Weiterhin auffällig in den Absorptionen in Abbildung 5.16 nach Expansionszeiten von 20 bis 32 ms ist das deutlich erkennbare Minimum am rechten Rand des Resonators, etwa $160 \mu\text{m}$ vom Resonatorzentrum entfernt. Um zu sehen, ob die Strukturen in den Dichteverteilungen wirklich immer an den gleichen Stellen zu finden sind, wurden jeweils die Serien aus den Abbildung 5.15 und 5.17 gemittelt. Beide gemittelten Serien sind in Abbildung 5.18 vergrößert dargestellt. Die Minima am linken Rand sind v.a. in der gemittelten Verteilung der Bragg-Serie gut erkennbar, die mittlere Verteilung des frei expandierenden Ensembles zeigt aber an diesen Orten auch schwach erkennbare Strukturen. Die beiden Minima bei $\pm 100 \mu\text{m}$ in der gemittelten Verteilung der durch einen

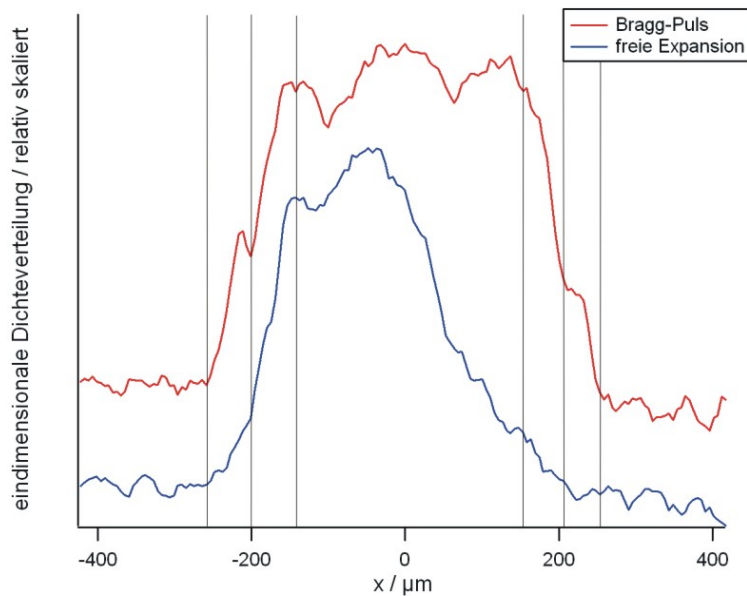


Abbildung 5.18.: Gemittelte Dichteverteilungen ermittelt aus den in Abbildung 5.15 (blau) und 5.17 (rot) dargestellten Dichteverteilungen.

Bragg-Puls geteilten Ensembles erklären sich dadurch, dass für diese Verteilung speziell die Bilder gemittelt wurden, wo jeweils die beiden Teilensembles auf die Wände zulaufen, reflektiert werden und umkehren. Die zugehörigen Maxima bei $\pm 150 \mu\text{m}$ stellen also die Teilensembles dar.

Die Teilchenzahlen der geteilten Ensembles wurden ebenfalls in Abhängigkeit von der Expansionszeit bestimmt, die mittlere Teilchenzahl beträgt 10553 ± 1018 . Auch hier schwanken die Teilchenzahlen leicht, eine abnehmende Tendenz ist aber höchstens nach 42 ms festzustellen, es lässt sich daraus aber ebenfalls keine Lebensdauer bestimmen.

Zur Klärung, ob die Strukturen an den Rändern der Dichteverteilungen auf Interferenzeffekte zurückzuführen sind, oder eher von den konzentrischen Beugungsringen stammen, die von der ringförmigen Mikrolinse erzeugt werden (vgl. Abschnitt 5.2) und für die Atome ein ebenfalls abstoßendes Potential erzeugen würden, wurden in Kooperation mit Thomas Lauber numerische Simulationen nach der Split-Operator-Methode [176, 177] durchgeführt. Als Startzustand wurde ein reines Bose-Einstein-Kondensat repräsentiert durch ein kohärentes parabelförmiges Wellenpaket (wegen der Thomas-Fermi-Näherung in Gleichung 3.32) mit 3000 Teilchen unter Einbeziehung von Wechselwirkungen in dem Potential eines quasi-eindimensionalen Wellenleiters mit den bekannten Parametern des Dipolfallenarms (vgl. Abschnitt 3.2.3) angesetzt. Für die Wände wurden abstoßende gaußförmige Potentiale angenommen. Deren rechnerische Potentialhöhe V ergibt sich gemäß der Gleichungen 5.14 und 2.15 unter der Annahme eines Ringradius von $260 \mu\text{m}$, entsprechend der weitesten Ausdehnung der Atome in den experimentellen Bildern, und eines Beamwaists des Ringfokus von $8 \mu\text{m}$ zu $V=650 E_{rec}$. Die unter diesen Annahmen durchgeführten Simulationen haben ergeben, dass durchaus vor allem nahe der Wände Interferenzeffekte bei der Reflexion entstehen, die Streifenabstände lägen aber in der Größenordnung von maximal $5 \mu\text{m}$ und wären deshalb mit der verwendeten Detektionsoptik experimentell nicht auflösbar. Interferenzstreifen fallen also als Erklärung für die Strukturen eher aus. Außerdem lässt sich mit einem Resonator dieser Größe in den Simulationen niemals eine Umlaufzeit von 100 ms erhalten. Solche Werte haben sich in den Simulationen erst unter der Annahme eines Resonator-Radius von $170 \mu\text{m}$ ergeben. Da sowohl bei den frei expandierenden als auch bei den geteilten Ensembles $160 \mu\text{m}$ der weiteste Abstand war, bis zu dem sich die Hauptmaxima der Dichteverteilungen in Richtung der Wände bewegt hatten, liegt der Schluss nahe, dass dort ein Teil der Atome bereits reflektiert wird. Die Simulationen wurden deshalb nochmals unter der Annahme mehrerer deutlich niedrigerer Wände durchgeführt. Da der Abstand der Minima in den Dichteverteilungen bei etwa $50 \mu\text{m}$ liegt und die konzentrischen Ringe in Abbildung 5.4 einen etwa doppelt so großen Abstand haben wie ihre Breite, wurden für die Simulationen der freien Expansion drei Wände bei jeweils ± 270 , ± 220 und

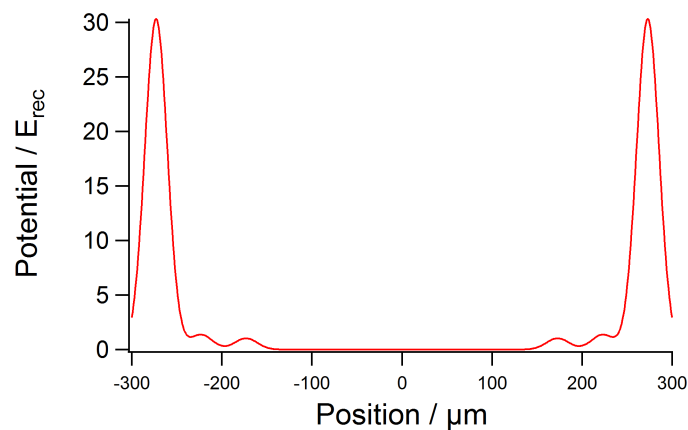


Abbildung 5.19.: Angenommene Potentialverteilung für die Simulation der freien Expansion in einem Resonator der Konfiguration I

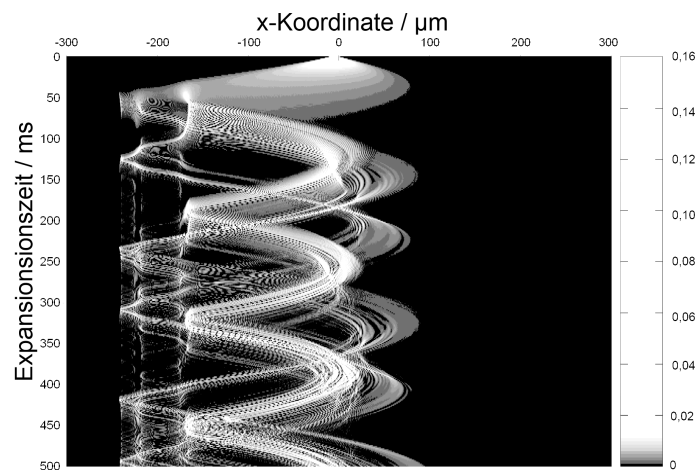


Abbildung 5.20.: Simulation der Dichteverteilung der freien Expansion eines parabelförmigen Wellenpakets im Resonator bei Konfiguration I in Graustufendarstellung.

$\pm 170 \mu\text{m}$ mit Breiten von $25 \mu\text{m}$ angenommen. Ein Reflexionsverhalten, was dem experimentellen Verhalten ungefähr entspricht und bei dem die einzelnen Wände erkennbar sind, hat sich bei Potentialhöhen von 30, 1,3 und $1 E_{rec}$ ergeben (vgl. Abbildung 5.19). Die Simulationsergebnisse sind in Abbildung 5.20 graphisch dargestellt. Dabei entspricht bei diesen Bildern die x-Koordinate der x-Koordinate des Resonators, auf der y-Achse findet sich die Expansionszeit innerhalb des Resonators und die jeweilige Grauschattierung stellt die auf eins normierte Dichte dar, wobei schwarz einer Dichte von null entspricht.

Diese Simulation gibt sowohl die Ausbreitungsdynamik mit einer Umlaufzeit von etwa 100 ms recht gut wieder, als sie auch prinzipiell zeigt, wie Strukturen am Resonatorrand mit einem Abstand von $50 \mu\text{m}$ entstehen können. Aus diesem Grund ist es sehr wahrscheinlich, dass die unterschiedlichen Strukturen nicht oder nicht allein auf Interferenzeffekte kohärenter Materiewellen zurückzuführen sind, sondern von der teilweisen Reflexion der Atome an verschiedenen niedrigeren Wänden stammen.

Aus den Simulationsergebnissen lassen sich auch einzelne Dichteverteilungen nach bestimmten Expansionszeiten extrahieren. Abbildung 5.21 zeigt diese Dichteverteilungen nach typischen Expansionszeiten aus den Experimenten über jeweils ein Intervall von $5,3 \mu\text{m}$ gemittelt, was dem Auflösungsvermögen der Detektionsoptik entspricht.

Im Vergleich zu den experimentellen Dichteverteilungen in Abbildung 5.14 fällt auf, dass diese sich besonders an den jeweiligen Wänden bei der Reflexion aufteilen. Dies ist in dieser Form bei den experimentellen

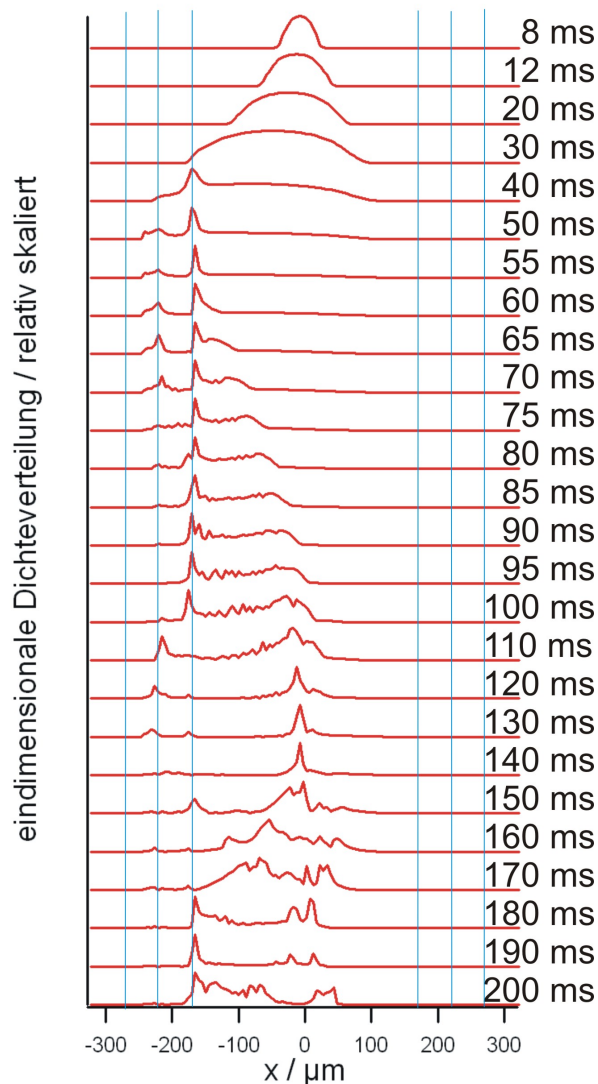


Abbildung 5.21.: Einzelne Dichteverteilungen der Simulation einer freien Expansion eines parabelförmigen Wellenpakets im Resonator bei Konfiguration I (vgl. Abbildung 5.20). In blau sind die Orte der Wände bei ± 270 , ± 220 und $\pm 170 \mu\text{m}$ gekennzeichnet.

Bildern nicht zu beobachten. Leider war eine Simulation des thermischen Anteils im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Es ist aber zu vermuten, dass die thermischen Atome auf den experimentellen Bildern einen Untergrund bilden, so dass eventuelle Strukturen mit deutlich geringerem Kontrast entstehen. Weiterhin sollten thermische Atome keine Kohärenzeffekte zeigen und von den Potentialwänden klassisch reflektiert werden, je nachdem, ob ihre eigene Energie größer ist die Potentialhöhe oder nicht, so dass aufgrund der endlichen Impulsbreite der Ensembles ebenfalls ein Teil der Atome von den Wänden reflektiert werden sollte.

Die Simulationen wurden ebenfalls für ein durch einen Bragg-Puls geteiltes Kondensat durchgeführt. Dort laufen anfangs zwei parabelförmige Wellenpakete mit entgegengesetztem Impuls auf die Wände zu. Für ein einziges Paar Wände haben sich auch hier Interferenzen gezeigt, deren Streifenabstände aber deutlich geringer als die experimentell beobachteten $50 \mu\text{m}$ ausgefallen sind. Deshalb wurden in der Folge wie bei der freien Expansion mehrere Wände abgestufter Höhe angenommen. Obwohl die experimentellen Bedingungen bei beiden Serien bis auf den Bragg-Puls gleich waren, lassen sich bei den bei der freien Expansion angenommenen Wandhöhen aus den zuvor beschriebenen Simulationen keine signifikanten Reflexionen an den Wände feststellen. Unter der Annahme von erneut drei Wänden bei jeweils ± 270 , ± 220 und $\pm 170 \mu\text{m}$

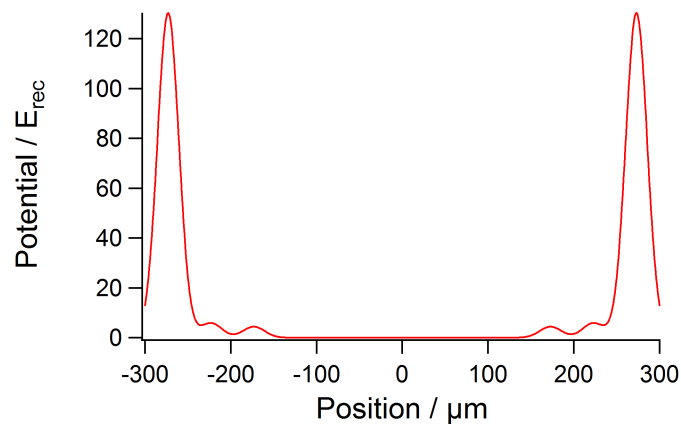


Abbildung 5.22.: Angenommene Potentialverteilung für die Simulation der Expansion nach einem Bragg-Puls in einem Resonator der Konfiguration I.

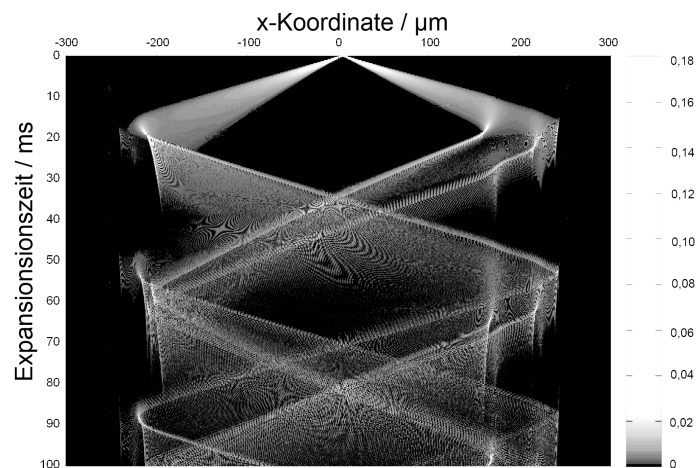


Abbildung 5.23.: Simulation der Dichteverteilung von zwei sich entgegengesetzt bewegenden parabelförmigen Wellenpakete im Resonator bei Konfiguration I in Graustufen darstellung.

mit Breiten von $25 \mu\text{m}$ und Potentialhöhen von $130, 5,8$ und $4,4 E_{rec}$ (vgl. Abbildung 5.22) wurden die in Abbildung 5.23 graphisch in Graustufen dargestellten Ergebnisse erzielt. Weiterhin sind in Abbildung 5.24 wieder einzelne über $5,3 \mu\text{m}$ gemittelte Dichteverteilungen aus diesen Simulationsrechnungen nach Expansionszeiten, wie sie auch in den Experimenten betrachtet wurden, dargestellt.

Sowohl bei den experimentellen Bildern als auch bei den Simulationen kommen die Teilensembles nach Expansionszeiten von 23 bis 26 ms den Wänden am nächsten, so dass die Simulationen die Dynamik recht gut beschreiben. Es ist auch erkennbar, dass trotz der Neigung zur linken Seite die Atome sowohl in den Simulationen als auch im Experiment an den schwächeren ersten Wänden auf der linken Seite stärker reflektiert werden als rechts. Allerdings waren die eingestrahelten Laserleistungen bei den zugehörigen Experimenten bei der freien Expansion bzw. bei den aufgeteilten Ensembles identisch, so dass auch die Potentialhöhen der reflektierenden Wände gleich sein sollten. Bei den Simulationen mussten jedoch für die aufgeteilten Ensembles die Wände mehr als viermal höher gewählt werden, um ähnliche Effekte, wie in den Experimenten beobachtet, zu erzielen, da an der bei der Simulation der freien Expansion angenommenen Abfolge von Wänden geringerer Potentialhöhen kaum ein signifikanter Anteil von sich mit $\pm 2\hbar k$ bewegenden Atomen reflektiert würde. Andererseits würde eine Abfolge höherer Wände, wie sie für die Simulation der Expansion eines geteilten Ensembles angenommen wurde, schon an der niedrigsten Wand alle Atome eines frei

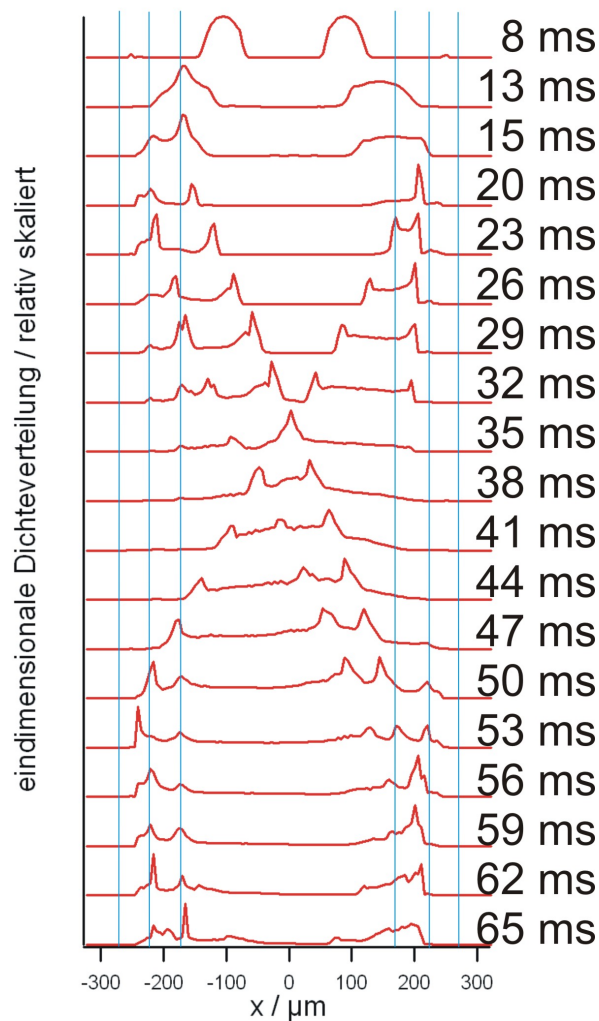


Abbildung 5.24.: Einzelne Dichteverteilungen der Simulation der Expansion eines geteilten parabelförmigen Wellenpakets im Resonator bei Konfiguration I (vgl. Abbildung 5.23). In blau sind die Orte der Wände bei ± 270 , ± 245 , ± 220 , ± 195 , ± 170 und $\pm 145 \mu\text{m}$ gekennzeichnet.

expandierenden Ensembles reflektieren, so dass sich die Atome erkennbar weniger weit ausbreiten würden. Eine weitere Diskussion erfolgt gemeinsam mit den Ergebnissen des nächsten Abschnitts.

