



Ein Materiewellenlinsensystem zur Kollimierung der Expansion
eines Bose-Einstein Kondensates unter Schwerelosigkeit

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

zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften
– Dr. rer. nat. –

genehmigte Dissertation von

Christian Deppner, M. Sc.

Hannover, 2023

*Ein Thermometer ist auch nur
ein Tachometer für Atome.*

Referent: Prof. Dr. Ernst M. Rasel
Korreferent: apl. Prof. Dr. Carsten Klempt
Korreferentin: Prof. Dr. Meike List
Datum der Disputation: 11. Dezember 2023

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Quantengase unter Schwerelosigkeit	9
2.1	Der Fallturm	9
2.2	Die QUANTUS-2 Experimentkapsel	11
2.3	Detektionssysteme	19
2.4	Computergestützte Experimentsteuerung	25
2.5	Experimentsequenz	27
3	Theoretischer Hintergrund	31
3.1	Bose-Einstein Kondensation	31
3.2	Delta-Kick Kollimation	34
3.3	Temperatur & Expansionsgeschwindigkeit	36
4	Systemcharakterisierung	39
4.1	Die adiabatisch-rapide Passage	39
4.2	Beschleunigung während TOF	40
4.3	Bestimmung der Teilchenanzahl	47
4.4	Dekompression und Transport	55
5	Reduzierung der Expansionsgeschwindigkeit	61
5.1	Messdaten	61
5.2	Die initiale freie Expansion	63
5.3	Abschätzung der residuellen Expansionsgeschwindigkeit	65
5.4	Simulation des realen Linsenpotentials	69
5.5	Partikelsimulation in 3D	72
5.6	Phasenraumdarstellung	76
5.7	Die Partikelsimulation als Fitfunktion	79
5.8	Ergebnisse der Partikelsimulation	82
5.9	Überprüfung der Simulationsergebnisse	83
5.10	Auswertung der Wolkengröße	85
5.11	Auswertung der Expansionsdynamik	89
5.12	Interne kinetische Energie	92
5.13	Signal-Rausch-Verhältnis	94
5.14	Ergebnis des Materiewellenlinsensystems	96
6	Zusammenfassung & Ausblick	99

Abbildungsverzeichnis	105
Tabellenverzeichnis	107
Literaturverzeichnis	109

Zusammenfassung

Quantensensoren basierend auf Materiewelleninterferometrie können zur Vermessung einer Vielzahl verschiedenster physikalischer Größen verwendet werden. Die Anwendung reicht von der präzisen Bestimmung fundamentaler Naturkonstanten bis zur Vermessung inertialer Kräfte wie Beschleunigungen und Rotationen. Hiermit lassen sich bspw. quantenbasierte Inertialsensoren für Navigationsaufgaben, Gravimeter oder auch Gradiometer realisieren. Hierzu sind ultrakalte oder kondensierte atomare Ensembles notwendig, da die Sensitivität des Materiewelleninterferometers mit der Dauer des Interferometers skaliert.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde untersucht, inwiefern sich die Expansionseigenschaften eines Quantengases manipulieren lassen um die Detektierbarkeit auch nach Freifallzeiten von mehreren Sekunden zu gewährleisten. Hierzu wurde eine kompakte und robuste Quelle quantenentarteter Gase in der Mikrogravitationsumgebung des Fallturm Bremen genutzt [1–4]. Mit ihr lassen sich Bose-Einstein Kondensate aus 100 000 ^{87}Rb Atomen mit einer Repetitionsrate von 1 Hz und einer internen kinetischen Energie von 2 nK erzeugen [4, 5]. Eine kollektive Größenszillation wird mit einer magnetischen Linse kombiniert um ein Materiewellenlinsensystem zu formen. Die Messkampagnen im Fallturm wurden von Simulationen begleitet, um quantitative Aussagen zu den Expansionseigenschaften und der Detektierbarkeit des Ensembles zu treffen. Es konnte gezeigt werden, dass sich die interne kinetische Energie eines Bose-Einstein Kondensates mithilfe des Materiewellenlinsensystems auf 38 pK reduzieren lässt. Ein derart manipuliertes atomares Ensemble konnte noch nach einer Freifallzeit von 2 s detektiert werden. Durch Extrapolation der Simulationsergebnisse konnte abgeschätzt werden, dass die Detektierbarkeit für bis zu 17 s gegeben wäre. Dies stellt einen herausragenden Eingangszustand für künftige, vor allem weltraumgestützte Quantensensoren dar, wie sie in STE-QUEST [6] vorgeschlagen oder aktuell in BECCAL [7] verwirklicht werden.

Schlagwörter:

Bose-Einstein Kondensation, Delta-Kick Kollimation, Schwerelosigkeit, Materiewelleninterferometrie

Abstract

Quantum-sensors based on matter-wave interferometry can be used for measuring a multitude of different physical properties. The application ranges from the precise determination of fundamental natural constants to the measurement of inertial forces such as acceleration and rotation. This can be used to implement e. g. quantum-based inertial sensors for navigation tasks, gravimeters or gradiometers. For this, ultracold or condensed atomic ensembles are necessary, since the sensitivity of the matter-wave interferometer scales with the duration of the interferometer.

In the context of this work, it was investigated to what extent the expansion properties of a quantum gas can be manipulated in order to ensure detectability even after free-fall times of several seconds. For this purpose, a compact and robust source of quantum degenerate gases in the microgravity environment of the Bremen drop tower was used [1–4]. It can be used to generate Bose-Einstein condensates of 100 000 ^{87}Rb atoms with a repetition rate of 1 Hz and an internal kinetic energy of 2 nK [4, 5]. A collective-mode excitation is combined with a magnetic lens to form a time-domain matter-wave lens system. The measurements in the drop tower were accompanied by simulations in order to make quantitative statements about the expansion properties and the ensembles detectability. It was shown that the internal kinetic energy of a Bose-Einstein condensate could be reduced to 38 pK using the matter-wave lens-system. An atomic ensemble manipulated in this way could still be detected after a free fall time of 2 s. By extrapolating the results of the simulations, it could be estimated that the detectability would be given for up to 17 s. This represents an outstanding initial state for future, especially space-based quantum sensors as proposed in STE-QUEST [6] or currently realized in BECCAL [7].

Key-Words:

Bose-Einstein condensation, Delta-Kick collimation microgravity, matter-wave interferometry

1 Einleitung

Die präzise Vermessung physikalischer Konstanten und Effekte stellt ein wichtiges Forschungsfeld der modernen Physik dar. Unter Ausnutzung der quantenmechanischen Welleneigenschaften massebehafteter Teilchen konnte Materiewelleninterferometrie mit Elektronen und Ionen [8], Neutronen [9], sowie Atomen und größeren Molekülen [10] realisiert werden. Mit ihr lassen sich fundamentale Naturkonstanten wie die Feinstrukturkonstante α [11, 12] oder die Gravitationskonstante G [13–16] präzise vermessen. Weitere Anwendung finden Materiewelleninterferometer in der Inertialsensorik zur Vermessung von Beschleunigungen und Rotationen [17–20], sowie in der Gravimetrie [21, 22] und Gradiometrie [23]. Darüberhinaus gibt es Pläne, Materiewelleninterferometer in der Astronomie zur Detektion von Gravitationswellen zu verwenden [24–26].

In der Grundlagenforschung können Materiewelleninterferometer als Test des Einstein'schen Äquivalenzprinzips zur Überprüfung der Universalität des freien Falls genutzt werden [6, 27, 28]. Hierbei wird die Fallbeschleunigung zweier Probemassen g_A und g_B verglichen, um einen Unterschied zwischen träger und schwerer Masse nachzuweisen oder auszuschließen. Zur Quantifizierung dieser Ungleichheit wird das Eötvös-Verhältnis

$$\eta = 2 \frac{g_A - g_B}{g_A + g_B}$$

gebildet. Die bisher höchste Genauigkeit wurde mithilfe von Torsionswaagen [29] mit $\eta = 10^{-13}$, sowie zweier freifallender Testmassen auf einem Satelliten [30] mit $\eta = 10^{-14}$ erreicht.

Ein Nachteil dieser klassischen Testaufbauten ist, dass bereits kleinste Abweichungen in der Fertigung der Testmassen das Ergebnis verfälschen könnten. Materiewelleninterferometer hingegen nutzen Ensembles von Atomen, die in einem Kondensat idealerweise im gleichen Zustand sind und die gleiche Wellenfunktion aufweisen als Testmassen. Zur Vermessung des Eötvös-Verhältnisses mittels Materiewelleninterferometrie wird ein Lichtpuls Mach-Zehnder Interferometer, wie in Abb. 1.1 gezeigt, verwendet.

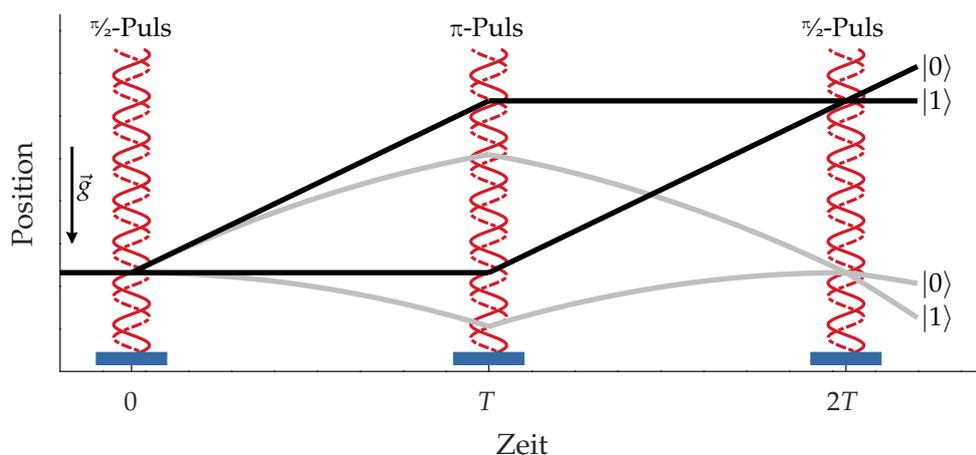


Abbildung 1.1

Schematische Darstellung eines Materiewelleninterferometers in Mach-Zehnder Konfiguration. Eine Materiewelle wird in einem ersten $\pi/2$ -Puls auf zwei mögliche Pfade aufgespalten. Nach einer Zeitdauer T werden die Impulse beider Wellenpakete in einem π -Puls umgekehrt. Zum Zeitpunkt $2T$ projiziert ein $\pi/2$ -Puls die Wellenpakete auf zwei mögliche Ausgangszustände. Die relative Besetzung der beiden Ausgangszustände skaliert mit der vom Interferometer eingeschlossenen Raum-Zeit Fläche.

Mithilfe eines Laserpulses wird ein $\pi/2$ -Puls auf eine ruhende Atomwolke übertragen und diese auf zwei mögliche auseinanderlaufende Pfade aufgespalten. Nach einer Zeitspanne T werden in einem π -Puls die Impulse in beiden Pfaden umgekehrt, sodass sich diese wieder annähern. Mit einem zweiten $\pi/2$ -Puls werden die Atome nach einer weiteren Zeitspanne T auf zwei Ausgangszustände projiziert. Die Besetzung dieser Ausgangszustände hängt von der über das Interferometer aufgesammelten Phasendifferenz $\Delta\varphi$ ab und skaliert quadratisch mit der Zeitdauer T

$$\Delta\varphi = -g \cdot k_{\text{eff}} T^2.$$

Aus der Differenz der Besetzung der beiden Ausgangszustände lässt sich auf die Beschleunigung g während des Interferometers zurückschließen. Wird diese Messung simultan mit zwei unterschiedlichen Atomspezies durchgeführt, lässt sich aus der Differenz der Besetzungsdifferenzen das Eötvös-Verhältnis berechnen.

Auf der Erde ist die Messdauer durch die endliche Länge der Vakuumkammer des Experimentaufbaus begrenzt, da die Atomwolken durch die Erdbeschleunigung auf den Boden der Vakuumkammer zufallen (graue Trajektorien in Abb. 1.1). Eine Verlängerung der Messdauer lässt sich erreichen, indem der Messaufbau über eine entsprechend lange Vakuumröhre verfügt oder das Experiment in Mikrogravitation stattfindet. Die Geometrie in Mikrogravitation ist durch die schwarze Trajektorien in Abb. 1.1 dargestellt.

Die Freifallzeit ist nicht der einzige limitierende Faktor für Beobachtungen des atomaren Ensembles auf langen Zeitskalen. Während der freien Entwicklung expandiert die Atomwolke, wodurch die Teilchendichte abnimmt. Dadurch lässt sich die Atomwolke nur für eine begrenzte Zeitdauer detektieren, bevor das Signal unterhalb der Rauschschwelle des Detektionssystems liegt. Für derartige Messaufbauten werden daher ultrakalte oder kondensierte atomare Ensembles verwendet, da die Expansionsgeschwindigkeit durch die reduzierte interne kinetische Energie deutlich langsamer ausfällt. Dadurch kann die freie Entwicklung auch nach mehreren Sekunden noch beobachtet werden. Die Reduzierung der Expansionsgeschwindigkeit hat den weiteren Vorteil, dass die Impulsbreite der Teilchen im atomaren Ensemble abnimmt und somit die Laserstrahlteiler, die im Interferometer genutzt werden, zu einer größeren Anzahl an Teilchen resonant sind und somit die Effizienz der Strahlteiler zunimmt.

Bisherige Experimente konnten interne kinetische Energien von 500 pK [31], 350 pK [32] oder 50 pK [33] erreichen. In dieser Arbeit wird gezeigt werden, dass interne kinetische Energien von 38 pK möglich sind. Hierzu wird die Expansion eines Bose-Einstein Kondensates mithilfe eines Materiewellenlinsensystem um mehrere Größenordnungen verlangsamt.

In dieser Arbeit wird zunächst der Versuchsaufbau und der Fallturm Bremen als Mikrogravitationsumgebung vorgestellt. Ein kurzer theoretischer Überblick gibt Hintergrundinformationen über ultrakalte atomare Ensembles, Bose-Einstein kondensierte Ensembles und die Kollimierung derselben mittels magnetischer Linsen. Charakterisierungen der Experimentapparatur werden gezeigt, deren Ergebnisse für die anschließend folgende Auswertung der in Mikrogravitation durchgeführten Messkampagne zur Vermessung der Reduktion der Expansionsgeschwindigkeit notwendig sind. Es wird gezeigt werden, dass durch ein Materiewellenlinsensystem die Expansion eines Bose-Einstein Kondensates auf 38 pK verlangsamt werden kann. Dies stellt aktuell das am langsamsten expandierende atomare Ensemble weltweit dar. Teilergebnisse dieser Arbeit wurden parallel in *Physical Review Letters* veröffentlicht [5].

2 Quantengase unter Schwerelosigkeit

Das Verbundprojekt¹ QUANTUS (*QUANT*engase *U*nter *S*chwerelosigkeit) hat zum Ziel, Technologien und Methoden zur Realisierung eines Atominterferometers unter Schwerelosigkeit, bzw. in Mikrogravitation (μg) und die spätere Anwendung desselben auf weltraumgebundenen Plattformen zu entwickeln und zu testen. Als erdgebundene Mikrogravitationsplattform wurde der Fallturm Bremen ausgewählt, da dieser einen exzellenten Zugang zum experimentellen Aufbau, sowie gute μg -Qualität bietet. Im November 2007 konnte hier mit der QUANTUS-1 Apparatur das erste Bose-Einstein Kondensat (*engl. Bose-Einstein condensate*, BEC) in Schwerelosigkeit mit 10 000 ^{87}Rb Atomen erzeugt werden [34]. Im Folgejahr wurde mit der Konzeption und dem Aufbau des Nachfolgeexperiments QUANTUS-2 begonnen. Mit dieser Apparatur lassen sich BECs mit 400 000 ^{87}Rb Atomen innerhalb von 1,6 s erzeugen [4]. Außerdem kann zur Erhöhung der μg -Dauer der Katapultmodus des Fallturms verwendet werden. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, Kalium als zweite Atomspezies zu integrieren, um die Machbarkeit eines atominterferometrischen Tests des Äquivalenzprinzips zu zeigen.

In diesem Kapitel wird das QUANTUS-2 Experiment beschrieben. Zunächst wird der Fallturm als Mikrogravitationsplattform vorgestellt und mit anderen Plattformen verglichen. Die QUANTUS-2 Experimentkapsel wird kurz mit allen wichtigen Subsystemen gezeigt. Zur Detektion des atomaren Ensembles stehen mehrere Detektionssysteme zur Verfügung, welche hier ebenfalls beschrieben werden. Das Kapselkoordinatensystem, sowie die Koordinatensysteme der Detektionen werden in diesem Zusammenhang eingeführt. Dem folgt eine Übersicht über die computergestützte Experimentsteuerung und eine typische Experimentsequenz in Schwerelosigkeit.

2.1 Der Fallturm

Der Fallturm Bremen am Zentrum für angewandte Raumfahrttechnik und Mikrogravitation (ZARM) ist eine Forschungseinrichtung, in der Experimente unter Schwerelosigkeit durchgeführt werden können. Der Fallturm besteht aus einer 120 m hohen Stahlröhre, die ihrerseits von einem Betonturm umgeben und somit von äußeren Witterungseinflüssen geschützt ist. Der gesamte Turm hat eine Höhe von 146 m (vgl. Abbildung 2.1).

¹Projektpartner: IQO LU Hannover, ZARM Universität Bremen, QOM HU Berlin, QOQI JGU Mainz, FBH Berlin, Universität Ulm, TU Darmstadt

Innerhalb der Stahlröhre können experimentelle Aufbauten in Fallkapseln abgeworfen werden, sodass während des freien Falls innerhalb der Kapsel Schwerelosigkeit herrscht. Um die Restbeschleunigung in der Kapsel durch Luftreibung zu minimieren, wird die Stahlröhre vor dem Abwurf in etwa 90 min auf einen Restdruck von 20 Pa abgepumpt.

Der Fallturm kann in zwei verschiedenen Modi betrieben werden. Die Kapsel kann von der Turmspitze aus abgeworfen werden, wobei die Freifallzeit 4,74 s beträgt. Mithilfe eines pneumatischen Katapults kann die Kapsel außerdem vom Fuß des Turms auf eine vertikale Parabel geschossen werden, wodurch sich die Freifallzeit auf 9,30 s erhöht. Am Ende des freien Falls taucht die Kapsel mit einer Geschwindigkeit von 167 km/h in einen mit Polystyrolkügelchen gefüllten 8 m hohen Auffangbehälter ein und wird innerhalb von 200 ms auf einer Strecke von etwa 4 m abgebremst. Hierbei entstehen Beschleunigungen von bis zu 50 g. Nach dem Abwurf muss der gesamte Turm wieder belüftet und die Kapsel geborgen werden. Ein kompletter Experimentzyklus dauert dadurch etwa drei Stunden, was die maximale Anzahl an Abwürfen auf drei pro Tag begrenzt [35].

Für Experimente unter Schwerelosigkeit, bzw. in Mikrogravitation, stehen eine ganze Reihe von Experimentplattformen zur Verfügung. Welt-raumgebundene Plattformen wie die Internationale Raumstation *ISS* oder dedizierte Satelliten bieten die beste μg -Qualität mit 10^{-6} g bis zu 10^{-11} g im Falle eines *Drag-Free* Satelliten bei einer μg -Dauer von mehreren Wochen bis Monaten [36, 37]. Eine kostengünstigere Alternative stellen Höhenforschungsraketen dar, mit denen für eine Dauer von 6-12 Minuten Schwerelosigkeit erreicht werden kann. Der Nachteil dieser Plattformen ist jedoch, dass Änderungen am experimentellen Aufbau zwischen zwei Messungen nur schwierig oder gar nicht umsetzbar sind. Falltürme bieten eine μg -Dauer von bis zu 10 s bei gleichzeitig gutem Zugang zum experimentellen Aufbau. Parabelflüge auf Flugzeugen wie dem *Novespace Zero-G* bieten ebenso guten Zugang zum experimentellen Aufbau bei längerer Schwerelosigkeitsdauer, jedoch ist hier aufgrund der Vibrationen im Flugzeug die residuelle Restbeschleunigung deutlich höher.

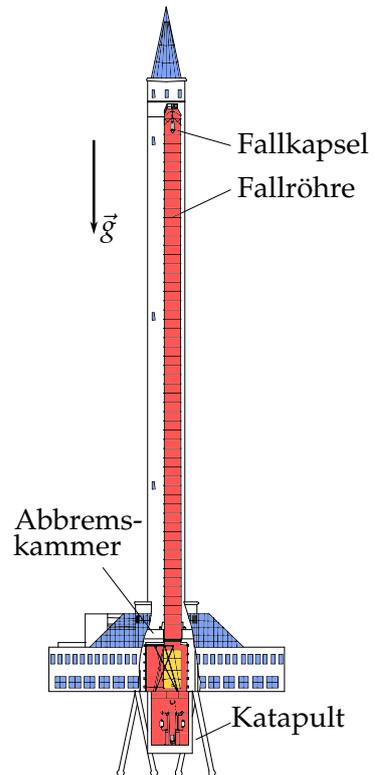


Abbildung 2.1

Schematische Darstellung des Fallturms am ZARM. In der 120 m hohen Stahlröhre können Fallkapseln entweder abgeworfen oder mit dem pneumatischen Katapult abgeschossen werden. Hierbei können 4,74 s bzw. 9,30 s Schwerelosigkeit erreicht werden. Am Ende des Falls wird die Fallkapsel in einem 8 m hohen Abbremsbehälter in Polystyrolkügelchen abgebremst (aus [35]).

In Tabelle 2.1 sind Vertreter der wichtigsten μg -Plattformen mit der jeweiligen Restbeschleunigung, sowie der Dauer der Schwerelosigkeit aufgelistet. Erdgebundene Plattformen wie der Fallturm Bremen, oder der Einstein-Elevator am HITec in Hannover bieten zu weltraumgebundenen Plattformen vergleichbare μg -Qualität bei gleichzeitig besserem Zugang zum Experiment. Die Dauer der Schwerelosigkeit ist hier zwar deutlich kürzer, der direkte Zugang zum experimentellen Aufbau macht Falltürme jedoch zur idealen Plattform für Technologieentwicklungen und Vorstudien.

Tabelle 2.1

Vergleich verschiedener μg -Plattformen. Die kleinste residuelle Beschleunigung über lange Zeiträume lässt sich nur auf Plattformen im Weltraum realisieren. Erdgebundene Plattformen wie der Fallturm Bremen, oder der Einstein-Elevator am HITec in Hannover bieten vergleichbare μg -Qualität und besseren Zugang zum Experiment, jedoch bei deutlich kürzerer Schwerelosigkeitsdauer.

μg -Plattform	μg -Qualität (g)	μg -Dauer
GraviTower Prototype (ZARM)	10^{-4}	2,5 s
Einstein-Elevator HITec Hannover [38]	10^{-6}	4 s
Fallturm Bremen (ZARM) [35]	10^{-6}	4,74 s bzw. 9,30 s
Parabelflug (bspw. Novespace Zero-G) [39]	10^{-2}	22 s
Höhenforschungsrakete [40]	10^{-4}	6 - 12 min
Raumstation ISS [36]	10^{-6}	Tage bis Wochen
Satellit [37]	$< 10^{-6}$	mehrere Monate

Im Fallbetrieb am Fallturm Bremen hängt die Experimentkapsel zunächst in der Turmspitze und geht direkt von 1 g in den freien Fall über. Hierbei treten Schwingungen der Kapsel auf, welche innerhalb von 50 ms gedämpft werden. Nach etwa 1,2 s erreicht die Restbeschleunigung im Innern der Kapsel einen Wert von 10^{-6} g . Im Katapultmodus hingegen wird die Experimentkapsel mit 35 g beschleunigt, sodass stärkere Schwingungen induziert werden, welche erst nach etwa 2 s auf 10^{-6} g abgeklungen sind. In [2] wurde die Rotation der QUANTUS-2 Kapsel sowohl im Abwurf-, als auch im Katapultbetrieb untersucht. Hierbei konnte gezeigt werden, dass im Abwurfbetrieb die Verkippung der Kapsel um die x - und z -Achse ungefähr $0,1^\circ/\text{s}$ beträgt und die Rotation um die y -Achse nicht messbar ist. Im Katapultbetrieb hingegen beträgt die Verkippung entlang der x - und z -Achsen $0,3 - 0,4^\circ/\text{s}$, während die Rotation um die y -Achse mit $1,0^\circ/\text{s}$ deutlich erhöht ist. In der Experimentplanung muss daher individuell abgewogen werden, ob für eine längere Schwerelosigkeitsdauer eine höhere Kapselrotation in Kauf genommen werden kann.

2.2 Die QUANTUS-2 Experimentkapsel

Das QUANTUS-2 Experiment ist als Katapultkapsel konzipiert und muss somit die Fallturmspezifikationen für den Katapultbetrieb einhalten [35]. Die Grundstruktur der Kapsel besteht aus vier Stringern mit einer Länge von 1341 mm. Zwischen diesen

werden mit Winkelstücken runde Plattformen angebracht, auf denen die einzelnen Experimentkomponenten installiert werden. Die Plattformen haben einen Durchmesser von 700 mm und eine Nutzfläche von $0,359\text{ m}^2$. Die untersten beiden Plattformen sind für die Batterien zur Spannungsversorgung, sowie für das Kapselkontrollsystem der Fallturmbetriebsgesellschaft (FAB) reserviert und nehmen eine Höhe von 388 mm ein. Die experimentelle Nutzlast muss auf der verbleibenden Höhe von nur 953 mm aufgebaut werden, was einem Volumen von $0,34\text{ m}^3$ entspricht. Für einen Katapultschuss darf die Kapsel eine Masse von 400 kg nicht überschreiten. Die Grundstruktur der Kapsel mit Kapselhülle, Kapseldeckel und konusförmiger Spitze zum Eintauchen in den Abbremsbehälter wiegt bereits 238,5 kg, sodass für die gesamte Nutzlast lediglich 161,5 kg verbleiben. Hier müssen auch zusätzlich eingebaute Plattformen berücksichtigt werden, von denen in QUANTUS-2 drei Stück verbaut sind, sodass das Nutzlastbudget lediglich 115 kg beträgt.

In folgender Abbildung 2.2 ist die QUANTUS-2 Kapsel und die Funktion der einzelnen Plattformen zu sehen.

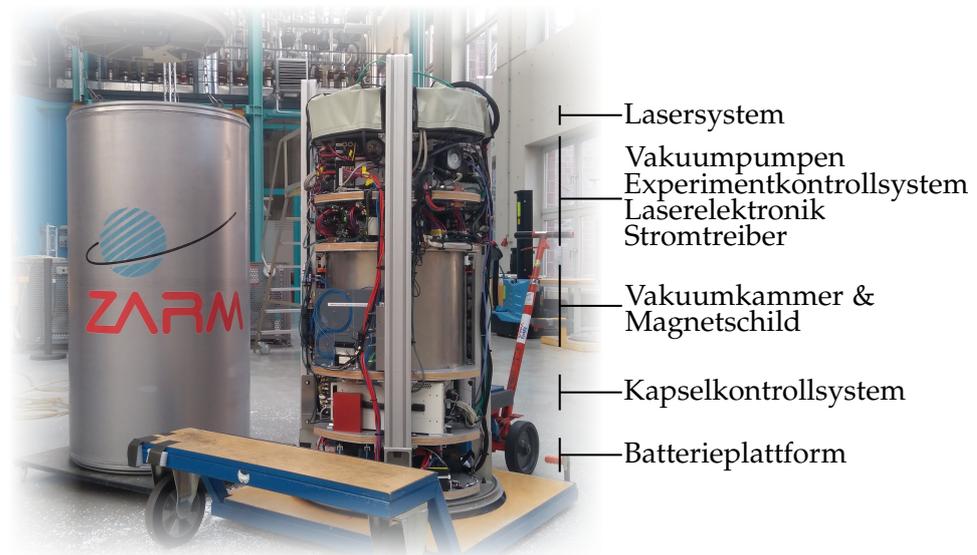


Abbildung 2.2

QUANTUS-2 Experimentenkapsel. Der gesamte experimentelle Aufbau ist in einer Katapultkapsel untergebracht. Auf den unteren beiden Plattformen sind die Batterien und der Kapselkontrollrechner der FAB aufgebaut. Darüber befindet sich das Physikpaket hinter einer zweilagigen magnetischen Abschirmung. Die Plattformen darüber beherbergen Steuerungselektronik für die Laserfrequenzregelungskette, Stromtreiber, Vakuumpumpen und einen Vakuumsensor. Auf der obersten Plattform ist das Lasersystem aufgebaut. Die Druckhülle, mit der der gesamte Aufbau für den Fallturmeinsatz luftdicht verschlossen wird, steht neben der Kapsel.

Da das Lasersystem regelmäßig justiert werden muss, ist es auf der gut zugänglichen obersten Plattform aufgebaut. Direkt darunter befindet sich ein PXI-System von National Instruments, welches für die Sequenzsteuerung zuständig ist. Ebenfalls befindet sich hier die Ionengetterpumpe (*engl. ion-getter-pump, IGP*), sowie der Vaku-

umsensor. Von beiden Komponenten geht ein starkes Magnetfeld aus, weshalb sie größtmöglichen Abstand zur Experimentierkammer haben. Die Laserfrequenzregelungskette, sowie die Stromtreiber für die präzise Steuerung der Magnetfelder im Experiment sind auf der zweiten und dritten Plattform verbaut. Auf der vierten Plattform befinden sich die Vakuumkammern, abgeschirmt durch einen zweilagigen μ -Metallschild. Daneben sind die Batterien zur Spannungsversorgung der Spulen und Chipstrukturen verbaut. Eine Sicherungsbox, welche eine aktive Strombegrenzung sicherstellt, befindet sich ebenfalls auf dieser Plattform. Auf den letzten beiden Plattformen sind die FAB-Systeme aufgebaut. In QUANTUS-2 sind auf der untersten Plattform neben den üblichen Blei-Akkus der FAB zusätzlich Lithium-Eisenphosphat (LiFePO_4) Batterien zur Experimentversorgung verbaut. Eine ausführliche Betrachtung der Spannungsversorgung in QUANTUS-2 ist in [3] zu finden.

Nachfolgend sind die wichtigsten Subsysteme genauer beschrieben.

Physikpaket

Das Physikpaket mit seiner Experimentkammer und dem sich darin befindenden Atomchip bildet das Herzstück der Apparatur. In Abbildung 2.3 ist dieses schematisch dargestellt.

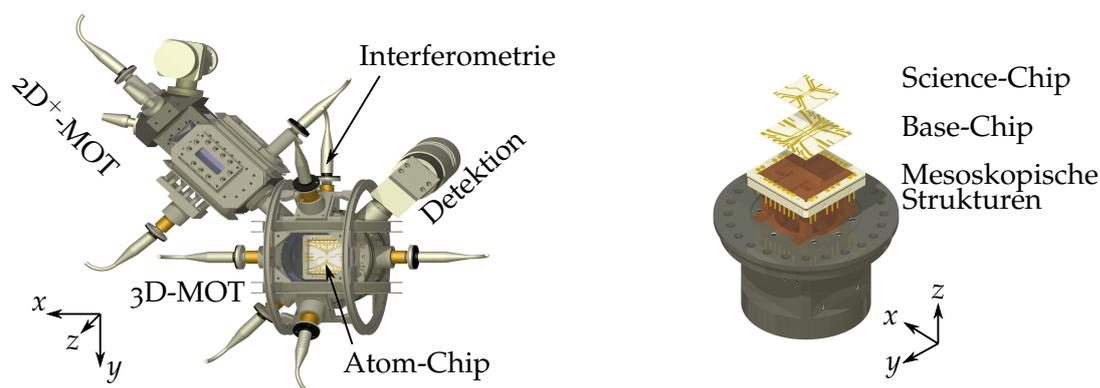


Abbildung 2.3

Aufbau des Physikpakets. Eine $2D^+$ -MOT stellt einen Strahl vorgekühlter Atome zur Verfügung, der in die Experimentkammer geleitet und in einer 3D-Chip MOT gefangen wird. Der verwendete Atomchip besteht aus drei Lagen, den mesoskopischen Strukturen, sowie den feineren Z- und H-Strukturen auf dem *Base-Chip* und *Science-Chip*, mit denen die magnetischen Fallenpotentiale zum Fangen der Atome generiert werden. Zwei Absorptionsdetektionssysteme werden genutzt, um das atomare Ensemble abzubilden (aus [4]).

Hier befindet sich der dreilagige Atomchip [41, 42], welcher zum Fangen der Atome in dreidimensionalen magneto-optischen Fallen (*engl. magneto-optical trap, MOT*) [43] sowie magnetischen Ioffe-Pritchard Fallen (*Ioffe-Pritchard trap, IPT*) [44, 45] genutzt wird. Die Kammer ist umgeben von drei Helmholtz-Spulenpaaren, die entlang der x -, y - und z -Richtung innerhalb der Kammer homogene Magnetfelder erzeugen. Über acht

optische Zugänge werden die 3D-MOT Kühlstrahlen, der Interferometriestrahle, sowie die Detektionsstrahlen in die Experimentkammer eingeleitet. An der Experimentkammer ist eine $2D^+$ -MOT [46] Kammer angeschlossen. Hier werden die Atome aus dem Hintergrundgas zunächst entlang der radialen Richtungen vorgekühlt, bevor sie in die 3D-MOT in der Experimentkammer geladen werden. Zusätzlich werden die Atome in longitudinaler Richtung durch einen *Pusher*- und einen *Retarder*-Strahl gekühlt, wobei der *Pusher* höhere Lichtleistung hat und den Atomstrahl in Richtung der Experimentkammer verschiebt. Über das *Pusher-Retarder* Verhältnis lässt sich die longitudinale Geschwindigkeit des Atomstrahls einstellen und auf die 3D-MOT abstimmen [1]. Eine differentielle Pumpstufe trennt beide Kammern. Hierdurch ist der Hintergrunddampfdruck in der $2D^+$ -Kammer hoch genug um einen optimalen Atomfluss und eine hohe Laderate der 3D-MOT zu gewährleisten. Gleichzeitig behält die Experimentierkammer ein Ultrahochvakuum (UHV) im Bereich von $4 \cdot 10^{-11}$ mbar. Die $2D^+$ -MOT ist über ein UHV-Ventil mit einem Alkalireservoir verbunden, welches Rubidium im natürlichen Mischungsverhältnis bei 55°C verdampft und der $2D^+$ -MOT zur Verfügung stellt.

Die Vakuumkammern sind aus unmagnetischem Titan gefertigt. Alle weiteren Vakuumkomponenten, wie Ventile und Verbindungsrohre, bestehen aus unmagnetischem Stahl. Ein zweilagiger μ -Metallschild [47] schirmt die Vakuumkammern vor äußeren Magnetfeldern ab. Außerhalb des μ -Metallschildes befinden sich die Ionengetterpumpe², sowie zwei Titansublimationspumpen³. Ein Vakuumsensor⁴ dient zur Überwachung der Vakuumqualität. Externe Turbopumpen können bei Bedarf über ein UHV-Ventil angeschlossen werden.

Lasersystem

Auf der obersten Plattform der Experimentkapsel befindet sich das Lasersystem, welches Laserlicht zum Kühlen, zur Manipulation, sowie zur Detektion des atomaren Ensembles zur Verfügung stellt. Bei den verwendeten Lasern handelt es sich um *distributed-feedback* Halbleiterlaserdioden (DFB), deren Wellenlänge sich über die Temperatur der Laserdiode, sowie den Pumpstrom variieren lässt. Da die Ausgangsleistung der DFB-Dioden zum Kühlen und Manipulieren des atomaren Ensembles in QUANTUS-2 nicht ausreichend ist, wird ein Masterszillator-Leistungsverstärker (*engl. master-oscillator power-amplifier*, MOPA) Aufbau verwendet [48]. Die DFB-Diode dient hier als Masterszillator, über den die Laserfrequenz eingestellt wird. Ein weiteres gepumptes Lasermedium, der *tapered-amplifier* (TA) dient als Leistungsverstärker und verstärkt das einfallende Licht der DFB-Diode, ohne dabei die optischen Eigenschaften wie Polarisation und Frequenz zu ändern.

Das Rubidium-Lasersystem besteht, wie in Abbildung 2.4 gezeigt, aus zwei Modulen, dem MOPA- und dem Verteilermodul. Ein Masterlaser, bestehend aus einer DFB-

²[VinciTech]

³[VgScienta, SBST110], [SAES, NEG CapaciTorr C200 BLD]

⁴[Pfeiffer, IKR270]

Diode, welche auf die $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 3/4\rangle$ Crossover-Resonanz der D₂-Linie von ⁸⁵Rb stabilisiert wird, wird über eine polarisationserhaltende Faser in das MOPA-Modul eingekoppelt [49]. Dieses Referenzlicht wird im MOPA-Modul mit dem Laserlicht der Kühllaser überlagert, um diese über einen Offset-Lock in ihrer Frequenz zu stabilisieren [50].

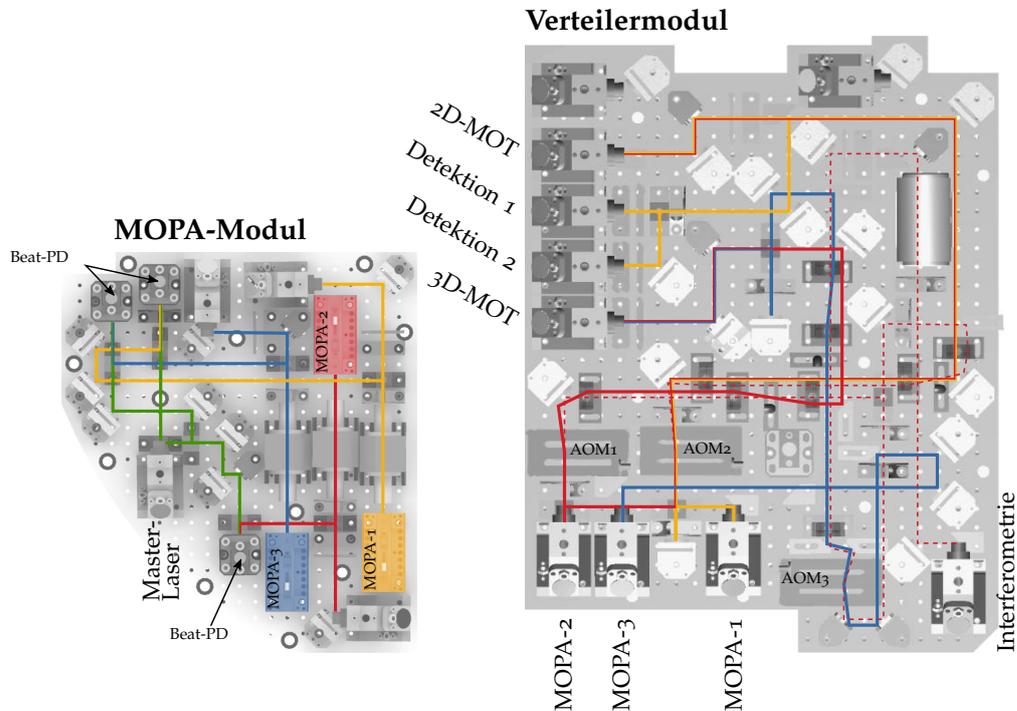


Abbildung 2.4

Strahlengang des Rubidium-Lasersystems. Das Laserlicht des MOPA-1 (gelb), MOPA-2 (rot) und MOPA-3 (blau) wird im MOPA-Modul mit dem Master-Laser (grün) auf Photodioden überlagert, um ein Schwingungssignal für den Offset-Lock zu generieren. Im Verteilermodul wird das Kühllicht mit dem Rückpumplicht überlagert und über polarisationserhaltende Fasern zur Experimentkammer weitergeleitet (verändert übernommen aus [2]).

Die hier verwendeten MOPAs wurden vom Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik (FBH) in Berlin entwickelt und gefertigt [51, 52]. Diese stellen Laserlicht mit einer Leistung von etwa 1000 mW bei einer Wellenlänge von 780 nm zur Verfügung.

Im MOPA-Modul des Lasersystems befinden sich drei MOPAs, welche unterschiedliche Aufgaben erfüllen. MOPA-1 wird als Kühllicht der 2D⁺-MOT, zur optischen Zustandspräparation, sowie zur Fluoreszenz- und Absorptionsdetektion genutzt. MOPA-2 wird als Rückpumpulaser während der MOT-Phase, sowie als Interferometrielaser genutzt, während MOPA-3 das Kühllicht der 3D-MOT liefert. Das MOPA-Licht wird über polarisationserhaltende Fasern in das Verteilermodul transferiert, wo das Kühllicht mithilfe von Polarisationsstrahlteilern mit dem Rückpumpulicht überlagert

wird. Akustooptische Modulatoren⁵ (*engl. acusto-optical modulator, AOM*) werden genutzt, um das Licht auf die gewünschten Ausgänge des Verteilermoduls zu lenken. AOM-1 steuert das Rückpumperlicht der 3D-MOT, während das Kühllicht der 3D-MOT von AOM-3 gesteuert wird. AOM-2 schaltet das überlagerte Kühl- und Rückpumplicht der 2D-MOT. Außerdem können AOM-1 und AOM-2 statt im 80 MHz im 100 MHz Betrieb mit einer Frequenzdifferenz von 15 kHz verwendet werden, um Bragg-Strahlteiler [53] für die Interferometrie zu formen. Neben den AOM stehen an den Ausgängen des Verteilermoduls mechanische Blenden zur Verfügung, mit denen das gesamte Licht in die jeweilige Faser geblockt werden kann. Mit diesem Aufbau ist es möglich, die zum kühlen, manipulieren und detektieren nötigen Laserfrequenzen zu generieren und zu schalten.

Abbildung 2.5 zeigt das Niveauschema der D_2 -Linie von ^{87}Rb mit den verwendeten Übergängen. Während der 2D-MOT Phase ist MOPA-1 um -19 MHz zum Übergang $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ verstimmt, während das 3D-Kühllicht von MOPA-3 um -16 MHz zum selben Übergang verstimmt ist. MOPA-1 wird außerdem genutzt, um während der optischen Zustandspräparation über den Übergang $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ die Teilchen in den $|F = 2, m_F = 2\rangle$ Zustand zu transferieren. Zur Detektion wird MOPA-1 wieder auf den Übergang $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ eingestellt. MOPA-2 wird außer als Rückpumpplaser, welcher den Übergang $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ treibt, während der Interferometrie als Bragg-Laser verwendet. Hier werden zwei einzelne Strahlen erzeugt, jeweils durch einen AOM um 15 kHz zueinander verstimmt und danach überlagert. Zusätzlich werden während der Interferometrie beide Strahlen zusammen um mindestens 1,5 GHz verstimmt.

Das hier gezeigte katapulttaugliche Rubidium Fluglasersystem wurde in [49] aufgebaut und dort detaillierter beschrieben.

Atomchip

Zur Erzeugung der magnetischen Felder zum Fangen der Atome wird ein Atomchip verwendet [41, 42]. Auf diesem befinden sich stromführende Leiter, welche ein zirkulares Magnetfeld erzeugen. In Kombination mit dem homogenen Magnetfeld eines Helmholtzspulenpaares ergibt sich ein Magnetfeldminimum, in dem sich die Atome sammeln [55]. In QUANTUS-2 wird ein dreilagiger Atomchip mit unterschiedlichen Strukturgrößen, sowie drei Helmholtzspulenpaare entlang der drei Raumrichtungen verwendet. In Abbildung 2.6 sind die drei Lagen des Atomchips skizziert.

Auf der untersten Lage befinden sich die größten Strukturen, welche aus isolierten Kupferdrähten mit einem Durchmesser von 0,9 mm bestehen. Diese *mesoskopischen Strukturen* formen eine U-Struktur mit sechs Windungen, die zur Generierung des Quadrupolfeldes der 3D-MOT genutzt wird [56]. Eine weitere H-Struktur aus drei einzelnen Drähten formt ein Ioffe-Pritchard förmiges Potential, welches in der ersten Ma-

⁵[Crystal Technology 3080-125]

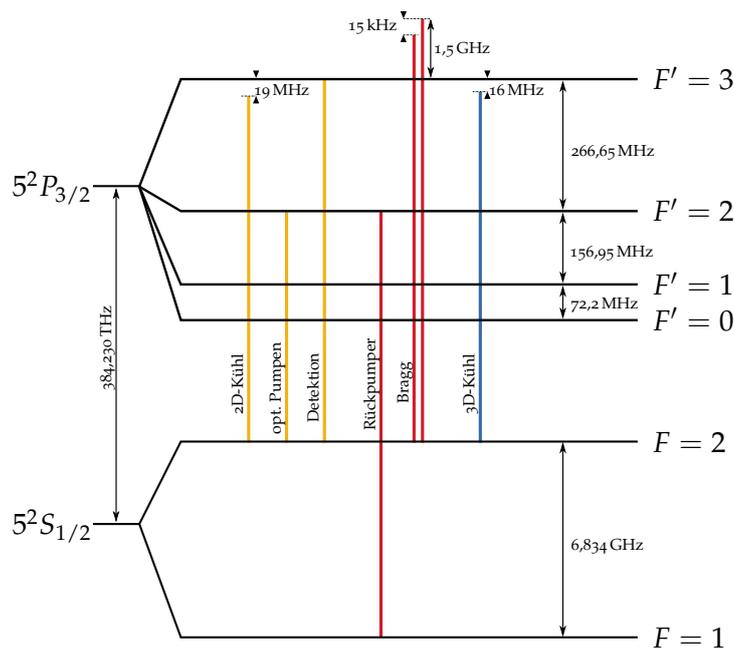


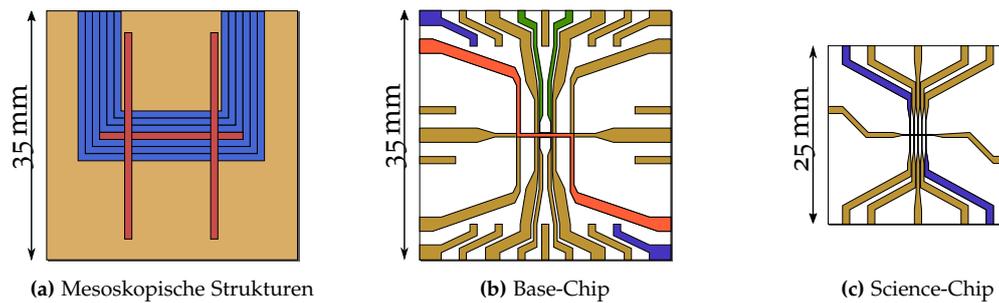
Abbildung 2.5

Niveauschema der D2-Linie von ^{87}Rb . Die Laserfrequenzen des MOPA-1 (gelb), MOPA-2 (rot) und MOPA-3 (blau) während der einzelnen Sequenzschritte sind mit ihrer Verstimmung zur Resonanz eingezeichnet (nach [54]).

gnetzfalle verwendet wird. Die zweite Lage des Atomchips, der *Base-Chip*, besteht aus einem $35 \times 35 \text{ mm}^2$ großen Aluminium-Nitrid Substrat, auf das Leiterbahnen aus Gold aufgebracht wurden [57]. Diese haben eine Strukturbreite von $0,5 \text{ mm}$ und können genutzt werden um U-, H- und Z-Förmige Fallenkonfigurationen zu formen. Für die Experimente in dieser Arbeit wurde lediglich die äußere Z-Struktur, das sog. *Base-Chip Outer Z* verwendet. Auf dem *Base-Chip* befindet sich außerdem eine U-Förmige Struktur, die zum Einstrahlen von RF-Strahlung während der evaporativen Kühlung und der adiabatisch-rapiden Passage genutzt wird. Der *Science-Chip*, ein $25 \times 25 \text{ mm}^2$ großes Substrat, auf dem die Leiterbahnen eine Strukturbreite von $50 \mu\text{m}$ haben, bildet die dritte und letzte Lage des Atomchips. Auch hier können U-, H- und Z-Förmige Fallenkonfigurationen geformt werden, wobei auch hier nur die äußere Z-Struktur, das *Science-Chip Outer Z*, genutzt wird. Der *Science-Chip* ist mit einem dielektrischen Film⁶ überzogen, an dem zwei der vier MOT-Strahlen unter einem Winkel von 45° reflektiert werden, sodass eine Spiegel-MOT geformt wird.

Die mit dem Atomchip und den Helmholtzspulen erzeugten Magnetfelder werden mit einer in [1] entwickelten Biot-Savart Simulation, dem sog. *Chipmodell* modelliert. Mithilfe dieser Simulation können Fallenkonfigurationen unter Gravitation, also im Laborbetrieb, sowie unter Schwerelosigkeit simuliert werden. Umfangreiche experi-

⁶[OIB Jena]

**Abbildung 2.6**

Drahte und Leiterbahnen des dreilagigen Atomchips. Die mesoskopischen Strukturen (a) haben eine Strukturweite von 0,9 mm. Das Meso-U (blau) wird zur Generierung des Quadrupolfeldes der 3D-MOT genutzt, während das Meso-H (rot) die erste Ioffe-Pritchard Falle formt. Die äußere Z-Struktur des *Base-Chip* (rot) in (b), mit einer Strukturweite von 0,5 mm wird in den Magnetfallen und der magnetischen Linse verwendet. Die obere U-Struktur (grün) wird zum Einstrahlen von RF-Strahlung während der evaporativen Kühlung und der adiabatisch-rapiden Passage genutzt. Auf dem *Base-Chip* befinden sich außerdem die Zuführungen des *Science-Chip* (c). Die kleinste Strukturweite beträgt hier 50 μm . Die äußere Z-Struktur (blau) wird in den Magnetfallen während der RF-Evaporation genutzt. Der *Science-Chip* ist mit einem dielektrischen Film überzogen, der die MOT-Strahlen der Spiegel-MOT, sowie den Detektorstrahl der zweiten Detektion reflektiert.

mentelle Parameterstudien, die aufgrund der begrenzten μg -Zeit im Fallturm nicht umsetzbar wären, können dadurch vermieden werden.

Ansteuerungselektronik

Die Ansteuerungselektronik des Lasersystems wurde im Projekt LASUS an der Leibniz Universität Hannover entwickelt. Der sog. T-Stack (Abbildung 2.7) besteht aus $10 \times 10 \text{ cm}^2$ großen Leiterplatten, auf denen die einzelnen Schaltungen zur Ansteuerung des Lasersystems aufgebaut sind.

Die MOPAs werden von zwei verschiedenen Laserstromtreibern betrieben, welche 200 mA für die DFB-Diode und bis zu 2 A für den Leistungsverstärker zur Verfügung stellen. Im Frequenzregler wird das Schwebungssignal der MOPAs mit dem Masterlaser gemessen und über eine direkte Rückkopplung auf den Stromtreiber der DFB-Diode die Frequenz der MOPAs stabilisiert. Das Schwebungssignal hat eine Frequenz von mehreren GHz. In einer Verstärkerkette bestehend aus jeweils drei Mini-Circuits Verstärkern⁷ wird das Signal verstärkt und von einem Frequenzteiler⁸ auf unter 1,1 GHz heruntergeteilt, sodass das Signal im Frequenzregler verarbeitet werden kann. Frequenzgeneratoren basierend auf direkter digitaler Synthese (*engl. direct digital synthesis*, DDS) treiben die AOMs mit 80 oder 100 MHz. Eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Komponenten des T-Stack ist in [49] zu finden.

⁷[ZX60-14012L-S+]

⁸[Hittite HMC862LP3E]



Abbildung 2.7

Elektronik-Stack (T-Stack) zur Steuerung des Lasersystems. Die Laserstromtreiber, AOM-Treiber, Blendensteuerung, Temperaturregler sowie die Elektronik für den Offset-Lock der MOPAs sind auf jeweils $10 \times 10 \text{ cm}^2$ großen Leiterplatten aufgebaut. Zusätzlich befinden sich hier Schnittstellen zur Kommunikation und zur Spannungsversorgung. Der gesamte Stack wurde von Dr. Thijs Wendrich an der Leibniz Universität Hannover entwickelt.

Die Spulen- und Atomchipströme werden von bipolaren Stromtreibern bereitgestellt. Es werden sechs kommerzielle Stromtreiber der Firma High-Finesse⁹ zur Ansteuerung der x - y - und z -Spulen, sowie für das Meso-U, den *Base*- und den *Science-Chip* verwendet. Zwei in [58] entwickelte miniaturisierte Nachbauten werden für die 2D-Spulen und das Meso-H verwendet. Zum Überstromschutz werden die Ströme von einer aktiven Chipsicherung überwacht, welche die Stromtreiber bei Überstrom von den Spulen- und Chipstrukturen trennt [58]. Die Stromstärke kann während der Sequenz über die Chipsicherung aufgezeichnet werden, um im Fehlerfall zur Ursachenforschung genutzt zu werden. Ferner ermöglicht es die Chipsicherung, während der laufenden Sequenz einzelne Strukturen von den Stromtreibern zu trennen. Dadurch lassen sich Störeinflüsse aufgrund kleiner Restströme durch die Strukturen auf das atomare Ensemble minimieren.

2.3 Detektionssysteme

Zur Detektion des atomaren Ensembles werden in QUANTUS-2 zwei verschiedene Detektionssysteme, die Fluoreszenz- und die Absorptionsdetektion verwendet. Nachfolgend werden beide Systeme genauer beschrieben.

Fluoreszenzdetektion

Bei der Fluoreszenzdetektion [59] wird das atomare Ensemble mit kollimiertem, zirkularpolarisiertem Laserlicht beleuchtet und der Übergang $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ getrieben.

⁹[High-Finesse model BSCP 10]

Die so angeregten Atome emittieren Licht in alle Raumrichtungen. Über ein Linsensystem wird das Licht aus dem Raumwinkel Ω auf eine Photodiode¹⁰ mit spektraler Empfindlichkeit S fokussiert und der Photostrom über einen rauscharmen Transimpedanzverstärker¹¹ mit einem Verstärkungsfaktor G in eine Spannung U konvertiert. Die Teilchenanzahl ergibt sich daraus zu

$$N = \frac{4\pi \cdot U}{\Omega \cdot S \cdot G \cdot \gamma \cdot \hbar\omega'} \quad (2.1)$$

wobei $\hbar\omega$ die Energie eines Photons beschreibt. Die Streurrate γ berechnet sich aus der Verstimmung des Lasers zur atomaren Resonanz Δ , der natürlichen Linienbreite des Übergangs Γ , sowie der Sättigungsintensität I_{sat} zu

$$\gamma = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{\text{sat}}}{1 + 4(\Delta/\Gamma)^2 + I/I_{\text{sat}}} \quad (2.2)$$

Die Fluoreszenzdetektion wird im normalen Laborbetrieb von QUANTUS-2 hauptsächlich zur Optimierung und Überwachung der MOT verwendet. In dieser Arbeit findet sie zusätzlich Anwendung in der Bestimmung der Stabilität der Teilchenanzahl (siehe Abschnitt 4.3).

Absorptionsdetektion

Ein weiteres Detektionssystem in QUANTUS-2 ist die Absorptionsdetektion [60]. Hier wird das atomare Ensemble ebenfalls mit kollimiertem, zirkularpolarisiertem Laserlicht beleuchtet und der Übergang $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ getrieben. Der Schattenwurf des atomaren Ensembles wird über ein Abbildungssystem auf eine CCD-Kamera¹² abgebildet. Zusätzlich zu diesem *Atom-Image* I_a wird 180 ms später der CCD erneut mit dem Detektionsstrahl belichtet, diesmal aber ohne atomares Ensemble. Von diesem *Beam-Image* I_b wird das *Atom-Image* subtrahiert, um mit Gl. 2.3 die räumliche Dichteverteilung zu berechnen. Ein drittes sog. *Background-Image* I_d wird bei ausgeschalteten Lasern aufgenommen. Dieses enthält Informationen über das Dunkelrauschen des CCD und dient der Reduzierung des elektronischen Rauschens auf den Bildern. Die zweidimensionale Dichteverteilung $n(x,y)$ lässt sich aus diesen drei Bildern zu

$$n(x,y) = \frac{1}{\sigma_0} \left[1 + 4 \left(\frac{\Delta}{\Gamma} \right)^2 \right] \ln \left(\frac{I_b(x,y) - I_d(x,y)}{I_a(x,y) - I_d(x,y)} \right) + \frac{I_b(x,y) - I_a(x,y)}{\sigma_0 I_{\text{sat}}} \quad (2.3)$$

¹⁰ [Hamamatsu S5107]

¹¹ [Femto DLPCA-200]

¹² [Hamamatsu, C8484-15G]

berechnen. Γ beschreibt hier ebenfalls die natürliche Linienbreite des Übergangs, Δ die Verstimmung des Detektionslasers zur atomaren Resonanz, I_{sat} die Sättigungsintensität und $\sigma_0 = \hbar\omega\Gamma / (2I_{\text{sat}})$ den resonanten Streuquerschnitt mit $\hbar\omega$ der Energie eines Photons. Die Absorptionsabbildung liefert nicht nur Informationen über die Gesamtteilchenanzahl, sondern auch über die räumliche Dichteverteilung. Aus dieser lässt sich die Position des Ensembles, die Größe und Form, sowie der Anteil der kondensierten Atome ablesen.

Kapselkoordinatensystem & Detektionsrichtungen

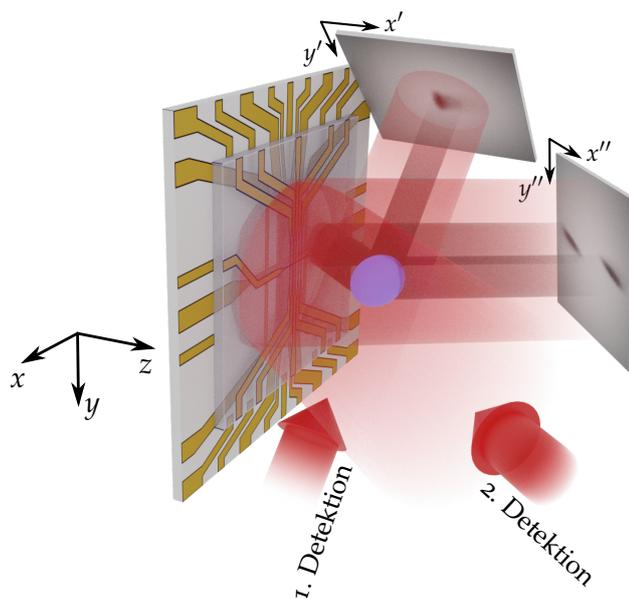


Abbildung 2.8

Detektionsrichtungen und Kapselkoordinatensystem. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt auf dem *Science-Chip* am Kreuzungspunkt von Mittendraht und mittlerem senkrechten Draht. Die z -Achse steht senkrecht auf dem Atomchip und zeigt in Richtung der Atome. Die y -Achse verläuft innerhalb der Chipfläche parallel zu den senkrechten Drähten und weist in Gravitationsrichtung. Die x -Achse verläuft parallel zum Mittendraht und bildet mit y - und z -Achse ein rechtshändiges orthonormales Koordinatensystem. Die erste Detektion verläuft in der xy -Ebene und ist um 45° um die z -Achse verdreht. Die zweite Detektion wird unter einem Winkel von $52,5^\circ$ zur Chipoberfläche in der xz -Ebene eingestrahlt und am Atomchip reflektiert. Die Atomwolke wird vom direkten und vom gespiegelten Detektionsstrahl durchleuchtet, sodass in der zweiten Detektion zwei Atomwolken auf dem CCD-Chip abgebildet werden (aus [5]).

Der Ursprung des Kapselkoordinatensystems liegt auf dem *Science-Chip* am Kreuzungspunkt zwischen Mittendraht und dem mittleren senkrechten Draht. Die z -Richtung steht senkrecht auf der Chipoberfläche und zeigt in Richtung der Atome. Die

y -Richtung liegt in der Chipfläche und zeigt in Gravitationsrichtung. Die x -Richtung verläuft parallel zum Mittendraht und bildet mit den beiden übrigen Richtungen ein rechtshändiges orthonormales Koordinatensystem. In Abbildung 2.8 ist der Atomchip mit Kapselkoordinatensystem gezeigt. Die Detektionsstrahlen der beiden Absorptionsdetektionssysteme, sowie die Absorptionsbilder sind hier ebenfalls dargestellt. Die Achsen der Absorptionsbilder sind als x' - und y' -Richtung für die erste, bzw. x'' - und y'' -Richtung für die zweite Detektion bezeichnet.

Die erste Detektion verläuft in der xy -Ebene und ist um 45° um die z -Achse verdreht. Die x' -Richtung entspricht demnach der z -Richtung, während die y' -Richtung eine Projektion aus x - und y -Richtung ist. Die zweite Detektion wird unter einem Winkel von $52,5^\circ$ zur Chipoberfläche eingestrahlt, vom Atomchip reflektiert und auf den CCD-Chip abgebildet. Der Detektionsstrahl passiert die Atomwolke sowohl vor, als auch nach der Spiegelung, weshalb auf dem CCD-Chip der zweiten Detektion zwei Atomwolken zu sehen sind. Die y'' -Richtung verläuft entlang der y -Richtung, während es sich bei der x'' -Richtung um eine Projektion aus x - und z -Richtung handelt.

3D-Position auf 2D-Position

Die beiden Detektionssysteme liefern volle 3D-Information über Größe und Position des atomaren Ensembles, jedoch projiziert auf die 2D-Absorptionsbilder. Zur Auswertung der Messergebnisse werden Simulationen der Positionen des Ensembles, bzw. der Teilchen innerhalb des Ensembles im Kapselkoordinatensystem durchgeführt. Mithilfe einer Projektionsmatrix lassen sich diese auf die 2D-Ebenen der Detektionssysteme projizieren und mit den Messdaten vergleichen. Das gesamte Detektionssystem wird hierzu als Aneinanderreihung von Dreh-, Spiegel- und Projektionsmatrizen beschrieben.

Folgende Berechnungen werden durchgeführt, um ein 3D-Objekt auf die 2D-Abbildungssysteme zu projizieren:

- Das Objekt wird *rotiert*, sodass die z -Richtung parallel zum Detektionsstrahl verläuft.
- Das so gedrehte Objekt wird auf die xy -Ebene *projiziert*.
- Im Abbildungspfad sind zwei Linsen verbaut, welche gemeinsam eine *Punktspiegelung* bewirken.
- Ein Umlenkspiegel im Abbildungspfad führt zu einer *Spiegelung* entlang der x - bzw. y -Richtung.
- Das Bild wird auf einen CCD-Chip abgebildet. Dieser kann als Photoplatte gesehen werden. Das Bild muss um 180° gedreht werden, was in 2D einer *Spiegelung* entspricht.