5.4.4 Kondensate in einem quasi-eindimensionalen Resonator der Konfiguration II

Die Experimente zur Ausbreitung von teilweise kondensierten Ensembles innerhalb des eindimensionalen Resonators wurden nach einer verbesserten Justierung mit einem Wellenleiter mit einer geringeren Neigung von nur $2 \mu\text{m}/\text{mm}$ wiederholt (Konfiguration II, siehe Abschnitt 5.4.2). Außerdem wurde die Lage der Fokalebene des Rings relativ zur Ebene der gekreuzten Dipolfalle neu justiert. Dabei wurde wie bei den im Abschnitt zuvor beschriebenen Experimenten sowohl eine freie Expansion als auch die eines nach einem Bragg-Puls geteilten Ensembles betrachtet. Die Ringlinse wurde wieder mit Licht eines Titan-Saphir-Lasers beleuchtet, was eine Wellenlänge von $794,961 \text{ nm}$ aufwies, was einer Blauverstimmung von nur $0,017 \text{ nm}$ entspricht. Die freie Expansion wurde bei zwei unterschiedlichen Strahlleistungen hinter der Faser von 120 mW bzw. 472 mW beobachtet. Diese beiden Messungen werden deswegen fortan als mit niedrigen bzw. hohen Wänden bezeichnet. Das teilweise kondensierte Ensemble wurde auch hier wieder in der Kreuzung erzeugt und die Dipolfalle anschließend innerhalb von 2 s in einen quasi-eindimensionalen

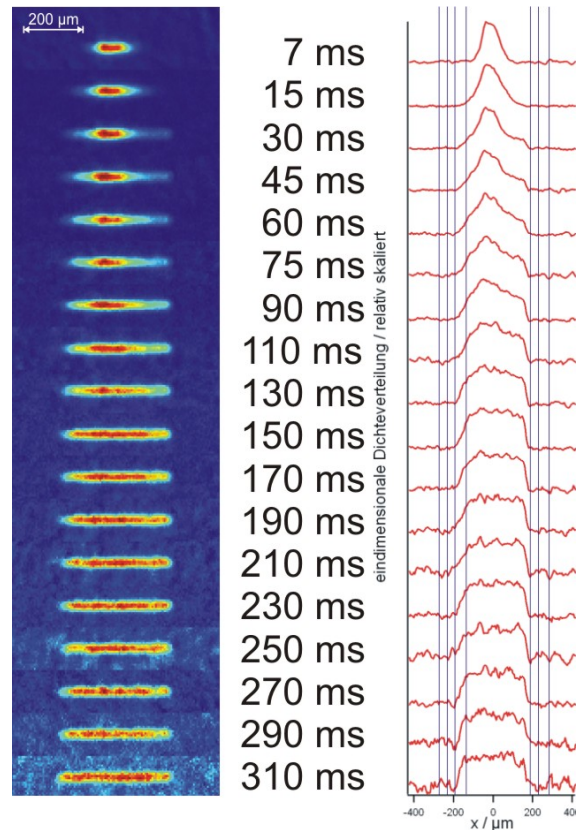


Abbildung 5.25.: Freie Ausbreitung des Ensembles im Resonator bei Konfiguration II und niedrigen Wänden: Links sind die Absorptionsbilder der sich im Resonator ausbreitenden Atome nach unterschiedlichen Expansionszeiten dargestellt. Rechts daneben befinden sich jeweils die dazugehörigen eindimensionalen Dichteprofile. In den Dichteprofilen sind in blau charakteristische Minima markiert.

Wellenleiter umgewandelt.

Abbildung 5.25 zeigt die Absorptionsbilder und Dichteverteilungen der frei expandierenden Ensembles nach Expansionszeiten von bis zu 310 ms. Auch hier sind in den relativ auf das jeweilige Maximum und Minimum skalierten Dichteverteilungen blaue Linien eingetragen, die wieder Minima markieren, die in mehreren Verteilungen auftreten.

Die Ausbreitung erfolgt wegen der geringeren Neigung diesmal in beide Richtungen. Auf den Verteilungen sind speziell jenseits von 110 ms Ausbreitungszeit markante Strukturen erkennbar, die zeigen, dass an den Wänden reflektierte Atome wieder in Richtung Resonatormitte laufen. Hierbei erschließt sich einem die Analogie zu Wasserwellen, die gegen eine Mauer laufen (vgl. [174]). Die maximalen Ausdehnungen, gekennzeichnet durch eine in vielen Bildern sichtbare scharfe Kante, liegen bei einem Radius von etwa 190 μm . Allerdings zeigen sich nach 190 ms und später in allen Bildern auch noch kleine Maxima jenseits der 200 μm -Barriere. Um diese Strukturen besser sichtbar zu machen, sind die Dichteverteilungen nach Expansionszeiten zwischen 130 und 270 ms in Abbildung 5.26 vergrößert dargestellt. Sowohl jenseits von 200 μm als auch innerhalb dieser Grenzen befinden sich im Abstand von etwa 25 μm in fast allen Bildern Minima. Abgesehen von den Minima scheint die Grenze der weitesten Ausdehnung der Atome am linken Rand des Resonators bei etwa 260 μm zu liegen, was deshalb auch mindestens der Radius des eigentlichen Hauptmaximums des Ringpotentials sein sollte. Wenn die gesamte Laserleistung von 120 mW bei der gegebenen Verstimmung ein einziges Ringpotential mit einem Durchmesser von 520 μm erzeugte, dann wären die Potentialwände nach den Gleichungen 5.14 und 2.15 etwa 2200 E_{rec} hoch. Allerdings legen die periodischen Strukturen den Schluss nahe, dass sich auch hier wieder mehrere Wände befinden, deren Abstand im Gegensatz zu Abschnitt 5.4.3 nur 25 μm beträgt.

Anders als bei den Messungen im Resonator mit einer Neigung entsprechend Konfiguration I ist die Teil-

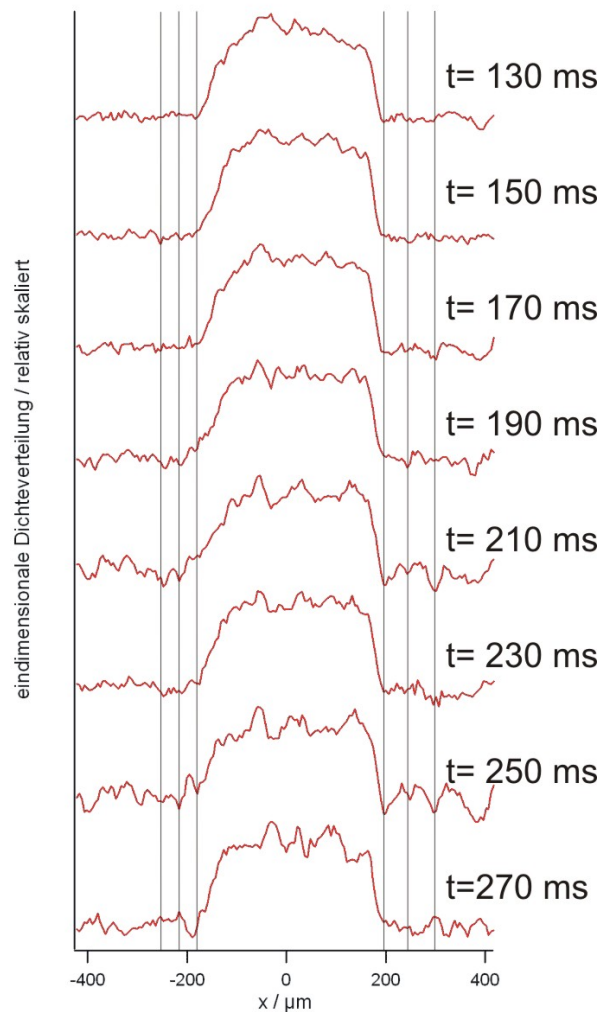


Abbildung 5.26.: Vergrößerte Darstellung der freien Ausbreitung des Ensembles im Resonator bei Konfiguration II und niedrigen Wänden nach Expansionszeiten zwischen 130 und 270 ms. Die blauen Linien zum Markieren der auftretenden Minima befinden sich bei -270 , -220 , -170 , 190 , 240 und $290 \mu\text{m}$.

chenzahl innerhalb des Resonators hier deutlich abnehmend. Von anfänglichen 9000 Teilchen sinkt die Anzahl jenseits von 60 ms etwa linear und erreicht nach 310 ms nur noch weniger als ein Drittel des anfänglichen Wertes. Der Grund dafür ist vermutlich die hohe Streurrate aufgrund der geringen Verstimmung des Titan-Saphir-Lasers, weshalb die Verluste auch erst ansteigen, wenn die Atome nach etwa 100 ms die Wände erreichen.

Die freie Expansion eines teilweise kondensierten Ensembles wurde nochmals bei einer höheren Laserleistung von 472 mW vor der Ringlinse und entsprechend höheren abstoßenden Wänden für Expansionszeiten von bis zu 200 ms wiederholt. Bei einem solchen Ring mit einem Durchmesser von $520 \mu\text{m}$ wären die Wände mit etwa $8800 E_{rec}$ einen Faktor vier höher als zuvor. Die Absorptionbilder und die Dichteverteilungen finden sich in Abbildung 5.28.

Die Strukturen speziell in der Resonatormitte ähneln stark denen aus den zuvor präsentierten Messungen mit den niedrigeren Wänden. Das Ensemble läuft auseinander und einzelne Maxima laufen auf die Wände zu. Allerdings wird auf vielen Bildern am linken Rand bereits ein großer Teil der Atome bei etwa $170 \mu\text{m}$ reflektiert, während auf anderen Bildern eine maximale Ausdehnung auf bis zu $200 \mu\text{m}$ von der Resonatormitte zu verzeichnen ist. Am rechten Rand befindet sich auf allen Bildern eine deutliche Grenze

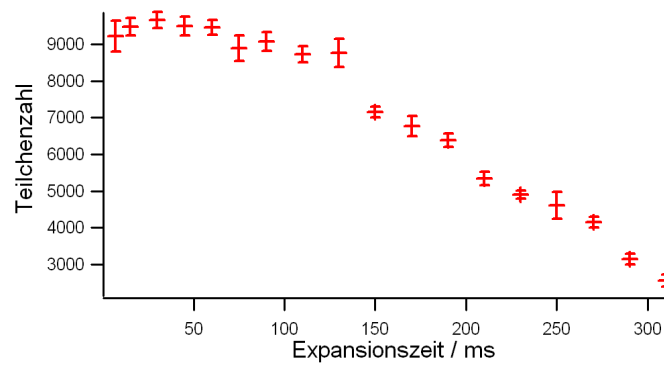


Abbildung 5.27.: Teilchenzahl bei der freien Ausbreitung des Ensembles im Resonator bei Konfiguration II und niedrigen Wänden: Jenseits von 100 ms sinkt die Teilchenzahl linear, bis sie nach 310 ms nicht einmal mehr ein Drittel des anfänglichen Wertes beträgt.

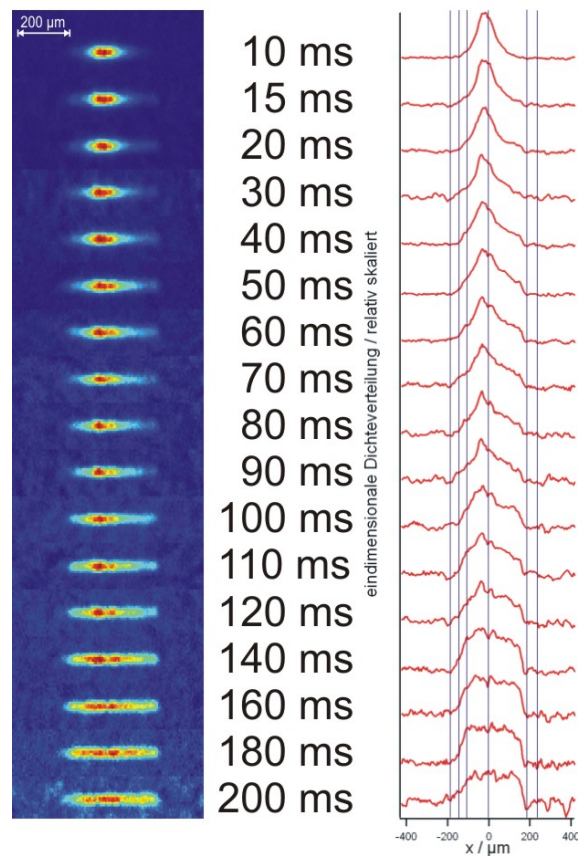


Abbildung 5.28.: Freie Ausbreitung des Ensembles im Resonator bei Konfiguration II und hohen Wänden: Links sind die Absorptionen der sich im Resonator ausbreitenden Atome nach unterschiedlichen Expansionszeiten dargestellt. Rechts daneben befinden sich jeweils die dazugehörigen eindimensionalen Dichteprofile. In den Dichteverteilungen sind durch blaue Linien charakteristische Minima markiert.

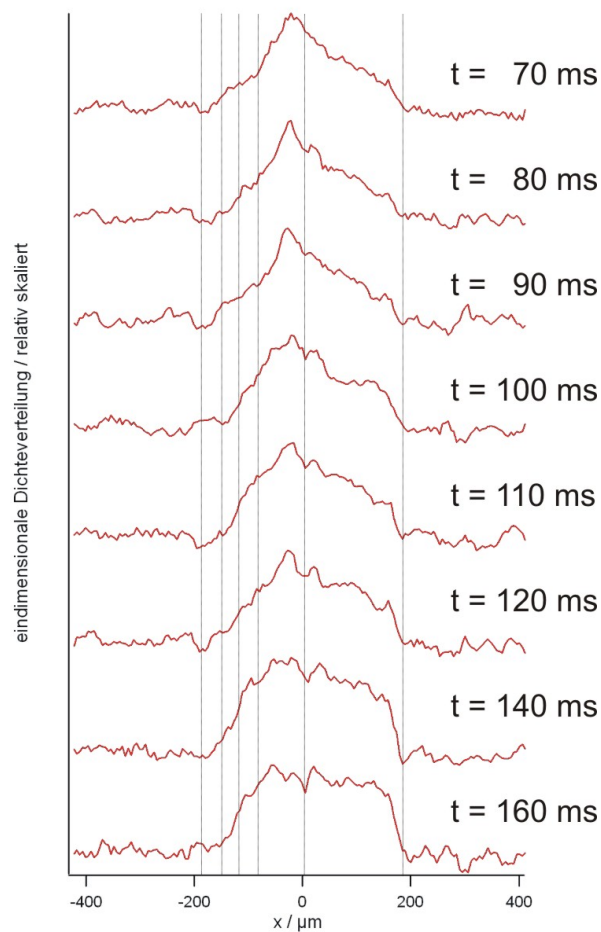


Abbildung 5.29.: Vergrößerte Darstellung der freien Ausbreitung des Ensembles im Resonator bei Konfiguration II und hohen Wänden nach Expansionszeiten zwischen 130 und 270 ms. Die blauen Linien zur Markierung der Minima befinden sich bei -180 , -150 , -125 , -95 , 10 und $180 \mu\text{m}$.

der Ausdehnung bei etwa $200 \mu\text{m}$. Strukturen an den Rändern, die sich weiter als $200 \mu\text{m}$ von der Resonatormitte befinden, sind im Gegensatz zu den Messungen mit niedrigeren Wänden nicht zu erkennen. Weiterhin ist auffällig, dass sich genau in der Resonatormitte auf allen Absorptionsbildern und Dichteverteilungen nach Expansionszeiten zwischen 50 ms und 180 ms ein deutlich erkennbares Minimum befindet. Die Dichteverteilungen nach Expansionszeiten zwischen 70 ms und 160 ms sind zur Verdeutlichung nochmals in **Abbildung 5.29** vergrößert dargestellt.

Die Anzahl der Atome im Resonator wurde auch bei dieser Konfiguration bestimmt. Dies ist in **Abbildung 5.30** dargestellt. Die Teilchenzahl macht zwischen 20 und 30 ms bzw. zwischen 60 und 70 ms deutliche Sprünge nach unten. Grund hierfür dürften noch höhere Streuverluste aufgrund der größeren Laserleistung im Vergleich zu den zuvor präsentierten Experimenten sein. Die Stufen lassen sich unter der Annahme verstehen, dass mit zunehmender Ausbreitung der Atome innerhalb des Resonators aufgrund der geringen Verstimmung des Ringpotentials immer stärkere Streuverluste an den Wänden auftreten.

Die Experimente innerhalb eines Resonators der Konfiguration II mit schwächeren Wänden wurden auch noch für nach einem Bragg-Puls geteilte teilweise kondensierte Ensembles durchgeführt. In **Abbildung 5.31** sind die Absorptionsbilder und die Dichteverteilungen dargestellt, wobei in den Dichteverteilungen markante Minima mit blauen Strichen markiert wurden. Die Bilder ähneln sehr stark denen der freien Expansion innerhalb des Resonators mit identischen Einstell-Parametern. Einziger Unterschied ist natürlich, dass aufgrund des Bragg-Pulses die Ausbreitung deutlich schneller erfolgt. So zeigen sich hier Maxima, die auf die Resonatormitte zulaufen zu scheinen, die vermutlich von an den Wänden reflektierten Atomen herrühren, nach Expansionszeiten von 36 bzw. 40 ms . Bei der freien Expansion sieht man ähnliche Strukturen erst

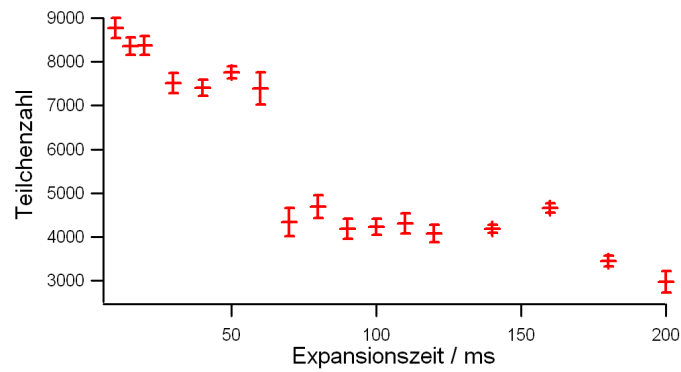


Abbildung 5.30.: Teilchenzahl bei der freien Ausbreitung des Ensembles im Resonator bei Konfiguration II und hohen Wänden: Die Teilchenzahl sinkt nach 20 ms und 60 ms sprunghaft.

nach 210 bzw. 250 ms (vgl. Abbildung 5.25). Die Beobachtungen bzgl. der Resonatorgröße und möglicher zusätzlicher Wände lassen sich analog von der freien Expansion übertragen. In Abbildung 5.32 sind die Dichteverteilungen, bei denen diese markanten Strukturen auftreten, vergrößert dargestellt. Die Atomzahlen innerhalb des Resonators bei diesen Experimenten wurden ebenfalls bestimmt. Die Ergeb-

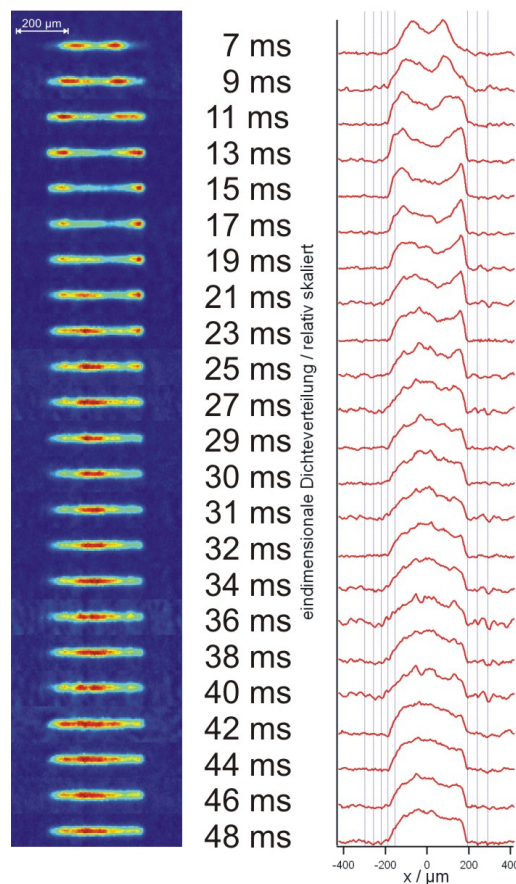


Abbildung 5.31.: Ausbreitung eines geteilten Ensembles im Resonator bei Konfiguration II und niedrigen Wänden: Links sind die Absorptionen der sich im Resonator ausbreitenden Atome nach unterschiedlichen Expansionszeiten dargestellt. Rechts daneben befinden sich jeweils die dazugehörigen eindimensionalen Dichteprofile. In den Dichteverteilungen sind durch blaue Linien charakteristische Minima markiert.