In der **ersten Detektion** werden folgende Matrizen verwendet:

- Drehung der z -Richtung in den Detektionsstrahl mit $\alpha = 90^\circ$ und $\beta = -45^\circ$:

$$R_y = \begin{pmatrix} \cos \alpha & 0 & \sin \alpha \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \alpha & 0 & \cos \alpha \end{pmatrix}, \quad R_z = \begin{pmatrix} \cos \beta & -\sin \beta & 0 \\ \sin \beta & \cos \beta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

- Projektion auf xy -Ebene:

$$P_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

- Punktspiegelung durch Linsensystem S_p , Spiegelung an y -Achse durch Umlenkspiegel S_y und 180° Drehung des CCD-Chips um die x -Richtung S_x :

$$S_p = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad S_y = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad S_x = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Hiermit ergibt sich die vollständige Abbildungsmatrix der ersten Detektion durch Matrixmultiplikation zu

$$M_{\text{Det-1}} = S_x \cdot S_y \cdot S_p \cdot P_z \cdot R_y \cdot R_x. \quad (2.7)$$

Die Projektion der 3D-Koordinaten auf das 2D-Abbildungssystem der ersten Detektion ergibt sich somit zu

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}. \quad (2.8)$$

Für die **zweite Detektion** muss noch eine weitere Spiegelmatrix eingeführt werden, da die Spiegelung des Schattenwurfs an der Chipoberfläche durch ein virtuelles Ensemble auf der Rückseite des Atomchips beschrieben wird. Es werden daher folgende Matrizen verwendet:

- Virtuelles Ensemble auf der Rückseite des Atomchips (Spiegelung an der xy -Ebene):

$$S_{z,3D} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

- Drehung der z -Richtung in den Detektionsstrahl mit $\gamma = 90 - 52,5^\circ = -37,5^\circ$:

$$R_y = \begin{pmatrix} \cos \gamma & 0 & \sin \gamma \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \gamma & 0 & \cos \gamma \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

- Projektion auf xy -Ebene:

$$P_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

- Punktspiegelung durch Linsensystem S_p , Spiegelung an x -Achse durch Umlenkspiegel S_x und 180° Drehung des CCD-Chips um die y -Richtung S_y :

$$S_p = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad S_x = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad S_y = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

Die Abbildungsmatrizen der zweiten Detektion ergeben sich zu

$$M_{\text{Det-2, links}} = S_y \cdot S_x \cdot S_p \cdot P_z \cdot R_y \quad (2.13)$$

$$M_{\text{Det-2, rechts}} = S_y \cdot S_x \cdot S_p \cdot P_z \cdot R_x \cdot R_y \cdot S_{z,3D}. \quad (2.14)$$

Hiermit folgt für die 2D-Koordinaten der linken Wolke

$$\begin{pmatrix} x_l'' \\ y_l'' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,7934 & 0 & -0,6088 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

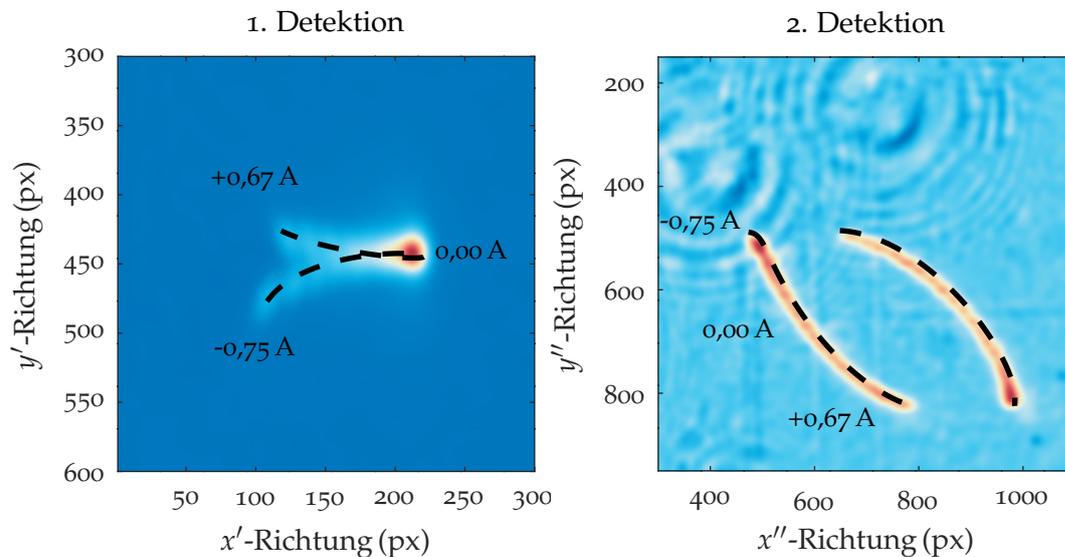
während sich für die rechte Wolke durch die Spiegelung an der xy -Ebene die Vorzeichen in der dritten Spalte der Projektionsmatrix umkehren und diese die Form

$$\begin{pmatrix} x_r'' \\ y_r'' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,7934 & 0 & 0,6088 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

annimmt.

Die Abbildungsmatrizen lassen sich durch eine Messung der *in-situ* Position des BEC in der Magnetfalle und Vergleich mit dem Chipmodell überprüfen. Hierzu wird die Position der Magnetfalle durch Variation des z -Spulenstrom entlang der drei Raumrichtungen verschoben. Die Position des BEC wird aus beiden Detektionsrichtungen mittels Absorptionsdetektion bestimmt und mit der simulierten Position des Fallenminimums verglichen.

Abbildung 2.9 zeigt die Positionen des BEC in der Falle für verschiedene z -Spulenströme zwischen $I_z = 0,67$ A und $I_z = -0,75$ A. Die einzelnen Absorptionbilder sind hier aufsummiert, um den Positionsverlauf entlang der x' - und y' -, bzw. x'' - und y'' -Richtung darzustellen. Die simulierten 3D-Positionen wurden mit den Abbildungsmatrizen Gl. 2.8, Gl. 2.15 und Gl. 2.16 auf die Abbildungssysteme projiziert und als

**Abbildung 2.9**

Vergleich der Positionen des gemessenen Ensembles in der Magnetfalle mit der projizierten Position der simulierten Magnetfalle. Für verschiedene z -Spulenströme zwischen $I_z = -0,75 \text{ A}$ und $I_z = 0,67 \text{ A}$ wurden Absorptionsbilder des atomaren Ensembles in der Magnetfalle aufgenommen. Die einzelnen Absorptionsbilder wurden aufsummiert, um den Positionsverlauf entlang der x' - und y' -, bzw. x'' - und y'' -Richtung darzustellen. Die simulierte 3D-Position in Abhängigkeit des z -Spulenstroms wurde mit den Abbildungsmatrizen Gl. 2.8, Gl. 2.15 und Gl. 2.16 auf die Abbildungssysteme projiziert (gestrichelte Linien) und deckt sich mit der gemessenen Position.

gestrichelte Linien in die Absorptionsbilder gelegt. Die simulierten und projizierten Positionen decken sich mit den gemessenen *in-situ* Positionen des atomaren Ensembles in der Magnetfalle. Somit steht eine einfache Rechenvorschrift zur Verfügung, mit welcher sich dreidimensionale Positionen korrekt auf die Abbildungssysteme projizieren lassen. Komplexe dreidimensionale Schwerpunktsoszillation in der Magnetfalle, sowie asymmetrische Wolkenformen, wie sie in den nachfolgenden Kapiteln betrachtet werden, können simuliert und hiermit an die gemessenen Daten angenähert werden.

2.4 Computergestützte Experimentsteuerung

Fallturmexperimente sind mit einem Kapselkontrollsystem (*engl. capsule-control-system, CCS*), basierend auf einem NI-PXI System ausgestattet, das über einen Bodenrechner (*engl. electronic ground-support equipment, EGSE*) gesteuert wird. Das CCS ist auf der zweituntersten Plattform in der Katapultkapsel untergebracht. Hierüber werden in QUANTUS-2 die Batteriespannungen und verschiedene Temperatursensoren innerhalb der Kapsel ausgelesen, sowie der Abwurf bzw. der Katapultstart initiiert.

Die eigentliche Experimentsequenz wird über ein weiteres PXI¹³, das Q-2 PXI gesteuert. Auf diesem läuft ein LabView Echtzeitsystem. Ein weiterer Experimentsteuererchner dient hierfür als graphische Oberfläche. Die Experimentsequenz wird als Abfolge einzelner Blöcke vorprogrammiert und auf einen FPGA¹⁴ im Q-2 PXI hochgeladen. Dort wird diese dann entweder manuell über den Steuerrechner, oder automatisch beim Übergang zur Schwerelosigkeit gestartet. Über den FPGA lassen sich die verschiedenen Komponenten im Experiment zeitgenau steuern. Digitale Ausgänge des FPGA werden als bool'sche Parameter zum Schalten der Blenden im Lasersystem, sowie zum An- und Abschalten der AOMs, Spulen und Atomchipstrukturen genutzt. Ihr Zustand kann immer zwischen zwei Blöcken geändert werden. Die analogen Ausgänge des FPGA geben Spannungen im Bereich von $\pm 10\text{ V}$ mit einer Auflösung von 16 bit aus, was einer Diskretisierung von $0,3\text{ mV}$ entspricht [3]. Hierüber werden die Stromtreiber, die Offset-Locks der Laser, die Abschwächer der AOMs sowie die Amplitude der RF-Strahlung gesteuert. Die analogen Spannungswerte können entweder während der Blockdauer auf einem konstanten Wert gehalten, oder mit beliebigen Rampenformen innerhalb der Dauer des jeweiligen Blockes variiert werden. Abbildung 2.10 zeigt die ersten Schritte einer typischen Fallturmsequenz.



Abbildung 2.10

Graphische Benutzeroberfläche der Experimentsteuerung. Die in einzelne Blöcke unterteilte Experimentsequenz wird auf den FPGA hochgeladen und dort ausgeführt. Über analoge und digitale Steuersignale werden die Stromtreiber, Laser, Blenden und AOMs im Experiment zeitgenau gesteuert.

Hier sind die ersten Sequenzschritte gezeigt. Das FPGA-System sorgt dafür, dass die Steuersignale innerhalb eines Blockes zeitgleich ausgeführt werden. Die anfallenden

¹³[NI-PXI-7854R FPGA]

¹⁴field-programmable gate-array

Messdaten, speziell die Absorptionbilder, werden auf dem Q-2 PXI gespeichert und nach Ablauf der Sequenz per FTP-Protokoll an den Steuerrechner übertragen.

2.5 Experimentsequenz

Eine typische Fallturmsequenz zur Erzeugung eines BEC ist in Tabelle 2.2 gezeigt. Zu Beginn einer Messung befindet sich das Experiment im *Idle*-Zustand. Alle Shutter im Lasersystem sind geöffnet und die Spulen und Atomchipstrukturen sind von den Stromtreibern getrennt. Eine Experimentsequenz wird wie in Abbildung 2.10 vorprogrammiert und auf das Q-2 PXI hochgeladen. Im Laborbetrieb wird die Sequenz direkt nach dem Hochladen gestartet. Im Fallturm hingegen misst ein Beschleunigungssensor¹⁵ den Übergang von 1 g auf Mikrogravitation, sodass das Q-2 PXI die Sequenz automatisch zu Beginn des freien Falls starten kann.

Innerhalb der ersten 18 ms wird das Experiment initiiert. Die Laserstrahlen, die nicht für die 2D- und 3D-MOT benötigt werden, werden weggeblendet. Die Stromtreiber werden mit den Spulen und Chipstrukturen verbunden.

In Schritt 1 werden in 150 ms etwa $3 \cdot 10^8$ ^{87}Rb Atome aus der 2D⁺-MOT in die 3D-Spiegel-MOT geladen. Im folgenden Schritt 2 wird die MOT komprimiert, wodurch die Umladeeffizienz in die erste magnetische Falle erhöht wird [2]. Die Atome werden danach mittels Polarisationsgradientenkühlung [61] in einer optischen Melasse auf etwa 20 μK heruntergekühlt. Zu diesem Zeitpunkt sind im Ensemble noch alle Zeeman-Zustände besetzt. Mithilfe des σ^+ polarisierten Detektionslichtes werden die Atome in den magnetisch fangbaren Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$ transferiert, indem der Übergang $^5\text{S}_{1/2} |F = 2\rangle \rightarrow ^5\text{P}_{3/2} |F = 2\rangle$ für 0,7 ms getrieben wird. Der gesamte Sequenzschritt benötigt 1,7 ms, da zunächst das Magnetfeld ausgerichtet wird. Durch die optische Zustandspräparation lässt sich die Umladeeffizienz in die nachfolgende IPT um den Faktor drei erhöhen.

Die Schritte 6-9 umfassen die RF-Evaporation nach deren Abschluss ein Ensemble mit 400 k ^{87}Rb Atomen im kondensierten Anteil und einer internen kinetischen Energie von $U_{\text{kin}} = k_B \cdot 330 \text{ nK}$ zur Verfügung steht. Die evaporative Kühlung lässt sich für verschiedene Anforderungen optimieren [4]:

- **Geschwindigkeit:** BECs mit 40 k Atomen können in 0,85 s erzeugt werden.
- **1 Hz-Rate:** Mit einer Repetitionsrate von 1 Hz lassen sich BECs mit 100 k Atomen erzeugen.
- **Teilchenfluss:** Innerhalb von 1,6 s lässt sich ein BEC mit 400 k Atomen im kondensierten Anteil erzeugen.

Abbildung 2.11 zeigt für verschiedene Quantengasexperimente unterschiedlicher Arbeitsgruppen die Teilchenanzahl in Abhängigkeit der Repetitionsrate.

¹⁵[ADXL103]

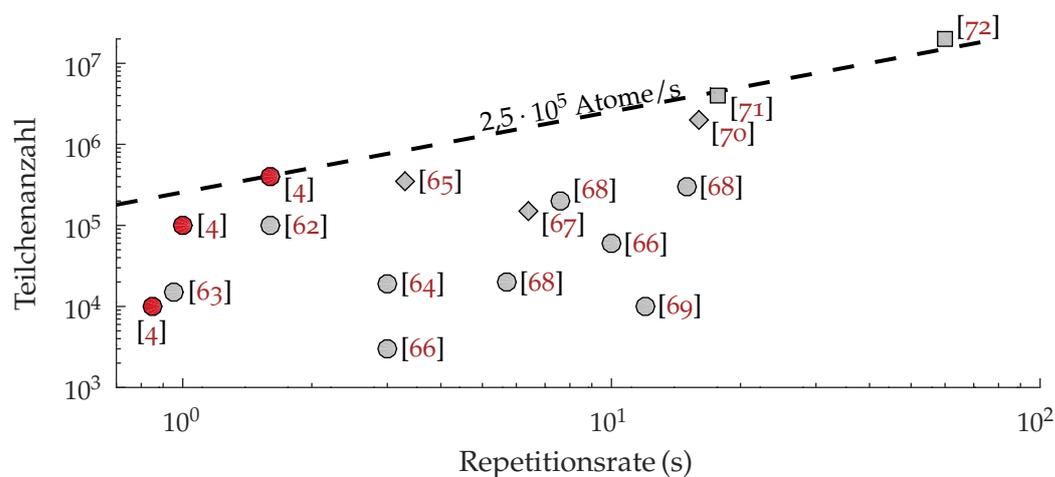
Tabelle 2.2

Auflistung der einzelnen Schritte einer typischen μg -Sequenz zur Erzeugung eines BEC mit anschließender magnetischer Linse und bis zu 2,7s TOF.

Nummer	Sequenzschritt	Dauer
0	Initialisierung	18,00 ms
1	Laden der 3D-MOT	150,00 ms
2	Kompressions-MOT	35,20 ms
3	Polarisationsgradientenkühlung	3,80 ms
4	optische Zustandspräparation	1,70 ms
5	Laden der magn. Falle	50,20 ms
6	Kompression der magn. Falle	85,00 ms
7	initiale RF-Evaporation	446,00 ms
8	Dekompression der magn. Falle	88,70 ms
9	finale RF-Evaporation	500,00 ms
10	Kompression in radialer Richtung	0,50 ms
11	Transport & Dekompression der magn. Falle	150,00 ms
12	Haltezeit	18,46 ms
13	initiale Expansion (Pre-TOF)	80,00 ms
14	magnetische Linse	2,42 ms
15	Spulen schalten	25,45 ms
16	adiabatisch-rapide Passage	9,15 ms
17	Zustandsseparation	6,05 ms
18	freie Expansion (TOF)	2709,29 ms
19	Absorptionsdetektion	360,08 ms
	Gesamtdauer	4740,0 ms

Die drei verschiedenen optimierten Sequenzen in QUANTUS-2 sind jeweils in rot markiert. Die unterschiedlichen Symbole repräsentieren Experimente mit Atomchipfallen (Kreise), magnetischen Fallen (Quadrate) und Dipolfallen (Rauten). Mit einem Fluss von 250 k Atomen/s ist QUANTUS-2 vergleichbar mit den besten laborbasierten Experimenten.

Für Messungen auf langen Zeitskalen unter Schwerelosigkeit wird die interne kinetische Energie des atomaren Ensembles weiter reduziert. Eine ellipsoide magnetische Linse wird hierzu mit einer kollektiven Schwingung des BEC kombiniert, um ein Materiewellenlinsensystem zu formen. In Schritt 10 wird zunächst das x -Spulenfeld innerhalb von 0,5 ms von 0,5 A auf 0,1 A heruntergefahren. Hierdurch wird die Magnetfalle in radialer Richtung komprimiert. Beim anschließenden Transport an den Ort der Linsenfolge in Schritt 11 findet eine Dekompression der Magnetfalle statt. Der Transport wird mit einem *shortcut-to-adiabaticity* Protokoll (STA) [73, 74] durchgeführt, wodurch die Amplitude einer Schwerpunktsoszillation (Dipoloszillation) des BEC in der finalen Magnetfalle minimiert wird.

**Abbildung 2.11**

Vergleich verschiedener ^{87}Rb BEC Experimente. Die erreichbare Teilchenanzahl in Abhängigkeit der Repetitionsrate ist für Experimente mit Atomchipfallen (Kreise), magnetischen Fallen (Quadrate), sowie Dipolfallen (Rauten) gezeigt. Der höchste erreichbare Atomfluss in QUANTUS-2 beträgt 250 k Atome/s , was als schwarze Linie markiert ist (verändert übernommen aus [4]).

Durch die zuvor beschriebene schnelle Kompression und Dekompression der Magnetfalle wird eine kollektive Schwingung des BEC induziert [75, 76]. Diese weist hauptsächlich eine Quadrupolmode auf [3]. Die Größe des BEC in der Magnetfalle oszilliert dadurch im Verlauf der Haltezeit in Schritt 12. Die radialen Richtungen oszillieren phasengleich, während die axiale Richtung antiphasisch oszilliert. Mit der Größenszillation des BEC geht eine Oszillation der Teilchendichte entlang der einzelnen Raumrichtungen einher. Das BEC wird kurz nach dem Umkehrpunkt der größten Elongation in axialer Richtung aus der Magnetfalle ausgekoppelt. Dadurch ist die Teilchendichte entlang der axialen Richtung am geringsten. Gleichzeitig beginnt das BEC in axialer Richtung bereits zu kollabieren. Die negative Expansionsgeschwindigkeit wirkt dabei der verbleibenden beschleunigten Expansion entgegen. Die Expansion des BEC in axialer Richtung lässt sich somit durch die passende Wahl der Haltezeit von $18,46\text{ ms}$ deutlich reduzieren. Entlang der beiden radialen Richtungen steigt dadurch jedoch die Expansionsgeschwindigkeit.

Während der initialen Expansion (Pre-TOF) in Schritt 13 expandiert das BEC, wodurch die Teilchendichte abnimmt. Nach 80 ms verläuft die Expansion nahezu ballistisch. Ein ellipsoides Linsenpotential wird in Schritt 14 eingeschaltet. In diesem oszillieren die Teilchen und transferieren ihre kinetische in potentielle Energie. Am Umkehrpunkt der Oszillation, welcher nach $2,42\text{ ms}$ erreicht ist, wird das Linsenpotential abgeschaltet. Dadurch lässt sich die Expansionsgeschwindigkeit des BEC entlang der drei Raumrichtungen um mehrere Größenordnungen reduzieren. Die Auswertung der Expansionsgeschwindigkeit wird im späteren Kapitel 5 näher beschrieben.

Das BEC befindet sich nach der magnetischen Linse noch im magnetisch sensitiven $|F = 2, m_F = 2\rangle$ Zustand. In Schritt 15 werden die homogenen Magnetfelder der Linsenfolge langsam abgeschaltet und die für die adiabatisch-rapide Passage (ARP) in Schritt 16 nötigen Spulen eingeschaltet. Die ARP transferiert das BEC in den magnetisch insensitiven $|F = 2, m_F = 0\rangle$ Zustand. Ein inhomogenes Magnetfeld wird in Schritt 17 angelegt, um in einem *Stern-Gerlach* Experiment in magnetisch sensitiven Zeeman-Zuständen verbliebene Atome räumlich zu separieren.

Die verbleibenden 2,7s der gesamten Schwerelosigkeitszeit von 4,74s stehen für die freie Expansion (*engl. time-of-flight*, TOF) zur Verfügung. Ensembleparameter wie räumliche Ausdehnung des BEC, Teilchendichte, Anteil kondensierter Atome und die Position des BEC werden in Schritt 19 mittels Absorptionsdetektion bestimmt.

3 Theoretischer Hintergrund

In diesem Kapitel wird zunächst die Erzeugung eines Bose-Einstein Kondensats beschrieben. Begonnen wird mit der theoretischen Betrachtung eines nicht-wechselwirkenden Bose-Gases. Für eine genauere Beschreibung der Kondensatswellenfunktion werden Wechselwirkungen in die Betrachtung eingeführt. Die Expansionsdynamik eines BEC nach Auskoppeln aus dem Fallenpotential wird nachfolgend beschrieben. Die Verwendung einer magnetischen Linse zur Kollimation dieser Expansion wird eingeführt und erläutert. Abschließend wird der Temperaturbegriff für ein thermisches Ensemble, sowie für ein BEC diskutiert.

3.1 Bose-Einstein Kondensation

Quantenmechanisch lässt sich jedes Teilchen anhand seines Spin klassifizieren. Teilchen mit ganzzahligem Spin werden Bosonen genannt. Teilchen mit halbzahligem Spin heißen Fermionen. Im thermodynamischen Gleichgewicht wird die Besetzung der Einteilchenzustände ν durch die Bose-Verteilung

$$f(\varepsilon_\nu) = \frac{1}{e^{(\varepsilon_\nu - \mu)/k_B T} + \gamma}, \quad (3.1)$$

mit der Energie des Einteilchenzustands ε_ν , der Boltzmannkonstante k_B und der Temperatur T beschrieben [77]. Im fermionischen Fall beträgt $\gamma = +1$, während im bosonischen Fall $\gamma = -1$ gilt. Im klassischen Grenzfall beträgt $\gamma = 0$ und die Bose-Verteilung entspricht der Boltzmannverteilung.

Das nicht-wechselwirkende Bose-Gas

Im Fall bosonischer Teilchen in einem harmonischen Fallenpotential kommt es bei hinreichend niedrigen Energien zu einer makroskopischen Besetzung des Grundzustands. Die kritische Temperatur T_c bei der dies auftritt ergibt sich aus

$$k_B T_c = \hbar \bar{\omega} \left(\frac{N}{\zeta(3)} \right)^{1/3} \approx 0,94 \hbar \bar{\omega} N^{1/3} \quad (3.2)$$

mit der Riemannschen Zeta-Funktion $\zeta(\alpha) = \sum_{n=1}^{\infty} n^{-\alpha}$, welche für ein dreidimensionales harmonisches Potential den Wert $\zeta(3) \approx 1,202$ annimmt [77]. Hier beschreibt N die Teilchenanzahl und $\bar{\omega} = \sqrt[3]{\omega_x \omega_y \omega_z}$ das geometrische Mittel der Fallenfrequenzen. Die Besetzung des Grundzustands $N_0(T)$ beträgt dann

$$N_0(T) = N \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^3 \right]. \quad (3.3)$$

Für nicht-wechselwirkende Teilchen ergibt sich die räumliche Dichteverteilung des Grundzustands aus der Einteilchenwellenfunktion multipliziert mit der Anzahl der Teilchen im Grundzustand

$$n(\vec{r}) = N_0 |\Psi_0(\vec{r})|^2. \quad (3.4)$$

In einem dreidimensionalen harmonischen Potential

$$V(\vec{r}) = \frac{1}{2} m \left(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2 \right) \quad (3.5)$$

hat die Einteilchenwellenfunktion die Form einer Gaußverteilung

$$\Psi_0(\vec{r}) = \frac{1}{\pi^{3/4} \sqrt{a_x a_y a_z}} \cdot e^{-\frac{x^2}{2a_x^2} - \frac{y^2}{2a_y^2} - \frac{z^2}{2a_z^2}} \quad (3.6)$$

mit den charakteristischen Oszillatorlängen entlang der drei Hauptachsen

$$a_i = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega_i}}. \quad i \in x, y, z \quad (3.7)$$

Die Ausdehnung eines nicht-wechselwirkenden Bose-Einstein Kondensats hängt lediglich von den Fallenfrequenzen ab. Dies kann beim Einsetzen der Kondensation beobachtet werden, wenn sich im thermischen Ensemble ein scharfer Peak herausbildet. Dieser bildet den Grundzustand des harmonischen Oszillators ab.

Diese bimodale Dichteverteilung der Teilchen in einem teilweise kondensierten Ensemble ist ein klarer Hinweis auf Bose-Einstein Kondensation. Ein weiteres Merkmal zeigt sich in der freien Expansion: Der thermische Anteil des Ensembles expandiert isotrop in alle Raumrichtungen, während die Expansion des kondensierten Anteils von den Fallenfrequenzen abhängt. Wird das Ensemble aus einer anisotropen Falle ausgekoppelt kommt es im kondensierten Anteil während der freien Expansion zu einer Inversion des Aspektverhältnisses.

Das wechselwirkende Bose-Gas

Bei höherer Teilchendichte im kondensierten Anteil gilt die Annahme eines nicht-wechselwirkenden Bose-Gases nicht mehr. Zur Beschreibung der Wechselwirkungen wird ein *Mean-Field* Ansatz gewählt und die Schrödingergleichung um ein Pseudo-Wechselwirkungspotential erweitert. Die Kondensatswellenfunktion wird dann durch die *Gross-Pitaevskii Gleichung*

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\vec{r}, t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\vec{r}) + \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} |\Psi(\vec{r}, t)|^2 \right] \Psi(\vec{r}, t) \quad (3.8)$$

beschrieben [78–80]. Hier ist $V(\vec{r})$ das Fallenpotential und $4\pi\hbar^2 a/m$ der *Mean-Field* Wechselwirkungsterm mit a der s-Wellenstreuungslänge. Für ^{87}Rb beträgt $a \approx 100a_0$ mit dem Bohr'schen Radius $a_0 \approx 5,29 \cdot 10^{-11} \text{ m}$.

Der kinetische Anteil an der Gesamtenergie des Ensembles ist vergleichsweise klein und wird in der *Thomas-Fermi* Näherung vernachlässigt. Die Dichteverteilung des kondensierten Anteils zeigt in einem harmonischen Fallenpotential die Form einer umgekehrten Parabel mit dem *Thomas-Fermi* Radius

$$R_i = \bar{a} \frac{\bar{\omega}}{\omega_i} \left(\frac{15Na}{\bar{a}} \right)^{1/5} \quad i \in x, y, z \quad (3.9)$$

und der Oszillatorlänge

$$\bar{a} = \sqrt{\frac{\hbar}{m\bar{\omega}}}. \quad (3.10)$$

Aus Gl. 3.9 wird ersichtlich, dass sich der *Thomas-Fermi* Radius des kondensierten Anteils unter Berücksichtigung der interatomaren Wechselwirkungen proportional zur Teilchenanzahl verhält. Zur besseren Vergleichbarkeit der experimentellen Ergebnisse ist es daher sinnvoll, den *Thomas-Fermi* Radius auf die Teilchenanzahl zu renormieren

$$R_{\text{norm}} = R \left(\frac{N_0}{N} \right)^{1/5}. \quad (3.11)$$

Expansionsdynamik

Obige Annahmen, speziell die *Thomas-Fermi* Näherung gelten nur für statische Potentiale. Wird das Fallenpotential zeitlich variiert, wird potentielle in kinetische Energie

transferiert und der kinetische Term kann nicht vernachlässigt werden. Die *Thomas-Fermi* Radien $R_i(t)$ folgen dabei aber den klassischen Trajektorien

$$R_i(t) = b_i(t)R_i(0) \quad i \in x,y,z \quad (3.12)$$

mit den *Scaling*-Parametern b_i , welche die Differentialgleichung

$$b_i'' + b_i\omega_i^2(t) - \frac{\omega_i^2(0)}{b_i \cdot b_x b_y b_z} = 0 \quad (3.13)$$

erfüllen müssen. Der Radius nach TOF hängt also von der Teilchenanzahl im BEC, welche den initialen *Thomas-Fermi* Radius bestimmt und über die *Scaling*-Parameter von den Fallenfrequenzen ab. Wird die Falle instantan abgeschaltet, vereinfacht sich Gl. 3.13 zu

$$b_i'' - \frac{\omega_i^2(0)}{b_i \cdot b_x b_y b_z} = 0, \quad (3.14)$$

mit der allgemeinen Lösung

$$b_i(t) = \sqrt{1 + \omega_i^2(0)t^2}. \quad (3.15)$$

Mit diesem *Scaling-Approach* [81] lässt sich die freie Expansion eines BEC nach Auskoppeln aus einem harmonischen Fallenpotential beschreiben.

3.2 Delta-Kick Kollimation

In den vorangegangenen Abschnitten wurde die Dynamik des BEC in einer harmonischen Falle und während der freien Expansion untersucht. In diesem Abschnitt wird die Verwendung eines harmonischen Linsenpotentials zur Kollimation der Expansion des BEC beschrieben.

Das BEC wird aus dem Fallenpotential ausgekoppelt und beginnt wie in Gl. 3.13 zu expandieren. Die Expansion ist dabei nicht rein ballistisch, sondern wird vor allem zu Anfang, also bei hohen Teilchendichten, durch die interne *Mean-Field* Energie getrieben. Mit sinkender Teilchendichte nimmt auch die Beschleunigung durch das *Mean-Field* ab, bis das BEC näherungsweise linear expandiert. Nach dieser Pre-TOF lässt sich die Expansion aller Teilchen mit

$$x(t) = vt + x_0 \quad (3.16)$$

beschreiben. Unter der Annahme, dass alle Teilchen vom selben Ursprungsort starten, die initiale Ausdehnung des Ensembles also vernachlässigbar klein ist, ergibt sich für den Impuls eines jeden Teilchens

$$p = \frac{mx(t)}{t}. \quad (3.17)$$

Zum Zeitpunkt t_{pre} , wenn die Expansion des Ensembles im ballistischen Regime angekommen ist, wird ein harmonisches Potential für die kurze Zeitspanne τ eingeschaltet. Der Impulsübertrag auf die Teilchen beträgt

$$\Delta p = -\frac{dV}{dx}\tau = -m\omega^2 x(t_{\text{pre}})\tau. \quad (3.18)$$

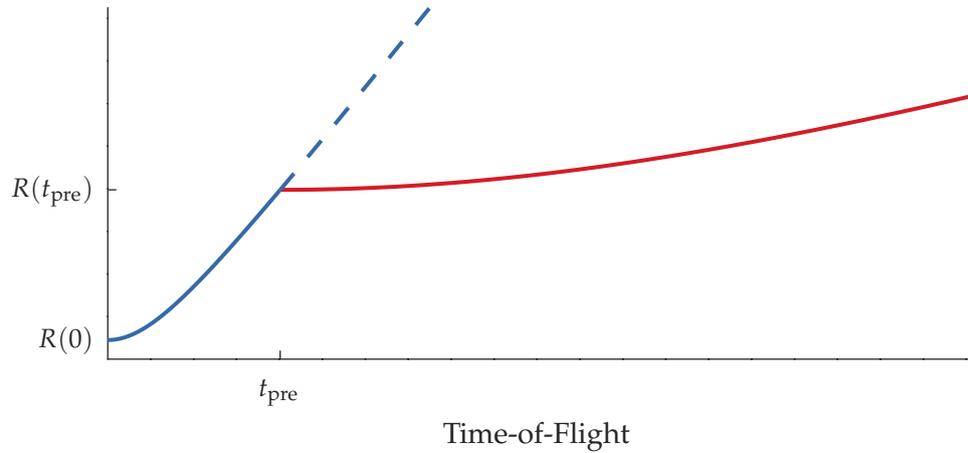
Der Impulsübertrag durch das Potential ist abhängig von der Position $x(t_{\text{pre}})$ der Teilchen in selbigem. Wird τ zu

$$\tau = \frac{1}{\omega^2 t_{\text{pre}}} \quad (3.19)$$

gewählt, ist der Impulsübertrag betragsgleich zum Impuls der Teilchen, jedoch in entgegengesetzter Richtung, wodurch die Expansion gestoppt und die Expansion des BEC kollimiert wird.

Für typische Experimentparameter mit Fallenfrequenzen im Bereich von $\omega = 2\pi \cdot 15$ Hz und einer Pre-TOF von $t_{\text{pre}} = 100$ ms beträgt $\tau = 1$ ms. Das Linsenpotential wird also nur vergleichsweise kurz eingeschaltet, weshalb dieses Verfahren als Delta-Kick Kollimation (*engl. Delta-Kick-Collimation, DKC*) bezeichnet wird [82–84].

Folgende Abbildung 3.1 zeigt die Zeitentwicklung des *Thomas-Fermi* Radius. Das BEC expandiert während der Pre-TOF gemäß Gl. 3.13. Nach einer Pre-TOF von t_{pre} wird das Linsenpotential für die Dauer τ eingeschaltet, wodurch die Expansion des BEC kollimiert wird. In einem wechselwirkenden BEC verschwindet das *Mean-Field* jedoch nie vollständig, sodass das kollimierte BEC während der TOF nach Linse weiterhin beschleunigt expandiert, jedoch mit kleinerer Geschwindigkeit.

**Abbildung 3.1**

Konzeptskizze der *Delta-Kick* Kollimation. Das BEC mit Anfangsradius $R(0)$ expandiert beschleunigt, bis das ballistische Regime erreicht ist. Nach dieser Pre-TOF wird zum Zeitpunkt t_{pre} ein harmonisches Linsenpotential appliziert. Dadurch wird die Expansion des BEC kollimiert. Die danach noch vorhandene *Mean-Field* Energie führt während der folgenden TOF zu einer erneuten beschleunigten Expansion, welche aber um Größenordnungen geringer ist.

3.3 Temperatur & Expansionsgeschwindigkeit

Für ein ideales klassisches Gas im thermodynamischen Gleichgewicht ist die Geschwindigkeitsverteilung durch die Maxwell-Boltzmann Verteilung

$$f(v) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{v^2}{\sigma_v^3} \exp\left[-\frac{v^2}{2\sigma_v^2}\right] \quad (3.20)$$

gegeben [85]. Die Energie im System verteilt sich gleichmäßig auf alle Freiheitsgrade, sodass für die Geschwindigkeitsvarianz entlang der einzelnen Raumrichtungen

$$\sigma_{v_x}^2 = \sigma_{v_y}^2 = \sigma_{v_z}^2 = \frac{k_B T}{m} \quad (3.21)$$

gilt. Die gesamte Geschwindigkeitsvarianz σ_v^2 ergibt sich dann aus der Summe der einzelnen Geschwindigkeitsvarianzen zu

$$\sigma_v^2 = \sum_i \sigma_{v_i}^2 = \frac{3k_B T}{m} \quad i \in x, y, z. \quad (3.22)$$

Die Temperatur eines thermischen Ensembles ergibt sich dann aus der Geschwindigkeitsvarianz durch Umformen zu

$$T = \frac{1}{3} \frac{m\sigma_v^2}{k_B}. \quad (3.23)$$

Die Geschwindigkeitsverteilung in einem BEC folgt nicht der Maxwell-Boltzmann Statistik, weshalb der Temperaturbegriff hier streng genommen nicht definiert ist. Es hat sich jedoch in der Literatur etabliert, die Expansion eines kondensierten Ensembles als Temperatur auszudrücken (siehe bspw. [31, 33, 69]). Um zu verdeutlichen, dass dem entsprechenden System keine Maxwell-Boltzmann Statistik zugrunde liegt, wird diese oftmals als *kinetische* oder *effektive* Temperatur bezeichnet. Außerdem wird die Temperaturangabe häufig auf die Dimensionen, in welchen die Expansion verlangsamt werden konnte, bzw. die für die jeweilige Betrachtung von Interesse sind, reduziert (vgl. [33, 86–88]). Dies steht im Widerspruch zur Temperaturdefinition, nach welcher die Energie im System auf alle Freiheitsgrade gleichmäßig verteilt ist.

Die Varianz der Geschwindigkeiten im Ensemble ist hingegen eine geeignetere Messgröße zur Beschreibung und zum Vergleich der Expansionseigenschaften thermischer und kondensierter Ensembles. Diese ergibt sich aus dem zweiten Moment der Geschwindigkeitsverteilung und ist unabhängig von der dem System zugrundeliegenden Statistik. Die isotrope Expansion eines thermischen Ensembles, sowie die anisotrope Expansion eines BEC, welches bspw. aus einer zylinderförmigen Falle ausgekoppelt wird, lassen sich hiermit gleichermaßen beschreiben. Außerdem lässt sich die Größenänderung des Ensembles während der freien Expansion direkt ablesen und muss nicht aus der Temperatur berechnet werden.

Zusätzlich zur Varianz der Expansionsgeschwindigkeit σ_v^2 wird zur Charakterisierung der Expansion des Ensembles in dieser Arbeit die *interne kinetische Energie* angegeben, welche sich zu

$$U_{\text{kin}} = \frac{1}{2} m \left(\sigma_{v_x}^2 + \sigma_{v_y}^2 + \sigma_{v_z}^2 \right) \quad (3.24)$$

ergibt. Aus der Varianz der Expansionsgeschwindigkeiten wird mit Gl. 3.22 ein Temperaturäquivalent berechnet, sodass U_{kin} die Form

$$U_{\text{kin}} = \frac{3}{2} k_B \cdot T \quad (3.25)$$

annimmt. Durch diesen zusätzlichen Rechenschritt lässt sich U_{kin} mit den Temperaturangaben anderer Arbeitsgruppen (dort wie oben beschrieben oftmals *effektive* oder *kinetische* Temperatur genannt) vergleichen.

4 Systemcharakterisierung

In diesem Kapitel werden verschiedene Vorstudien durchgeführt, deren Ergebnisse in die spätere Linsenauswertung und die Beschreibung der Expansionseigenschaften einfließen. Zunächst wird die adiabatisch-rapide Passage und der Transfer des atomaren Ensembles in einen magnetisch insensitiven Zustand betrachtet. Bei diesem Transfer verbleiben einige tausend Teilchen in magnetisch sensitiven Zuständen, welche durch einen residuellen magnetischen Gradienten in der Experimentkammer beschleunigt werden. Aus den Trajektorien dieser Zustände können Rückschlüsse auf den residuellen magnetischen Gradienten in der Experimentkammer gezogen werden.

Die Expansionseigenschaften eines BEC skalieren mit der Teilchenanzahl, weshalb die korrekte Bestimmung der Teilchenanzahl für die Auswertung der Expansion nach der magnetischen Linse unabdingbar ist. Daher wird in einem weiteren Schritt die Stabilität der Teilchenanzahl in QUANTUS-2 mit verschiedenen Methoden untersucht, ihre Streuung abgeschätzt und mögliche Ursachen für diese Streuung diskutiert.

Schlussendlich muss das atomare Ensemble für die *Delta-Kick* Kollimation an den Ort der magnetischen Linse transportiert werden. Dabei werden Schwerpunktsoszillationen, sowie Größensoszillationen des BEC in der Magnetfalle angeregt. Beide Oszillationen werden mit einer Haltezeitmessung in Schwerelosigkeit untersucht und ausgewertet.

4.1 Die adiabatisch-rapide Passage

Mithilfe der adiabatisch-rapiden Passage (*engl. adiabatic-rapid-passage, ARP*) lassen sich Atome zwischen verschiedenen Zeeman-Zuständen transferieren [89]. Die ARP wird in QUANTUS-2 verwendet, um nach der evaporativen Kühlung und der magnetischen Linse die Atome vom magnetisch sensitiven $|F = 2, m_F = 2\rangle$ Zustand in den in erster Ordnung magnetisch insensitiven $|F = 2, m_F = 0\rangle$ Zustand zu bringen. Hierdurch wird verhindert, dass residuelle magnetische Gradienten im Experimentaufbau die Schwerpunktsbewegung und die Expansionseigenschaften des BEC während der freien Entwicklung beeinflussen [34].

Durch ein homogenes Magnetfeld werden die Zeeman-Zustände aufgespalten. Ein Radiofrequenzsignal (RF) mit positivem Frequenz-Chirp wird über die atomaren Resonanzen gefahren. Der zu besetzende Endzustand und die Transfereffizienz lassen sich durch die RF-Leistung sowie die Dauer und die Anfangs- und Endfrequenz des Chirps einstellen. Abbildung 4.1 zeigt eine Messung der Transfereffizienz bei der die

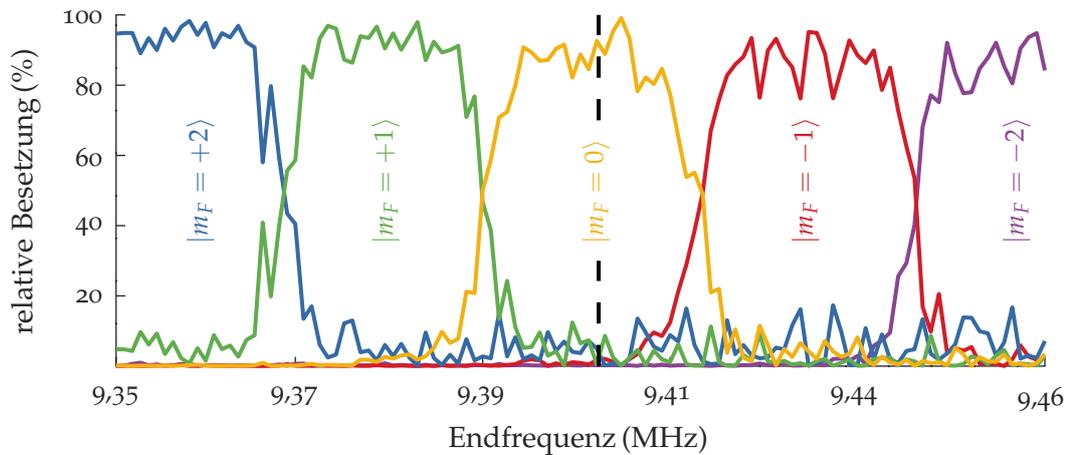


Abbildung 4.1

Vermessung der ARP-Effizienz. Die Besetzung der einzelnen Zeeman-Zustände ist in Abhängigkeit der Endfrequenz des RF-Chirp gezeigt. Bei einer Endfrequenz von $f_{\text{End}} = 9,405$ MHz werden 88(6)% der Teilchen vom $|F = 2, m_F = 2\rangle$ in den $|F = 2, m_F = 0\rangle$ Zustand transferiert (verändert übernommen aus [49]).

Endfrequenz im Bereich von 9,346 MHz bis 9,460 MHz variiert wurde. Durch ein inhomogenes Magnetfeld (im folgenden *Stern-Gerlach* Feld genannt) werden die einzelnen Zeeman-Zustände analog zu einem *Stern-Gerlach* Experiment [90, 91] räumlich separiert. Dadurch lässt sich die Teilchenanzahl in den einzelnen Zuständen bestimmen. Bei einer Endfrequenz von $f_{\text{End}} = 9,405$ MHz (schwarz gestrichelte Linie in Abb. 4.1) lässt sich der $|F = 2, m_F = 0\rangle$ Zustand mit einer Effizienz von 88(6)% besetzen. Eine detailliertere Betrachtung der ARP in QUANTUS-2 ist in [3] zu finden. Dort wird auch im Detail untersucht, wie die Effizienz noch weiter zu steigern wäre, bspw. indem die Dauer des RF-Chirp verlängert wird. Für den Betrieb im Fallturm wurde aufgrund der begrenzten μg Dauer während des Abwurfs eine ARP-Konfiguration gewählt, bei der der RF-Chirp möglichst kurz ist bei gleichzeitig hoher Transfereffizienz.

4.2 Beschleunigung während TOF

Zu Beginn der freien Expansion wird das BEC mithilfe der ARP in den in erster Ordnung magnetisch insensitiven Zeeman-Zustand $|F = 2, m_F = 0\rangle$ transferiert. Bei diesem Transfer verbleiben einige tausend Teilchen in den magnetisch sensitiven Zuständen $m_F = [-1, +1, +2]$. Während der TOF werden diese von Magnetfeldgradienten in der Experimentkammer beschleunigt. Zustände mit negativem Vorzeichen werden dabei in Richtung höherer Feldstärke beschleunigt, während Zustände mit positivem Vorzeichen in Richtung kleinerer Feldstärke wandern. Aus den Trajektorien der einzelnen Zeeman-Zustände lässt sich die Richtung und Stärke des magnetischen Gradi-

enten bestimmen. Hierzu wird aus den Absorptionen Bildern des atomaren Ensembles nach magnetischer Linse, ARP und anschließender Zustandsseparation mittels *Stern-Gerlach* Feld (vgl. Abbildung 4.2) die Position der einzelnen Zeeman-Zustände nach unterschiedlichen TOFs bestimmt. Die hier gezeigten Messergebnisse wurden unter Schwerelosigkeit im Fallturm aufgenommen.

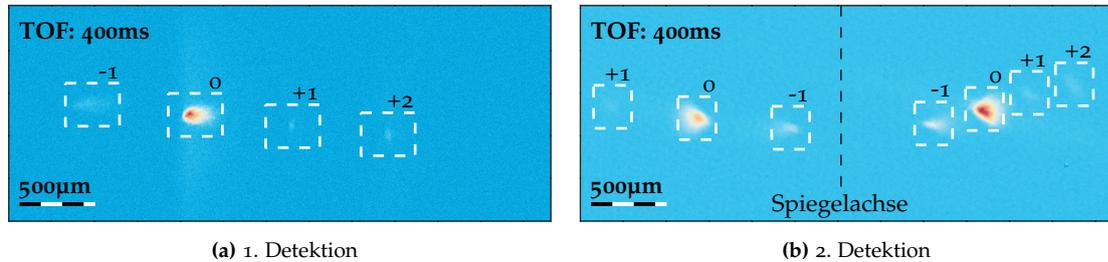


Abbildung 4.2

Absorptionen Bilder der verschiedenen Zeeman-Zustände nach 400 ms TOF. Durch das *Stern-Gerlach* Feld und den residuellen magnetischen Gradienten findet eine Separation der Zustände statt. Aus der Trajektorie lässt sich die Stärke und Richtung des residuellen magnetischen Gradienten bestimmen.

Durch das *Stern-Gerlach* Feld findet eine zustandsabhängige Beschleunigung der Zeeman-Zustände statt, durch welche eine Separation der Zustände entlang der z -Richtung auftritt. Das *Stern-Gerlach* Feld wird für 3 ms angelegt, sodass die Separation der Zustände während der TOF einer ballistischen Trajektorie folgt. Durch den residuellen magnetischen Gradienten in der Experimentkammer kommt es zu einer weiteren Separation der Zeeman-Zustände entlang des Gradienten. Diese folgt über die gesamte TOF einer beschleunigten Trajektorie und ist somit von der *Stern-Gerlach* Separation unterscheidbar. Die $m_F = 0$ Zustände werden weder durch das *Stern-Gerlach* Feld, noch den magnetischen Gradienten beeinflusst. In Abbildung 4.3 sind die Positionen der Zeeman-Zustände für TOFs bis zu 1500 ms in der ersten und zweiten Detektion gezeigt.

Neben der ballistischen Separation durch das *Stern-Gerlach* Feld ist entlang beider Detektionsrichtungen eine zustandsabhängige beschleunigte Bewegung zu erkennen, welche auf einen residuellen magnetischen Gradienten zurückzuführen ist. Zusätzlich dazu werden in beiden Detektionen die $m_F = 0$ Zustände in positive y' -, bzw. y'' -Richtung beschleunigt. Ursache hierfür ist die Luftreibung der Fallkapsel im Fallturm, durch welche die Kapsel abgebremst und das atomare Ensemble scheinbar in y -Richtung beschleunigt wird. Diese Beschleunigung wirkt auf alle Zeeman-Zustände gleichermaßen, wobei bei magnetisch sensitiven Zuständen die Beschleunigung durch den magnetischen Gradienten überlagert ist.

Zur Bestimmung des magnetischen Gradienten in der Experimentkammer wird eine dreidimensionale beschleunigte Bewegung der Zeeman-Zustände simuliert und mit den in Abschnitt 2.3 bestimmten Abbildungsmatrizen auf die Abbildungssysteme projiziert. Der magnetische Gradient ∇B , die Beschleunigung aller Zeeman-Zustände durch Luftreibung \vec{a}_y , die gemeinsame Anfangsgeschwindigkeit in x,y,z -Richtung \vec{v}_0

sowie die Position \vec{r}_0 zum Zeitpunkt der ARP und die ballistische Separation durch das *Stern-Gerlach* Feld \vec{v}_{SG} werden in einem Fit an die Messdaten angenähert. Die dreidimensionale beschleunigte Bewegung hat die Form

$$\vec{r}(t) = \frac{1}{2} \left[-\nabla B \frac{g_F \mu_B}{m_{Rb}} \cdot m_F + \vec{a}_y \right] t^2 + [\vec{v}_0 + \vec{v}_{SG} \cdot m_F] t + \vec{r}_0, \quad (4.1)$$

mit $g_F = 0,5$ dem gyromagnetischen Verhältnis, $\mu_B = 9,274 \cdot 10^{-24} \text{ J/T}$ dem Bohr'schen Magneton und $m_{Rb} = 1,443 \cdot 10^{-25} \text{ kg}$ der atomaren Masse von Rubidium. Sowohl die Beschleunigung durch den Gradienten, als auch die Separationsgeschwindigkeit durch das *Stern-Gerlach* Feld werden mit dem Zeeman-Zustand multipliziert, sodass Gl. 4.1 für alle hier betrachteten Zeeman-Zustände gilt. In Abbildung 4.3 sind die gemessenen Positionen der Zeeman-Zustände in der ersten und zweiten Detektion gezeigt. Die simulierten Positionen sind als durchgezogene Linien, bzw. im Falle der zweiten Detektion zur besseren Unterscheidbarkeit als durchgezogene (rechte Wolke) und gestrichelte Linien (linke Wolke) dargestellt. Die Simulation gibt die gemessenen Positionen gut wieder.

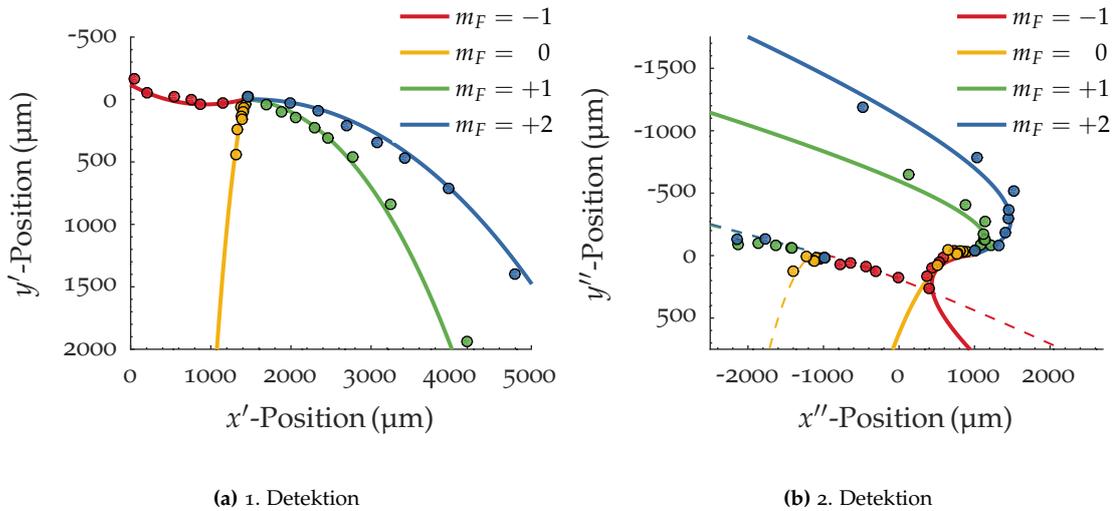


Abbildung 4.3

Bestimmung des Magnetfeldgradienten in der Experimentkammer unter Schwerelosigkeit. Die Position der einzelnen Zeeman-Zustände nach der ARP und der *Stern-Gerlach* Separation wurde für beide Detektionssysteme bestimmt. Eine dreidimensionale beschleunigte Bewegung der Zeeman-Zustände wurde simuliert und an die Messdaten angenähert.

Während der TOF liegt entlang der x -Richtung ein homogenes Quantisierungsfeld an. Dieses verhindert, dass es zu einer erneuten Durchmischung der Zeeman-Zustände kommt. In [3] wurde bereits gezeigt, dass das Magnetfeld der Helmholtzspulen nicht

perfekt homogen ist. Dieser Spulengradient ∇B_{Spule} ist einem möglichen residuellen magnetischen Gradienten ∇B_{res} in der Experimentkammer überlagert, sodass sich der gesamte magnetische Gradient zu

$$\nabla B_{\text{Ges}} = \nabla B_{\text{Spule}} + \nabla B_{\text{res}} \quad (4.2)$$

ergibt. Der Spulengradient skaliert mit der Stromstärke, bzw. der magnetischen Feldstärke der Spulen, während der residuelle magnetische Gradient als konstant angenommen wird. In [3] wurde der magnetische Gradient mit einem Quantisierungsfeld von 1,0 G (0,5 A in den x -Spulen) bestimmt. Die Messung in dieser Arbeit wurde mit einem Quantisierungsfeld von 0,2 G (0,1 A in den x -Spulen) durchgeführt. Mit einem linearen Fit beider Datenpunkte lässt sich aus der Steigung der Spulengradient abschätzen. Aus dem Schnittpunkt der Geraden mit der Ordinate kann dann der residuelle magnetische Gradient in der Experimentkammer abgeschätzt werden.

Für eine genauere Bestimmung des residuellen magnetischen Gradienten und des Spulengradienten wäre eine Messreihe mit mindestens einer weiteren Quantisierungsfeldstärke notwendig. Da für diese Messung lange TOFs benötigt werden, müsste diese jedoch zwangsläufig in Schwerelosigkeit durchgeführt werden, was aufgrund der begrenzten Anzahl an Abwürfen bisher nicht erfolgt ist.

In Tabelle 4.1 sind die beiden Gradientenmessungen, der daraus abgeleitete residuelle magnetische Gradient, sowie der Spulengradient aufgelistet. Der residuelle magnetische Gradient in der Experimentkammer hat seine größte Komponente in x -Richtung. Die Komponenten in y - und z -Richtung sind um einen Faktor sieben bzw. zehn kleiner. Der Spulengradient hingegen hat zwar ebenfalls seine größte Komponente in x -Richtung, gleichzeitig sind die Komponenten in y - und z -Richtung lediglich um den Faktor fünf, bzw. drei kleiner.

Tabelle 4.1

Magnetischer Gradient in der Experimentkammer. Aus der Gradientenmessung in [3] und der hier durchgeführten Messung lässt sich der residuelle Gradient, sowie der Spulengradient der x -Spulen abschätzen.

Richtung	$\nabla B_{\text{Ges}}(1,0 \text{ G})$ [3]	$\nabla B_{\text{Ges}}(0,2 \text{ G})$	∇B_{res}	∇B_{Spule}
x -Richtung	1000(20) mG/m	702(24) mG/m	630(25) mG/m	387(5) mG/m/G
y -Richtung	150(10) mG/m	119(13) mG/m	112(14) mG/m	40(4) mG/m/G
z -Richtung	190(30) mG/m	70(30) mG/m	41(30) mG/m	156(3) mG/m/G

Um die zeitliche Evolution eines BEC komplett beobachten zu können, muss sich dieses während der gesamten TOF im Erfassungsbereich des CCD-Chips der Detektionssysteme befinden. Diese haben eine Größe von $1344 \times 1024 \text{ px}^2$. Bei einer Pixelgröße von $6,45 \mu\text{m}$ und einem Vergrößerungsfaktor des Linsensystems von 1,8 kann das Detektionssystem einen Bereich von $4,81 \times 3,67 \text{ mm}^2$ erfassen. Mithilfe des magnetischen Gradienten lässt sich abschätzen, wann ein BEC im $m_F = 2$ Zustand aus dem Erfassungsbereich herausbeschleunigt würde. Tabelle 4.2 zeigt dies. Die maximal mögliche

TOF ist hier die Zeit, die das BEC benötigt um den Erfassungsbereich einmal komplett zu durchqueren.

Das BEC wird in der ersten Detektion in y' -Richtung bereits nach 1,67 s aus dem Erfassungsbereich des CCD herausbeschleunigt. In der zweiten Detektion ist die maximal mögliche TOF durch die x'' -Richtung der rechten Wolke auf 1,58 s limitiert. Die linke Wolke ist 130 ms länger beobachtbar als die rechte Wolke, was auf die Spiegelung und den damit einhergehenden Vorzeichenwechsel in z -Richtung zurückzuführen ist.

Tabelle 4.2

Maximal mögliche TOF eines BEC im $m_F = 2$ Zustand. Durch den magnetischen Gradienten wird das BEC bereits nach 1,58 s aus dem Erfassungsbereich des CCD-Chip herausbeschleunigt.

Richtung	max. TOF
x' -Richtung	4,62 s
y' -Richtung	1,67 s
x'' -Richtung (links)	1,71 s
y'' -Richtung (links)	3,10 s
x'' -Richtung (rechts)	1,58 s
y'' -Richtung (rechts)	3,10 s

Erst durch den Transfer des BEC in den magnetisch insensitiven $m_F = 0$ Zustand werden TOFs von über 2 s möglich.

Auf das Atomare Ensemble wirkt neben dem magnetischen Gradienten eine weitere zustandsunabhängige Beschleunigung in y -Richtung von

$$a_y = 168(61) \mu\text{m}/\text{s}^2.$$

Diese folgt aus der residuellen Luftreibung im Fallturm, durch welche die Fallkapsel abgebremst und die Atome in positive y -Richtung beschleunigt werden. In [3] wurde die obere Grenze dieser Beschleunigung zu $a_y \leq 300 \mu\text{m}/\text{s}^2$ abgeschätzt. Der hier ermittelte Wert liegt in derselben Größenordnung leicht unterhalb dieser Grenze und bestätigt diese Abschätzung.

Durch die Luftreibung wird das BEC, wie in Tabelle 4.3 zu sehen, frühestens nach 6,62 s aus dem Erfassungsbereich des CCD-Chip herausbeschleunigt. Dies übertrifft bei weitem die Fallzeit von 4,74 s im Fallturm. Im Katapultmodus wären TOFs von über 7 s möglich. Hier würde aber während des Aufstiegs der Fallkapsel die Beschleunigung durch Luftreibung zunächst in negative y -Richtung zeigen, sodass hier auch deutlich längere TOFs möglich sind.

Tabelle 4.3

TOF-Begrenzung durch residuelle Luftreibung im Fallturm. Unabhängig vom Zeeman-Zustand wird das BEC durch Luftreibung der Fallkapsel in positive y -Richtung aus dem Erfassungsbereich des CCD-Chip herausbeschleunigt.

Richtung	max. TOF
y' -Richtung	7,87 s
y'' -Richtung (links)	6,62 s
y'' -Richtung (rechts)	6,62 s

Während der Pre-TOF befindet sich das BEC im magnetisch sensitiven $m_F = 2$ Zustand. Durch den magnetischen Gradienten findet eine Beschleunigung statt, sodass das BEC nach der ARP eine Geschwindigkeit v_0 aufweist. In Tabelle 4.4 sind die Geschwindigkeitskomponenten dieser, allen Zeeman-Zuständen gleichermaßen aufgeprägten Geschwindigkeit aufgelistet. Das *Stern-Gerlach* Feld separiert die einzelnen Zeeman-Zustände mit der Geschwindigkeit v_{SG} , sodass sich v_0 und $m_F \cdot v_{SG}$ überlagern. In Tabelle 4.4 ist diese Separationsgeschwindigkeit exemplarisch für den $m_F = 1$ Zustand relativ zum $m_F = 0$ Zustand gezeigt.

Tabelle 4.4

Schwerpunktsbewegung des BEC nach Pre-TOF und Separationsgeschwindigkeit durch *Stern-Gerlach* Feld. Das BEC wird während der Pre-TOF durch den magnetischen Gradienten beschleunigt, sodass der $m_F = 0$ Zustand nach ARP eine Geschwindigkeit v_0 aufweist. Das *Stern-Gerlach* Feld separiert die Zeeman-Zustände mit einer Geschwindigkeit von $m_F \cdot v_{SG}$.

Richtung	v_0	$m_F \cdot v_{SG}$
x -Richtung	-335(21) $\mu\text{m/s}$	7(32) $\mu\text{m/s}$
y -Richtung	-60(41) $\mu\text{m/s}$	-165(21) $\mu\text{m/s}$
z -Richtung	-79(19) $\mu\text{m/s}$	1858(38) $\mu\text{m/s}$

Die Anfangsgeschwindigkeit v_0 des BEC führt zu einer geradlinigen Bewegung des $m_F = 0$ Zustands während der TOF. Da die größte Komponente dieser Bewegung in x -Richtung zeigt, wird die maximal mögliche TOF, während der sich das BEC noch im Erfassungsbereich des CCD-Chip befindet, durch die y' - bzw. x'' -Richtung begrenzt. Tabelle 4.5 zeigt dies entlang der Detektionsrichtungen. Die maximal mögliche TOF liegt hier in der Größenordnung von 15 s, sodass selbst im Katapultmodus die Freifallzeit nicht ausreicht, um diese TOF zu erreichen.