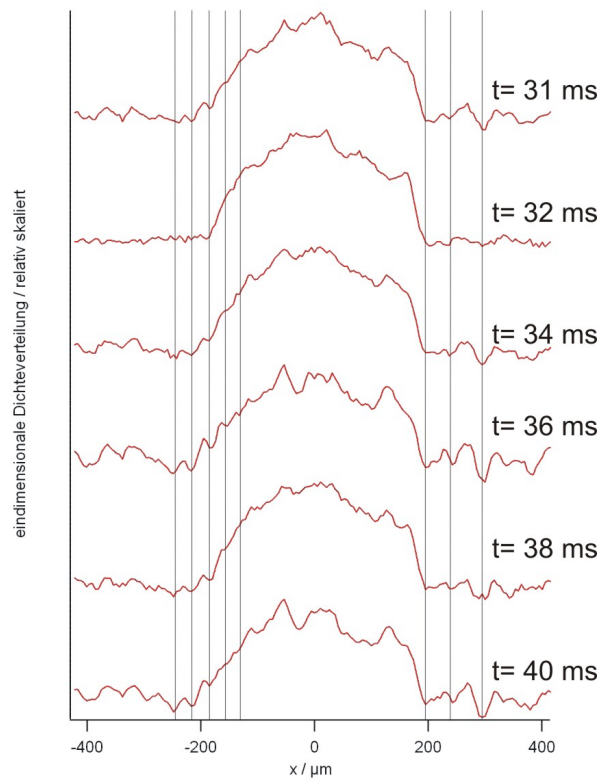


Abbildung 5.32.: Vergrößerte Darstellung der Ausbreitung geteilter Ensembles im Resonator bei Konfiguration II und niedrigen Wänden nach Expansionszeiten zwischen 31 und 40 ms. Die blauen Markierungen der markanten Minima befinden sich etwa bei -250 , -220 , -180 , -150 , -120 , 190 , 235 und $290 \mu\text{m}$.

nisse sind in Abbildung 5.33 dargestellt. Die Ergebnisse sehen im Vergleich zur freien Expansion innerhalb des Resonators gänzlich anders aus. Dabei schwanken die Atomzahlen zwar leicht, ein eindeutiger Abwärtstrend ist aber nicht zu erkennen. Angesichts der Tatsache, dass die Bilder und Dichteverteilungen aus der freien Expansion und der Ausbreitung geteilter Ensembles einander so stark ähneln, wäre zu erwarten gewesen, dass dies mit den Teilchenzahlen ähnlich sein würde, bloß mit einem beschleunigten Ablauf. Es ist im Nachhinein nicht auszuschließen, dass Schwankungen bei den Größen der umgeladenen Ensembles bei den Messungen zu den freien Expansionen aufgetreten waren. Ansonsten ließe sich die konstante Teilchenzahl nach dem Bragg-Puls dadurch erklären, dass sich die Atome aufgrund der größeren Geschwindigkeit nach dem Puls weniger lange im Bereich der abstoßenden Wände aufhalten, der Reflexionsvorgang also schneller abläuft, so dass dann auch die Streuverluste geringer ausfallen.

Um vergleichen zu können, welche der Strukturen in den unterschiedlichen Dichteverteilungen der einzelnen Experimente übereinstimmen, wurden die in den Bildern 5.26, 5.29 und 5.32 präsentierten Verteilungen jeweils gemittelt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.34 dargestellt. Der Vergleich der beiden gemittelten Verteilungen bei niedrigen Wänden zeigt, dass sich die Positionen der Minima an den Rändern in den Graphen gleichen. Am linken Rand lässt sich dies sogar bis zu einem Abstand von nur noch $100 \mu\text{m}$ von der Mitte beobachten. Die übereinstimmenden Minima am rechten Rand befinden sich nur in mehr als $200 \mu\text{m}$ Abstand von der Mitte und sind untereinander etwa $30 \mu\text{m}$ entfernt. Dies ließe sich unter der Annahme verstehen, dass sich der Wellenleiter nicht innerhalb oder parallel zu der durch das Ringpotential definierten Ebene befunden hat, so dass die Beugungsringe um den Hauptring an beiden Seiten des Resonators unterschiedliche Entfernungen voneinander hatten. In der gemittelten Verteilung der freien Expansion bei hohen Wänden sind nur die scharfen Wände bei etwa $\pm 190 \mu\text{m}$ von der Resonatormitte zu erkennen. Ansonsten findet sich dort kein Minimum, was in den beiden anderen gemittelten Verteilungen auftritt. Einzig markant ist das Minimum genau in der Mitte des Resonators. Dies lässt sich dadurch erklären, dass z.B. auf Bildern von direkt aus der MOT in ein rotverstimmttes Ringpotential umgeladenen Atomen auch

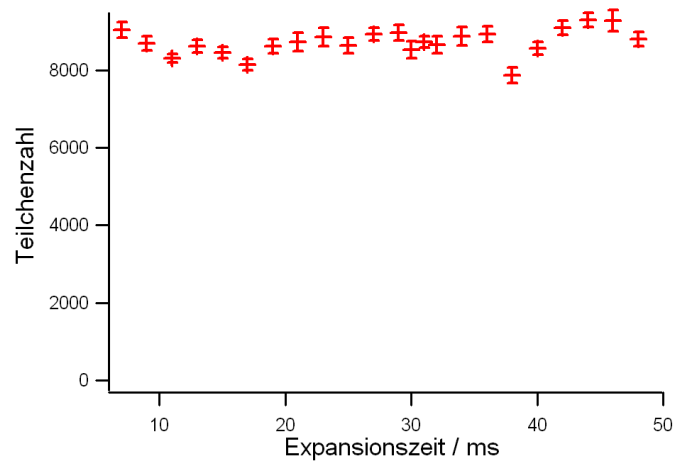


Abbildung 5.33.: Teilchenzahl bei der Ausbreitung geteilter Ensembles im Resonator bei Konfiguration II und niedrigen Wänden: Die Teilchenzahl schwankt während der gesamten Messung nur leicht mit einem Mittelwert von 8724 ± 335 .

immer einige Atome in der Ringmitte gefangen wurden. Diese Atome wurden nicht in der Fokalebene der Ringlinse umgeladen, sondern in Nebenmaxima der diffraktiven Ringstruktur gefangen.
Zur Erklärung der Strukturen in den Dichteverteilungen der Experimente mit Resonatoren der Konfigu-

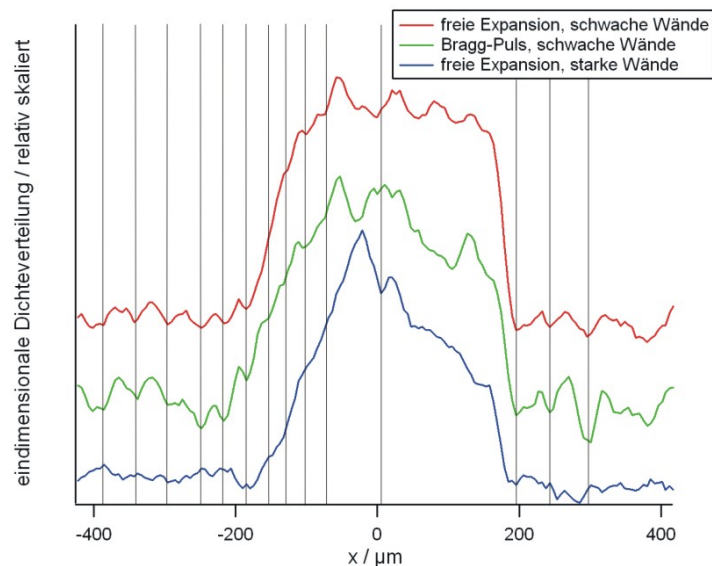


Abbildung 5.34.: Gemittelte Dichteverteilungen ermittelt aus den Abbildung 5.26 (rot), 5.29 (blau) und 5.32 (grün). Die blauen Markierungen der Minima befinden sich bei etwa -380, -340, -300, -250, -220, -180, -150, -130, -105, -75, 10, 190, 240 und $300 \mu\text{m}$.

ration II wurden auch Simulationen nach der Split-Operator-Methode durchgeführt. Dabei wurde ein parabelförmiges Wellenpaket innerhalb eines leicht geneigten Wellenleiters entsprechend Konfiguration II angenommen. Analog zu den Simulationen aus Abschnitt 5.4.3 wurden wieder mehrere in der Höhe abgestufte Wände angenommen, um ein qualitativ ähnliches Dichteprofil mit mehreren Minima im Abstand von $25 \mu\text{m}$ an den Rändern des Resonators zu erhalten, wie dies bei den Experimenten mit den niedrigeren Wänden (vgl. Abbildung 5.25) zu beobachten war. Simulationen mit jeweils nur einer den Resonator begrenzenden Wand haben aufgrund der geringeren Neigung Interferenzstrukturen mit wesentlich geringeren Abständen als $5 \mu\text{m}$ an den Wänden erzeugt, so dass dadurch die beobachteten Minima und Maxima

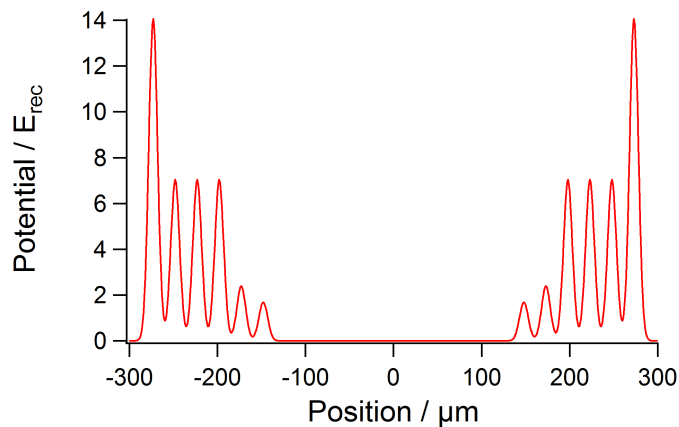


Abbildung 5.35.: Angenommene Potentialverteilung für die Simulation der freien Expansion in einem Resonator der Konfiguration I mit niedrigen Wänden.

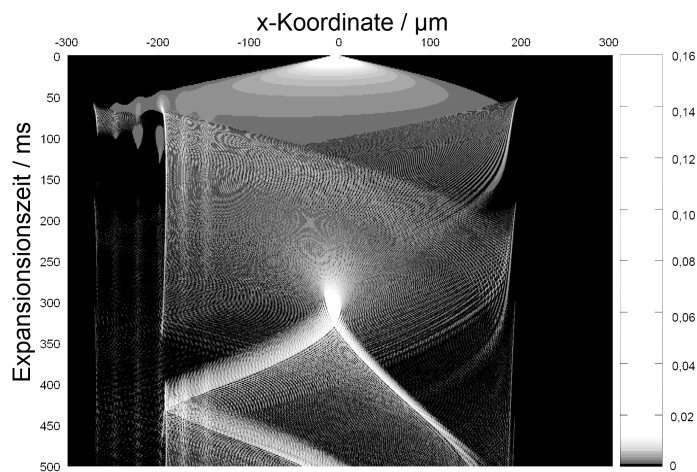


Abbildung 5.36.: Simulation der Dichteverteilung eines frei expandierenden parabelförmigen Wellenpakets im Resonator bei Konfiguration II in Graustufendarstellung.

nicht erklärt werden können.

In Abbildung 5.36 sind die Ergebnisse der Simulation der Dichteverteilung innerhalb des Resonators mit einer abgestuften Abfolge von sechs Wänden bei $\pm 270\mu\text{m}$, $\pm 245\mu\text{m}$, $\pm 220\mu\text{m}$, $\pm 195\mu\text{m}$, $\pm 170\mu\text{m}$ und $\pm 145\mu\text{m}$ dargestellt. Als Höhen der Wände wurden in der Reihenfolge der Abstufung $0,86 E_{rec}$, $0,43 E_{rec}$, $0,43 E_{rec}$, $0,43 E_{rec}$, $0,15 E_{rec}$ und $0,1 E_{rec}$ gewählt (vgl. Abbildung 5.35). Wie bei den zuvor präsentierten Simulationen findet sich auf der x-Achse die x-Achse des Resonators, entlang der y-Achse ist die Expansionszeit aufgetragen und die auf eins normierte Dichte wird in Graustufen dargestellt. Zum besseren Vergleich wurden wieder einzelne Dichteverteilungen der Simulation nach in den Experimenten verwendeten Expansionszeiten extrahiert und über die minimale von der Detektion aufgelöste Distanz von $5,3\mu\text{m}$ gemittelt. Diese finden sich in Abbildung 5.37.

Die Wandstrukturen sind in den Simulationen deutlich erkennbar und ähneln teilweise auch den experimentellen Bildern aus den Messungen innerhalb des Resonators mit den niedrigen Wänden, allerdings ist auch hier ein Aufsteilen an den Wänden und ein sehr guter Kontrast der Maxima zu verzeichnen, der sich in den gemessenen Dichteverteilungen so nicht beobachten lässt. Es ist auch hier davon auszugehen, dass die thermischen Atome einen Untergrund bilden, der den Kontrast der Strukturen in den Absorption Bildern deutlich herabsetzt, aber in den Simulationen leider nicht implementiert werden konnte. Es ist nicht geklärt, inwiefern diese Strukturen auch mit rein thermischen Ensembles beobachtet werden könnten.

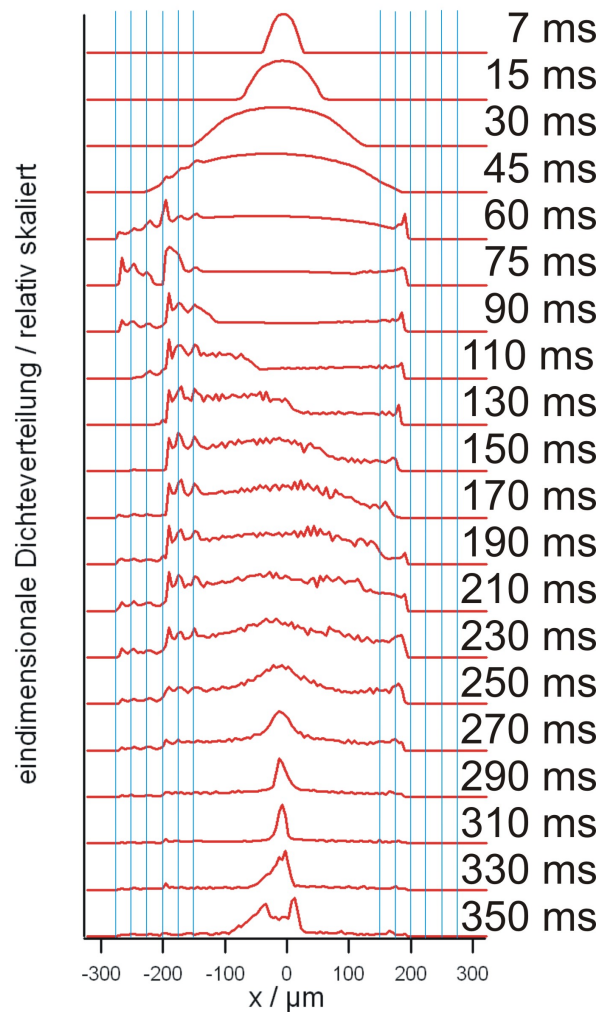


Abbildung 5.37.: Einzelne gemittelte Dichteverteilungen der Simulation eines frei expandierenden parabelförmigen Wellenpakets im Resonator bei Konfiguration II (vgl. Abbildung 5.36). In blau sind die Positionen der Potentialwände markiert.

Mit diesen numerischen Simulationen ließen sich ebenfalls keine Atome zwischen Wänden, die weiter von der Resonatormitte entfernt sind als die vermutlich stärksten Wände bei $\pm 270 \mu\text{m}$ erklären. Zu diesem Zweck wurden in den Simulationen weitere Potentialbarrieren weiter außen angenommen und die einzelnen Potentialhöhen immer weiter abgesenkt. Dabei sind aber immer zu viele Atome beim Wandkontakt verloren gegangen, weshalb für die hier präsentierten Simulationen nur Wände mit einem Abstand von $270 \mu\text{m}$ von Mitte oder weniger angenommen wurden.

Eine Simulation der freien Expansion in einem Resonator der Konfiguration II mit höheren Wänden ist mit einem Paar Barrieren mit einem Abstand vom Resonatorzentrum von $\pm 195 \mu\text{m}$ und einer Höhe von $0,8E_{rec}$, so dass alle Atome von diesen Wänden reflektiert werden, ebenfalls durchgeführt worden. Die beobachtete Dynamik der Ausbreitung kann damit auch gut nachvollzogen werden. Durch eine zusätzliche Wand von $0,01E_{rec}$ in der Resonatormitte lassen sich solche Minima, wie sie in vielen Dichteverteilungen in Abbildung 5.28 zu beobachten sind, erzeugen. Warum dazwischen keine weiteren Wände im Abstand von $25 \mu\text{m}$ beobachtet werden konnten, die durch die größere Laserleistung auch hätten zu sehen sein sollen, lässt sich durch diese Simulationen nicht erklären. Die Wandhöhen in den Simulationen und in den Experimenten lassen sich also auch hier nicht Einklang bringen.

Die Simulationen wurden zusätzlich noch für zwei parabelförmige Wellenpakete durchgeführt, die sich in einem leicht geneigten Potential entsprechend Konfiguration II jeweils mit einem Impuls von $2\hbar k$ auf

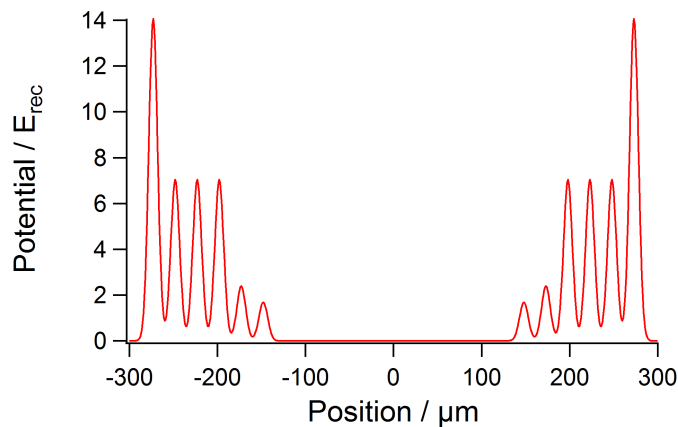


Abbildung 5.38.: angenommene Potentialverteilung für die Simulation der Expansion nach einem Bragg-Puls im Resonator der Konfiguration II mit niedrigen Wänden.

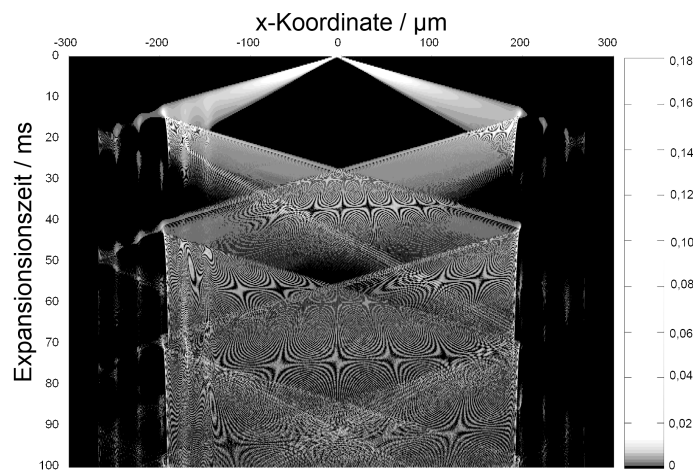


Abbildung 5.39.: Simulation der Dichteverteilung eines mit einem Bragg-Puls geteilten expandierenden parabelförmigen Wellenpakets im Resonator bei Konfiguration II in Graustufendarstellung

die Wände zu bewegen. Für diese wurde eine ähnliche Abstufung gewählt wie bei der freien Expansion. Allerdings mussten die Wände analog zu 5.4.3 wieder als höher angenommen werden als bei der freien Expansion. Dies widerspricht eindeutig den experimentellen Beobachtungen. Die abstoßenden Wände wurden bei $\pm 270\mu\text{m}$, $\pm 245\mu\text{m}$, $\pm 220\mu\text{m}$, $\pm 195\mu\text{m}$, $\pm 170\mu\text{m}$ und $\pm 145\mu\text{m}$ angenommen, wobei die zugehörigen Höhen im Vergleich zu den vorigen Simulationen ohne Bragg-Puls um einen Faktor 16 höher angenommen werden mussten, also in der Reihenfolge der vorigen Abstufung der Wände $13,76 E_{rec}$, $6,88 E_{rec}$, $6,88 E_{rec}$, $6,88 E_{rec}$, $2,4 E_{rec}$ und $1,6 E_{rec}$ gewählt, damit die sich ergebenden Strukturen in den Simulationen und in den experimentellen Verteilungen einander qualitativ ähneln (Potential siehe Abbildung 5.38). Abbildung 5.39 zeigt diese Simulation in Graustufen, in Abbildung 5.39 finden sich die über Distanzen von $5,3 \mu\text{m}$ gemittelten Dichteverteilungen nach typischen Expansionszeiten der Experimente.