Durch das *Stern-Gerlach* Feld werden die magnetisch sensitiven Zeeman-Zustände vom $m_F = 0$ Zustand mit der Geschwindigkeit $m_F \cdot v_{SG}$ separiert. Zur Bestimmung bspw. des magnetischen Gradienten ist es notwendig, die magnetisch sensitiven Zustände für eine möglichst lange TOF verfolgen zu können. In Tabelle 4.6 ist aus der Geschwindigkeit des $m_F = 2$ Zustands relativ zum $m_F = 0$ Zustand die maximal mögliche TOF entlang der Detektionsrichtungen aufgelistet. Die Separation findet hauptsächlich ent-

Tabelle 4.5

Maximal mögliche TOF aufgrund der Anfangsgeschwindigkeit des BEC zum Zeitpunkt der ARP. Der magnetische Gradient beschleunigt das BEC im $m_F = 2$ Zustand während der Pre-TOF. Nach der ARP bewegt sich das BEC im $m_F = 0$ Zustand mit konstanter Geschwindigkeit v_0 weiter.

Richtung	max. TOF
x' -Richtung	60,22 s
y' -Richtung	18,91 s
x'' -Richtung (links)	22,18 s
y'' -Richtung (links)	61,09 s
x'' -Richtung (rechts)	15,31 s
y'' -Richtung (rechts)	61,09 s

lang der z -Richtung statt, sodass hier die x' -Richtung mit 1,29 s limitierend ist. Allerdings verbleiben nach der ARP nur einige wenige tausend Teilchen in den magnetisch sensitiven Zeeman-Zuständen. Nach TOFs von über einer Sekunde sind diese meist soweit ausgedünnt, dass sie auf den Absorptionbildern kaum sichtbar und somit für eine Auswertung ungeeignet sind. Die Verwendbarkeit dieser Zustände zu Auswertungszwecken wird also nicht durch die Separationsgeschwindigkeit, sondern die Teilchendichte bestimmt.

Tabelle 4.6

Maximal mögliche TOF des $m_F = 2$ Zustands nach Separation durch das *Stern-Gerlach* Feld. Die Separation findet hauptsächlich entlang der z -Richtung statt, sodass die x' -Richtung hier limitierend ist.

Richtung	max. TOF
x' -Richtung	1,29 s
y' -Richtung	15,07 s
x'' -Richtung (links)	2,14 s
y'' -Richtung (links)	11,09 s
x'' -Richtung (rechts)	2,12 s
y'' -Richtung (rechts)	11,09 s

Mit dieser Auswertung konnte der magnetische Gradient in der Experimentkammer bestimmt werden. Unter Zuhilfenahme der Ergebnisse aus [3] konnte neben dem residuellen magnetischen Gradienten auch der Spulengradient der x -Spulen abgeschätzt werden. Ein BEC im $m_F = 2$ Zustand würde durch diesen magnetischen Gradienten aus dem Erfassungsbereich des CCD-Chip herausbeschleunigt. Hier wäre die x'' -Richtung mit einer maximal möglichen TOF von 1,58 s limitierend. Durch den Transfer des BEC in den $m_F = 0$ Zustand mittels ARP lässt sich die maximal mögliche TOF auf über 15 s verlängern. Durch die residuelle Luftreibung der Fallkapsel im Fallturm und eine daraus resultierende Beschleunigung des BEC in y -Richtung verlässt dieses erst

nach 6,62 s den Erfassungsbereich des CCD. Für Messungen im Fallturm ist dies ausreichend.

Für differentielle Messungen, in denen der Einfluss von magnetischen Gradienten auf unterschiedliche Zeeman-Zustände untersucht wird, begrenzt die Separationsgeschwindigkeit der Zustände die maximal mögliche TOF. Für das in dieser Messung gewählte *Stern-Gerlach* Feld begrenzt die x' -Richtung die maximal mögliche TOF auf 1,29 s. Dies ließe sich verlängern, indem ein kleineres *Stern-Gerlach* Feld gewählt würde. Hierbei würden jedoch die Zeeman-Zustände bei kurzen TOFs nicht schnell genug getrennt, sodass diese nicht in die Auswertung einbezogen werden könnten.

4.3 Bestimmung der Teilchenanzahl

Bei der Auswertung der Expansion eines BEC ist die korrekte Bestimmung der Teilchenanzahl unabdingbar, da die Expansionsgeschwindigkeit mit der Teilchendichte skaliert. Die Expansionsgeschwindigkeit beeinflusst die Teilchendichte zum Zeitpunkt der magnetischen Linse und somit die Expansionsdynamik während und nach der magnetischen Linse.

In Abbildung 4.4 ist die Teilchenanzahl für eine Standard BEC-Sequenz mit 250 Wiederholungen gezeigt. Das BEC wurde in dieser Sequenz aus einer Falle mit Fallenfrequenzen von $f_{xyz} = [24; 456; 462]$ Hz ausgekoppelt, für 22 ms expandiert und mittels Absorptionsdetektion die Teilchenanzahl nach Gl. 2.3 aus der optischen Dichte bestimmt. Die mittlere Teilchenanzahl beträgt $N = 137(32)$ k Atome. Die Streuung der Teilchenanzahl von 23 % ist hierbei normalverteilt um den Mittelwert, wie im nebenstehenden Histogramm zu sehen ist.

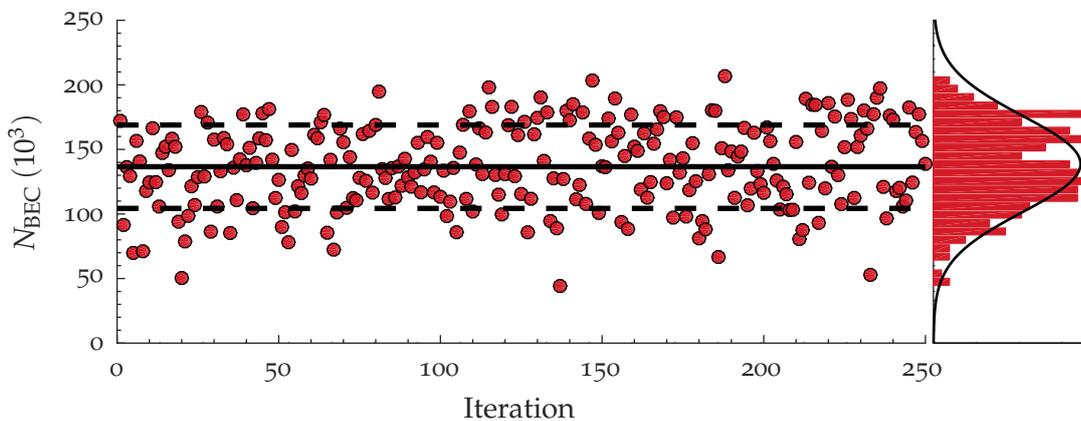


Abbildung 4.4

Stabilität der Teilchenanzahl über mehrere Wiederholungen einer Standard BEC-Sequenz. Die mittlere Teilchenanzahl schwankt um etwa 23 % und beträgt $N = 137(32)$ k Atome.

Zur Eingrenzung der Ursache der Teilchenanzahlschwankungen wird die Teilchenanzahl mit einer weiteren Methode ausgewertet. Für ein wechselwirkendes BEC lässt sich die Teilchenanzahl mit Gl. 3.9 und Gl. 3.12 aus der Expansionsdynamik ableiten. Hierzu wird der *Thomas-Fermi* Radius in Abhängigkeit der Teilchenanzahl N nach Auskoppeln aus der Magnetfalle mit Fallenfrequenzen f und anschließender TOF simuliert. Werden die im Experiment genutzten Fallenfrequenzen von $f_{xyz} = [24; 456; 462]$ Hz und eine TOF von 22 ms als Simulationsparameter gewählt, ergibt sich die in Abbildung 4.5 gezeigte Theoriekurve. Mit der zuvor bestimmten Teilchenanzahl lassen sich die erwarteten *Thomas-Fermi* Radien für jeden Datenpunkt (grau) bestimmen. Diese betragen $R_{TF} = 152(7) \mu\text{m}$ und streuen näherungsweise normalverteilt um den Mittelwert.

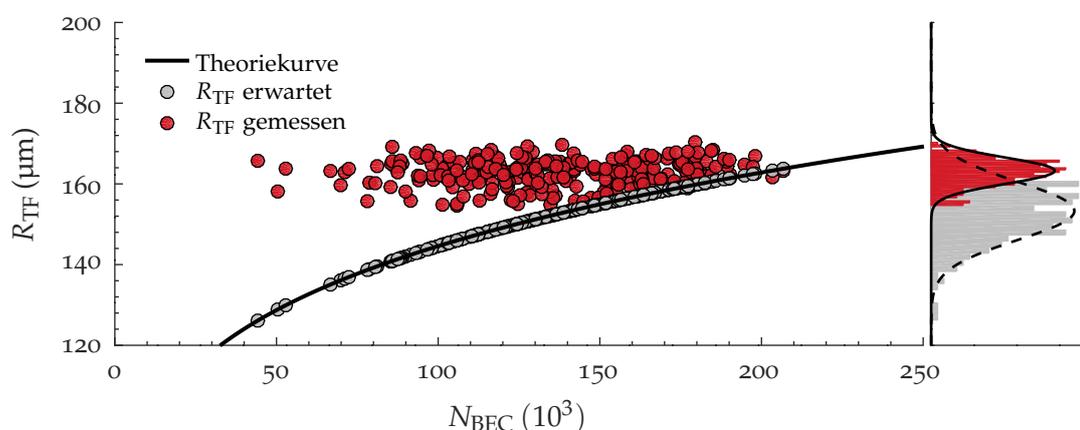


Abbildung 4.5

Teilchenanzahl und *Thomas-Fermi* Radien. Aus der Teilchenanzahl und der Theoriekurve lässt sich der erwartete *Thomas-Fermi* Radius für jeden Datenpunkt berechnen (graue Datenpunkte). Die gemessenen *Thomas-Fermi* Radien (rote Datenpunkte) folgen jedoch nicht der Theoriekurve, sondern sind über die gesamte Messreihe mit $R_{TF} = 163(3) \mu\text{m}$ nahezu konstant.

Die gemessenen *Thomas-Fermi* Radien (rot) folgen der simulierten Theoriekurve jedoch nicht, sondern sind über die gesamte Messreihe mit $R_{TF} = 163(3) \mu\text{m}$ nahezu konstant. Die hieraus abgeleitete Teilchenanzahl beträgt $N = 200(24)$ k Atome. Diese ist nicht nur um etwa 46 % höher als die aus der optischen Dichte bestimmte Teilchenanzahl, sondern mit einer Streuung von nur 12 % auch deutlich stabiler. Das Histogramm der *Thomas-Fermi* Radien zeigt auch hier eine normalverteilte Streuung der Messwerte. Tabelle 4.7 fasst der Übersichtlichkeit halber die bisherigen Ergebnisse zusammen.

Die Auswertung über die *Thomas-Fermi* Radien legt nahe, dass die tatsächliche Teilchenanzahl in der Messreihe zum einen deutlich höher, als die gemessene Teilchenanzahl ist und zum anderen auch deutlich weniger streut. Die Diskrepanz der beiden Auswertemethoden könnte, unter der Annahme deutlich kleinerer Teilchenanzahlschwankungen, auf die Berechnung der optischen Dichte $n(x,y)$ aus den *Atom-* und *Beam-Images* zurückgeführt werden. Laut Gl. 2.3 skaliert die optische Dichte mit der Intensität I und der Verstimmung Δ des Detektionslasers.

Tabelle 4.7

Teilchenanzahl, Streuung der Teilchenanzahl und *Thomas-Fermi* Radien. Die Teilchenanzahl wird aus der optischen Dichte und dem *Thomas-Fermi* Radius des BEC nach Expansion bestimmt. Die Teilchenanzahlbestimmung aus der optischen Dichte weist eine deutlich kleinere Teilchenanzahl bei gleichzeitig größerer Streuung auf. Der daraus berechnete zu erwartende *Thomas-Fermi* Radius ist kleiner als der gemessene Radius.

Auswertemethode	<i>Thomas-Fermi</i> Radius	Teilchenanzahl	Streuung
Optische Dichte	152(7) μm	137(32) k	23 %
Expansionsdynamik	163(3) μm	200(24) k	12 %

Nachfolgend werden Intensitätsschwankungen und eine zeitlich variierende Verstimmung des Detektionslasers als mögliche Ursachen für die Teilchenanzahlschwankungen untersucht und diskutiert.

Intensitätsschwankungen des Detektionslasers

Intensitätsschwankungen des Detektionslasers können in drei Zeitskalen eingeteilt werden. Diese haben jeweils einen unterschiedlichen Effekt auf die *Atom-* und *Beam-Images* und die Berechnung der optischen Dichte.

- **Sekunden:** Langsame Intensitätsschwankungen in der Größenordnung mehrerer Sekunden würden dazu führen, dass der Schattenwurf des atomaren Ensembles auf dem *Atom-Image* zwischen zwei Sequenzen in der Helligkeit variiert. Gleichzeitig würde jedoch auch die Helligkeit des *Beam-Image*, welches nur 180 ms später aufgenommen wird, gleichermaßen variieren, sodass sich diese Unterschiede herausrechnen würden.
- **Millisekunden:** Intensitätsschwankungen in der Größenordnung einiger Millisekunden würden dazu führen, dass sich die mittlere Helligkeit des *Atom-* und des *Beam-Images* unterscheidet. Bei der Berechnung der optischen Dichte würden sich die Intensitäten des *Atom-* und *Beam-Images* im Hintergrundbereich nicht aufheben. Bei der Auswertung würde dadurch fälschlicherweise eine nicht verschwindende optische Dichte im Hintergrund berechnet. Das Verhältnis der Intensitäten des *Atom-* und *Beam-Image* geht logarithmisch in die Berechnung der optischen Dichte ein. Dadurch skaliert die fälschlicherweise angenommene optische Dichte des Hintergrundes und des Ensembles nicht linear mit der Differenz der mittleren Intensitäten der *Atom-* und *Beam-Images*. Die Teilchenanzahl, die aus der Spitzendichte des Ensembles relativ zum Hintergrund berechnet wird, würde dadurch verfälscht.
- **Mikrosekunden:** Intensitätsschwankungen in der Größenordnung einiger Mikrosekunden würden während der 40 μs Belichtungsdauer aufsummiert. Intensitätsschwankungen würden im *Atom-* und *Beam-Image* gleichermaßen aufsummiert und sich so herausrechnen.

Intensitätsschwankungen des Detektionslasers innerhalb einer Sequenz zwischen *Atom-* und *Beam-Image* könnten die optische Dichte während einer Messreihe derart beeinflussen, dass es zu einer scheinbaren Streuung der Teilchenanzahl innerhalb der Messreihe kommt. Die Spitzendichte des atomaren Ensembles würde dabei mit der berechneten Teilchenanzahl N_{BEC} korrelieren. Die optische Dichte des Hintergrundes auf den Absorptionbildern sollte dann ebenfalls mit der Teilchenanzahl korrelieren. Dies ist jedoch nicht der Fall, wie in Abbildung 4.6 zu sehen ist. Die Spitzendichte des atomaren Ensembles korreliert zwar mit der Teilchenanzahl, die optische Dichte im Hintergrund hingegen bleibt über die gesamte Messreihe konstant. Daraus lässt sich folgern, dass die Intensität des Detektionslasers nicht auf der Millisekundskaala schwankt. Schwankungen auf der Sekunden- und Mikrosekundskaala haben keinen Einfluss auf die Teilchenanzahlbestimmung innerhalb einer Sequenz, bzw. zwischen zwei Sequenzen. Somit können Intensitätsschwankungen des Detektionslasers als Ursache der Teilchenanzahlschwankung ausgeschlossen werden.

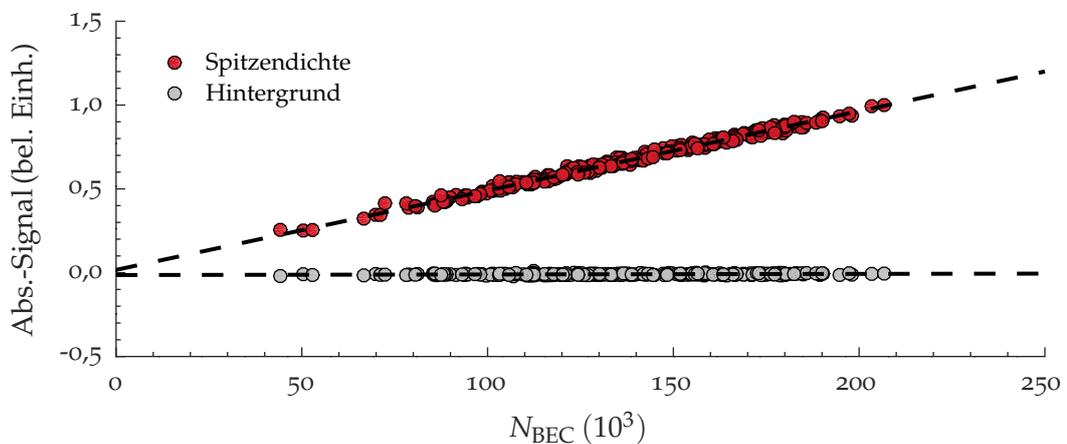


Abbildung 4.6

Optische Dichte des BEC relativ zum Hintergrundsignal in Abhängigkeit der berechneten Teilchenanzahl. Der erwartete lineare Zusammenhang zwischen der Spitzendichte des BEC und der daraus berechneten Teilchenanzahl ist hier klar zu erkennen. Die optische Dichte des Hintergrundsignals bleibt über die Teilchenanzahl konstant.

Frequenzschwankungen des Detektionslasers

Die Frequenz des Detektionslasers, bzw. die Verstimmung Δ zum atomaren Übergang $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ geht in die Berechnung der optischen Dichte der Absorptionbilder mit ein (vgl. Gl. 2.3). Ist der Detektionslaser zum atomaren Übergang verstimmt, wird dieser am atomaren Ensemble weniger stark gestreut. Dadurch fällt der Schattenwurf des atomaren Ensembles auf dem *Atom-Image* heller aus. Wird bei der Berechnung der Teilchenanzahl von resonantem Laserlicht ausgegangen, resultiert dies in

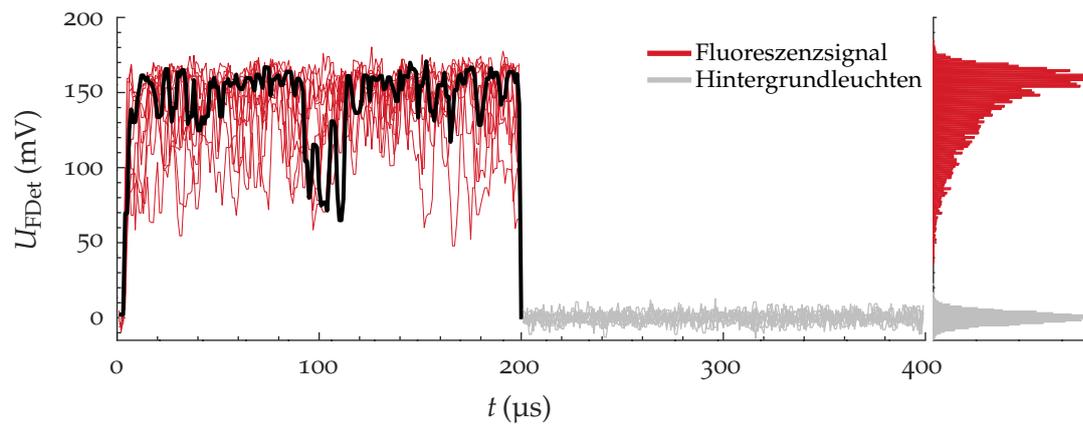


Abbildung 4.7

Fluoreszenzdetektion mit dem DFB-basierten Fluglasersystem. Die Fluoreszenzsignale (rot) brechen während der einzelnen Messungen um bis zu 50 % ein und steigen danach wieder an. Ein ausgewähltes Fluoreszenzsignal (schwarz) verdeutlicht dies. Das Histogramm über alle Fluoreszenzsignale zeigt eine starke Asymmetrie, welche auf gauß'sches Frequenzrauschen des Detektionslasers zurückzuführen ist. Das Hintergrundleuchten zeigt normalverteiltes Rauschen, welches auf elektronisches Rauschen der Photodiode zurückgeführt werden kann.

einer kleineren optischen Dichte, was zu einer kleineren berechneten Teilchenanzahl führt. Im Gegensatz zu den zuvor diskutierten Intensitätsschwankungen variiert bei Frequenzschwankungen nur die Streuung am atomaren Ensemble. Die Lichtintensität im Hintergrund sowohl des *Atom-* als auch des *Beam-Images* ist identisch. Dies hat zur Folge, dass die berechnete optische Dichte im Hintergrund über die Teilchenanzahl konstant bleibt, während die Spitzendichte mit der Teilchenanzahl korreliert. Genau dieser Fall ist in [Abbildung 4.6](#) zu sehen.

Da sich die Frequenz bzw. die Verstimmung des Detektionslasers lediglich auf das *Atom-Image* auswirkt, kommen Variationen auf Zeitskalen von Mikro- und Millisekunden innerhalb einer Sequenz, sowie zwischen zwei Sequenzen auf Zeitskalen von Sekunden als Ursache infrage. Zur Untersuchung dieser zeitlichen Variation der Verstimmung wird die Fluoreszenzdetektion in QUANTUS-2 herangezogen. Mit dieser lässt sich die Fluoreszenz des atomaren Ensembles mit Mikrosekundenauflösung beobachten. [Abbildung 4.7](#) zeigt ein solches Fluoreszenzsignal. Hier wurden melassegekühlte thermische Atome in die IPT geladen. Nach einer Haltezeit von 150 ms, während der das atomare Ensemble rethermalisierte, wurde es aus der Falle ausgekoppelt und nach einer TOF von 8 ms mittels Fluoreszenzdetektion detektiert. Die ersten 200 µs zeigen die Fluoreszenz des atomaren Ensembles. Das Hintergrundleuchten der Detektion wurde 180 ms später ebenfalls für 200 µs aufgenommen.

Gezeigt sind hier in rot zehn verschiedene Fluoreszenzsignale. Die Spannung U_{FDdet} der Photodiode bricht während der Detektion teilweise auf 50 % des Maximalwertes ein, wie im exemplarisch in schwarz hervorgehobenen Fluoreszenzsignal bei etwa 90 µs zu sehen ist. Ein Abnehmen der Teilchenanzahl im atomaren Ensemble während

der Detektion kann hier als Ursache ausgeschlossen werden, da das Fluoreszenzsignal in dem Fall nicht wieder ansteigen würde. Das Histogramm über alle Messungen, nebenstehend in rot dargestellt, zeigt eine deutliche Asymmetrie mit einem Maximum bei 150 mV. Das Hintergrundleuchten zeigt normalverteiltes Rauschen mit einer Standardabweichung von 4 mV. Das Dunkelrauschen der Photodiode bei ausgeschalteten Lasern (hier nicht gezeigt) weist ein vergleichbares Rauschlevel auf. Im Hintergrundleuchten ist demnach kaum Streulicht des Detektionslasers zu sehen, sondern lediglich das elektronische Rauschen der Photodiode. Intensitätsschwankungen des Detektionslasers während der Detektion sind somit im Hintergrundleuchten nicht sichtbar. Aus dem Histogramm über alle Fluoreszenzsignale lässt sich jedoch folgern, dass es sich um Frequenzschwankungen handeln muss, da Intensitätsschwankungen zu einem normalverteilten Histogramm führen würden.

Zur Modellierung und Auswertung der Frequenzschwankungen wird zunächst gauß'sches Frequenzrauschen des Detektionslasers mit einer Halbwertsbreite σ und einer Gesamtverstimmung zur atomaren Resonanz f_0 angenommen. Die Fluoreszenz des atomaren Ensembles folgt aus der Anregung der lorentz'schen atomaren Resonanz mit dem verrauschten Detektionslaser. Dem modellierten Fluoreszenzsignal wird zusätzlich gauß'sches Rauschen von wenigen Prozent hinzugefügt um Schuss-zu-Schuss Teilchenanzahlsschwankungen zwischen den Sequenzen und kleine Intensitätsschwankungen des Detektionslasers zu berücksichtigen.

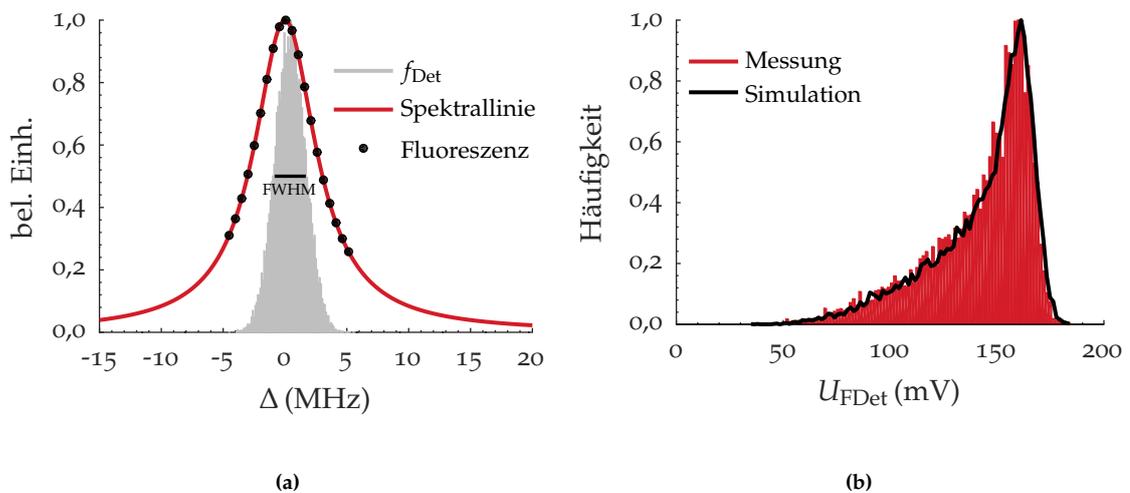


Abbildung 4.8

Modellierung des Frequenzrauschens und Anpassung an die Messdaten. Gauß'sch verrauschtes Detektionslicht regt in (a) eine Fluoreszenz des atomaren Ensembles an. Die Intensität der Fluoreszenz hängt von der Verstimmung Δ des Detektionslichts relativ zur lorentzförmigen Spektrallinie ab. Das Histogramm der simulierten Fluoreszenz wird in (b) an die Messdaten angenähert.

In Abbildung 4.8a ist das gauß'sch verrauschte Detektionslicht mit Frequenz f_{Det} und Halbwertsbreite σ , die lorentzförmige Spektrallinie des Detektionsübergangs mit Linienbreite $\Gamma = 6,065(9)$ MHz [54], sowie die angeregte Fluoreszenz gezeigt. Das Histo-

gramm der simulierten Fluoreszenz in Abbildung 4.8b wurde unter Variation der Gesamtverstimmung f_0 , der Halbwertsbreite des Frequenzrauschens σ und der Schuss-zu-Schuss Teilchenanzahl- bzw. Intensitätsschwankung an das Histogramm der gemessenen Fluoreszenz angenähert.

Das Frequenzrauschen, bzw. die Linienbreite des Detektionslasers hat laut dieser Anpassung eine Halbwertsbreite von $\sigma = 2,52(6)$ MHz. Quantenoptische Experimente mit kalten Atomen verwenden oftmals Diodenlaser mit einem externen Resonator (engl. *external cavity diode-laser*, ECDL), welche Linienbreiten von unter hundert Kilohertz aufweisen [92]. Durch den externen Resonator sind diese jedoch mechanisch instabiler als monolithische DFB-Diodenlaser, weshalb für das Fluglasersystem in QUANTUS-2 die in Abschnitt 2.2 beschriebenen DFB basierten MOPAs verwendet werden. Diese sind mechanisch stabil genug um die Belastungen im Fallturmbetrieb zu überstehen, weisen jedoch eine Linienbreite im Megahertzbereich auf [93], wodurch sich die große Linienbreite erklären lässt.

Während der Entwicklungsphase der QUANTUS-2 Apparatur wurde für den Laborbetrieb ein ECDL basiertes Bodenlasersystem [2] aufgebaut. In Abbildung 4.9 ist die Fluoreszenzdetektion einer Messreihe mit thermischen Atomen mit diesem Bodenlasersystem gezeigt.

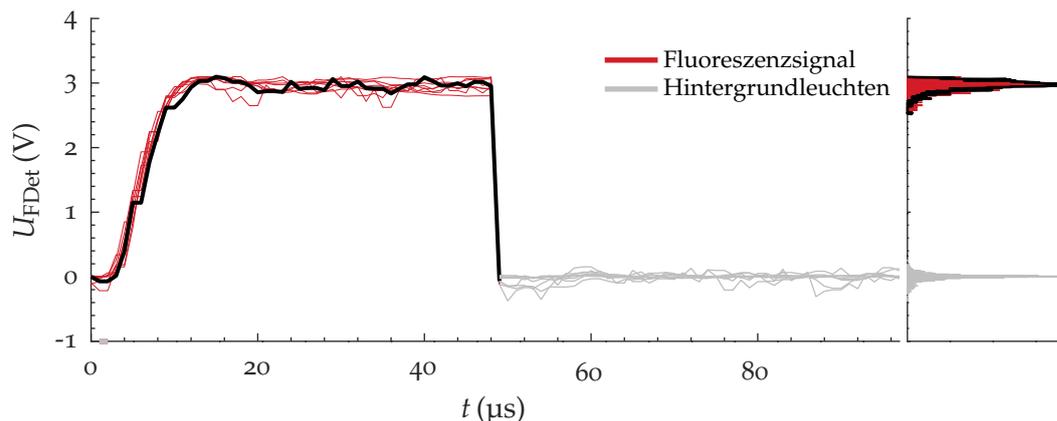


Abbildung 4.9

Fluoreszenzdetektion mit dem ECDL basierten Bodenlasersystem. Das Fluoreszenzsignal (rot) steigt zu Beginn der Detektion auf seinen Maximalwert an und verbleibt auf diesem über den gesamten Detektionsverlauf. Das Histogramm zeigt lediglich eine kleine Asymmetrie. An das Histogramm wurde eine Simulation mit gauß'schem Frequenzrauschen von lediglich $0,60(3)$ MHz angenähert. Das Hintergrundleuchten (grau) zeigt auch hier normalverteiltes Rauschen.

Innerhalb der ersten $10\ \mu\text{s}$ steigt das Fluoreszenzsignal an, bis es bei etwa $3\ \text{V}$ ein Plateau erreicht. Das Fluoreszenzsignal bleibt während der gesamten nachfolgenden Detektion stabil. Das Histogramm der Fluoreszenz, nebenstehend in rot gezeigt, zeigt im Vergleich zur Messung mit dem Fluglasersystem eine deutlich kleinere Asymmetrie. Eine Simulation der Fluoreszenz wurde auch an diese Daten angenähert. Die Linienbreite des Detektionslasers beträgt laut dieser lediglich $\sigma = 0,60(3)$ MHz.

Tabelle 4.8 fasst die Ergebnisse der angepassten Simulation für das Flug- und Bodenlasersystem zusammen.

Tabelle 4.8

Ergebnis der Anpassung der gauß'sch verrauschten Detektionsfrequenz mit Schuss-zu-Schuss Teilchenanzahl-/Intensitätsschwankungen an die Messdaten. Das Frequenzrauschen ist im DFB-basierten Fluglasersystem etwa viermal größer, als beim ECDL-basierten Bodenlasersystem, was auf die größere Linienbreite der DFB-Dioden zurückzuführen ist.