Die Diskrepanzen zwischen den experimentellen Dichteverteilungen und den aus den Simulationen ermittelten sind, wie schon zuvor diskutiert, offensichtlich. Weder ein Aufsteilen der Verteilung bei der Reflexion an den Wänden noch ein nahezu 100% Kontrast zwischen den Maxima und Minima ließ sich in den experimentellen Bildern beobachten. Die größte Diskrepanz bleibt wie schon bei den Experimenten mit Konfiguration I die unterschiedliche Höhe der Wandpotentiale in den Simulationen mit und ohne Bragg-Puls. Dennoch ähneln die Strukturen am linken Rand aus den Simulationen nach 29 bis 31 ms (vgl. Abbildung 5.40) sehr den experimentellen Verteilungen nach 31 bzw. 36 ms (vgl. Abbildung 5.31), ebenso

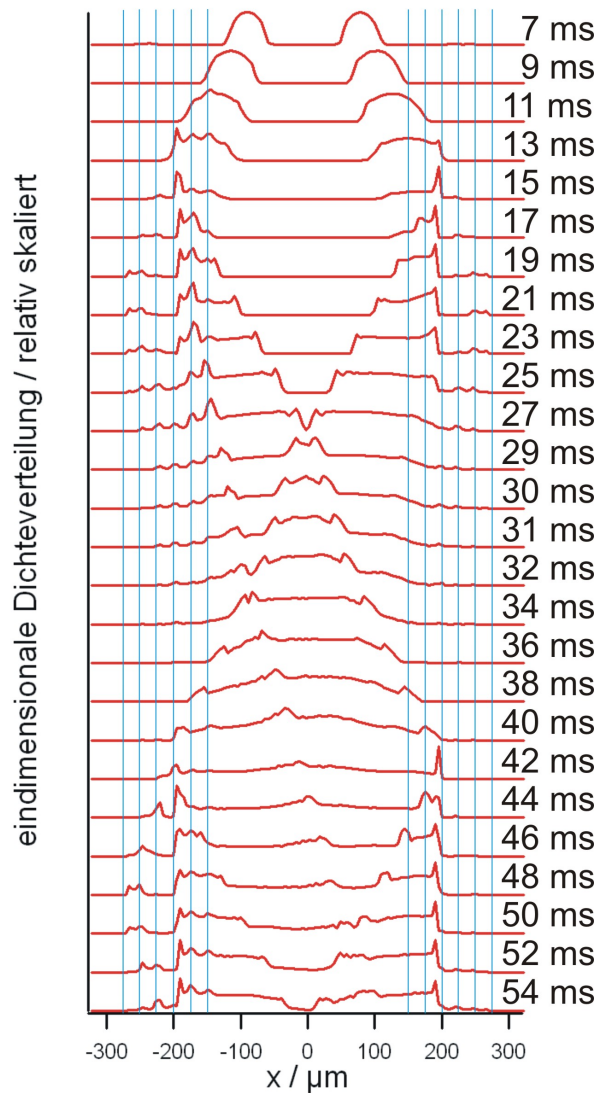


Abbildung 5.40.: Einzelne gemittelte Dichteverteilungen der Simulation der Expansion eines mit einem Bragg-Puls geteilten parabelförmigen Wellenpakets im Resonator bei Konfiguration II. In blau wurden die Positionen der angenommenen Wände markiert (vgl. Abbildung 5.39).

das Wandern der reflektierten Maxima sowohl auf den experimentellen als auch auf den simulierten Bildern nach etwa 36 bis 40 ms. Auch zeigt sich sowohl auf den experimentellen Bildern als auch in den Simulationen, wie schon im Abschnitt 5.4.3 beobachtet, dass bei der Reflexion an der linken Seite die Teilpakete trotz der zusätzlichen Beschleunigung aufgrund der Neigung an den niedrigeren Wänden stärker reflektiert werden als auf der rechten Seite.

Einige der beobachteten Strukturen lassen sich also qualitativ durch die Simulationen verstehen, ohne dadurch die experimentell beobachteten Effekte vollständig erklären zu können. Eine weitere Diskussion erfolgt im nächsten Abschnitt.

5.4.5 Diskussion der experimentellen Ergebnisse im quasi-eindimensionalen Resonator

Bose-Einstein-Kondensate in nieder-dimensionalen Systemen sind ein vitales Forschungsgebiet, dem heute ein starkes Interesse entgegengebracht wird. Im Rahmen dieser Arbeit konnte wohl erstmals die Expan-

sionsdynamik eines teilweise kondensierten Ensembles in einem quasi-eindimensionalen Resonator untersucht werden. Dabei wurden sowohl frei expandierende als auch durch Bragg-Pulse getrennte Ensembles in dem Resonator betrachtet und die entstehenden Muster in der Dichteverteilung konnten qualitativ durch den Vergleich mit numerischen Simulationen als Reflexionen an zusätzlichen Potentialwänden, die vermutlich durch Beugungseffekte an der die Resonatorwände erzeugenden Ringlinse entstehen, erklärt werden. Allerdings sind die Potentialhöhen der zusätzlichen Wände aus den beiden Einzelexperimenten nicht in Einklang zu bringen. Dies bedeutet letztlich, dass entweder die Abfolge und Höhe der angenommenen Potentialwände nicht stimmt oder, dass ein kohärentes parabelförmiges Wellenpaket das Verhalten der Atome nur teilweise oder gar nicht korrekt simuliert. Die Möglichkeit, auch thermische Ensembles zu simulieren, wäre hierfür sehr hilfreich. Dies gilt ebenso für vergleichende Messungen mit rein thermischen Ensembles, so dass für die Messungen mit teilweise kondensierten Ensembles klar würde, was Effekte kohärenter Materiewellen sind und was nicht.

Für weitere Experimente im Resonator wäre auch ein höherer Kondensatanteil in den teilweise kondensierten Ensembles förderlich, damit etwaige Interferenzeffekte mit größerem Kontrast auftreten. Außerdem sollten vergleichende Messungen mit rein thermischen Ensembles durchgeführt werden, um zu sehen, welche der beobachteten Strukturen auch ohne die Verwendung kohärenter Wellenpakete auftreten. Außerdem ist der genaue Ablauf der Reflexionen nicht bekannt. Zu diesem Zweck wäre es auch interessant, statt zweier Teilpakete nur ein Wellenpaket auf z.B. 2 oder $4\hbar k$ zu beschleunigen, um dann z.B. auch Vielfachreflexionen beobachten zu können. Dabei könnte auch gesehen werden, inwiefern diese Reflexionen elastisch ablaufen.

Die Ergebnisse der Experimente werfen die Frage auf, ob die Ringlinse wegen der beobachteten Nebenmaxima geeignet ist, um die Wandpotentiale eines Resonators zu erzeugen, da durch die Reflexionen an zusätzlichen niedrigeren Wänden eventuelle Interferenzeffekte kaum von reflektierten Atomen unterschieden werden könnten. Deshalb sollten andere Möglichkeiten geprüft werden, um abstoßende Wandpotentiale zu erzeugen, wie z.B. die Mikrolinsenregister. Allerdings wurden auch schon mit diesen unerwünschte Beugungseffekte beobachtet (vgl. Referenz [178]). Andererseits wäre sogar eine Nutzung der beobachteten periodischen Strukturen bei geeigneter Justierung denkbar, um das Reflexions- oder Transmissionsverhalten von Bose-Einstein-Kondensaten an periodischen Potentialen zu studieren.

5.5 Kreisförmiger Resonator für Bose-Einstein-Kondensate

Im letzten Abschnitt wurde gezeigt, dass mit optischen Mikrostrukturen mit einfachen Mitteln ein linearer Resonator realisiert werden konnte. In diesem Abschnitt folgt mit einem kreisförmigen Resonator ein weiteres Beispiel dafür, welche flexible Anwendungsmöglichkeiten optische Mikrostrukturen bieten. Die mit Licht eines gegenüber der Rubidium-D1-Linie blauverstimmten Titan-Saphir-Lasers beleuchtete Ringlinse erzeugt auch in diesem Beispiel wieder ein abstoßendes Potential (für den optischen Aufbau siehe wieder Abbildung 5.5). Damit die Atome unter dem Einfluss der Gravitation nicht herunterfallen, wurde ein zusätzliches ebenes abstoßendes Potential erzeugt, fortan als Lichtteppich bezeichnet, da die Atome darauf wie auf einem Teppich 'schweben'. Dieses wird mit Licht eines weiteren Titan-Saphir-Lasers erzeugt, welches ebenfalls gegenüber der D1-Linie blauverstimmt ist und eine Zylinderlinse ausleuchtet. Wenn z die Ausbreitungsrichtung des Strahls ist, die x -Richtung parallel zum Erdboden verlaufe und die y -Richtung vertikal dazu sei, dann fokussiert die Zylinderlinse den Strahl nur in der y -Richtung, während sie den Strahl in der x -Richtung nicht verändert. Dadurch entsteht ein sehr stark elliptischer Strahl, der in y -Richtung eine Strahltaile von nur etwa $50 \mu\text{m}$ Radius erzeugt, während der Strahl in x -Richtung einen Radius von etwa 3 mm aufweist. Abbildung 5.41 zeigt, wie die Optik zur Erzeugung des Lichtteppichs in den vorhandenen Dipolfallenstrahlengang implementiert wurde. Das Laserlicht gelangt aus einer optischen Faser und wird im Faserauskoppler mit Linsen geeignet geformt. Anschließend wird das Licht in einem Teleskop stark aufgeweitet, um dann durch die Zylinderlinse in einer Dimension in die Vakuumkammer hineinfokussiert zu werden. Der Lichtteppich wurde in Kooperation mit Martin Hasch aufgebaut und soll in der Zukunft dazu dienen, im Aufbau des ringförmigen Interferometers die Atome gegen die Gravitation zu halten. Im Rahmen seiner Arbeit werden Experimente mit einem ähnlichen optischen Aufbau präsentiert [156].

Mit der abstoßenden Röhre, die von der Ringlinse erzeugt wird, und dem abstoßenden Lichtteppich entsteht ein kreisförmiger Resonator für Atome, in den man die Atome wie in eine Schale hineinfallen lassen kann. Abbildung 5.42 zeigt schematisch, wie diese Schale im Zusammenspiel zwischen dem von oben eingestrahlten Ringpotential und dem von der Seite eingestrahlten Lichtteppich entsteht. Das abstoßende Potential des

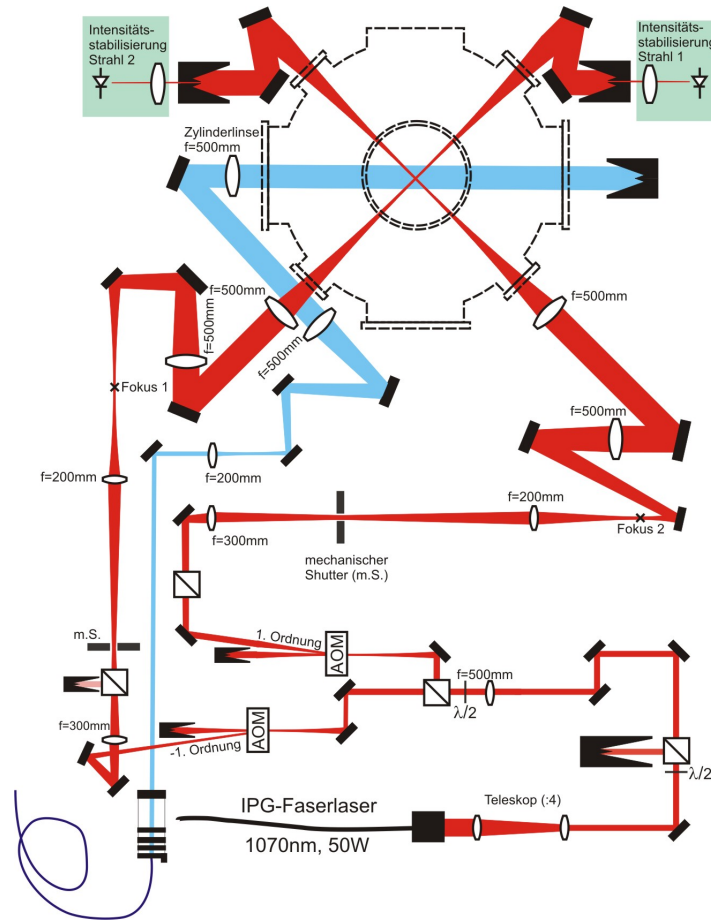


Abbildung 5.41.: Schematische Darstellung wie der Lichtteppich in der Dipolfallenaufbau implementiert wurde.

Rings lässt sich wieder mit 5.14 und 2.15 berechnen, die Stärke des Potentials des Lichtteppichs ergibt sich ebenfalls mit 2.15 unter der Annahme, dass die maximale Intensität sich mit

$$I_0 = \frac{2P}{\pi w_x w_{0,y}} \quad (5.15)$$

ergibt. Dabei ist P die gesamte Strahlleistung in dem ebenen Lichtfeld, während $w_{0,y}$ der Radius der Strahltaile in y -Richtung ist und w_x der Strahlradius in x -Richtung ist.

Um Atome in den Resonator hineinfallen lassen zu können, wurde die Kreuzung der Dipolfalle in die Mitte des Rings verschoben und der Lichtteppich genau unterhalb des Kreuzungspunktes eingestrahlt. Für den Lichtteppich wurde eine Wellenlänge von 794,43 nm bei einer zur Verfügung stehenden Leistung von 338 mW eingestellt. Dies ergibt mit den oben angegebenen Strahlradien am Ort der Atome eine maximale Potentialstärke von $110 E_{rec}$. Für den Ring stand bei einer Wellenlänge von 794,889 nm eine maximale Leistung von 180 mW zur Verfügung, was für die Wände des Resonators ein mehr als sechsfach höheres abstoßendes Potential von $670 E_{rec}$ ergibt.

Es wurden nun evaporativ gekühlte thermische Ensembles mit einer Teilchenzahl von 18372 ± 556 bei einer Temperatur von (209 ± 15) nK erzeugt und diese in die Schale fallen gelassen. Abbildung 5.43 zeigt eine Serie solcher Absorptionsbilder nach unterschiedlichen Expansionszeiten des Ensembles im Resonator. Die auftretenden Streifen haben nichts mit Interferenz von Materiewellen zu tun, sondern sind die typischen Interferenzstreifen, die bei einer Absorptionsdetektion entstehen. Jedes der Bilder ist wieder durch das Mitteln über drei Einzelbilder entstanden. Aufgrund der sehr niedrigen Dichte nach einigen Millisekunden Expansionszeit hätten noch mehr Bilder aufgenommen werden müssen, damit die Streifen im

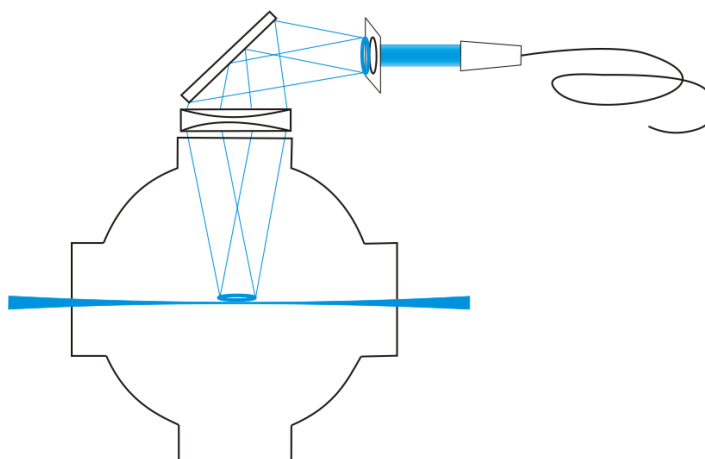


Abbildung 5.42.: Schematische Darstellung wie der kreisförmige Resonator in der Kammer entsteht: Der Lichtteppich erzeugt einen abstoßenden Boden, während der Ring abstoßende Wände erzeugt, so dass eine Schale für Atome entsteht.

statistischen Mittel abgeschwächt werden. So kann man nur sehen, dass sich die Atome ausbreiten. Dies zeigen auch die Spalten- und Zeilensummen der Ensembles in Abbildung 5.44. Es fällt zum einen auf, dass der Resonator nach etwa 20 ms gefüllt ist, zum anderen, dass der Durchmesser des Kreises in x-Richtung etwa $500 \mu\text{m}$ und in y-Richtung nur etwa $400 \mu\text{m}$ beträgt. Dies lässt auf eine verzerrte Abbildung des Ringes schließen.

Aus den Spalten- und Zeilensummen konnten auch die Teilchenzahlen nach den einzelnen Expansionszeiten bestimmt werden. In Abbildung 5.45 ist diese Teilchenzahl in Abhängigkeit von der Expansionszeit aufgetragen. Es fällt auf, dass bis etwa 200 ms keine Verluste zu verzeichnen sind und sich nach 500 ms die Anzahl der Atome in der Schale etwa halbiert hat.

Dieses Experiment wurde nochmal mit einem teilweise kondensierten Ensemble durchgeführt. Dazu wurde das Ensemble weiter evaporativ gekühlt. Leider ließ sich die Temperatur nicht bestimmen, da so weit herunterevaporiert wurde, dass der thermische Untergrund nicht feststellbar war, was auf einen Kondensatanteil oberhalb von 50% schließen lässt. Die Gesamtteilchenzahl betrug 9285 ± 770 . In Abbildung 5.46 sind die Absorptionen in Falschfarben zu sehen, wobei auch hier wieder über drei Bilder gemittelt wurde. Aufgrund der geringen Teilchenzahl fallen hier die Streifen noch mehr ins Gewicht, es müsste über mehr als nur drei Bilder gemittelt werden, dies sollten mindestens fünf, besser zehn Bilder sein.

Die Spalten- und Zeilensummen in Abbildung 5.47 nach den einzelnen Expansionszeiten zeigen, dass die Ausbreitung im Vergleich zu den thermischen Ensembles etwas langsamer erfolgt. Die Teilchenzahlen wurden ebenfalls aus den Bildern bestimmt, diese sind in Abbildung 5.48 in Abhängigkeit von der Expansionszeit dargestellt. Da es bei konstanter Teilchenzahl der in den Resonator fallen gelassenen Ensembles nicht möglich ist, dass die Atomzahlen nach längeren Expansionszeiten anwachsen, schwanken entweder die Teilchenzahlen der erzeugten Ensembles oder der Untergrund ist bei den Absorptionen aufgrund des schlechten Signal-zu-Rausch-Verhältnis schwerer von den Atomen zu unterscheiden, so dass der Wert für die Teilchenzahlen nur scheinbar anwächst. Der Vergleich mit den Atomzahlen der thermischen Ensembles, wo in den ersten 120 ms ebenfalls keine Verluste zu verzeichnen waren, zeigt, dass auch hier bei konstanten Ausgangsbedingungen (gleiche anfängliche Teilchenzahl, gleiche Verstimmung und Leistung der haltenden Potentiale) konstante Teilchenzahlen innerhalb des Resonators zu erwarten gewesen wären.