Parameter	DFB-Lasersystem	ECDL-Lasersystem
Gesamtverstimmung f_0	0,42(7) MHz	0,35(5) MHz
Linienbreite σ	2,52(6) MHz	0,60(3) MHz
Teilchenanzahl-/Intensitätsschwankung	3,55(10) %	1,29(8) %

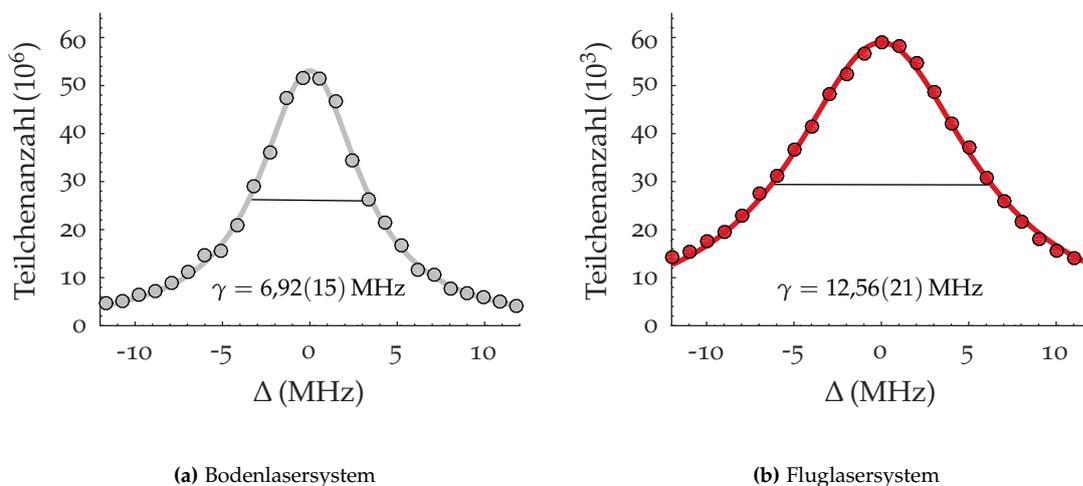
Die Gesamtverstimmung des Detektionslasers zum atomaren Übergang f_0 ist für das Flug- und Bodenlasersystem mit $f_{0,\text{DFB}} = 0,42(7)$ MHz, bzw. $f_{0,\text{ECDL}} = 0,35(5)$ MHz vergleichbar. Die Linienbreite σ hingegen ist mit $\sigma_{\text{DFB}} = 2,52(6)$ MHz im Fluglasersystem mehr als viermal so groß wie im Bodenlasersystem mit $\sigma_{\text{ECDL}} = 0,60(3)$ MHz.

Der Unterschied der Linienbreite zwischen ECDL-basiertem Bodenlasersystem und DFB-basiertem Fluglasersystem ist auch in der Vermessung der Detektionsresonanz sichtbar. Zur Vermessung der Detektionsresonanz wird der Detektionslaser zur atomaren Resonanz um Δ verstimmt und die Teilchenanzahl im Ensemble vermessen. Diese folgt einer Lorentzkurve, deren Halbwertsbreite γ mit der natürlichen Linienbreite des atomaren Übergangs und der Linienbreite des Detektionslasers skaliert. Abbildung 4.10 zeigt eine solche Messung für das Boden- und Fluglasersystem.

Die Halbwertsbreite des Detektionsübergangs liegt mit $\gamma = 6,92(15)$ MHz für das Bodenlasersystem nahe der natürlichen Linienbreite von ^{87}Rb mit $\Gamma = 6,065(9)$ MHz [54]. Durch die größere Linienbreite der DFB-Laserdiode wird die Halbwertsbreite des Detektionsübergangs im Fluglasersystem mit $\gamma = 12,56(21)$ MHz nahezu verdoppelt.

Die Auswertung der Fluoreszenzsignale des Boden- und Fluglasersystems, sowie der Vergleich der Detektionsresonanzmessungen zeigen, dass ein ECDL-basierter Detektionslaser einer DFB-Laserdiode vorzuziehen wäre. Der DFB-basierte Detektionslaser ist jedoch mechanisch robuster, sodass dieser für den Fallturmbetrieb besser geeignet ist. In Auswertungen, bei denen die absolute Teilchenanzahl, Teilchendichte oder die teilchenanzahlabhängige Expansion eingeht, muss diese Detektionsunsicherheit berücksichtigt werden.

Auswertungen, bei denen Verhältnisse der Teilchenanzahl oder der teilchenanzahlabhängigen Expansion betrachtet werden, sind insensitive auf die Unsicherheiten der Detektionsfrequenz. Dies ist bei der Bestimmung der ARP-Effizienz in Abschnitt 4.1, bei der die relative Besetzung der einzelnen Zeeman-Zustände ausgewertet wird, der Fall. Die Auswertung der Quadrupolmodenoszillation im nachfolgenden Abschnitt 4.4 ist ebenfalls insensitive auf die Teilchenanzahlunsicherheit, da hier das Aspektverhältnis der *Thomas-Fermi* Radien betrachtet wird. Bei der Auswertung der Expansion des ato-

**Abbildung 4.10**

Vermessung der Detektionsresonanz. Die Detektionsresonanz hat für das ECDL-basierte Bodenlasersystem in (a) eine Halbwertsbreite von $\gamma = 6,92(15)$ MHz, welche nahe an der natürlichen Linienbreite von ^{87}Rb mit $\Gamma = 6,065(9)$ MHz liegt (verändert übernommen aus [2]). Aufgrund der größeren Linienbreite der DFB-Laserdioden ist auch die Halbwertsbreite der Detektionsresonanz im Fluglasersystem (b) mit $\gamma = 12,56(21)$ MHz deutlich größer.

marem Ensembles vor und nach *Delta-Kick* Kollimation mit magnetischer Linse im folgenden Kapitel 5 hingegen geht die absolute Teilchenanzahl mit ein. Die Unsicherheiten in der Teilchenanzahl durch Schuss-zu-Schuss Schwankungen, sowie durch das Frequenzrauschen des Detektionslasers müssen dort berücksichtigt werden.

4.4 Dekompression und Transport

Das Ensemble befindet sich während der evaporativen Kühlung in einer Magnetfalle mit Fallenfrequenzen von $f_{\text{Evap}} = [24; 456; 462]$ Hz, welche sich an einer Position von $z = 208 \mu\text{m}$ befindet. Die hohen Fallenfrequenzen sind für eine schnelle Rethermalisation und eine daraus resultierende schnellere evaporative Kühlung notwendig. Die Magnetfalle wird durch Reduzierung des y -Spulenstroms an eine Position von $z = 1461 \mu\text{m}$ geschoben, wodurch die Fallenfrequenzen abnehmen und einen Wert von $f_{\text{Final}} = [9,08; 27,88; 24,60]$ Hz annehmen. Beschleunigt durch den in Abschnitt 4.2 bestimmten magnetischen Gradienten wandert das BEC während der Pre-TOF von 80 ms an den Ort der Linsenfalle bei $z = 1479 \mu\text{m}$. Die Fallenfrequenzen des Linsenpotentials an diesem Ort betragen $f_{\text{Linse}} = [2,96; 10,66; 10,64]$ Hz. Dieses Linsenpotential wurde gewählt, da es zwei nahezu identische Fallenfrequenzen aufweist und somit eine zylindersymmetrische Form hat.

Die Reduzierung der Fallenfrequenzen während des Transportes führt zu einer Dekompression des Ensembles, wodurch die Dichte und somit die *Mean-Field* Energie

sinkt, was zu einer reduzierten Expansionsrate führt. Außerdem werden Dreikörperstöße reduziert, wodurch die Lebensdauer des BEC verlängert wird [94]. Die Dauer des Transportes sollte, vor allem für Experimente im Fallturm, so kurz wie möglich gehalten werden. Hierzu wird in QUANTUS-2 ein *Shortcut-to-Adiabaticity* (STA) Protokoll verwendet. Eine nähere Beschreibung des Transportes ist in [2, 3, 49, 74] zu finden.

Während des Transportes wird eine Dipoloszillation des Massenschwerpunktes und eine Größenszillation des BEC in der finalen dekomprimierten Magnetfalle induziert. Mit einer Haltezeitmessung unter μg in der dekomprimierten Magnetfalle werden diese untersucht. Das BEC wird dazu nach verschiedenen Haltezeiten aus der Magnetfalle ausgekoppelt. Nach einer freien Expansion von 80 ms werden Position und räumliche Ausdehnung des BEC mittels Absorptionsdetektion vermessen. Eine Dipoloszillation sowie eine kollektive Größenszillation werden simuliert und an die Messdaten angenähert.

Dipoloszillation

Aus der Position des Ensembles nach TOF in Abhängigkeit der Haltezeit lässt sich die Dipoloszillation in der Magnetfalle rekonstruieren. Hierzu wird eine dreidimensionale Oszillation des atomaren Ensembles in der Falle simuliert und die Position nach TOF berechnet. Abbildung 4.11 zeigt die gemessenen Positionen entlang der Detektionsrichtungen, sowie die auf die Abbildungssysteme projizierte Simulation der 3D-Oszillation.

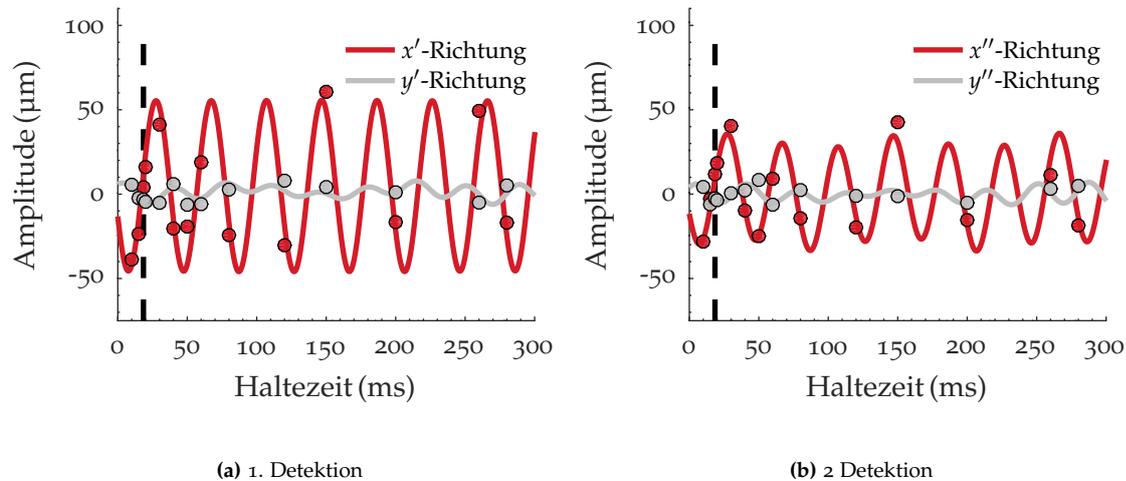
Die Simulation wird unter Variation der Schwingungsamplitude A und -frequenz f , sowie einem Phasenoffset φ an die gemessenen Positionen angenähert. Die Position nach TOF ergibt sich aus der von der Haltezeit τ abhängigen Position in der Falle $\vec{r}_0(\tau)$, sowie der Geschwindigkeit $\vec{v}_0(\tau)$. Durch den in Abschnitt 4.2 bestimmten Gradienten findet eine zusätzliche Beschleunigung des Ensembles statt, wodurch sich die Position des Ensembles zu

$$\vec{r}(\tau, t_{\text{TOF}}) = \frac{1}{2}\vec{a}t_{\text{TOF}}^2 + \vec{v}_0(\tau)t_{\text{TOF}} + \vec{r}_0(\tau) \quad (4.3)$$

ergibt. Hierbei berechnet sich \vec{r}_0 , \vec{v}_0 und \vec{a}_0 zu

$$\begin{aligned} \vec{r}_0(\tau) &= A \cdot \sin [2\pi f(\tau - \varphi)] \\ \vec{v}_0(\tau) &= 2\pi f \cdot A \cdot \cos [2\pi f(\tau - \varphi)] \\ \vec{a} &= -\nabla B \cdot \frac{m_{\text{FGF}}\mu_B}{m_{\text{Rb}}}. \end{aligned} \quad (4.4)$$

Die Oszillationsfrequenzen der angepassten Simulation sind in Tabelle 4.9 aufgelistet. Diese stimmen mit den aus dem Chipmodell bestimmten Fallenfrequenzen überein.

**Abbildung 4.11**

Dipoloszillation nach Dekompression mit STA-Protokoll. Das Ensemble wurde zu unterschiedlichen Haltezeiten aus der finalen Magnetfalle ausgekoppelt und nach einer Expansion von 80 ms aus beiden Detektionsrichtungen detektiert. Die residuelle Dipoloszillation in der Magnetfalle wurde mithilfe einer 3D-Oszillationssimulation rekonstruiert. Nach einer Haltezeit von $\tau = 18,46$ ms (schwarz gestrichelte Linie) befindet sich das Ensemble an einem Umkehrpunkt der Oszillation. Die Schwerpunktschwindigkeit nach Auskoppeln zu diesem Zeitpunkt ist dadurch minimal.

Tabelle 4.9

Fallenfrequenzen aus Haltezeitmessung der Dipoloszillation. Die Ergebnisse decken sich mit den Fallenfrequenzen, welche mit dem Chipmodell berechnet wurden.

Richtung	Messung	Chipmodell
x -Richtung	8,45(91) Hz	9,08 Hz
y -Richtung	27,93(93) Hz	27,88 Hz
z -Richtung	25,14(07) Hz	24,60 Hz

Die Amplitude der Dipoloszillation in der Magnetfalle beträgt lediglich

$$A = [1,21(59); 0,30(13); 4,00(19)] \mu\text{m}.$$

Nach einer Haltezeit von $\tau = 18,46$ ms (schwarz gestrichelte Linie in [Abbildung 4.11](#)) ist die Dipoloszillation in der Falle nahe ihrem ersten Umkehrpunkt, was einem Nulldurchgang der Oszillation nach TOF entspricht. Durch die Anfangsgeschwindigkeit \vec{v}_0 , sowie die Beschleunigung durch den Gradienten \vec{a}_0 wandert das Ensemble während der TOF von 80 ms um eine Strecke $\Delta\vec{r}$. [Tabelle 4.10](#) fasst dies zusammen.

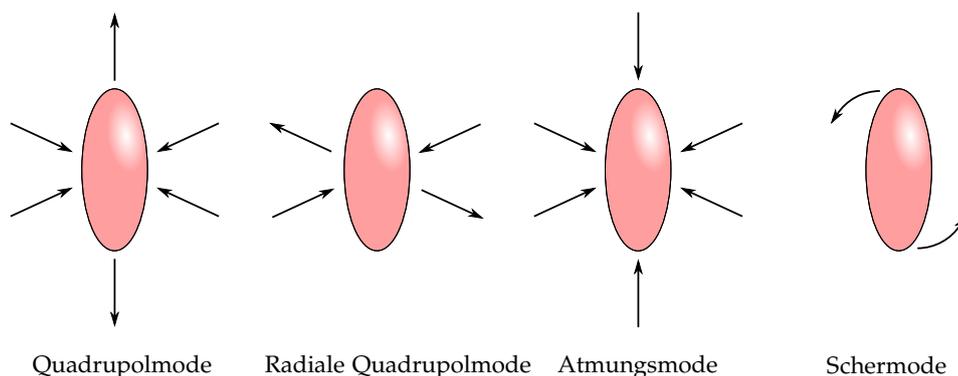
Tabelle 4.10

Schwerpunktsbewegung des Ensembles während der Pre-TOF. Durch die Anfangsgeschwindigkeit \vec{v}_0 und die Beschleunigung \vec{a}_0 durch den magnetischen Gradienten wandert das Ensemble während der Pre-TOF um die Strecke $\Delta\vec{r}$.

Richtung	\vec{v}_0	\vec{a}_0	$\Delta\vec{r}$
x -Richtung	56(26) $\mu\text{m/s}$	-4073(145) $\mu\text{m/s}^2$	-6(9) μm
y -Richtung	-51(69) $\mu\text{m/s}$	-1904(84) $\mu\text{m/s}^2$	-13(8) μm
z -Richtung	139(17) $\mu\text{m/s}$	-649(180) $\mu\text{m/s}^2$	4(6) μm

Das atomare Ensemble lässt sich mit dem STA-Protokoll innerhalb von 150 ms über eine Strecke von 1200 μm vom Atomchip fortbewegen. Die Amplitude der dabei angeregten Dipoloszillation beträgt $A = [1,21(59); 0,30(13); 4,00(19)] \mu\text{m}$ und hat ihre größte Komponente in Bewegungsrichtung. Durch Auskoppeln des atomaren Ensembles aus der Magnetfalle am Umkehrpunkt der Oszillation lässt sich die Schwerpunktsbewegung minimieren. Die Schwerpunktsbewegung des Ensembles während der initialen Expansion von 80 ms beträgt nur wenige Mikrometer.

Kollektive Größenszillation

**Abbildung 4.12**

Kollektive Größenszillation eines BEC in einer ellipsoiden Magnetfalle. Bei der Quadrupolmode oszillieren die *Thomas-Fermi* Radien der radialen Richtungen phasengleich, während die axiale Richtung antiphasisch schwingt. Die axiale Richtung bleibt bei der radialen Quadrupolmode konstant, während die radialen Richtungen antiphasisch oszillieren. Bei der Atmungsmode oszillieren alle drei Richtungen in Phase. Bei der Schermode rotiert das BEC oszillierend um die Gleichgewichtslage (verändert übernommen aus [3]).

Durch die Reduzierung des Spulenstroms in den x -Spulen, sowie durch den Transport mittels STA-Protokoll werden kollektive Größenszillationen des atomaren Ensembles innerhalb der Magnetfalle induziert [3]. Eine ausführlichere Beschreibung der kollektiven Größenszillation in QUANTUS-2 und die Simulation ebendieser ist in [3] zu finden.

Abbildung 4.12 zeigt vier mögliche Größenszillationen des BEC in einer ellipsoiden Magnetfalle.

Die einzelnen Größenszillationen verhalten sich dabei wie folgt [3, 77]:

- **Quadrupolmode:** Bei der Quadrupolmodenoszillation schwingen die *Thomas-Fermi* Radien der beiden radialen Richtungen phasengleich. Der *Thomas-Fermi* Radius der transversalen Richtung oszilliert antiphasisch zu den radialen Richtungen.
- **Radiale Quadrupolmode:** Bei der radialen Quadrupolmodenoszillation schwingen die *Thomas-Fermi* Radien der beiden radialen Richtungen antiphasisch, während die transversale Richtung konstant bleibt.
- **Atmungsmode:** Bei der Atmungsmode oszillieren die *Thomas-Fermi* Radien aller drei Raumrichtungen phasengleich, was in einer Atmungsbewegung des BEC resultiert.
- **Schermode:** Die Schermode ist eine Rotationsoszillation um die Gleichgewichtslage. Die Größe des BEC bleibt dabei näherungsweise konstant.

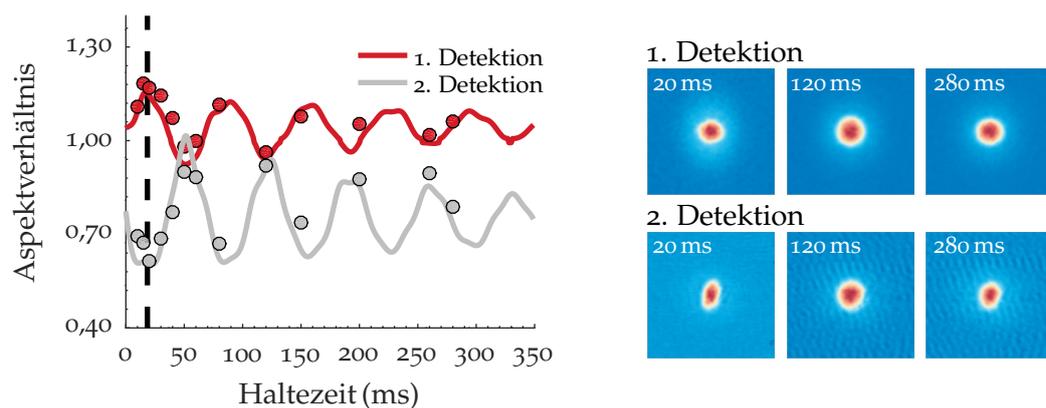


Abbildung 4.13

Auswertung der kollektiven Größenszillation. Die Aspektverhältnisse entlang der ersten und zweiten Detektionsrichtung sind hier über die Haltezeit τ in der Magnetfalle aufgetragen. Exemplarisch sind drei Absorptionsbilder nach Haltezeiten von $\tau = [20; 120; 280]$ ms gezeigt. Die kollektive Größenszillation lässt sich durch Simulation gut beschreiben [3]. Die schwarz gestrichelte Linie markiert den Zeitpunkt, bei dem das BEC in der Linsensequenz aus der Falle ausgekoppelt wird.

Zur Untersuchung der kollektiven Größenszillation werden die *Thomas-Fermi* Radien des BEC nach einer initialen Expansion von 80 ms in Abhängigkeit der Haltezeit in der Magnetfalle ausgewertet. Die *Thomas-Fermi* Radien müssen mit Gl. 3.11 auf eine Referenzteilchenanzahl reskaliert werden. Unsicherheiten in der Bestimmung der Teilchenanzahl, wie sie in Abschnitt 4.3 betrachtet wurden, können die Auswertung

jedoch verfälschen. Daher wird stattdessen das Aspektverhältnis der *Thomas-Fermi* Radien $R_{x'}/R_{y'}$ bzw. $R_{x''}/R_{y''}$ gebildet, wodurch sich die Teilchenanzahl herauskürzt.

Die Aspektverhältnisse des BEC nach einer TOF von 80 ms zu unterschiedlichen Haltezeiten sind in Abbildung 4.13 für beide Detektionsrichtungen gezeigt. Absorptionenbilder der ersten und zweiten Detektion für Haltezeiten von $\tau = [20; 120; 280]$ ms zeigen exemplarisch die zwei Umkehrpunkte, sowie den Nulldurchgang der kollektiven Größenoszillation. In der Simulation der kollektiven Größenoszillation musste eine Dämpfung von 300 ms angenommen werden, um diese an die Messdaten anzunähern [3]. Die Dämpfung wird durch Anharmonizitäten der Magnetfalle [95], sowie thermische Atome im Ensemble [96, 97] verursacht. Nach einer Haltezeit von 18.46 ms hat das BEC entlang der axialen Richtung seine größte Ausdehnung erreicht und beginnt wieder zu kollabieren. Die negative Expansionsgeschwindigkeit wirkt dabei der beschleunigten Expansion durch das *Mean-Field* entgegen.

Die hier gezeigte Simulation (durchgezogene Linien in Abb. 4.13) stammt aus der Arbeit von T. Sterneke [3].

5 Reduzierung der Expansionsgeschwindigkeit

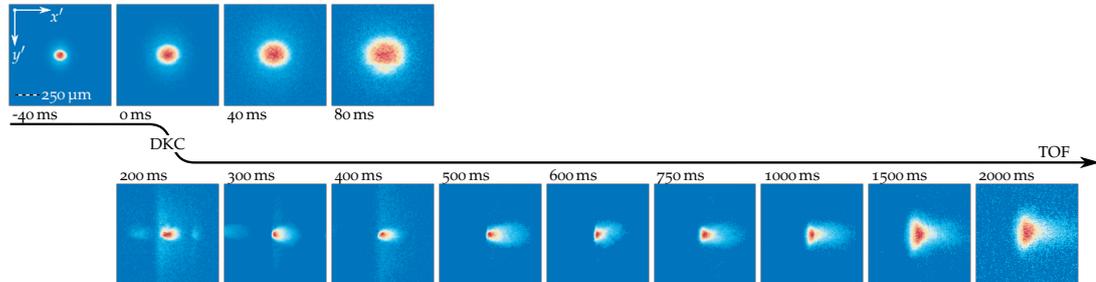
In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der *Delta-Kick* Kollimation (engl. *Delta-Kick-Collimation*, DKC) ausgewertet. Zunächst werden die Messdaten in einer Übersicht dargestellt. Aus den Datenpunkten der Pre-TOF wird die Dynamik des atomaren Ensembles vor der Linse ausgewertet. Die *Mean-Field* induzierte Expansion des ungelinsten und des gelinsten Ensembles wird simuliert und untersucht. Es wird gezeigt, dass die *Mean-Field* Interaktion im hier betrachteten Dichteregime bereits vernachlässigbar klein ist, sodass die weitere Auswertung der Expansionsdynamik unter Verwendung einer 3D-Partikelsimulation nicht-wechselwirkender Teilchen möglich ist. Diese numerische Simulation ist notwendig, da das Linsenpotential entlang der z -Richtung eine kubische und quartische Anharmonizität aufweist, welche in einem simplen *Scaling-Approach* nicht abbildbar ist. Die Partikelsimulation wird an die Messdaten angenähert, sodass sie die experimentellen Daten bestmöglich beschreibt. Teilergebnisse der Simulation werden anhand alternativer Auswertemethoden überprüft, um sicherzustellen, dass die Simulation plausible Ergebnisse liefert.

Abschließend wird aus der Expansionsdynamik des Ensembles die interne kinetische Energie U_{kin} als Maß für die Kollimation bestimmt. Ausgehend von diesem Ergebnis wird untersucht, wie lange das Ensemble nach der Linse noch detektierbar wäre, um eine Abschätzung über die mögliche Dauer eines Atominterferometers mit einem *Delta-Kick* kollimierten BEC in Schwerelosigkeit treffen zu können.

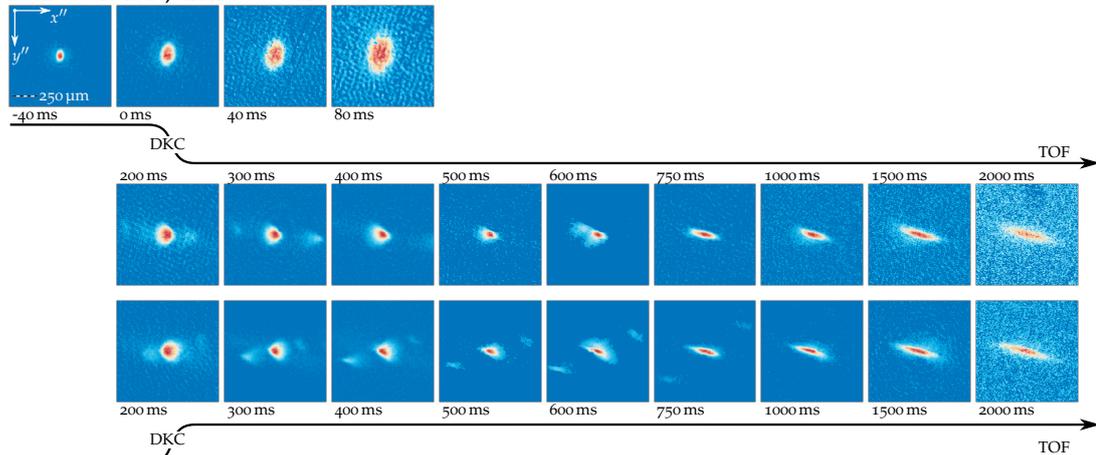
5.1 Messdaten

Im Rahmen der Abwurfkampagne zur Charakterisierung der *Delta-Kick* Kollimation (DKC) mithilfe einer magnetischen Linse wurden TOF-Reihen der initialen freien Expansion und der Expansion nach DKC des BEC in insgesamt 45 Datenpunkten aus beiden Detektionsrichtungen (vgl. Kap. 2.3) mittels Absorptionsdetektion aufgenommen. Für die nachfolgenden Betrachtungen sei der Zeitpunkt der DKC zu $t = 0$ ms definiert.

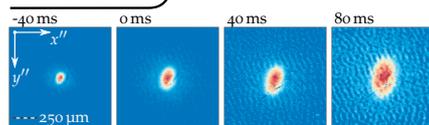
1. Detektion



2. Detektion, linke Wolke



2. Detektion, rechte Wolke

**Abbildung 5.1**

Abwurfkampagne zur *Delta-Kick* Kollimation aus der 1. und 2. Detektionsrichtung. Nach einer Pre-TOF von 80 ms wird eine magnetische Linse verwendet, um die Expansion des BEC zu verlangsamen. Die Absorptionbilder zeigen das BEC während der Pre-TOF und der Linsen-TOF.

Die initiale freie Expansion (im Folgenden als *Pre-TOF*, TOF vor/ohne DKC) beginnt mit dem Auskoppeln des BEC aus der finalen Magnetfalle, 80 ms vor der DKC und wird über einen Zeitraum von 160 ms zu den Zeitpunkten

$$t_{\text{pre}} = [-40; 0; 40; 80] \text{ ms}$$

aufgenommen. Hieraus lässt sich die Schwerpunktsbewegung und die Expansionsgeschwindigkeit des BEC und somit der Eingangszustand der DKC charakterisieren. Die weitere freie Expansion des BEC nach Anwenden der DKC (im Folgenden als Linsen-TOF bezeichnet) wird für bis zu 2 s zu den Zeitpunkten

$$t_{\text{Linse}} = [200; 300; 400; 500; 600; 750; 1000; 1500; 2000] \text{ ms}$$

detektiert. In Abb. 5.1 sind die Absorptionsbilder dieser TOF-Reihen gezeigt. Aufgrund der Spiegelung des Detektionsstrahls der 2. Detektion an der Atomchipoberfläche sind auf den Absorptionsbildern der 2. Detektion zwei Atomwolken, die *rechte* und *linke* Wolke sichtbar. Die linke Wolke stellt dabei das Spiegelbild des Schattens auf dem Atomchip dar, während die rechte Wolke die direkte Abbildung des BEC ist (vgl. Abb. 2.8).

Zusätzlich zu den hier aufgelisteten Datenpunkten wurde das BEC *in-situ* in der finalen Magnetfalle bei $t_{\text{pre}} = -80$ ms und im Linsenpotential bei $t_{\text{Linse}} = 0$ ms detektiert, wodurch sich die Positionen beider Potentiale bestimmen lassen. Aus der Schwerpunktsbewegung des BEC während der Pre-TOF lässt sich dessen Position zum Zeitpunkt der Linse und der Überlapp mit dem Linsenpotential bestimmen. In den nachfolgenden Abschnitten wird die räumliche Dichteverteilung, Schwerpunktsbewegung und Expansionsdynamik des BEC mit und ohne DKC untersucht und ausgewertet.

5.2 Die initiale freie Expansion

Das BEC wird zum Zeitpunkt $t = -80$ ms aus der finalen Magnetfalle ausgekoppelt und beginnt zu expandieren. Die Atome, welche sich im magnetisch sensitiven $|F = 2, m_F = 2\rangle$ Zustand befinden, werden durch den in Abschnitt 4.2 bestimmten residuellen magnetischen Gradienten in der Experimentkammer beschleunigt. Die Fallkapsel wird durch Restatmosphäre im Fallturm abgebremst, wodurch sie langsamer als das BEC innerhalb der Vakuumkammer fällt und es zu einer scheinbaren Beschleunigung des BEC in positiver y -Richtung kommt. In Abb. 5.2 ist die Schwerpunktsbewegung des BEC für beide Detektionsrichtungen während der Pre-TOF gezeigt. Eine beschleunigte Bewegung entlang der drei Raumrichtungen wurde simuliert, auf die Detektionsrichtungen projiziert und in einem *non-linear least-squares* Fit an die Messdaten angenähert. Die sich verbreiternden Linien in Abb. 5.2 zeigen das

Ergebnis dieser Anpassung, wobei die Liniendicke die Zeitachse von $t_{\text{pre}} = -80$ ms bis $t_{\text{pre}} = +80$ ms repräsentiert. Die Position des Linsenpotentials ist jeweils in grau markiert. Der räumliche Versatz zwischen dem Mittelpunkt des Linsenpotentials und dem Schwerpunkt des BEC zum Zeitpunkt $t_{\text{pre}} = 0$ ms ist als schwarz gestrichelte Linie gezeigt.