Diskussion der Experimente im kreisförmigen Resonator

Die präsentierten Experimente zeigen, dass mit optischen Dipolpotentialen im Allgemeinen und mit optischen Mikrostrukturen im Speziellen sehr vielfältige verschiedene Fallengeometrien realisierbar sind. Dabei konnte für zukünftige Anwendungen ein Lichtteppich als abstoßendes Potential, was die Atome gegen die Gravitation hält, erprobt werden. Es hat sich gezeigt, dass die Lebensdauer der Ensembles in dieser Schale mit mehr als 500 ms oberhalb der Lebensdauer der Atome in der Ringfalle liegt. D.h. ein zusätzlich einge-

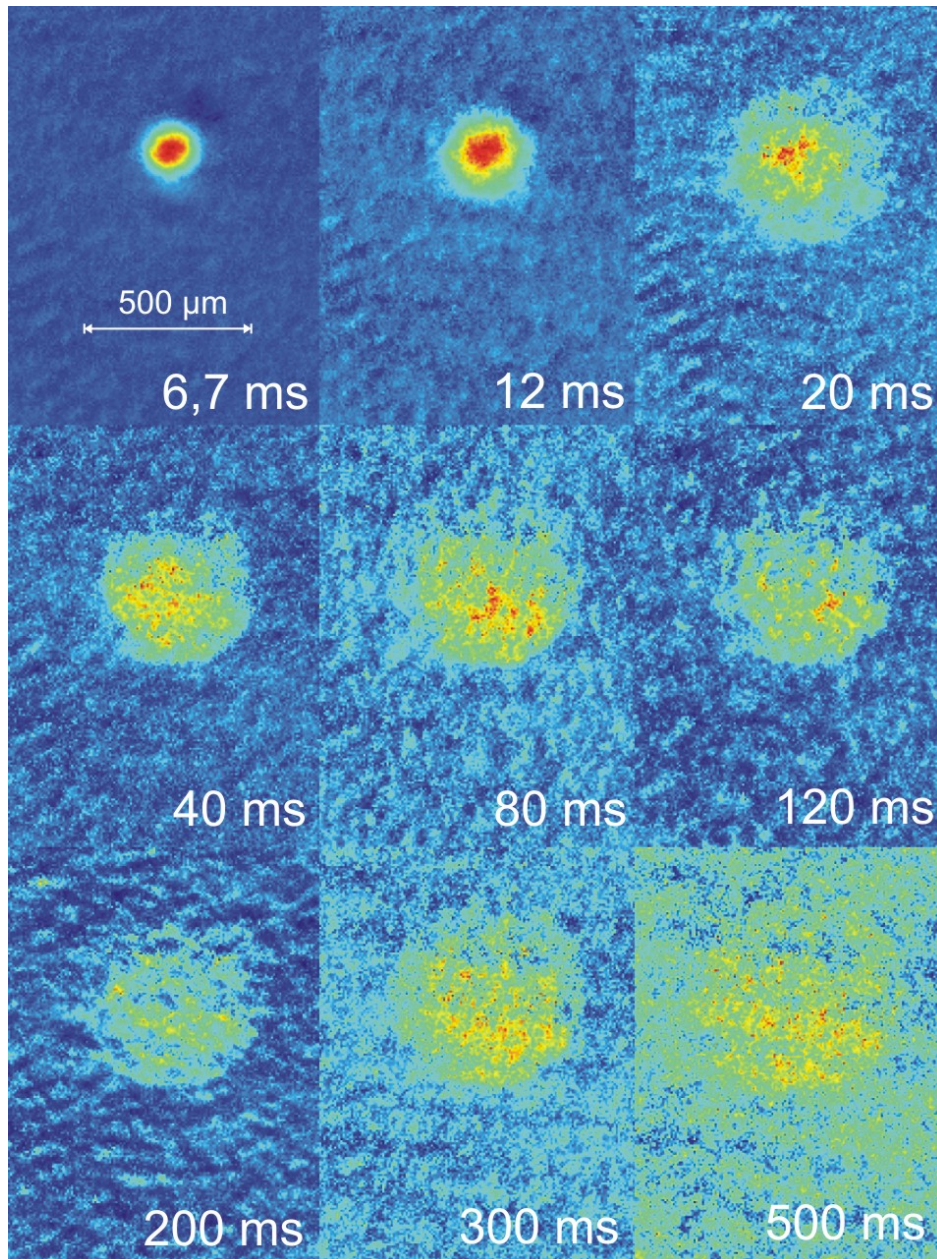


Abbildung 5.43.: Absorptionsbilderserie in Falschfarben von in die Schale fallen gelassenen thermischen Ensembles nach unterschiedlichen Expansionszeiten.

strahlter Lichtteppich, um in der Ringfalle die Wirkung der Gravitation aufzuheben, wird diese Experimente wohl nicht behindern. Ob solche Experimente dann besser auf einem blauverstimmten oder in einem rotverstimmten Lichtteppich stattfinden sollten, muss sich in der Praxis zeigen (vgl. auch [156]). Auch weitere praktische Anwendungen solch eines kreisförmigen Resonators sind denkbar. So könnte man z.B. auch Experimente mit durch Bragg-Pulse geteilten Ensembles machen, deren Rekombination man während der Expansion innerhalb der Schale beobachten könnte. Ebenfalls denkbar wäre die Untersuchung von vielfachen Reflexionen von durch Gitter-Pulse beschleunigten Ensembles, um zu sehen, ob diese Reflexionen elastisch erfolgen und ob ein Aufsteilen der Dichteverteilung an den Wänden erfolgt. Dieses Wissen könnte auch für die Interpretation der in Abschnitt 5.4 beschriebenen Experimente im eindimensionalen Resonator hilfreich sein.

Expansionszeit

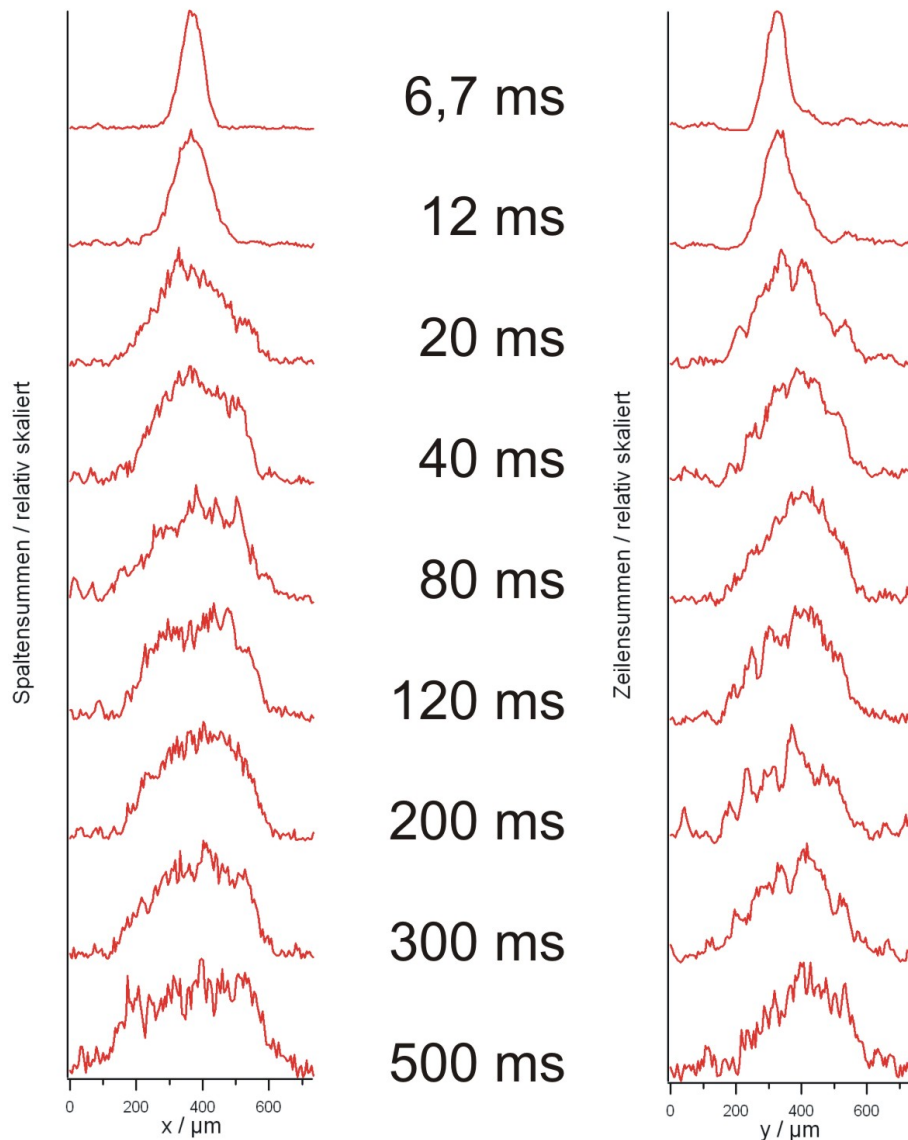


Abbildung 5.44.: Spalten- und Zeilensummen der thermischen Ensembles im kreisförmigen Resonator, dieser ist nach etwa 20 ms gefüllt.

Der Lichtteppich könnte ebenfalls auf verschiedene Arten experimentell genutzt werden. Neben der schon beschriebenen Möglichkeit, die Atome gegen die Gravitation zu halten, damit ein Ringpotential diese nur noch in der Ebene führen müsste (vgl. [156]), ließen sich auch Vergleiche zwischen frei fallenden Ensembles und vom Lichtteppich gegen die Gravitation gehaltenen Ensembles anstellen, um zu sehen, ob sich eine solche Struktur bei sehr guter Justierung ggf. sogar dafür eignet, eine längere freie Expansion in der Ebene zu untersuchen. Außerdem wäre es denkbar, einen solchen Lichtteppich zu verwenden, der mit Licht des Faserlasers erzeugt wird, um so die Atome während der Evaporation gegen die Gravitation zu halten und damit die geschilderten Probleme zu lösen (vgl. Abschnitt 3.2.6).

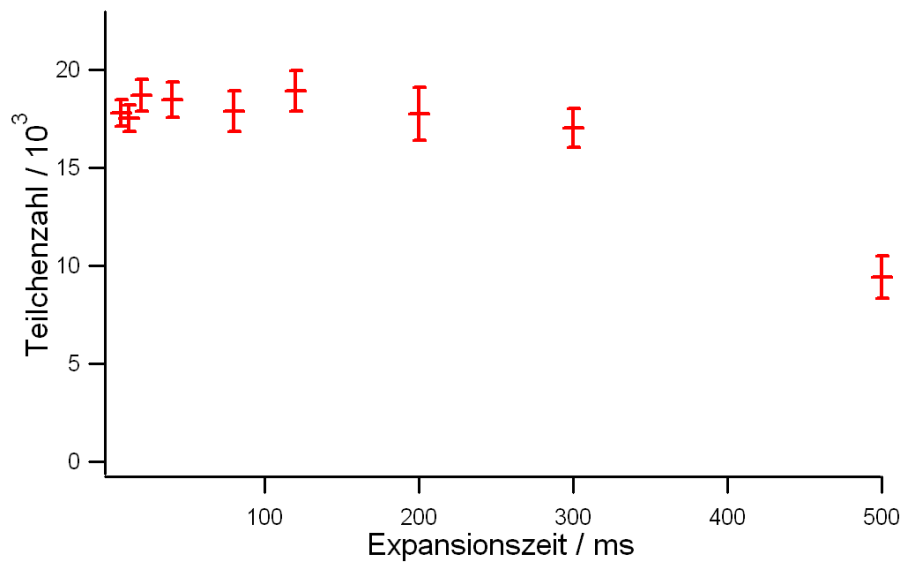


Abbildung 5.45.: Teilchenzahl der thermischen Ensembles im kreisförmigen Resonator in Abhängigkeit von der Expansionszeit: Bis 200 ms treten keine signifikanten Verluste auf.

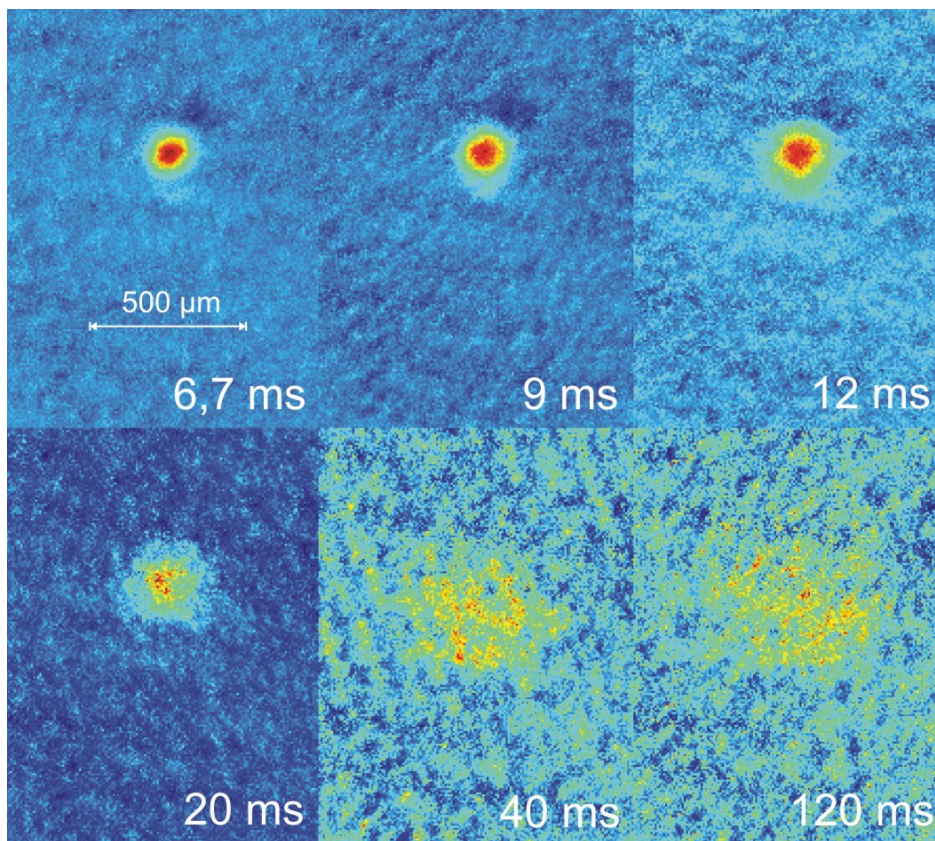


Abbildung 5.46.: Absorptionsserienserie in Falschfarben von in den kreisförmigen Resonator fallen gelassenen teilweise kondensierten Ensembles nach unterschiedlichen Expansionszeiten.

5.6 Zusammenfassung und Diskussion der atomoptischen Experimente

In diesem Kapitel wurden verschiedene Experimente mit Bose-Einstein-Kondensaten präsentiert. Dabei wurden die ultra-kalten Ensembles mit ringförmigen Dipolpotentialen, die von einer speziellen ringfö-

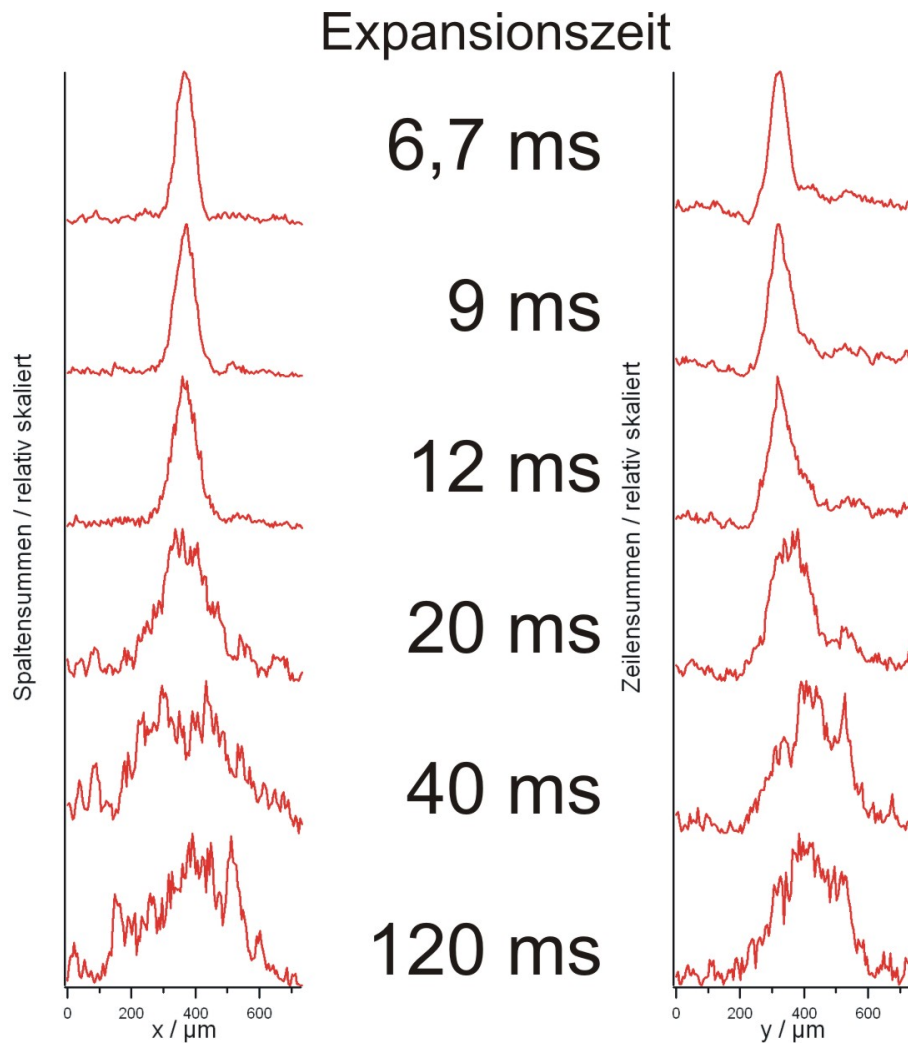


Abbildung 5.47.: Spalten- und Zeilensummen der teilweise kondensierten Ensembles nach unterschiedlichen Expansionszeiten im kreisförmigen Resonator.

migen Mikrolinse erzeugt wurden, manipuliert.

Ein großes Ziel dieser Untersuchungen war die Erzeugung eines führenden ringförmigen Potentials, das als Speicherring oder Interferometer vom Sagnac-Typ dienen kann. Für eine solche Fallkonfiguration gibt es auf der Basis numerischer Simulationen die theoretische Vorhersage, dass sowohl mit geführten Atomen als auch nach einem Teilen durch einen Bragg-Puls Interferenzerscheinungen auftreten sollen, die auch mit der verwendeten Detektionsoptik beobachtbar sein sollten [158]. Dazu wurden verschiedene Versuche unternommen, thermische und teilweise kondensierte Ensembles in ein gegenüber der atomaren Resonanz rotverschobenes Potential umzuladen und in dem Ringpotential zu führen. Das Umladen und das Halten der Atome im Ringpotential wurde auch erreicht, ein Ausbreiten entlang des Rings konnte aber weder bei thermischen noch bei kondensierten Atomen beobachtet werden. Selbst ein Bragg-Puls, durch den die Ensembles symmetrisch in Impulskomponenten von $\pm 2\hbar k$ aufgeteilt wurden, hat keine Ausbreitung der Atome entlang des Rings über die Ladezone hinaus hervorgerufen. Die Gründe hierfür sind nicht geklärt. Es ist davon auszugehen, dass das Potential Unebenheiten aufweist, so dass bei einer hohen Laserleistung diese zu Barrieren für die Atome werden. Gründe hierfür könnten Unebenheiten in den diffraktiven Strukturen, eine nicht gleichmäßige Ausleuchtung der Ringlinse oder auch Fehler bei den drei Abbildungen des Rings sein. Diese Annahmen werden durch die Ergebnisse der weiterführenden Experimente in Referenz [156] bestätigt, wo mit Hilfe eines Lichtteppichs das Ringpotential so weit abgeschwächt werden konnte, dass eine Ausbreitung der Atome über die Ladezone hinaus beobachtet werden konnte.

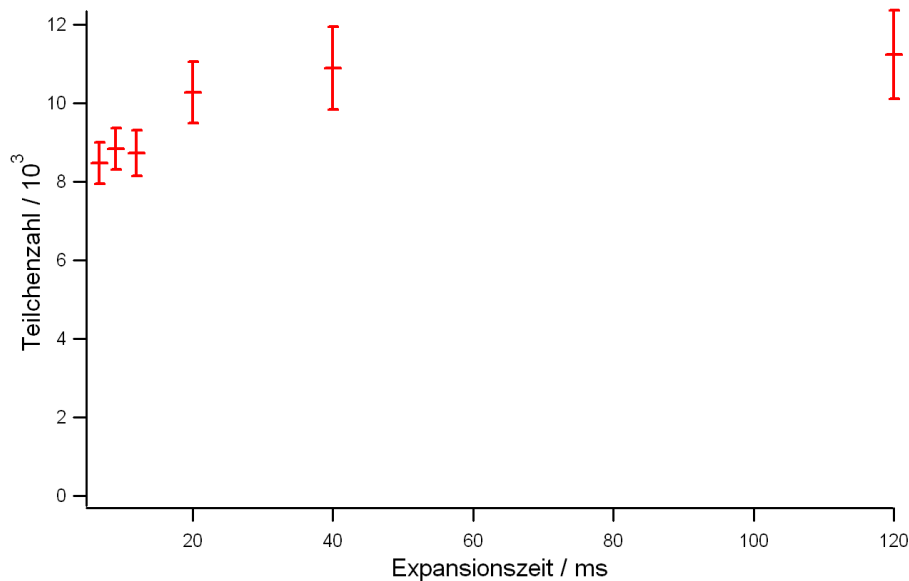


Abbildung 5.48.: Teilchenzahl der teilweise kondensierten Ensembles im kreisförmigen Resonator in Abhängigkeit von der Expansionszeit: Der Anstieg ist entweder auf schwankende Teilchenzahlen der Ensembles oder auf das schlechte Signal-zu-Rausch-Verhältnis zurückzuführen.

Aufgrund der theoretischen Vorhersagen sollten in der Zukunft weitere Anstrengungen in Richtung eines ringförmigen Interferometers unternommen werden. Dabei sollte vor allem die verwendete Ringlinse weiter untersucht werden, um die Ursache für die 'Barrieren' innerhalb des ringförmigen Potentials zu finden und diese zukünftig zu vermeiden. Ansonsten sollten Alternativen wie z.B. ein Axikon oder ein konischer Refraktor geprüft werden, um ein solches Potential zu erzeugen, da bei der fortschreitenden Miniaturisierung interferometrischer Apparaturen die Realisierung eines solch kompakten Aufbaus sicherlich neue Perspektiven eröffnen würde.

Weiterhin wurden verschiedene Experimente zur Ausbreitung von Bose-Einstein-Kondensaten in einem quasi-eindimensionalen Resonator präsentiert. Dieser Resonator wurde durch die Kombination eines Dipolfallenstrahls, der als linearer Wellenleiter fungiert, mit dem abstoßenden Ringpotential, das an beiden Enden den Resonator abschließt, gebildet. In dieser Arbeit wurde erstmalig die Ausbreitungsdynamik von teilweise kondensierten Ensembles in einer solchen Fallengeometrie präsentiert. Dabei wurden sowohl frei expandierende als auch nach einem Bragg-Puls geteilte Ensembles betrachtet. Die sich ergebenden Strukturen konnten durch numerische Simulationen qualitativ als Reflexionen an Nebenmaxima des Ringpotentials, die ebenfalls als abstoßende Barrieren wirkten, erklärt werden. Inwiefern diese Strukturen sich auch unter Verwendung von rein thermischen Ensembles ergeben würden, muss durch zukünftige vergleichende Experimente herausgefunden werden. Ansonsten bietet der präsentierte Wellenleiter mit einem Aspektverhältnis von 1:100 oder größer auch die Möglichkeit andere Phänomene, die in eindimensionalen Geometrien auftreten, wie z.B. Solitonen zu beobachten. Weiterhin wäre es denkbar, dass statt eines Dipolfallenarms ein Dipolfallenregister, bestehend aus einer zweidimensionalen Anordnung vieler eindimensionaler Wellenleiter, genutzt wird, um z.B. analog zum in Referenz [179] geschilderten Verfahren ein Tonks-Girardeau-Gas zu erzeugen und nachzuweisen.

Als letzte Anwendung des Ringpotentials wurde durch die Kombination eines ebenen abstoßenden Potentials mit einem abstoßenden Ringpotential ein kreisförmiger Resonator erzeugt, in den die Atome fallen gelassen wurden. Es konnte darin sowohl die Ausbreitung von thermischen als teilweise kondensierten Ensembles beobachtet werden. Mit einem solchen Aufbau lassen sich in der Zukunft z.B. Vielfachreflexionen an den Wänden des Resonators untersuchen.

Bei den beschriebenen Experimenten traten deutlich die besonderen Stärken aber auch Schwächen mikrooptischer Systeme hervor: Einerseits erlauben Mikrolinsen den Aufbau sehr komplexer und dennoch kompakter experimenteller Anordnungen. Diese Aufbauten sind flexibel und je nach den verwendeten Mi-

Strukturen sind den möglichen Potentialformen kaum Grenzen gesetzt. Andererseits treten vor allem bei diffraktiven Linsen oftmals Nebenmaxima auf, die die Experimente z.T. stark beeinträchtigen können. Zusätzlich sollten angepasst an die kurzen Brennweiten der Mikrolinsen die Strahlwege auch kurz gehalten werden, weil sonst die Abbildungen der Strukturen wieder sehr kompliziert werden und damit die Vorteile der Mikrolinsen verloren gehen. Einhergehend mit jeder weiteren Abbildung entstehen Abbildungsfehler, die die Qualität der erzeugten Potentiale mindern. Für zukünftige Anwendungen sollte deshalb ernsthaft erwogen werden, einen komplett neuen experimentellen Aufbau mit einer deutlich kleineren Vakuumkammer zu realisieren, der speziell darauf ausgelegt wird, verschiedenste Dipolpotentiale über kurze Strecken in die Vakuumapparatur abzubilden. Weiterhin sollten die vorhandenen Ringlinsen einer eingehenden Prüfung im Hinblick auf ihre Tauglichkeit für atominterferometrische Anwendungen unterzogen werden. Abgesehen von den schon oben erwähnten Alternativen könnte auch erwogen werden, neue ringförmige Mikrolinsen fertigen zu lassen, die speziell dafür ausgelegt werden, möglichst nur wenige oder keine Nebenmaxima zu erzeugen.

6 Diskussion und Ausblick

In dieser Arbeit wurden Experimente mit Bose-Einstein-Kondensaten aus ^{87}Rb in verschiedenen Dipolfallenkonfigurationen präsentiert. Die Bose-Einstein-Kondensate werden in einer gekreuzten Dipolfalle mit Licht eines Faserlasers bei 1070 nm evaporativ durch langsames Absenken der Strahlleistungen erzeugt. Am Ende der Evaporation verbleibt ein ultra-kaltes Ensemble von etwa 10000 Atomen bei unter 20 nK, wovon etwa die Hälfte der Atome kondensiert sind. Der Nachweis der Kondensation konnte sowohl über eine Änderung des Aspektverhältnis während der freien Expansion als auch über das Beobachten einer bimodalen Verteilung eines fallenden teilweise kondensierten Ensembles erbracht werden.

Das erzeugte BEC bildet als Quelle kohärenter Materiewellen die Grundlage für weiterführende atomoptische Experimente. Voraussetzung dafür ist ein Mechanismus zum kohärenten Teilen und Rekombinieren der atomaren Ensembles. Zu diesem Zweck wurde ein eindimensionales optisches Gitter aus zwei gegenläufigen Laserstrahlen aufgebaut. Mit diesem konnten grundlegende atomoptische Experimente mit Bose-Einstein-Kondensaten durchgeführt werden. So wurde z.B. ein BEC symmetrisch in entgegengerichtete Impulskomponenten aufgeteilt. Das Gitter erlaubte aber auch die Erzeugung kohärenter Superpositionen zwischen $0 \hbar k$ und $2 \hbar k$ oder ein adiabatisches Beschleunigen des gesamten Ensembles.

Auf der Basis einer ringförmigen Mikrolinse wurde eine ringförmige Dipolfalle aufgebaut. In unterschiedlichen experimentellen Konfigurationen konnten weiterführende atomoptische Experimente durchgeführt werden. So wurden teilweise kondensierte Ensembles erstmalig in eine rotverstimmte Ringfalle umgeladen. Allerdings konnte eine Ausbreitung der Atome über die Ladezone hinaus entlang des Rings nicht beobachtet werden, so dass ein ringförmiges Atominterferometer noch nicht realisiert werden konnte.

Durch die Kombination eines blauverstimmten Ringpotentials mit einem stark elongierten Wellenleiter konnte erstmalig ein quasi-eindimensionaler Resonator für Bose-Einstein-Kondensate demonstriert werden. In diesem wurde die Ausbreitungsdynamik sowohl von frei expandierenden als auch von durch Bragg-Pulsen geteilten teilweise kondensierten Ensembles studiert. Als letzte Anwendung der ringförmigen Mikrolinse wurde ein ringförmiger Resonator für Bose-Einstein Kondensate präsentiert, der durch die Kombination eines blauverstimmten Ringpotentials mit einem abstoßenden ebenen Lichtfeld erzeugt wurde. In diesem Resonator wurde sowohl die Ausbreitung eines thermischen als auch eines teilweise kondensierten Ensembles untersucht.

Die präsentierten Experimente haben erwiesen, dass die Erzeugung teilweise kondensierter Ensembles mit dem vorgestellten Aufbau zuverlässig und reproduzierbar erfolgt, so dass weiterführende Experimente durchgeführt werden konnten. Die Fragestellung, warum der Kondensatanteil im Ensemble nicht weiter ansteigt, lässt sich vermutlich darauf zurückführen, dass die gekreuzte Dipolfalle aufgrund der Gravitation flacher wird, wodurch die Effizienz der Evaporation geringer wird. In der Zukunft sollte deshalb versucht werden, durch ein levitierendes Magnetfeld oder durch ein ebenes Dipolpotential die Gravitation zu kompensieren, wodurch die Effizienz der Evaporation erhöht werden könnte. Auch weitere atomoptische Experimente würden von einem höheren Kondensatanteil der Ensembles sicherlich profitieren.

Das eindimensionale optische Gitter hat seine Tauglichkeit für weiterführende Experimente ebenfalls unter Beweis gestellt. Mögliche Verbesserungen liegen hier vor allem im technischen Bereich. So sollte die Ansteuerung der Synthesizer verbessert werden, damit längere Gitterpulse und variabelere Gittersequenzen durchgeführt werden können. Außerdem sollten in der Zukunft statt rechteckförmiger Pulse Gaußpulse zur Anwendung kommen, da Rechteckpulse immer auch Anteile höherer Frequenzen enthalten, wodurch sich die Effizienz der einzelnen Teilungsprozesse sicherlich noch erhöhen ließe.

Für weitere Experimente mit der ringförmigen Mikrolinse sollte die Abbildung des Ringfokus in die Kammer genauer untersucht werden, um zu ergründen, warum eine Ausbreitung von Atomen entlang des Rings zumindest behindert wird und auf welche Art diese Abbildung mit weniger Abbildungsfehlern erfolgen kann. Ein limitierender Faktor bleibt sicherlich die große Strecke, über die der Ringfokus abgebildet wird. Die Kombination des Ringpotentials mit einem Lichtteppich, der die Gravitation soweit kompensiert, dass der Ring die Atome nur noch auf einer Kreisbahn führen muss, hat zwar im Rahmen anderer Messungen eine Ausbreitung entlang des Rings ermöglicht. Hier gilt es aber zu prüfen, inwieweit sich mit dem verwendeten Aufbau wirklich ein ringförmiges Interferometer vom Sagnac-Typ realisieren lässt. In diesem Zusammenhang sollte auch geprüft werden, ob nicht auch andere Möglichkeiten bestehen, um ein ringförmiges optisches Dipolpotential zu erzeugen, z.B mit einem Axikon oder einem konischen Refraktor.

Die Fragestellungen bzgl. der Qualität des Ringpotentials spielen auch im Hinblick auf die Experimente im eindimensionalen Resonator eine wichtige Rolle. Dieser stellt ein Modellsystem dar, mit dem sich viele quantenmechanische Effekte makroskopisch beobachten lassen sollten, weshalb hier in der Zukunft weitere Anstrengungen unternommen werden sollten. Das Auftreten der Nebenmaxima des Rings und damit weiterer abstoßender Wände macht es aber schwierig zu entscheiden, ob die beobachteten Strukturen in den Dichteverteilungen wirklich auf Effekte kohärenter Materiewellen zurückzuführen sind. Zu diesem Zweck sollten andere Strahlen als abstoßende Wände zum Einsatz kommen. Zukünftige Experimente in einem eindimensionalen Resonator würden außerdem sehr von einem höheren Kondensatanteil profitieren, so dass der Untergrund der thermischen Atome unterdrückt würde. Zum Vergleich sollten zusätzlich alle Experimente auch immer mit rein thermischen Ensembles durchgeführt werden, um zu sehen, welche der Strukturen in den Dichteverteilungen wirklich auf Kohärenzeffekte zurückzuführen sind.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden also verschiedene elementare atomoptische Experimente durchgeführt und es konnten wichtige Schritte auf dem Weg zur Realisierung von kompakten Interferometerstrukturen auf der Basis von optischen Mikrostrukturen vollzogen werden.

A Anhang

A.1 Rubidiumdaten

In diesem Anhang werden die wichtigsten Daten von ^{87}Rb , die in dieser Arbeit verwendet wurden, präsentiert. Wo nicht anders angegeben, wurden die Daten Referenz [30] entnommen.

Allgemeine Daten von ^{87}Rb		
Anzahl Protonen	Z	37
Anzahl Nukleonen	Z + N	87
Atomare Masse	m	86,909180520(15) amu $1.44160648(72) \cdot 10^{-25}$ kg
rel. natürliches Vorkommen		27,83(2)%
Halbwertszeit	t_H	$4,88 \cdot 10^{10}$ Jahre
Kernspin	I	3/2
s-Wellenstrelänge F=1	a_0	$(110 \pm 4) a_B$ [180]
Rb-D ₂ -Linie		
Wellenlänge des D ₂ -Übergangs (Vakuum)	λ	780,241209686(13)nm
Lebensdauer D ₂ -Linie	τ	26,2348(77) ns
Natürliche D ₂ -Linienbreite	Γ	$2\pi \cdot 6,0666(18)$ MHz
Rückstoßenergie	ω_{rec}	$2\pi \cdot 3,7710$ kHz
Dopplertemperatur	T_D	146 μK
Sättigungsintensität (F=2 \rightarrow F'=3)	I_{Sat}	3,57713(74) mW/cm ²
Sättigungsintensität (F=2, $m_F = \pm 2 \rightarrow$ F'=3, $m_F = \pm 3$)	I_{Sat}	1,66933(35) mW/cm ²
Rb-D ₁ -Linie		
Wellenlänge des D ₁ -Übergangs (Vakuum)	λ	794,978851156(23)nm
Lebensdauer D ₁ -Linie	τ	27,679(27) ns
Natürliche D ₁ -Linienbreite	Γ	$2\pi \cdot 5,7500(56)$ MHz
Rückstoßenergie	ω_{rec}	$2\pi \cdot 3,6325$ kHz
Dopplertemperatur	T_D	138 μK

A.2 Logarithmischer Verstärker

Der im Rahmen dieser Arbeit realisierte logarithmische Verstärker nutzt aus, dass ein Operationsverstärker, der in seiner Rückkopplung eine Diode enthält, eine lineare Spannungscharakteristik in eine logarithmische übersetzt. Problem dabei ist, dass der genaue Verlauf sehr stark temperaturabhängig ist. Die Lösung besteht darin, dass man zwei Spannungen logarithmiert - die interessierende und eine Referenzspannung. Als Dioden fungieren zwei thermisch gekoppelte Transistoren - das sogenannte super-matched-pair LM394. Dadurch, dass sowohl die Referenz als auch die Messgröße beim Logarithmieren den gleichen in guter Näherung linearen Temperaturdrifts unterliegen, treten wegen $\ln(a) - \ln(b) = \ln(a/b)$ kaum mehr thermische Schwankungen auf. Wenn man am Eingang BNC1 eine lineare Spannung anlegt, so erhält man am Ausgang BNC2 eine logarithmische Ausgangsspannung (vgl. Abb. A.1). Eine an die Ausgangscharakteristik angepasste logarithmische Funktion ergibt: $U_{out} = 0,26163 \cdot \ln(U_{in}) + 5,0112 \text{ V}$ (vgl. Abb. A.2).

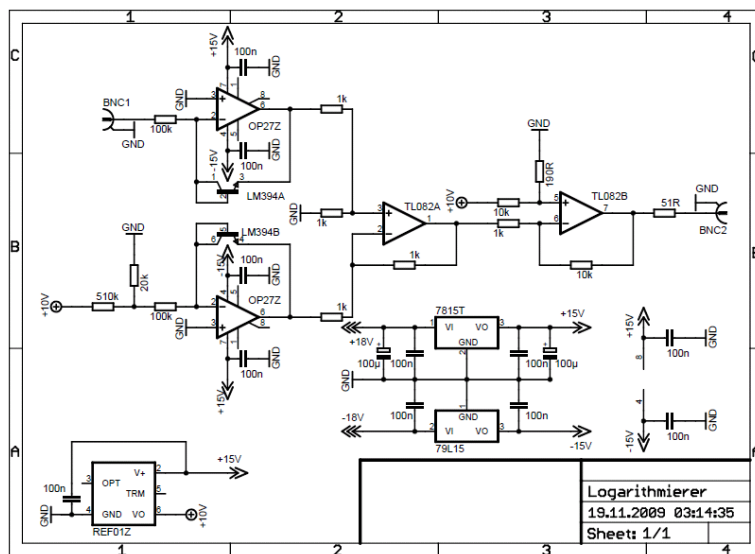


Abbildung A.1.: Schaltung des logarithmischen Verstärkers.

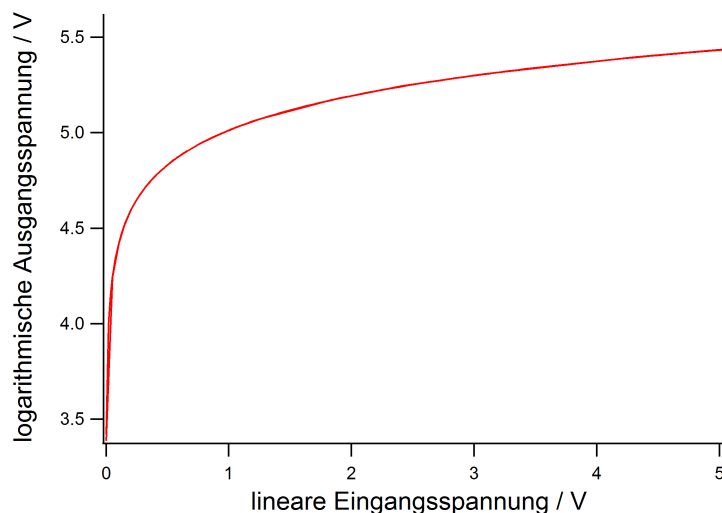


Abbildung A.2.: Ausgangsspannung U_{out} des logarithmischen Verstärkers als Funktion der angelegten linearen Spannung U_{in} .

A.3 Intensitätsregler

Der für die Intensitätsregelung und -steuerung der gekreuzten Dipolfalle verwendete elektronische Regler ist im Rahmen der Diplomarbeit des Autors dieser Zeilen entstanden. Eine ausführliche Beschreibung der speziellen Eigenschaften findet sich deshalb in dieser Arbeit [80]

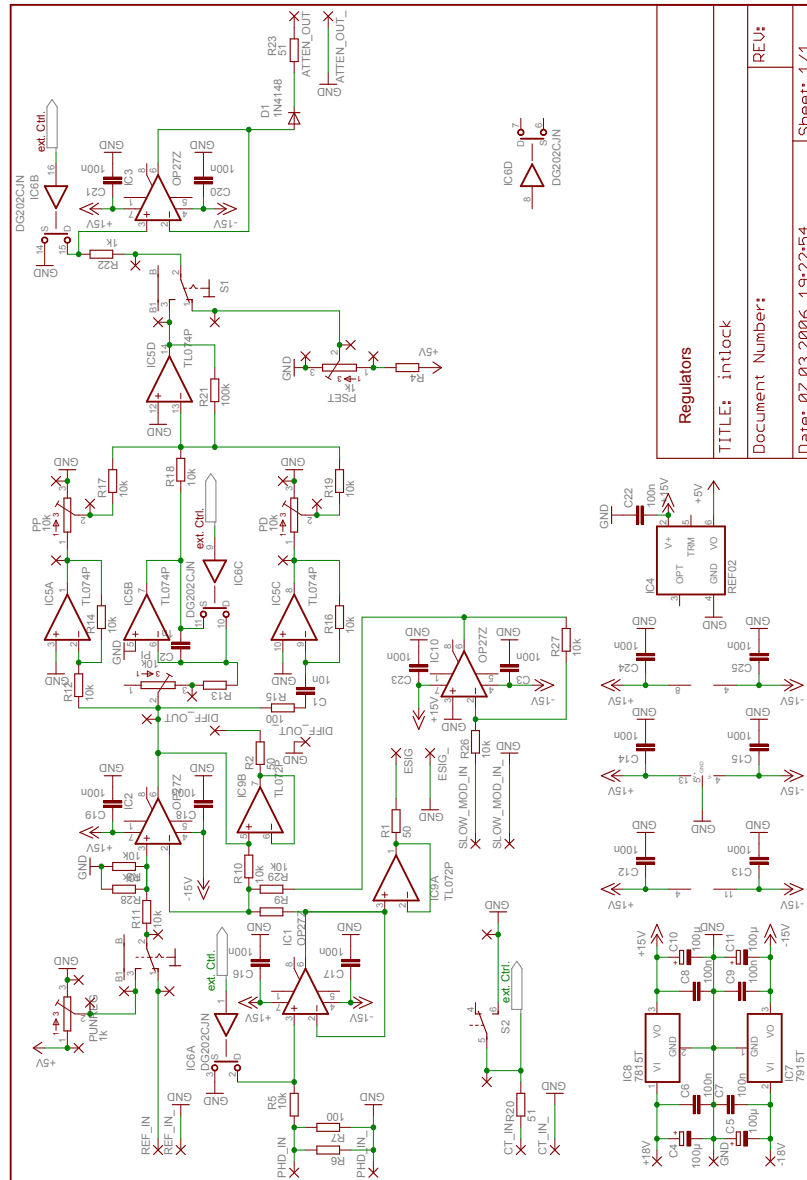


Abbildung A.3.: Schaltung des Intensitätsreglers.