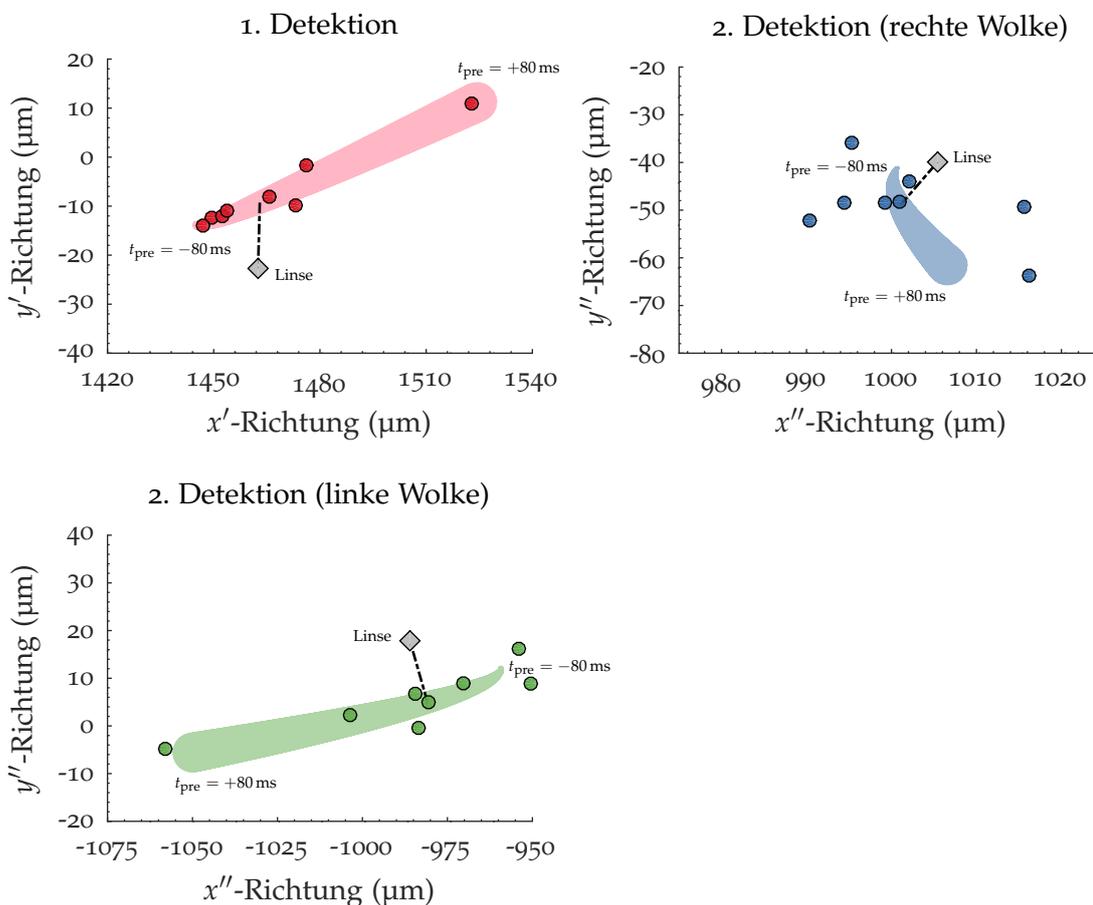


Abbildung 5.2

Schwerpunktsbewegung des BEC während der Pre-TOF. Eine dreidimensionale beschleunigte Bewegung wurde simuliert, auf die Detektionsachsen projiziert und an die Messdaten angenähert. Die sich verbreiternde Linie zeigt die so angenäherte Schwerpunktsbewegung, wobei die Linibreite die Zeitachse von $t_{\text{pre}} = -80$ ms bis $t_{\text{pre}} = +80$ ms darstellt. Der Versatz zwischen BEC und Linsenpotential zum Zeitpunkt $t_{\text{pre}} = 0$ ms lässt sich hieraus bestimmen.

In x' -Richtung ist die Position des BEC gut mit der Position des Linsenpotentials überlagert, während entlang der y' -, x'' - und y'' -Richtung eine Abweichung von 5-10 μm vorliegt. Die 3D-Position der finalen Magnetfalle, des BEC zum Zeitpunkt der Linse sowie des Linsenpotentials lassen sich aus diesen Daten unter Verwendung der Projektionsmatrizen Gln. 2.8, 2.15 und 2.16 rekonstruieren. In Tabelle 5.1 sind die

einzelnen Positionen in Kapselkoordinaten aufgelistet. In x - und y -Richtung ist das BEC jeweils um etwa $5\ \mu\text{m}$ zum Linsenpotential versetzt, während der Abstand in z -Richtung unterhalb von $2\ \mu\text{m}$ liegt.

Tabelle 5.1

Positionen der finalen Magnetfalle, des BEC zum Zeitpunkt der Linse und des Linsenpotentials. Die Positionen der finalen Magnetfalle und des Linsenpotentials wurden durch *in-situ* Messungen des BEC im jeweiligen Potential bestimmt.

Richtung	Magnetfalle	BEC @ $t = 0\ \text{ms}$	Linsenfalle
x -Richtung	$21(6)\ \mu\text{m}$	$9(4)\ \mu\text{m}$	$14(12)\ \mu\text{m}$
y -Richtung	$-11(5)\ \mu\text{m}$	$-19(4)\ \mu\text{m}$	$-13(10)\ \mu\text{m}$
z -Richtung	$1451(8)\ \mu\text{m}$	$1464(6)\ \mu\text{m}$	$1463(15)\ \mu\text{m}$

Deckt sich die Position der magnetischen Linse nicht mit der Position des BEC, wird dieses durch das Linsenpotential beschleunigt. Die Änderung der Schwerpunktsbewegung (*engl. centre-of-mass motion, COMM*) des BEC beträgt für den hier vorliegenden Abstand zum Zentrum des Linsenpotentials

$$\Delta\text{COMM} = [3(7); 33(53); -9(84)]\ \mu\text{m/s}.$$

Die Änderung der COMM ist entlang aller drei Raumrichtungen kleiner als die Messunsicherheiten und wird daher in der weiteren Betrachtung vernachlässigt.

5.3 Abschätzung der residuellen Expansionsgeschwindigkeit

Wird das BEC aus der finalen Magnetfalle ausgekoppelt, beginnt dieses zu expandieren. Die Expansion wird dabei durch das dichteabhängige *Mean-Field* getrieben. Mit zunehmender Ausdehnung sinkt die Teilchendichte und die beschleunigte Expansion geht in eine näherungsweise ballistische Expansion über. Als vereinfachte Vorbetrachtung wird die Expansion eines BEC mithilfe des *Scaling-Approach* (vgl. Gl. 3.12) simuliert. Die Expansionsdynamik hängt von der Teilchenanzahl N , den Fallenfrequenzen f_{xyz} sowie der Phase der Quadrupolmodenschwingung ab.

Die im Experiment vorliegende Quadrupolmodenschwingung des BEC wird im *Scaling-Approach* angenähert, indem anstatt der Fallenfrequenzen der realen finalen Magnetfalle von

$$f_{\text{final}} = [9,1; 27,9; 24,6]\ \text{Hz} \quad (5.1)$$

eine hypothetische finale Magnetfalle $f_{\text{hyp.,QM}}$ mit variierten Fallenfrequenzen und somit variiertener Expansionsdynamik genutzt wird. Das aus dieser hypothetischen Falle

ausgekoppelte BEC soll dann nach einer Pre-TOF von 80 ms dieselben *Thomas-Fermi* Radien aufweisen, wie das BEC im Experiment nach derselben Pre-TOF.

Die Expansionsdynamik nach *Delta-Kick* Kollimation lässt sich als Expansion aus einer sehr flachen Falle simulieren. Die Gleichgewichtsradien des BEC innerhalb dieser hypothetischen Falle $f_{\text{hyp., Linse}}$ müssen dazu den *Thomas-Fermi* Radien des BEC zum Zeitpunkt der Linse, also nach 80 ms Pre-TOF entsprechen.

Beide hypothetische Fallen müssen also auf die *Thomas-Fermi* Radien zum Zeitpunkt $t_{\text{pre}} = 0$ ms angepasst werden. Aus der Pre-TOF Messreihe wurden diese zu

$$R_{\text{TF}, 0} = [78(12); 148(8); 144(1)] \mu\text{m}$$

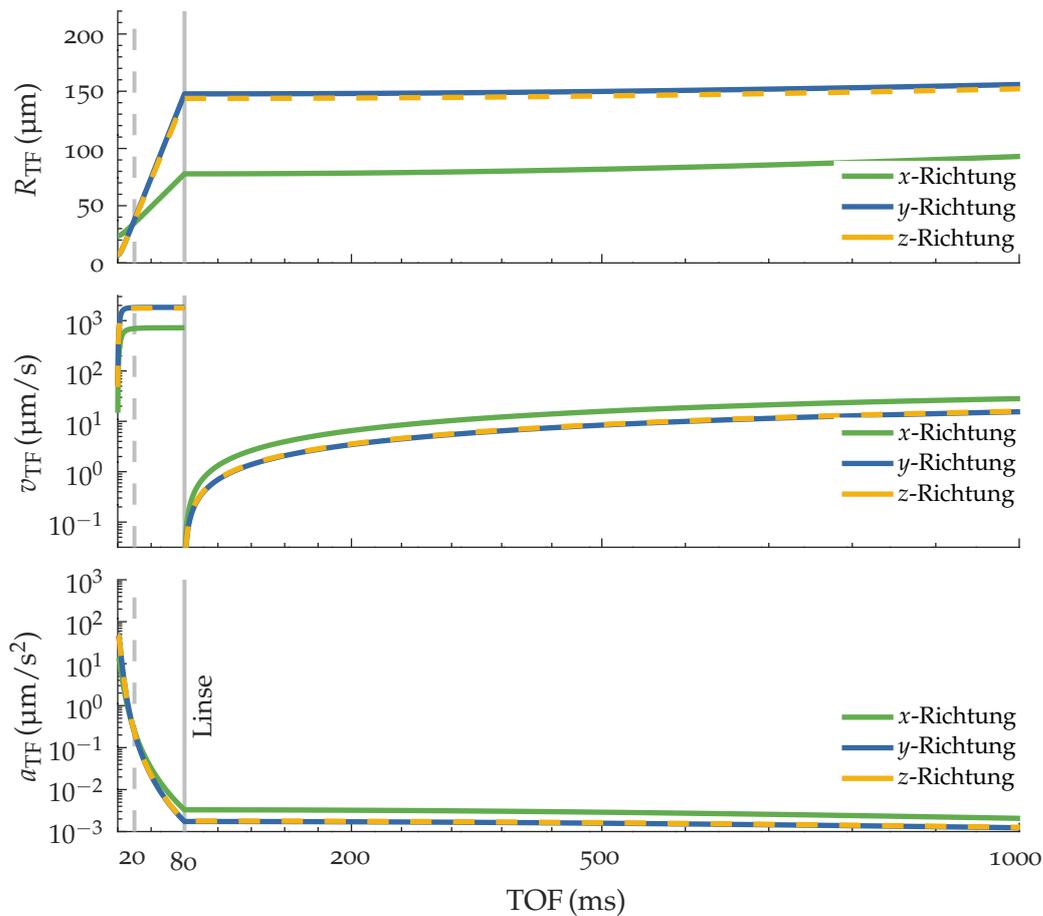
bestimmt. Die hypothetischen Fallen, die diese Anforderung erfüllen, haben Fallenfrequenzen von

$$\begin{aligned} f_{\text{hyp., QM}} &= [12,6; 43,0; 41,0] \text{ Hz} \\ f_{\text{hyp., Linse}} &= [103,5; 54,6; 56,1] \text{ mHz}. \end{aligned}$$

Mithilfe dieser beiden hypothetischen Magnetfallen lässt sich die Expansionsdynamik des BEC während der Pre-TOF und der Linsen-TOF vereinfacht simulieren. In Abb. 5.3 sind die so berechneten TF-Radien, Expansionsgeschwindigkeiten und Beschleunigungen der Expansion während der Pre-TOF und der Linsen-TOF entlang der drei Raumrichtungen gezeigt.

Nach dem Auskoppeln aus der finalen Magnetfalle hat das BEC eine hohe Teilchendichte, die *Mean-Field* Interaktion ist hier am größten. Dadurch findet eine beschleunigte Expansion des BEC statt, während derer die Teilchendichte abnimmt. Nach etwa 20 ms (gestrichelte graue Linie in Abb. 5.3) ist die Teilchendichte soweit abgesunken, dass die Beschleunigung der Expansion unter einen Wert von $0,1 \mu\text{m}/\text{s}^2$ abgefallen ist. Die Expansionsgeschwindigkeit konvergiert ab da gegen ihren Endwert von $v_{\text{TF}} = [721; 1834; 1779] \mu\text{m}/\text{s}$. Die Expansion des BEC folgt nun näherungsweise einer ballistischen Trajektorie.

Nach einer Pre-TOF von 80 ms (graue Linie in Abb. 5.3) wird die Expansion durch den *Delta-Kick* gestoppt. Nach der *Delta-Kick* Kollimation kommt es aufgrund der endlichen Teilchendichte und dem daraus folgenden *Mean-Field* erneut zu einer beschleunigten Expansion des BEC. Diese ist jedoch aufgrund der während der Pre-TOF reduzierten Teilchendichte um zwei Größenordnungen geringer.

**Abbildung 5.3**

Abuschätzung der Expansion des BEC während der Pre-TOF und der Linsen-TOF. Das *Mean-Field* treibt die Expansion, wodurch die Teilchendichte abnimmt und die Beschleunigung reduziert wird. Nach einer Pre-TOF von etwa 20 ms (gestrichelte graue Linie) ist die Beschleunigung soweit abgefallen, dass die Expansionsgeschwindigkeit gegen ihren Endwert konvergiert und die Expansion als ballistisch angesehen werden kann. Nach 80 ms Pre-TOF (durchgezogene graue Linie) wird die DKC angewendet. In der Abschätzung wird angenommen, dass die Expansion gestoppt wird. Durch das verbleibende *Mean-Field* expandiert das BEC erneut, jedoch ist die Beschleunigung hier deutlich kleiner, was zu einer um zwei Größenordnungen kleineren Expansionsgeschwindigkeit führt.

Die Abnahme der Teilchendichte lässt sich mit dem *Scaling-Approach* simulieren und mit den Messdaten vergleichen.

Die räumliche Verteilung der Atome hat die Form einer umgekehrten Parabel. Die Breite der Parabel ist der TF-Radius. Die Teilchenanzahl bleibt über die TOF erhalten, weshalb der Flächeninhalt unter der Parabel, welcher proportional zur Teilchenanzahl ist, ebenfalls konstant bleiben muss. Bei zunehmendem TF-Radius nimmt dadurch die Amplitude der Parabel, welche der maximalen Teilchendichte entspricht, ab. Abb. 5.4 zeigt dies während der Pre- und Linsen-TOF.

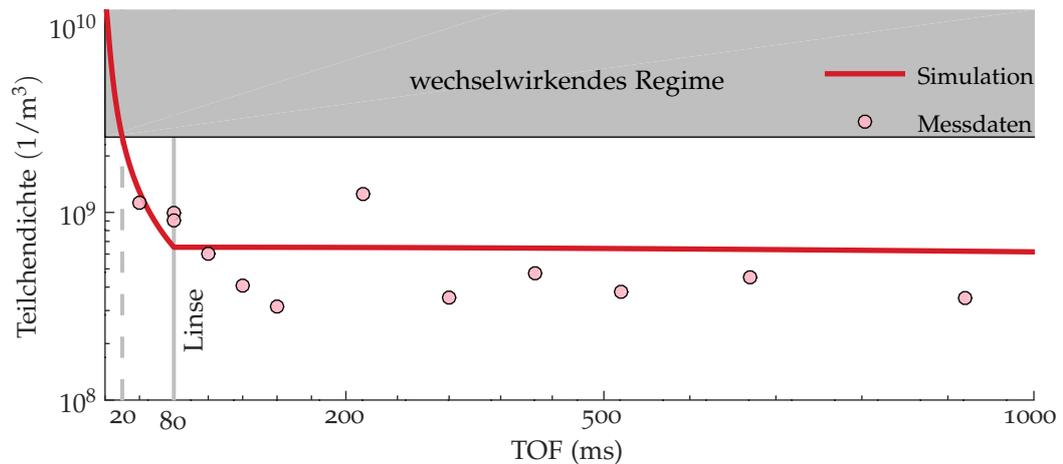


Abbildung 5.4

Verlauf der Teilchendichte während der Pre- und Linsen-TOF. Mithilfe der TF-Radien aus dem *Scaling-Approach* wurde die maximale Teilchendichte eines BEC mit parabelförmiger Dichteverteilung berechnet. Nach einer Pre-TOF von 20 ms hat die Teilchendichte soweit abgenommen, dass die *Mean-Field* Wechselwirkung vernachlässigbar ist. Die Expansion erfolgt ab da näherungsweise ballistisch. Der Vergleich mit der maximalen Teilchendichte der gemessenen BECs (ausgewertet anhand der y' -Richtung der ersten Detektion) zeigt, dass auch im Experiment die *Mean-Field* Wechselwirkung vernachlässigt werden kann.

Die Amplitude der Parabel ist ein guter Wert, um die Simulation mit den Messdaten zu vergleichen. In der ersten Detektion folgt die Dichteverteilung des BEC entlang der y' -Richtung sowohl während der Pre-TOF, als auch während der Linsen-TOF einer umgekehrten Parabel und kann zum Vergleich herangezogen werden. Die gemessene Amplitude ist als Datenpunkte in Abb. 5.4 aufgetragen. Diese liegt für alle Messpunkte unterhalb der Schwelle, ab der die *Mean-Field* Wechselwirkung einen nicht-vernachlässigbaren Einfluss auf das Expansionsgeschehen hat.

Aus dieser vereinfachten Abschätzung lässt sich erkennen, dass die Expansion nach einer Pre-TOF von 20 ms näherungsweise ballistisch erfolgt. Der *Mean-Field* Anteil der Expansionsdynamik kann demnach bei den experimentellen Daten während der Pre-TOF und der Linsen-TOF vernachlässigt werden.

Aus den Expansionsgeschwindigkeiten im Fernfeld, also bei einer Pre-, bzw. Linsen-TOF von mehreren Sekunden, lässt sich die interne kinetische Energie nach Gl. 3.25 bestimmen. Diese stellt die theoretische untere Grenze der Kollimation mittels DKC dar und beträgt für ein BEC mit einer Teilchenanzahl von $N = 100$ k Atomen bei einer Pre-TOF von 80 ms $U_{\text{kin}} = 3/2 k_B \cdot 18$ pK. In Tabelle 5.2 ist die residuelle interne kinetische Energie sowohl für die Pre-TOF, als auch die Linsen-TOF entlang der drei Raumrichtungen aufgelistet. Die interne kinetische Energie lässt sich durch DKC laut dieser einfachen Abschätzung um drei Größenordnungen reduzieren.

Tabelle 5.2

Residuelle interne kinetische Energie während der Pre-TOF und der Linsen-TOF nach *Delta-Kick* Kollimation. Aus der mit dem *Scaling-Approach* bestimmten Expansion des BEC im Fernfeld lässt sich die interne kinetische Energie bestimmen.

Richtung	$U_{\text{kin, Pre-TOF}}$	$U_{\text{kin, TOF}}$
x -Richtung	5 nK	29 pK
y -Richtung	35 nK	12 pK
z -Richtung	33 nK	12 pK
3D	24 nK	18 pK

Der hier verwendete *Scaling-Approach* gilt für harmonische Fallenpotentiale. Die vom Atomchip erzeugten Potentiale weisen jedoch vor allem in z -Richtung eine Anharmonizität auf, wodurch es zu Abweichungen zwischen Simulation mit *Scaling-Approach* und Experiment kommt.

5.4 Simulation des realen Linsenpotentials

Im vorangegangenen Abschnitt wurde im *Scaling-Approach* eine harmonische Linse angenommen. Das reale Linsenpotential weicht jedoch von der idealisierten harmonischen Form ab. Mithilfe des in QUANTUS-2 verwendeten Chipmodells, welches in [1] entwickelt wurde, lässt sich dieses numerisch simulieren.

Durch die magnetische Linse findet ein Impulsübertrag auf die Atome statt. Mithilfe des Chipmodells wurde das Linsenpotential simuliert, wie in Abbildung 5.5 entlang der drei Raumrichtungen gezeigt ist. In schwarz ist jeweils die harmonische Näherung um das Fallenzentrum gezeigt. Entlang der x -Richtung ist das Potential am schwächsten. In y -Richtung weicht das Potential an den Rändern von der harmonischen Näherung ab, weist aber über die Breite des BEC zum Zeitpunkt der Linse (jeweils in rot dargestellt) eine symmetrische Form auf. In beiden Richtungen lässt sich das Potential in seiner harmonischen Näherung durch

$$V_i = \frac{1}{2} m_{\text{Rb}} \omega_i^2 r_i^2 \quad i \in x, y \quad (5.2)$$

mit $\omega_x = 2\pi \cdot 2,95 \text{ Hz}$ und $\omega_y = 2\pi \cdot 10,66 \text{ Hz}$ beschreiben. Die senkrecht zum Atomchip ausgerichtete z -Richtung zeigt einen anharmonischen, vom Atomchip fortzuehenden Verlauf. Die harmonische Näherung muss hier um einen kubischen und einen quartischen Term erweitert werden, sodass diese die Form

$$V_z = \frac{1}{2} m_{\text{Rb}} \omega_z^2 r_z^2 \cdot \left[1 + \frac{r_z}{L_3} + \frac{r_z^2}{L_4^2} \right] \quad (5.3)$$

mit $\omega_z = 2\pi \cdot 10,64 \text{ Hz}$, $L_3 = 1225 \mu\text{m}$ und $L_4 = 2933 \mu\text{m}^2$ annimmt.

Die Anharmonizität führt dazu, dass auf das BEC ein asymmetrischer Impulsübertrag stattfindet. Die dem Atomchip zugewandte Seite des BEC erfährt dabei einen höheren Impulsübertrag als die dem Atomchip abgewandte Seite. Das BEC wird dadurch während der TOF nach Linse durch sich selbst hindurch gefaltet und bildet auf der dem Atomchip abgewandten Seite einen Schweif aus.

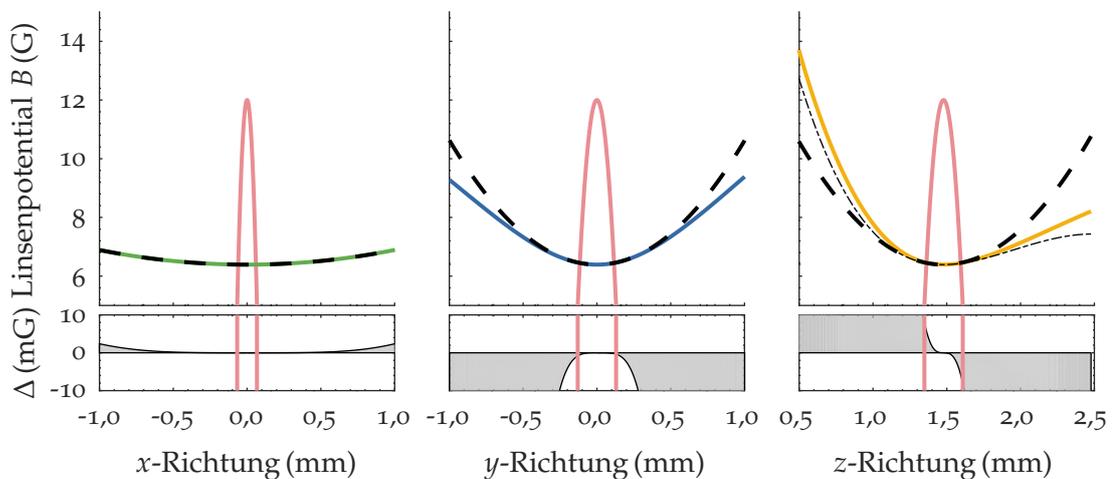


Abbildung 5.5

Simulation des Linsenpotentials entlang der drei Hauptachsen in Kapselkoordinaten. Die harmonische Näherung ist als schwarz gestrichelte Linie gezeigt. In rot ist jeweils der *Thomas-Fermi* Radius des BEC zum Zeitpunkt der Linse in den entsprechenden Raumrichtungen gezeigt. Die Abweichung des simulierten Linsenpotentials von der harmonischen Näherung ist unterhalb der jeweiligen Graphen gezeigt. Entlang der x - und y -Richtungen weist das Potential am Ort der Atome einen harmonischen Verlauf auf, während entlang der z -Richtung eine vom Atomchip fortzweigende Anharmonizität vorliegt, welche durch einen kubischen und quartischen Term beschrieben wird (dünne schwarze Linie). Diese führt zu einem asymmetrischen Impulsübertrag auf das BEC.

Expansionsdynamik

Die Expansionsdynamik des Ensembles nach asymmetrischer Linse wird zunächst durch eine 1D-Simulation nicht-wechselwirkender Teilchen untersucht. Die Vernachlässigung der Wechselwirkung bei der Betrachtung der Dynamik nach Linse wurde dabei im vorherigen Abschnitt bereits legitimiert.

Ein BEC mit *Thomas-Fermi* Radien von $R_{\text{TF}} = [25,5; 8,3; 9,4] \mu\text{m}$ und einer Expansionsgeschwindigkeit von $v_{\text{TF}} = [624; 1442; 1332] \mu\text{m/s}$ wird als Ausgangspunkt genommen. Der Radius folgt dabei aus der Größe des Ensembles in der Magnetfalle (vgl. Gl. 3.9), während sich die Geschwindigkeit aus der ballistischen Expansion (vgl. Gl. 3.12) ergibt. Die Quadrupolmodenoszillation wird hier zunächst vernachlässigt.

Abbildung 5.6 zeigt die ballistische Expansion eines BEC mit $N = 100 \text{ k}$ Atomen. Nach der Pre-TOF von 80 ms wird der ortsabhängige Impulsübertrag des Linsenpotentials auf die Atome berechnet und die weitere Expansion für bis zu 2000 ms simuliert. Neun gleichmäßig über das initiale BEC verteilte Teilchen sind hier beispielhaft hervorgehoben. Neben den Trajektorien sind jeweils die aufsummierten Dichteverteilungen nach 2000 ms TOF gezeigt.

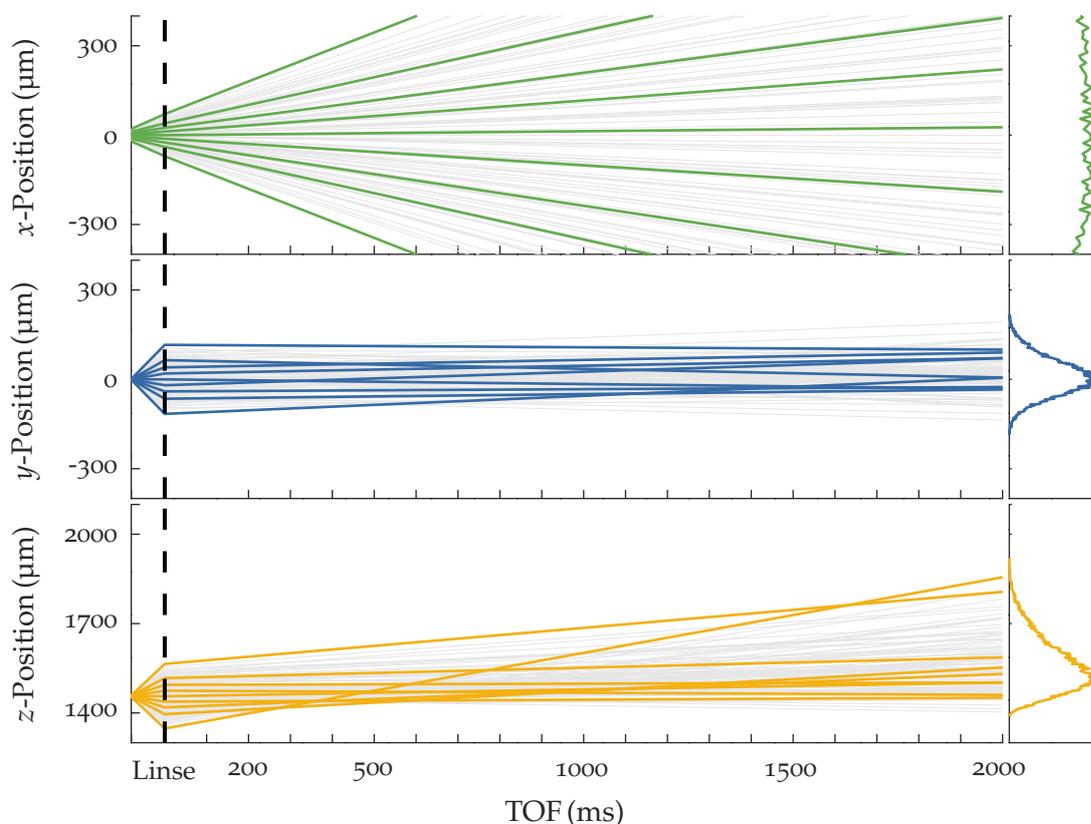


Abbildung 5.6

Expansion des BEC während der Pre-TOF und TOF nach Linse. Nach 80 ms wird die magnetische Linse appliziert und die Expansion verlangsamt. In x -Richtung wird das BEC durch das schwache Potential kaum kollimiert. Entlang der y -Richtung ist das BEC sehr gut kollimiert. In z -Richtung bildet sich aufgrund des anharmonischen Linsenpotentials ein Schweif aus.

In x -Richtung findet aufgrund des schwachen Linsenpotentials nur ein kleiner Impulsübertrag statt. Die Expansionsgeschwindigkeit wird hier kaum reduziert. In y -Richtung findet eine Kollimation des BEC statt. Dieses weist auch nach langer TOF von meh-

ren Sekunden eine symmetrische Form auf. Das anharmonische Linsenpotential in z -Richtung hingegen führt zu einer Über-/Unterkollimation des BEC. Teilchen auf der flacheren Seite des Linsenpotentials werden nicht vollständig in ihrer Bewegung gestoppt, sondern bilden einen Schweif, der vom Atomchip fortzieht. Auf der steileren Seite des Linsenpotentials werden die Teilchen zu stark beschleunigt, sodass sie durch das Ensemble hindurchfliegen, nach etwa 700 ms den ursprünglichen Massenschwerpunkt des BEC passieren und sich nach langer TOF im Schweif sammeln.

Mit dieser simplen 1D-Simulation lässt sich die Expansionsdynamik des gelinsten Ensembles bereits gut beschreiben. Des Weiteren wird hierdurch ersichtlich, dass analytische Lösungen wie der *Scaling-Approach* speziell für die anharmonische z -Richtung ungeeignet sind, da hierbei nur harmonische Fallenpotentiale betrachtet werden. Die Expansionsdynamik des gelinsten BEC wird daher im Folgenden mit einer dreidimensionalen Partikelsimulation klassischer nicht-wechselwirkender Teilchen beschrieben.