Literaturverzeichnis

- [1] L. de Broglie, *Recherches sur la Theorie des Quanta*, Dissertation, Sorbonne, Paris, 1924.
- [2] C. Davisson und L. Germer, *The scattering of electrons by a single crystal of nickel*, Nature **119**, 558–560 (1927).
- [3] W. Bragg, *The diffraction of X-rays by crystals*, Nobel Lectures, Physics 1901-1921 pp. 370–382 (1922).
- [4] J. Chadwick, *Possible Existence of a Neutron*, Nature **129**, 312 (1932).
- [5] D. P. Mitchell und P. N. Powers, *Bragg Reflection of Slow Neutrons*, Phys. Rev. **50**, 486–487 (1936).
- [6] T. Maiman, *Stimulated optical radiation in ruby*, Nature **187**, 493 (1960).
- [7] T. Hänsch und A. Schawlow, *Cooling of gases by laser radiation*, Opt.Comm. **13**, 68–69 (1975).
- [8] H. Dehmelt und D. Wineland, *Proposed $10^{14} \delta\nu/\nu$ Laser Fluorescence Spectroscopy on TL^+* , Bull. Am. Phys. Soc. **20** (1975).
- [9] W. D. Phillips und H. Metcalf, *Laser Deceleration of an Atomic Beam*, Phys. Rev. Lett. **48**, 596–599 (1982).
- [10] W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall und M. Zhu, *Laser Manipulation of Atomic Beam Velocities: Demonstration of Stopped Atoms and Velocity Reversal*, Phys. Rev. Lett. **54**, 996–999 (1985).
- [11] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable und A. Ashkin, *Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure*, Phys. Rev. Lett. **55**, 48–51 (1985).
- [12] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu und D. E. Pritchard, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631–2634 (1987).
- [13] P. L. Gould, G. A. Ruff und D. E. Pritchard, *Diffraction of atoms by light: The near-resonant Kapitza-Dirac effect*, Phys. Rev. Lett. **56**, 827–830 (1986).
- [14] P. J. Martin, B. G. Oldaker, A. H. Miklich und D. E. Pritchard, *Bragg scattering of atoms from a standing light wave*, Phys. Rev. Lett. **60**, 515–518 (1988).
- [15] O. Carnal und J. Mlynek, *Young's double-slit experiment with atoms: A simple atom interferometer*, Phys. Rev. Lett. **66**, 2689–2692 (1991).
- [16] F. Riehle, T. Kisters, A. Witte, J. Helmcke und C. J. Bordé, *Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame: Sagnac effect in a matter-wave interferometer*, Phys. Rev. Lett. **67**, 177–180 (1991).
- [17] M. Kasevich und S. Chu, *Atomic interferometry using stimulated Raman transitions*, Phys. Rev. Lett. **67**, 181–184 (1991).
- [18] T. L. Gustavson, A. Landragin und M. A. Kasevich, *Rotation sensing with a dual atom-interferometer Sagnac gyroscope*, Classical and Quantum Gravity **17**, 2385–2398 (2000).
- [19] A. Peters, K. Y. Chung und S. Chu, *Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms*, Nature **400**, 849–852 (1999).
- [20] M. Cadoret, E. de Mirandes, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, C. Schwob, F. m. c. Nez, L. Julien und F. m. c. Biraben, *Combination of Bloch Oscillations with a Ramsey-Bordé Interferometer: New Determination of the Fine Structure Constant*, Phys. Rev. Lett. **101**, 230801 (2008).

-
- [21] T. Müller, M. Gilowski, M. Zaiser, P. Berg, C. Schubert, T. Wendrich, W. Ertmer und E. M. Rasel, *A compact dual atom interferometer gyroscope based on laser-cooled rubidium*, Eur. Phys. Journ. D **53**, 273–281 (2009).
- [22] M. Anderson, J. Ensher, M. Matthews, C. Wieman und E. Cornell, *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*, Science **269**, 198 (1995).
- [23] K. Davis, M.-O. Mewes, M. Andrews, N. van Druten, D. Durfee, D. Kurn und W. Ketterle, *Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).
- [24] M. Andrews, C. Townsend, H.-J. Miesner, D. Durfee, D. Kurn und W. Ketterle, *Observation of Interference Between Two Bose-Einstein Condensates*, Science **275**, 637 (1997).
- [25] E. W. Hagley *et al.*, *Measurement of the Coherence of a Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **83**, 3112–3115 (1999).
- [26] J. E. Simsarian, J. Denschlag, M. Edwards, C. W. Clark, L. Deng, E. W. Hagley, K. Helmerson, S. L. Rolston und W. D. Phillips, *Imaging the Phase of an Evolving Bose-Einstein Condensate Wave Function*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2040–2043 (2000).
- [27] Y. Torii, Y. Suzuki, M. Kozuma, T. Sugiura, T. Kuga, L. Deng und E. W. Hagley, *Mach-Zehnder Bragg interferometer for a Bose-Einstein condensate*, Phys. Rev. A **61**, 041602 (2000).
- [28] R. Grimm, M. Weidemüller und Y. Ovchinnikov, *Optical dipole traps for neutral atoms*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **42**, 95 (2000).
- [29] H. Metcalf und P. van der Straten, *Laser cooling and trapping* (Springer, 1999).
- [30] D. Steck, *Rubidium 87 D Line Data*, <http://steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.pdf>, 2009.
- [31] J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji, *Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited*, J. Opt. Soc. Am. B **2**, 1707 (1985).
- [32] A. Siegman, *Lasers* (University Science Books, 1986).
- [33] T. Lauber, *Bose-Einstein Kondensation in einer gekreuzten Dipolfalle*, Diplomarbeit, Technische Universität Darmstadt, 2008.
- [34] P. Jessen und I. Deutsch, *Optical Lattices*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **37** (1996).
- [35] K. Petsas, A. Coates und G. Grynberg, *Crystallography of optical lattices*, Phys. Rev. A **50**, 5173 (1994).
- [36] S. Ospelkaus-Schwarzer, *Quantum Degenerate Fermi-Bose Mixtures of ^{40}K and ^{87}Rb in 3D Optical Lattices*, Dissertation, Universität Hamburg, 2006.
- [37] S. Bose, *Plancks Gesetz and Lichtquantenhypothese*, Z. Phys. **26**, 178 (1924).
- [38] A. Einstein, *Quantentheorie des einatomigen idealen Gases*, Sitzungber. Preuss. Akad. Wiss. **1924**, 261 (1924).
- [39] A. Einstein, *Quantentheorie des einatomigen idealen Gases: Zweite Abhandlung*, Sitzungber. Preuss. Akad. Wiss. p. 3 (1925).
- [40] F. London, *The λ -phenomenon of Liquid Helium and the Bose-Einstein Degeneracy*, Nature **141**, 643 (1938).
- [41] F. London, *On the Bose-Einstein Condensation*, Phys. Rev. **54**, 947 (1938).
- [42] O. Penrose und L. Onsager, *Bose-Einstein Condensation and Liquid Helium*, Phys. Rev. **104**, 576–584 (1956).

-
- [43] W. Nolting, *Grundkurs theoretische Physik, Band 6, Statistische Physik* (Springer, 2005).
- [44] J. Mayers, *Bose-Einstein Condensation, Phase Coherence, and Two-Fluid Behaviour in ^4He* , Phys. Rev. Lett. **92**, 135302 (2004).
- [45] H. Glyde, R. Azuah und W. Stirling, *Condensate, momentum distribution, and final-state effects in liquid ^4He* , Phys. Rev. B **62**, 14337–14349 (2000).
- [46] C. Pethick und H. Smith, *Bose-Einstein condensation in dilute gases* (Cambridge University Press, 2002).
- [47] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, G. Musiol und H. Mühlig, *Taschenbuch der Mathematik* (Verlag Harri Deutsch, 1995).
- [48] W. Ketterle, D. Durfee und D. Stamper-Kurn, *Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates*, IOS Press p. 67 (1999).
- [49] W. Greiner, L. Neise und H. Stöcker, *Thermodynamik und Statistische Mechanik* (Verlag Harry Deutsch, 1987).
- [50] W. Nolting, *Grundkurs theoretische Physik, Band 5/1, Quantenmechanik - Grundlagen* (Springer, 2004).
- [51] Y.-M. Kao und T. Jiang, *Transition temperatures of the trapped ideal Bose gas*, Eur. Phys. J. D **40**, 263 (2006).
- [52] F. Dalfovo, S. Giorgini, L. Pitaevskii und S. Stringari, *Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases*, Rev. Mod. Phys. **71**, 463–512 (1999).
- [53] W. Krauth, *Quantum Monte Carlo Calculations for a Large Number of Bosons in a Harmonic Trap*, Phys. Rev. Lett. **77**, 3695–3699 (1996).
- [54] M. Edwards und K. Burnett, *Numerical solution of the nonlinear Schrödinger equation for small samples of trapped neutral atoms*, Phys. Rev. A **51**, 1382–1386 (1995).
- [55] M. Edwards, P. A. Ruprecht, K. Burnett, R. J. Dodd und C. W. Clark, *Collective Excitations of Atomic Bose-Einstein Condensates*, Phys. Rev. Lett. **77**, 1671–1674 (1996).
- [56] F. Dalfovo und S. Stringari, *Bosons in anisotropic traps: Ground state and vortices*, Phys. Rev. A **53**, 2477–2485 (1996).
- [57] M. Holland und J. Cooper, *Expansion of a Bose-Einstein condensate in a harmonic potential*, Phys. Rev. A **53**, R1954–R1957 (1996).
- [58] Y. Kagan, A. E. Muryshev und G. V. Shlyapnikov, *Collapse and Bose-Einstein Condensation in a Trapped Bose Gas with Negative Scattering Length*, Phys. Rev. Lett. **81**, 933–937 (1998).
- [59] C. A. Sackett, H. T. C. Stoof und R. G. Hulet, *Growth and Collapse of a Bose-Einstein Condensate with Attractive Interactions*, Phys. Rev. Lett. **80**, 2031–2034 (1998).
- [60] M. Ueda und K. Huang, *Fate of a Bose-Einstein condensate with an attractive interaction*, Phys. Rev. A **60**, 3317–3320 (1999).
- [61] M. Ueda und A. J. Leggett, *Macroscopic Quantum Tunneling of a Bose-Einstein Condensate with Attractive Interaction*, Phys. Rev. Lett. **80**, 1576–1579 (1998).
- [62] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics* (Wiley & Sons, 1995).
- [63] M. Fraczek, *Aufbau und Stabilisierung eines MOPA-Systems zur Laserkühlung von Rubidium*, Diplomarbeit, Technische Universität Darmstadt, 2007.

-
- [64] J. Nes, *Cold Atoms and Bose-Einstein Condensates in Optical Dipole Potentials*, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2008.
- [65] R. Frisch, *Experimenteller Nachweis des Einsteinschen Strahlungsrückstosses*, Z. Phys. 86 (1933).
- [66] P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. L. Gould und H. J. Metcalf, *Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit*, Phys. Rev. Lett. **61**, 169–172 (1988).
- [67] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste und C. Cohen-Tannoudji, *Laser Cooling below the One-Photon Recoil Energy by Velocity-Selective Coherent Population Trapping*, Phys. Rev. Lett. **61**, 826–829 (1988).
- [68] J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji, *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2023 (1989).
- [69] P. Ungar, D. Weiss, E. Riis und S. Chu, *Optical molasses and multilevel atoms: theory*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2058 (1989).
- [70] S. Chu, *The manipulation of neutral particles*, Rev. Mod. Phys. **70**, 685 (1998).
- [71] C. Cohen-Tannoudji, *Manipulating atoms with photons*, Rev. Mod. Phys. **70**, 707 (1998).
- [72] W. Phillips, *Laser cooling and trapping of neutral atoms*, Rev. Mod. Phys. **70**, 721 (1998).
- [73] F. Steinebach, *Interferenzfilterstabilisierte Diodenlaser für Licht bei 780 nm*, Diplomarbeit, Technische Universität Darmstadt, 2007.
- [74] M. Kasevich und S. Chu, *Laser cooling below a photon recoil with three-level atoms*, Phys. Rev. Lett. **69**, 1741–1744 (1992).
- [75] H. Hess, *Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen*, Phys. Rev. B **34**, 3476 (1986).
- [76] N. Masuhara, J. M. Doyle, J. C. Sandberg, D. Kleppner, T. J. Greytak, H. F. Hess und G. P. Kochanski, *Evaporative Cooling of Spin-Polarized Atomic Hydrogen*, Phys. Rev. Lett. **61**, 935–938 (1988).
- [77] C. Bradley, C. Sackett, J. Tollett und R. Hulet, *Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions*, Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995).
- [78] C. Technology, *Acousto-Optic Modulator, application note modulator model 3000 series*, www.crystaltechnology.com.
- [79] K. Singer, S. Jochim, M. Mudrich, A. Mosk und M. Weidemüller, *Low-cost mechanical shutter for light beams*, Rev. Sci. Instrum. **73**, 4402–4404 (2002).
- [80] O. Wille, *Aufbau eines 3d-optischen Gitters für quantenentartete Fermi-Bose-Mischungen aus ^{40}K und ^{87}Rb* , Diplomarbeit, Universität Hamburg, 2005.
- [81] E. Hecht, *Optik* (Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2005).
- [82] S. Jochim, *Bose-Einstein Condensation of Molecules*, Dissertation, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, 2004.
- [83] S. J. M. Kuppens, K. L. Corwin, K. W. Miller, T. E. Chupp und C. E. Wieman, *Loading an optical dipole trap*, Phys. Rev. A **62**, 013406 (2000).
- [84] E. A. Burt, R. W. Ghrist, C. J. Myatt, M. J. Holland, E. A. Cornell und C. E. Wieman, *Coherence, Correlations, and Collisions: What One Learns about Bose-Einstein Condensates from Their Decay*, Phys. Rev. Lett. **79**, 337–340 (1997).

-
- [85] T. Savard, K. O'Hara und J. Thomas, *Laser-noise induced heating in far-off resonance optical traps*, Phys. Rev. A **56**, 1095 (1997).
- [86] N. Poli, R. Brecha, G. Roati und G. Modugno, *Cooling atoms in an optical trap by selective parametric excitations*, Phys. Rev. A **65**, 021401 (2002).
- [87] J. D. Miller, R. A. Cline und D. J. Heinzen, *Photoassociation spectrum of ultracold Rb atoms*, Phys. Rev. Lett. **71**, 2204–2207 (1993).
- [88] A. M. Smith, K. Burnett und P. S. Julienne, *Semiclassical theory of collision-induced loss from optical traps*, Phys. Rev. A **46**, 4091–4099 (1992).
- [89] P. O. Fedichev, M. W. Reynolds und G. V. Shlyapnikov, *Three-Body Recombination of Ultracold Atoms to a Weakly Bound s Level*, Phys. Rev. Lett. **77**, 2921–2924 (1996).
- [90] W. Ketterle, K. B. Davis, M. A. Joffe, A. Martin und D. E. Pritchard, *High densities of cold atoms in a dark spontaneous-force optical trap*, Phys. Rev. Lett. **70**, 2253–2256 (1993).
- [91] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. A. Joffe, M. R. Andrews und W. Ketterle, *Evaporative Cooling of Sodium Atoms*, Phys. Rev. Lett. **74**, 5202–5205 (1995).
- [92] C. S. Adams, H. J. Lee, N. Davidson, M. Kasevich und S. Chu, *Evaporative Cooling in a Crossed Dipole Trap*, Phys. Rev. Lett. **74**, 3577–3580 (1995).
- [93] M. Barrett, J. Sauer und M. Chapman, *All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **87**, 010404 (2001).
- [94] K. M. O'Hara, M. E. Gehm, S. R. Granade und J. E. Thomas, *Scaling laws for evaporative cooling in time-dependent optical traps*, Phys. Rev. A **64**, 051403 (2001).
- [95] T. Kinoshita, T. Wenger und D. S. Weiss, *All-optical Bose-Einstein condensation using a compressible crossed dipole trap*, Phys. Rev. A **71**, 011602 (2005).
- [96] G. Cennini, G. Ritt, C. Geckeler und M. Weitz, *All-Optical Realization of an Atom Laser*, Phys. Rev. Lett. **91**, 240408 (2003).
- [97] K. A. M. D. Barrett, *Bose-Einstein condensation in an all-optical setup*, http://microtraps.quantumlah.org/highlight/100509_cool.php.
- [98] M. Erhard, *Experimente mit mehrkomponentigen Bose-Einstein Kondensaten*, Dissertation, Universität Hamburg, 2004.
- [99] T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H.-C. Nägerl und R. Grimm, *Bose-Einstein Condensation of Cesium*, Science **299**, 232–235 (2003).
- [100] S. Kraft, F. Vogt, O. Appel, F. Riehle und U. Sterr, *Bose-Einstein Condensation of Alkaline Earth Atoms: ^{40}Ca* , Phys. Rev. Lett. **103**, 130401 (2009).
- [101] Y. Castin und R. Dum, *Bose-Einstein Condensates in Time Dependent Traps*, Phys. Rev. Lett. **77**, 5315–5319 (1996).
- [102] M.-S. Chang, C. D. Hamley, M. D. Barrett, J. A. Sauer, K. M. Fortier, W. Zhang, L. You und M. S. Chapman, *Observation of Spinor Dynamics in Optically Trapped Rb87 Bose-Einstein Condensates*, Phys. Rev. Lett. **92**, 140403 (2004).
- [103] W. Schäfer, *Realisierung und Optimierung einer Zwei-Frequenz-Steuerung eines Akusto-Optischen-Modulators*, Bachelor-Thesis, Technische Universität Darmstadt, 2007.
- [104] B. Fröhlich, T. Lahaye, B. Kaltenhäuser, H. Kübler, S. Müller, T. Koch, M. Fattori und T. Pfau, *Two-frequency acousto-optic modulator driver to improve the beam pointing stability during intensity ramps*, Rev. Sci. Instrum. **78** (2007).

-
- [105] M. D. Barrett, *A QUEST for BEC : An all optical alternative*, Phd thesis, Georgia Institute of Technology, 2002.
- [106] J.-P. Martikainen, *Bose-Einstein condensation in shallow traps*, Phys. Rev. A **63**, 043602 (2001).
- [107] J.-P. Martikainen, *Erratum: Bose-Einstein condensation in shallow traps [Phys. Rev. A 63, 043602 (2001)]*, Phys. Rev. A **65**, 039903 (2002).
- [108] D. J. Han, M. T. DePue und D. S. Weiss, *Loading and compressing Cs atoms in a very far-off-resonant light trap*, Phys. Rev. A **63**, 023405 (2001).
- [109] D. Comparat, A. Fioretti, G. Stern, E. Dimova, B. L. Tolra und P. Pillet, *Optimized production of large Bose-Einstein condensates*, Phys. Rev. A **73**, 043410 (2006).
- [110] Z.-Y. Ma, A. Thomas, C. J. Foot und S. L. Cornish, *The evaporative cooling of a gas of caesium atoms in the hydrodynamic regime*, J. Phys. B. At. Mol. Opt. Phys. **36** (2003).
- [111] C. G. Shull, *Early development of neutron scattering*, Rev. Mod. Phys. **67**, 753–757 (1995).
- [112] P. L. Kapitza und P. A. M. Dirac, *The reflection of electrons from standing light waves*, Proc. Cam. Philos. Soc. **29**, 297–300 (1933).
- [113] H. Schwarz, H. Tourtelotte und W. Gaertner, *Direct observation of nonlinear scattering of electrons by laser beam*, Phys. Lett. **19**, 202–203 (1965).
- [114] L. S. Bartell, R. R. Roskos und H. B. Thompson, *Reflection of Electrons by Standing Light Waves: Experimental Study*, Phys. Rev. **166**, 1494–1504 (1968).
- [115] Y. Takeda und I. Matsui, *Electron reflection by standing wave of giant laser pulse*, J. Phys. Soc. Jpn **25** (1968).
- [116] H. Pfeiffer, *Experimentelle Prüfung der Streuwahrscheinlichkeit für Elektronen beim Kapitza-Dirac Effekt*, Phys. Lett. **43A**, 362–363 (1968).
- [117] D. Freimund, K. Aflatooni und H. Batelaan, *Observation of the Kapitza-Dirac effect*, Nature **413**, 142–143 (2001).
- [118] H. Batelaan, *Colloquium: Illuminating the Kapitza-Dirac effect with electron matter optics*, Rev. Mod. Phys. **79**, 929–941 (2007).
- [119] M. Kozuma, L. Deng, E. W. Hagley, J. Wen, R. Lutwak, K. Helmerson, S. L. Rolston und W. D. Phillips, *Coherent Splitting of Bose-Einstein Condensed Atoms with Optically Induced Bragg Diffraction*, Phys. Rev. Lett. **82**, 871–875 (1999).
- [120] Y. B. Ovchinnikov, J. H. Müller, M. R. Doery, E. J. D. Vredenbregt, K. Helmerson, S. L. Rolston und W. D. Phillips, *Diffraction of a Released Bose-Einstein Condensate by a Pulsed Standing Light Wave*, Phys. Rev. Lett. **83**, 284–287 (1999).
- [121] A. Browaeys, H. Häffner, C. McKenzie, S. L. Rolston, K. Helmerson und W. D. Phillips, *Transport of atoms in a quantum conveyor belt*, Phys. Rev. A **72**, 053605 (2005).
- [122] J. H. Denschlag, J. E. Simsarian, H. Häffner, C. McKenzie, A. Browaeys, D. Cho, K. Helmerson, S. L. Rolston und W. D. Phillips, *A Bose-Einstein condensate in an optical lattice*, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **35**, 3095–3110 (2002).
- [123] J. Stenger, S. Inouye, A. P. Chikkatur, D. M. Stamper-Kurn, D. E. Pritchard und W. Ketterle, *Bragg Spectroscopy of a Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **82**, 4569–4573 (1999).
- [124] O. Morsch, J. H. Müller, M. Cristiani, D. Ciampini und E. Arimondo, *Bloch Oscillations and Mean-Field Effects of Bose-Einstein Condensates in 1D Optical Lattices*, Phys. Rev. Lett. **87**, 140402 (2001).

-
- [125] I. Bloch, *Ultracold quantum gases in optical lattices*, Nature physics **1**, 23–30 (2005).
- [126] O. Morsch und M. Oberthaler, *Dynamics of Bose-Einstein condensates in optical lattices*, Reviews of Modern Physics **78**, 179 (2006).
- [127] N. Ashcroft und N. Mermin, *Solid State Physics* (Harcourt College Publishers, 1976).
- [128] K. Königsberger, *Analysis 1* (Springer Lehrbuch, 1995).
- [129] J. Küber, *Bose-Einstein Kondensate in eindimensionalen optischen Gittern*, Master-Thesis, Technische Universität Darmstadt, 2009.
- [130] H. Batelaan, *The Kapitza-Dirac effect*, arXiv:quant-ph 0007094v1 (2000).
- [131] S. Gupta, A. E. Leanhardt, A. D. Cronin und D. E. Pritchard, *Coherent manipulation of atoms with standing light waves*, Comptes Rendus de l'Academie des Sciences - Series IV - Physics **2**, 479 – 495 (2001).
- [132] A. D. Cronin, J. Schmiedmayer und D. E. Pritchard, *Optics and interferometry with atoms and molecules*, Rev. Mod. Phys. **81**, 1051–1129 (2009).
- [133] M. Mark, *Wechselwirkungseffekte eines Cäsium-BEC in eindimensionalen Gittern*, Diplomarbeit, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, 2007.
- [134] A. F. Bernhardt und B. W. Shore, *Coherent atomic deflection by resonant standing waves*, Phys. Rev. A **23**, 1290–1301 (1981).
- [135] C. Salomon, J. Dalibard, A. Aspect, H. Metcalf und C. Cohen-Tannoudji, *Channeling atoms in a laser standing wave*, Phys. Rev. Lett. **59**, 1659–1662 (1987).
- [136] P. H. Bucksbaum, D. W. Schumacher und M. Bashkansky, *High-Intensity Kapitza-Dirac Effect*, Phys. Rev. Lett. **61**, 1182–1185 (1988).
- [137] F. Hauptert, *Diffraction of a Bose-Einstein Condensate and the Path to an Atom Laser*, Masters thesis, University of Auckland, 2007.
- [138] M. Ben Dahan, E. Peik, J. Reichel, Y. Castin und C. Salomon, *Bloch Oscillations of Atoms in an Optical Potential*, Phys. Rev. Lett. **76**, 4508–4511 (1996).
- [139] E. Peik, M. Ben Dahan, I. Bouchoule, Y. Castin und C. Salomon, *Bloch oscillations of atoms, adiabatic rapid passage, and monokinetic atomic beams*, Phys. Rev. A **55**, 2989–3001 (1997).
- [140] E. Peik, M. Ben Dahan, I. Bouchoule, Y. Castin und C. Salomon, *Bloch oscillations and an accelerator for cold atoms*, Applied Physics B: Lasers and Optics **65**, 685–692 (1997).
- [141] O. Stern, *Beugung von Molekularstrahlen*, Naturwissenschaften **17**, 391 (1929).
- [142] O. Stern und I. Esterman, *Beugung von Molekularstrahlen*, Z. Phys **61**, 95 (1930).
- [143] Y. Shin, M. Saba, T. A. Pasquini, W. Ketterle, D. E. Pritchard und A. E. Leanhardt, *Atom Interferometry with Bose-Einstein Condensates in a Double-Well Potential*, Phys. Rev. Lett. **92**, 050405 (2004).
- [144] T. Schumm, S. Hofferberth, L. M. Andersson, S. Wildermuth, S. Groth, I. Bar-Joseph, J. Schmiedmayer und P. Krüger, *Matter-wave interferometry in a double well on an atom chip*, Nat. Phys. **1**, 57–62 (2005).
- [145] K. Bongs, S. Burger, G. Birkl, K. Sengstock, W. Ertmer, K. Rzażewski, A. Sanpera und M. Lewenstein, *Coherent Evolution of Bouncing Bose-Einstein Condensates*, Phys. Rev. Lett. **83**, 3577 (1999).
- [146] K. Bongs, S. Burger, S. Dettmer, D. Hellweg, J. Arlt, W. Ertmer und K. Sengstock, *Waveguide for Bose-Einstein condensates*, Phys. Rev. A **63**, 031602 (2001).

-
- [147] R. Dumke, *Atomoptik und Quanteninformationsverarbeitung mit mikrostrukturierten optischen Elementen*, Dissertation, Universität Hannover, 2003.
- [148] R. Dumke, T. Müther, M. Volk, W. Ertmer und G. Birkel, *Interferometer-Type Structures for Guided Atoms*, Phys. Rev. Lett. **89**, 220402 (2002).
- [149] A. Lengwenus, *Manipulation der internen und externen Freiheitsgrade neutraler Atome in optischen Mikropotentialen*, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2008.
- [150] R. H. Brown und R. Q. Twiss, *A Test of a New Type of Stellar Interferometer on Sirius*, Nature **178**, 1046–1048 (1956).
- [151] R. H. Brown und R. Q. Twiss, *Interferometry of the intensity fluctuations in light. I. Basic theory: the correlation between photons in coherent beams of radiation*, Proc of the Royal Society of London A **242**, 300–324 (1957).
- [152] R. H. Brown und R. Q. Twiss, *Interferometry of the intensity fluctuations in light. II. An experimental test of the theory for partially coherent light*, Proc of the Royal Society of London A **243**, 291–319 (1958).
- [153] M. Krutzik, *Bose-Einstein Kondensate und ringförmige mikrooptische Dipolpotentiale*, Master-Thesis, Technische Universität Darmstadt, 2008.
- [154] S. Hertsch, *Bose-Einstein Kondensate und optische Wellenleiterstrukturen*, Master-Thesis, Technische Universität Darmstadt, 2008.
- [155] A. Lengwenus, *Persönliche Mitteilung*,.
- [156] M. Hasch, *Loading Bose-Einstein Condensates into a Ring-shaped Dipole Potential*, Diplomarbeit, Technische Universität Darmstadt, 2010.
- [157] T. Lauber, *Persönliche Mitteilung*,.
- [158] L. Görden, *Simulation von Bose-Einstein Kondensaten in eindimensionalen periodischen Fallengeometrien*, Bachelor-Thesis, Technische Universität Darmstadt, 2009.
- [159] S. R. de Groot, G. J. Hooyman und C. A. ten Seldam, *On the Bose-Einstein Condensation*, Proc. R. Soc. Lond. A **203**, 266–286 (1950).
- [160] V. Bagnato und D. Kleppner, *Bose-Einstein condensation in low-dimensional traps*, Phys. Rev. A **44**, 7439–7441 (1991).
- [161] W. Ketterle und N. J. van Druten, *Bose-Einstein condensation of a finite number of particles trapped in one or three dimensions*, Phys. Rev. A **54**, 656–660 (1996).
- [162] A. Görlitz *et al.*, *Realization of Bose-Einstein Condensates in Lower Dimensions*, Phys. Rev. Lett. **87**, 130402 (2001).
- [163] D. S. Petrov, G. V. Shlyapnikov und J. T. M. Walraven, *Regimes of Quantum Degeneracy in Trapped 1D Gases*, Phys. Rev. Lett. **85**, 3745–3749 (2000).
- [164] V. Dunjko, V. Lorent und M. Olshanii, *Bosons in Cigar-Shaped Traps: Thomas-Fermi Regime, Tonks-Girardeau Regime, and In Between*, Phys. Rev. Lett. **86**, 5413–5416 (2001).
- [165] M. Girardeau, *Relationship between systems of impenetrable bosons and fermions in one dimension*, J. Math. Phys. **1**, 516–523 (1960).
- [166] E. H. Lieb und W. Liniger, *Exact Analysis of an Interacting Bose Gas. I. The General Solution and the Ground State*, Phys. Rev. **130**, 1605–1616 (1963).

-
- [167] M. Greiner and O. Mandel and T. Esslinger and T.W. Hänsch and I. Bloch, *Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms*, Nature **415**, 39 (2002).
- [168] F. Schwabl, *Quantenmechanik I* (Springer Verlag, 2007).
- [169] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu und F. Laloë, *Quantenmechanik* (Walter de Gruyter, 1997).
- [170] C. Zhang, K. Nho und D. P. Landau, *Properties of Bose-Einstein condensates in a quasi-one-dimensional box trap*, Phys. Rev. A **77**, 025601 (2008).
- [171] L. D. Carr, C. W. Clark und W. P. Reinhardt, *Stationary solutions of the one-dimensional nonlinear Schrödinger equation. II. Case of attractive nonlinearity*, Phys. Rev. A **62**, 063611 (2000).
- [172] E. Fermi, J. Pasta und S. Ulam, *Studies of Nonlinear Problems*, Collected Papers of Enrico Fermi **2**, 977–989 (1965).
- [173] P. Villain und M. Lewenstein, *Fermi-Pasta-Ulam problem revisited with a Bose-Einstein condensate*, Phys. Rev. A **62**, 043601 (2000).
- [174] B. Damski, *Shock waves in a one-dimensional Bose gas: From a Bose-Einstein condensate to a Tonks gas*, Phys. Rev. A **73**, 043601 (2006).
- [175] T. P. Meyrath, F. Schreck, J. L. Hanssen, C.-S. Chuu und M. G. Raizen, *Bose-Einstein condensate in a box*, Phys. Rev. A **71**, 041604 (2005).
- [176] M. D. Feit, J. A. Fleck und A. Steiger, *Solution of the Schrödinger Equation by a Spectral Method*, Journ. Comp. Phys. **47**, 412–433 (1982).
- [177] M. D. Feit und J. A. Fleck, *Solution of the Schrödinger equation by a spectral method II: Vibrational energy levels of triatomic molecules*, Journ. Chem. Phys. **78**, 301–308 (1983).
- [178] J. Kruse, *Neutrale Atome in Dipolfallenregistern für die Quanteninformationsverarbeitung*, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2010.
- [179] B. Paredes, A. Widera, V. Murg, O. Mandel, S. Fölling, I. Cirac, G. V. Shlyapnikov, T. W. Hänsch und I. Bloch, *Tonks-Girardeau gas of ultracold atoms in an optical lattice*, Nature **429**, 277–281 (2004).
- [180] T.-L. Ho, *Spinor Bose Condensates in Optical Traps*, Phys. Rev. Lett. **81**, 742–745 (1998).



Publikationsliste

S. Ospelkaus, C. Ospelkaus, O. Wille, M. Succo, P. Ernst, K. Sengstock, und K. Bongs
*Localization of Bosonic Atoms by Fermionic Impurities in a Three-Dimensional Optical Lattice*¹,
Phys. Rev. Lett.**96**, 180403 (2006)

¹ Veröffentlichung ist im Rahmen der Diplomarbeit entstanden



Danksagung und persönliches Nachwort

Nach fast fünf Jahren habe ich nun meine Arbeit fertiggestellt und blicke auf die vergangene Zeit zurück. Obwohl ich niemals in Darmstadt wirklich heimisch geworden bin - dafür bin ich zu sehr Hamburger - so merke ich gerade jetzt, wo ich nicht mehr in Darmstadt lebe, dass ich die Arbeit vermisse. Das meint sowohl die Menschen, das gute und kameradschaftliche Arbeitsklima als auch das Experiment.

Auch wenn ich jedes der auf den vorigen Seiten gedruckten Wörter selber geschrieben habe, so waren die beschriebenen Experimente aber auch die geschilderten Überlegungen oder schlicht die Aufbauarbeiten niemals die Leistung einer einzigen Person. Vielmehr schulde ich vielen Leuten Dank, die sich um diese Arbeit verdient gemacht haben.

Zu allererst danke ich meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr. Gerhard Birkel, für die Möglichkeit in seiner Gruppe zu promovieren. Ich habe viel von ihm gelernt - nicht nur über Physik - und die Chance erhalten, eine neue Arbeitsgruppe mit aufzubauen. Durch das mir von ihm entgegengebrachte Vertrauen hatte ich Gestaltungsmöglichkeiten, wie sie sicherlich nicht viele Doktoranden in dieser Form erhalten. Diese Arbeit hat sehr von den Diskussionen mit ihm profitiert.

Herrn Prof. Dr. Thomas Walther danke ich für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens, für das Verständnis, das er mir nach gefühlten 1000000 Vertagungen des Prüfungstermins immer wieder entgegengebracht hat, und für die allgemein gute Zusammenarbeit mit ihm und seinen Mitarbeitern - in diesem Zusammenhang sei besonders Patrick Villwock genannt - in den letzten vier Jahren.

Ein großer Dank gebührt auch meinen direkten Doktorandenkollegen am ATOMICS-Experiment, Johanna Nes und Thomas Lauber. Johanna hat mit mir die erste Hälfte der Strecke zurückgelegt und die Zeit in Hannover, den Umzug und den Aufbau mit geschultert. Gemeinsam haben wir - oft auch im Streit, was aber letztlich immer produktiv war - das Experiment auf den Weg gebracht und auch viele gute Gespräche am Rande geführt. Thomas ist in Darmstadt zuerst als Diplomand dazugekommen und ist immer mehr in die Rolle des Partners gewachsen, der ebenfalls vielen Aspekten seinen Stempel aufgedrückt hat. Diese Arbeit hat auch sehr von den Diskussionen mit und den Anregungen von ihm profitiert. Ich wünsche ihm gemeinsam mit Johannes Küber alles Gute und viel Erfolg für die weitere Arbeit an *unserem* Experiment.

Mein besonderer Dank gehört allen Studenten am Experiment, die ich (mit)betreuen durfte und die alle ihren Beitrag geleistet haben, dass die geschilderten Experimente in dieser Form durchgeführt werden konnten. Dies waren (in der Reihenfolge, in der sie hinzugestoßen sind) Felix Steinebach, Michael Fraczek, Thomas Lauber, Markus Krutzik, Susanne Hertsch, Johannes Küber und Martin Hasch. Ich habe in der Arbeit versucht, alle ihre Leistungen explizit und unter Nennung des jeweiligen Namens besonders hervorzuheben. Mit jedem von ihnen hat die Arbeit viel Spaß gebracht und ich behalte jeden in guter Erinnerung. Danke!

Ich bedanke mich auch bei meinen ehemaligen Kollegen Dr. Norbert Herschbach, Dr. André Lengwenus, Dr. Wouter van Drunen, Dr. Johanna Nes und Dr. Jens Kruse, die mit mir den Umzug von Darmstadt nach Hannover gemacht haben. Die Aufbruchstimmung und den gemeinsamen Aufbau werde ich nicht vergessen. Von Norbert habe ich viele kreative Ideen vor allem in Sachen Elektronik gelernt, mit André hatte ich sehr viele nachdenkliche und gute Gespräche, mit Wouter hatte ich vor allem viel Spaß und viel gelacht, Johanna habe ich oben schon gesondert erwähnt und mit Jens hatte ich die längste gemeinsame Zeit. Von und mit ihm habe ich viel gelernt und gut zusammengearbeitet. Außerdem werde ich unsere gemeinsamen Fahrten von und nach Darmstadt bestimmt nicht vergessen.

Vielen Dank für die gute Zusammenarbeit und das hervorragende Arbeitsklima auch den neueren Doktorandenkollegen Malte Schlosser, Jan Schütz, Johannes Küber und Sebastian Albrecht. Letzteren durfte ich auch etwas mit betreuen, aber in Sachen Elektronik und Motivation habe ich von ihm mindestens soviel gelernt wie umgekehrt.

Ich danke auch allen anderen Studenten, die einen Teil des Weges in der Arbeitsgruppe mit mir zurückgelegt haben, für die gute Zusammenarbeit und das tolle Arbeitsklima. Ich werde sicherlich nicht alle Namen zusammenbekommen, aber ich versuche es dennoch: Christoph Ewen, Matthias Ungermann, Markus Wagner, Manuel Scherer, Eva-Maria Kriener, Claudia Siegel, Joost Sattler, Christian Gierl, Matthias Euler, Mussie Beian, Jonas Keller, Peter Schauß, Sascha Tichelmann, Benedikt Baumgarten, Holger John, Thomas Feldker, Walter Schäfer, Sebastian Schaller, Vladimir Dovgal, Holger Frydrych, Jannick Ihringer, Stephan Teichmann, Jörg Hoppe und Alexander Martin.

Ein riesiger Dank gebührt Frau Gabriele Jenny-Deuser, die schlicht die gute Seele und Mutter der Arbeitsgruppe ist. Sie hat wirklich immer ein aufmunterndes Wort parat und steht jedem mit Rat und Tat zu Seite. Gerade jetzt merke ich, wie sehr sie immer im Hintergrund effizient alle bürokratischen Hürden aus dem Weg geräumt hat, bevor sie uns auch nur bewusst werden konnten. Tausend Dank!

Einen großen Dank schulde ich auch Herrn Kalbfleisch und seinen Mitarbeitern von der Feinmechanik-Werkstatt, die uns mit ihren Präzisionsarbeiten erst in die Lage versetzen, Wissenschaft betreiben zu können.

Vielen Dank auch an Frau Zilch und an die Herren Schmutzler, Baumann, Rök und Kringel für Hilfe im Bereich der EDV und der Elektronik.

Vielen Dank auch an Christian Ospelkaus, der mir zu Anfang meiner Hannoveraner Zeit den Tipp gegeben hatte, mir die Arbeit von Selim Jochim anzusehen, was dann zum Bau des logarithmischen Verstärkers führte. Vielen Dank auch an Jochen Kronjäger für eine Diskussion zum Thema 'Abschwächen von Laserstrahlen' und den Tipp, mir mal eine 'integrating sphere' anzuschauen, was letztlich zur nochmaligen Überarbeitung und Verbesserung des Regelkonzepts der Dipolfallenstrahlen führte.

Zuletzt möchte ich mich bei meiner Familie und meiner Claudia dafür bedanken, dass sie immer für mich da sind und mich motivieren und immer an mich geglaubt haben, als ich das nicht mehr getan habe.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Oliver Wille
geboren am 29.01.1975
in Hamburg

Schulabschluss:

06/1994 Abitur am Gymnasium Oldenfelde,
Hamburg

Zivildienst:

09/1994-11/1995 Kurt-Juster-Heimgesellschaft, Behindertenpflege,
Hamburg

Studium:

04/1996-10/1998 Grundstudium Physik, Universität Hamburg

10/1998 Vordiplom in Physik

10/1998-08/2005 Hauptstudium Physik, Universität Hamburg

07/1999-03/2004 Unterbrechung des Studiums aus familiären Gründen

08/2004-08/2005 Diplomarbeit am Institut für Laserphysik, Universität Hamburg,
Gruppe von Prof. Dr. Klaus Sengstock, Projekt: Bose-Fermi-Mischungen,
Thema: Aufbau eines 3D-optischen Gitters für quantenentartete Fermi-Bose-Mischungen
aus ^{40}K und ^{87}Rb

08/2005 Diplom in Physik

Promotion:

09/2005-06/2006 Institut für Quantenoptik, Universität Hannover

07/2006-06/2010 Institut für Angewandte Physik, Technische Universität Darmstadt,
Gruppe von Prof. Dr. Gerhard Birkel,
Projekt: ATOMICS (Atom Optics with Micro Structures)
Thema: Manipulation von Bose-Einstein-Kondensaten in optischen Dipolpotentialen



Erklärung zur Dissertation

Hiermit versichere ich die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 27. August 2010

(O. Wille)