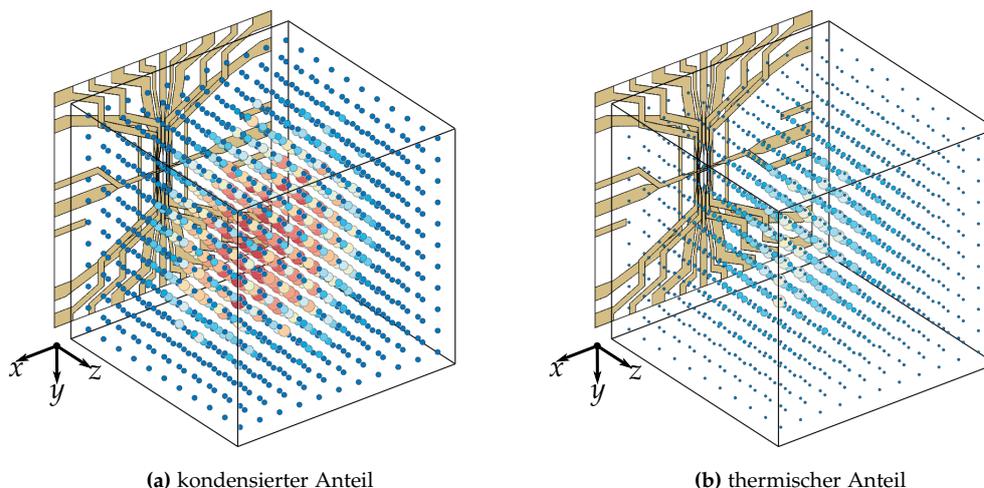
5.5 Partikelsimulation in 3D

Zur Auswertung der internen Dynamik des gelinsten BEC und der daraus resultierenden räumlichen Ausdehnung nach TOF wird eine 3D-Partikelsimulation nicht-wechselwirkender Teilchen verwendet. In dieser wird, ähnlich wie im vorigen Abschnitt in 1D, ein dreidimensionales atomares Ensemble erstellt. Die Orts- und Impulsverteilung dieses Ensembles wird durch die magnetische Linse manipuliert und die zeitliche Entwicklung berechnet. Das dreidimensionale atomare Ensemble wird nach TOF auf die zweidimensionalen Detektionssysteme abgebildet und mit den Messdaten verglichen.

Die Simulation wird dazu genutzt, simulierte Absorptionen zu erstellen und diese durch Variation verschiedener Parameter an die experimentellen Daten anzunähern. Aus der Simulation lassen sich dann Rückschlüsse auf die interne Dynamik des Ensembles ziehen. Die hier verwendete Simulation wurde von Dr. Waldemar Herr vom Institut f. Quantenoptik der Leibniz Universität Hannover entwickelt und im Laufe dieser Arbeit weiter verbessert. Nachfolgend wird der prinzipielle Aufbau der Simulation, sowie ihre Verwendung als Fit-Funktion beschrieben.

Initialisierung der Simulation

Zunächst wird ein dreidimensionales Einheitsgitter entlang der x -, y - und z -Richtung im Kapselkoordinatensystem erstellt. Auf diesem wird die Dichteverteilung des atomaren Ensembles simuliert. Die Dichteverteilung des kondensierten Anteils folgt einer umgekehrten Parabel, während der thermische Anteil eine gaußförmige Dichteverteilung aufweist. In Abbildung 5.7 ist die initiale isotrope Dichteverteilung auf dem Einheitsgitter für den kondensierten Anteil (a) und den thermischen Anteil (b) gezeigt.

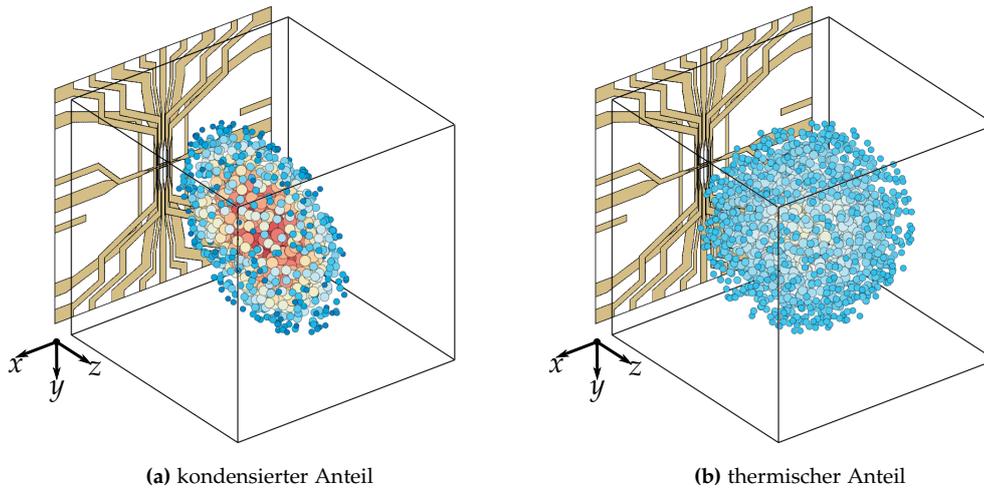
**Abbildung 5.7**

Initiale Dichteverteilung auf dem Einheitsgitter der Partikelsimulation. In (a) ist der kondensierte Anteil mit parabelförmiger Dichteverteilung zu sehen, während in (b) der thermische Anteil mit gaußförmiger Dichteverteilung gezeigt ist.

Jedem Voxel¹⁶ wird eine Teilchendichte n zugewiesen. Um die Symmetrie des Einheitsgitters aufzubrechen, werden die einzelnen Voxel randomisiert aus ihrer Ruheposition ausgelenkt. Die interatomare Wechselwirkung, die vor allem bei hohen Teilchendichten die Dynamik des kondensierten Anteils beeinflusst, kann in der Simulation nicht modelliert werden. Als Startpunkt der Simulation wird daher der Zeitpunkt der magnetischen Linse nach einer Pre-TOF von 80 ms gewählt, da hier die interatomare Wechselwirkung bereits vernachlässigbar klein ist. Die Positionen der Voxel werden mit den *Thomas-Fermi* Radien, bzw. der Ausdehnung des thermischen Anteils zum Startpunkt der Simulation skaliert. Hieraus folgt eine örtliche Dichteverteilung des atomaren Ensembles. Jedem Voxel wird außerdem ein Geschwindigkeitsvektor zugeordnet, sodass das simulierte atomare Ensemble sowohl eine räumliche Ausdehnung als auch eine Expansionsgeschwindigkeit aufweist.

Die mit dem Atomchip generierten Magnetfallen haben eine zylindersymmetrische Form, welche entlang der axialen x -Richtung elongiert ist. Während der Pre-TOF findet im kondensierten Anteil aufgrund der anisotropen Geschwindigkeitsverteilung ein Wechsel des Aspektverhältnisses statt. Der kondensierte Anteil weist dadurch zum Zeitpunkt der magnetischen Linse eine oblate Form auf. Der thermische Anteil hingegen expandiert isotrop in alle drei Raumrichtungen, wie in Abbildung 5.8 gezeigt.

¹⁶engl. *volume-element*, Datenpunkt in 3D-Gitter, Analog zu *Pixel* als Datenpunkt in 2D-Bild.

**Abbildung 5.8**

Dichteverteilung zum Startpunkt der Simulation. Der kondensierte Anteil in (a) hat eine anisotrope Form, welche von den Fallenfrequenzen der Magnetfalle, sowie der Phase der Quadrupolmodenoszillation abhängt. Der thermische Anteil in (b) expandiert isotrop entlang der drei Raumrichtungen.

Simulation der Expansion

Die räumliche Dichteverteilung des atomaren Ensembles während der Pre-TOF wird aus den Anfangsorten und -geschwindigkeiten berechnet. Die Dichteverteilung nach *Delta-Kick* Kollimation mit der magnetischen Linse wird aus dem Impulsübertrag des simulierten Linsenpotentials auf die einzelnen Voxel berechnet. Zur Anpassung der Simulation an die Messdaten stehen verschiedene freie Parameter zur Verfügung, von denen die wichtigsten hier kurz erläutert werden.

Linsenstärke

Der Impulsübertrag durch die magnetische Linse hängt von der Stärke des Linsenpotentials, sowie dessen Dauer ab. In der Experimentsteuerung wird der Base-Chip mit einem Rechteckpuls von 1,828 A und einer Dauer von 2,42 ms eingeschaltet. In der Simulation wird die Linse als unendlich kurzer Kick auf die Atome, dessen Stärke aus dem Produkt aus Linsendauer und Feldstärke folgt, modelliert. Ein- und Abschaltverzögerungen der magnetfelderzeugenden Strukturen im Experiment werden als Skalierungsfaktor der Linsendauer abgebildet.

Radius und Expansionsgeschwindigkeit

Die Größe und Expansionsgeschwindigkeit des BEC zum Zeitpunkt der Linse wird mit dem *Scaling-Approach* berechnet, wobei die Quadrupolmodenoszillation hier noch

nicht berücksichtigt wurde. Zur Modellierung ebendieser werden Skalierungsfaktoren für Radius und Geschwindigkeit eingeführt, durch die die Orts- und Geschwindigkeitsvektoren des BEC zum Zeitpunkt der Linse variiert werden.

Thermischer Anteil

Der thermische Anteil ist vor allem auf den Absorptionsbildern der Pre-TOF, sowie bei kurzen TOFs nach Linse erkennbar. In der Simulation wird dieser durch zwei Parameter, Temperatur und individuelle Teilchenanzahl, beschrieben. Die Ausdehnung skaliert mit der Temperatur, während die Teilchendichte durch einen individuellen Teilchenanzahlkorrekturfaktor beschrieben wird.

Teilchenanzahl

Die Expansion des BEC hängt von der initialen Teilchenanzahl ab. Diese ist zwischen zwei Schüssen und insbesondere über mehrere Abwürfe nicht stabil, sodass bei der Anpassung der Simulation an ein gemessenes Absorptionsbild jeweils ein individueller Korrekturfaktor der Teilchenanzahl eingeführt werden muss. Dieser Korrekturfaktor beeinflusst sowohl die Größe, als auch die Teilchendichte des kondensierten Anteils. Aufgrund der Schwankungen der Detektionslaserfrequenz (vgl. Abschnitt 4.3) muss ein weiterer, individueller Korrekturfaktor eingeführt werden, mit dem die optische Dichte des Ensembles herunterskaliert werden kann ohne die Teilchenanzahl zu beeinflussen. Hiermit wird die nicht vorhersagbare Verschlechterung der Detektion in der Simulation abgebildet.

In der zweiten Detektion wird in beiden Wolken stets eine kleinere Teilchenanzahl detektiert, als in der ersten Detektion. Die Teilchenanzahl ist dabei in der rechten Wolke höher als in der linken Wolke. Ursache hierfür ist die Spiegelung des Detektionsstrahls am Atomchip. Dadurch wird der Schattenwurf der linken Wolke, welcher über den Atomchip gespiegelt wird, abgeschwächt. Der Detektionsstrahl durchläuft das atomare Ensemble zweimal. Dies führt zu einer weiteren Abschwächung des Schattenwurfs. Experimentell wurden Korrekturfaktoren für die reale Teilchenanzahl der rechten und linken Wolken bestimmt, indem eine Stabilitätsmessung mit der ersten und zweiten Detektion im Wechsel durchgeführt wurde. Hieraus wurde die Teilchenanzahl der ersten Detektion bestimmt und der Faktor zwischen dieser und den beiden Wolken der zweiten Detektion berechnet. In der rechten Wolke werden etwa 50 % der Teilchen detektiert, während in der linken Wolke nur etwa 30 % der Teilchen sichtbar sind. Daher muss in der Simulation mit der doppelten, bzw. dreifachen Teilchenanzahl gerechnet werden. Erst bei der Projektion auf das Detektionssystem wird die Teilchenanzahl reduziert.

Zusätzlich wird die Teilchenanzahl durch die adiabatisch-rapide Passage um etwa 13 % reduziert, sodass die Absorptionsbilder des Ensembles nach Linse und ARP eine

geringere Teilchendichte aufweisen. Die Pre-TOF und die Linsendynamik, welche vor der ARP stattfinden, werden mit einer höheren Teilchendichte simuliert.

Es werden also vier verschiedene Korrekturfaktoren der Teilchenanzahl verwendet:

- **Schuss-zu-Schuss Teilchenanzahlschwankung:** Individueller Skalierungsfaktor für jeden Datenpunkt, der die *Ausdehnung* und die *Dichte* des BEC beeinflusst.
- **Schwankung der Detektionsfrequenz:** Individueller Skalierungsfaktor für jeden Datenpunkt, der die Teilchendichte auf dem Absorptionsbild beeinflusst.
- **Detektionssystemfaktor:** Reskaliert die Teilchenanzahl abhängig vom verwendeten Detektionssystem. Beeinflusst die Teilchendichte des BEC auf dem Absorptionsbild.
- **ARP-Effizienz:** Reskaliert die Teilchenanzahl abhängig davon, ob es sich um einen Pre-TOF Datenpunkt, oder einen Linsen-TOF Datenpunkt handelt. Beeinflusst die Teilchendichte des BEC im Experiment nach Linse.

5.6 Phasenraumdarstellung

Zur besseren Veranschaulichung des Effekts der magnetischen Linse wird die Orts- und Impulsverteilung im Phasenraum betrachtet. In der Magnetfalle oszillieren die Teilchen, sodass die Phasenraumverteilung aufgrund der Energieerhaltung eine elliptische Form wie in Abbildung 5.9 aufweist. Wird die Magnetfalle abgeschaltet, bewegen sich die Teilchen ungehindert gemäß ihres Impulses von ihrem jeweiligen Anfangsort fort. Dadurch kommt es zu einer Scherung der Phasenraumverteilung, sodass sich bei ausreichend langer Pre-TOF eine lineare Abbildung zwischen Impuls $\vec{p} = m\vec{v}$ und Ort \vec{r} der Teilchen einstellt. Nach der Pre-TOF wird das Linsenpotential eingeschaltet und die Teilchen beginnen in diesem zu oszillieren. Dies führt zu einer Drehung der Phasenraumverteilung, wobei der Drehwinkel von der Linsendauer und der Fallenfrequenz abhängt. Wird die Linsendauer wie in Gl. 3.19 gewählt, liegt die Phasenraumverteilung nach Abschalten des Linsenpotentials parallel zur Ortsachse und die Impulsbreite ist minimal.

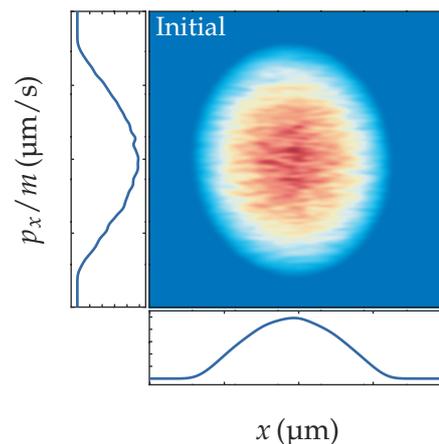


Abbildung 5.9

Initiale Phasenraumverteilung des BEC in der Magnetfalle (exemplarisch entlang der x -Richtung gezeigt).

Um die Rotation der Phasenraumverteilung in der Partikelsimulation abzubilden, müsste für jedes Voxel die Impulsänderung durch das Linsenpotential am jeweiligen Ort berechnet werden. Da die Voxel während der Linse ihre Position im Potential ändern, müsste die Linsendauer in kleine Zeitschritte $\Delta\tau$ zerlegt und die Im-

pulsänderung der Voxel durch das Linsenpotential am jeweiligen Ort iterativ berechnet werden. Für die Verwendung als Fitfunktion wäre dieses Vorgehen problematisch, da hierdurch die Gesamtdauer der Simulation deutlich erhöht würde.

In Abschnitt 5.3 wurde die Expansionsgeschwindigkeit eines BEC nach 80 ms Pre-TOF ohne Quadrupolmodenoszillation zu $v_{\text{TF}} = [721; 1834; 1779] \mu\text{m/s}$ bestimmt. Während der Dauer des *Delta-Kick* von 2,42 ms expandieren die *Thomas-Fermi* Radien des BEC um lediglich $\Delta\vec{R}_{\text{TF}} = [1,75; 4,44; 4,31] \mu\text{m}$. Im Vergleich zu den gemessenen *Thomas-Fermi* Radien zu diesem Zeitpunkt von $R_{\text{TF}, 80} = [78(12); 148(8); 144(1)] \mu\text{m}$ ist dies vernachlässigbar klein. Hinzu kommt, dass die Teilchen durch das Linsenpotential sukzessive abgebremst werden, sodass die Größenänderung während der Linse nochmal kleiner ausfällt. Die *Drehung* der Phasenraumverteilung entspricht also näherungsweise einer *Projektion* der Impulse in Richtung der Ortsachse. In der Partikelsimulation lässt sich dies durch

$$\vec{v}(x) = \vec{v}_0(x) + \tau_{\text{Linse}} \cdot F(x)_{\text{Linse}} \quad (5.4)$$

mit $F(x)_{\text{Linse}}$ der Stärke des Linsenpotentials am Ort x und τ_{Linse} der Linsendauer vereinfacht abbilden.

Die Phasenraumverteilung entlang der drei Raumrichtungen x , y und z im Kapselkoordinatensystem ist in den Abbildungen 5.10 - 5.12 dargestellt. Gezeigt ist hier jeweils die Phasenraumverteilung nach 80 ms Pre-TOF direkt vor, sowie direkt nach der magnetischen Linse. Des Weiteren ist die Phasenraumverteilung im Fernfeld 750 ms nach der magnetischen Linse gezeigt.

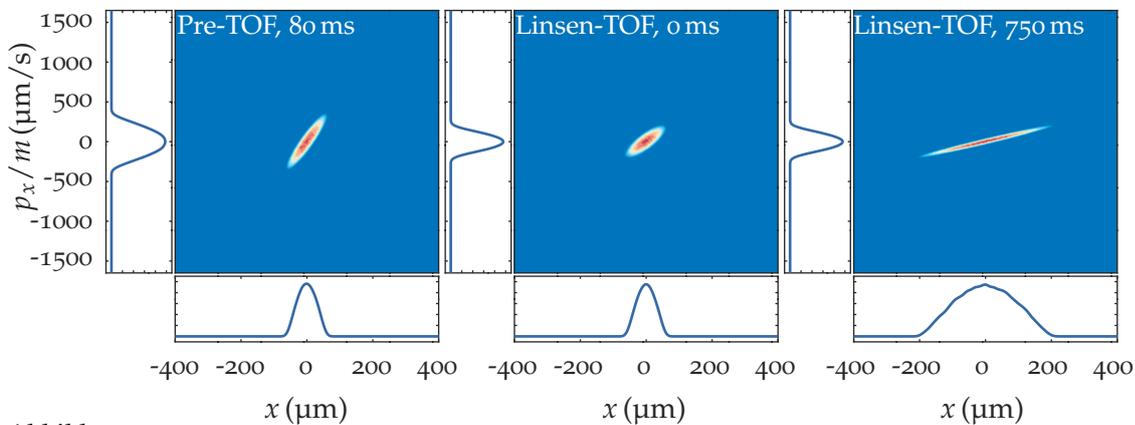


Abbildung 5.10

Phasenraumverteilung entlang der x -Richtung während der Pre-TOF, direkt nach der Linse und im Fernfeld. Das Linsenpotential ist entlang dieser Raumrichtung zu schwach, sodass die Phasenraumverteilung nicht vollständig in die Ortsachse gedreht wird. Das Ensemble wird dadurch nicht kollimiert und dehnt sich während der nachfolgenden TOF weiter aus.

In x -Richtung ist die Impulsbreite klein, sodass es während der Pre-TOF zwar zu einer Scherung der Phasenraumverteilung kommt, die Impulse aber nicht linear auf

die Ortsachse abgebildet werden. Das Linsenpotential ist entlang dieser Richtung am schwächsten, sodass die Phasenraumverteilung nicht vollständig in die Ortsachse gedreht wird. Im Fernfeld nimmt die räumliche Ausdehnung des Ensembles dadurch weiter zu.

Entlang der y -Richtung ist die Zuordnung der Impulse auf die Ortsachse aufgrund der höheren Anfangsgeschwindigkeit nach der Pre-TOF nahezu linear. Durch die magnetische Linse wird die Phasenraumverteilung in Richtung der Ortsachse gedreht und die Impulsbreite somit deutlich reduziert. Die Linsendauer ist für diese Richtung zu lang, sodass die Phasenraumverteilung über die Ortsachse hinaus gedreht wird. Dies führt zu einer Überkollimation des Ensembles in dieser Richtung.

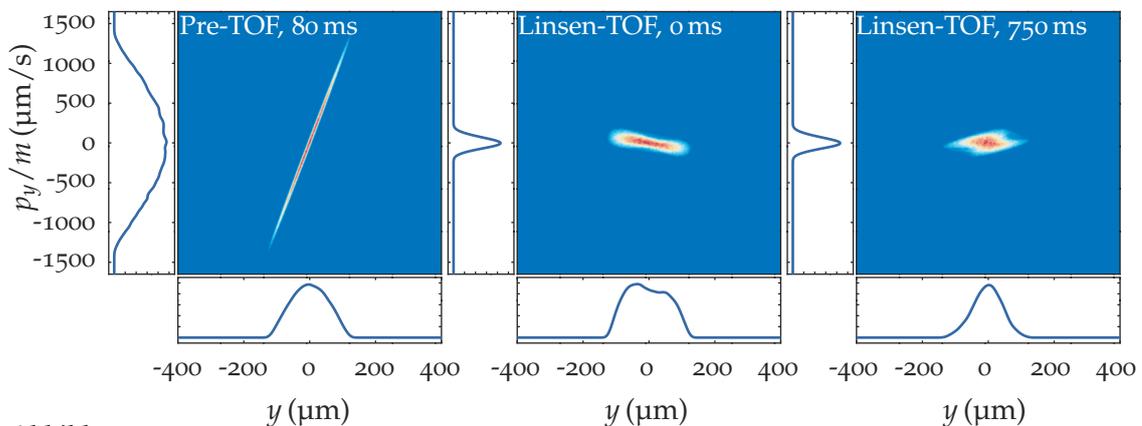


Abbildung 5.11

Phasenraumverteilung entlang der y -Richtung. Die Dauer der magnetischen Linse ist für diese Richtung zu groß, sodass die Phasenraumverteilung über die Horizontale hinaus rotiert wird. Dies führt zu einer Überkollimation und während der folgenden TOF zu einer refokussierung des Ensembles.

Das Linsenpotential zeigt darüberhinaus entlang dieser Richtung eine symmetrische Form, welche zu den Rändern hin von der harmonischen Näherung abweicht (vgl. Abbildung 5.5). Dadurch werden die Ränder der Phasenraumverteilung nicht im selben Maße rotiert, wie das Zentrum, sodass es zu der hier gezeigten hantelförmigen Deformation der Phasenraumverteilung kommt.

Entlang der z -Richtung findet während der Pre-TOF ebenfalls eine lineare Zuordnung der Impulse auf die Ortsachse statt. Das Linsenpotential weist entlang dieser Richtung eine kubische, sowie eine quartische Anharmonizität auf, welche durch den L_3 - und den L_4 -Term in Gl. 5.3 beschrieben wird. In den Absorptionbildern der ersten Detektion (vgl. Abbildung 5.1) ist dies am besten zu sehen. Die linke Seite des BEC ist dem Atomchip zugewandt und wird durch die magnetische Linse überkollimiert, während die rechte, dem Atomchip abgewandte Seite des BEC unterkollimiert wird. Dies ist in der Phasenraumverteilung deutlich sichtbar.

Der Impulsübertrag auf Teilchen mit negativem Impuls auf der linken Seite des BEC ist zu groß, sodass diese nach der Linse einen Impuls in positive Richtung aufweisen. Der Impulsübertrag auf Teilchen auf der rechten Seite des BEC hingegen ist zu

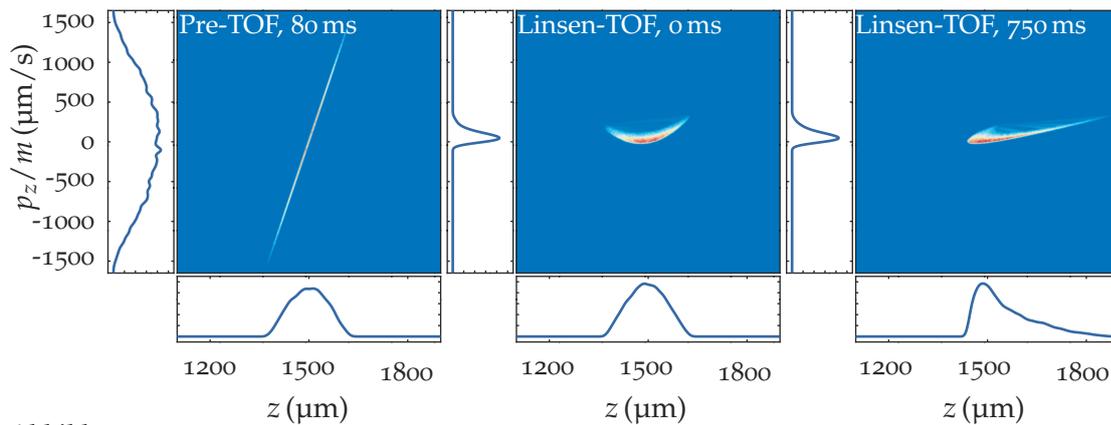


Abbildung 5.12

Phasenraumverteilung entlang der z -Richtung. Das anharmonische Linsenpotential rotiert die Phasenraumverteilung, wobei diese zu kleineren z -Positionen stärker rotiert wird. Während der folgenden TOF wandern alle Teilchen in positive z -Richtung und es bildet sich ein Schweif im Ensemble aus.

klein, sodass diese nicht vollständig abgebremst werden. Während der TOF nach Linse bildet sich daher zunächst ein Schweif auf der rechten Seite des BEC aus. Dieser enthält die Teilchen, die sich bereits auf dieser Seite befanden und nun mit reduzierter Geschwindigkeit in positive z -Richtung wandern. Teilchen auf der linken Seite der Wolke wandern aufgrund des positiven Impulses ebenfalls auf die rechte Seite, durchfliegen das ursprüngliche Zentrum der Wolke und überlagern sich mit den Teilchen im Schweif. Die aufsummierte Dichteverteilung entlang der z -Ortsachse zeigt deutlich diese Anharmonizität, während entlang der x - und y -Richtung die aufsummierte Dichteverteilung der erwarteten umgekehrten Parabelform folgt.

Eine Verbesserung der Kollimation entlang der z -Richtung ließe sich erreichen, indem die Asymmetrie des Impulsübertrags auf der linken und rechten Seite des BEC reduziert wird. Hierzu könnte eine kürzere Pre-TOF genutzt werden, da dadurch die Ausdehnung des atomaren Ensembles zum Zeitpunkt der Linse deutlich geringer und somit der Effekt der Anharmonizität des Linsenpotentials deutlich kleiner wäre. In Abschnitt 5.3 wurde bereits anhand von Simulationen gezeigt, dass die Expansion des BEC bereits nach einer Pre-TOF von 20 ms näherungsweise ballistisch erfolgen sollte. Dies könnte in einer kurzen μg -Kampagne im Fallturm gezeigt werden, in der die Linse nach einer kürzeren Pre-TOF angewendet und die Schweifbildung untersucht wird.

5.7 Die Partikelsimulation als Fitfunktion

Die Partikelsimulation lässt sich unter Variation der Simulationsparameter an die Messdaten annähern. Abbildung 5.13 zeigt die simulierte 3D-Dichteverteilung des gelinsten atomaren Ensembles nach einer TOF von 1000 ms. Entlang der x -Richtung

ist die Expansion aufgrund des schwachen Linsenpotentials am größten, während die Expansionsgeschwindigkeit entlang der y -Richtung deutlich reduziert wurde. Der Schweif entlang der z -Richtung aufgrund der Anharmonizität des Linsenpotentials wird durch die Simulation gut wiedergegeben.

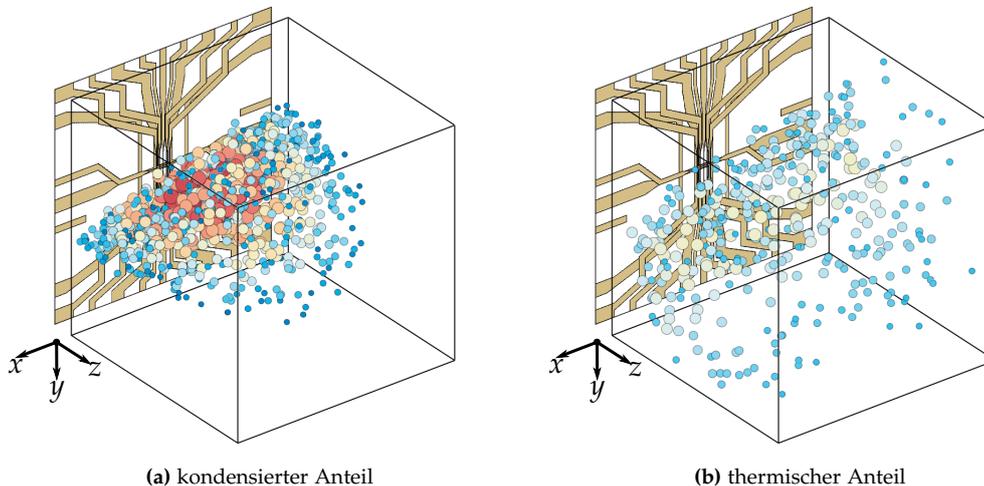


Abbildung 5.13

Dichteverteilung des gelinsten Ensembles nach einer TOF von 1000 ms. Die Expansion des kondensierten Anteils in (a) wird durch die magnetische Linse und die Quadrupolmodenoszillation deutlich reduziert. Die Expansion des thermischen Anteils in (b) wird durch die magnetische Linse weniger stark reduziert, sodass dieser nach 1000 ms TOF eine geringe Teilchendichte aufweist und in den Absorptionsbildern nicht mehr detektierbar ist.

Aus dieser Dichteverteilung werden mithilfe der Abbildungsmatrizen der Detektionssysteme zweidimensionale Absorptionsbilder erstellt und an die Messdaten angehängt. Die pixelweise Differenz zwischen experimentellen und simulierten Absorptionsbildern wird gebildet und in einem *non-linear least-squares* Fit für alle 45 Datenpunkte gleichzeitig minimiert. Abbildung 5.14 zeigt diese Anpassung beispielhaft nach verschiedenen Iterationsschritten für das Absorptionsbild nach 1000 ms TOF aus der ersten Detektion.

Zu Beginn der iterativen Anpassung gibt es eine große Abweichung zwischen Experiment und Simulation. Grund hierfür ist, dass die Partikelsimulation ohne Quadrupolmodenoszillation initialisiert wird und im ersten Iterationsschritt die Expansion eines ruhenden BEC simuliert. Die Expansion entlang der x -Richtung wird durch die magnetische Linse kaum reduziert, wodurch das simulierte BEC vor allem entlang der y' -Richtung zu groß ist. Die *Thomas-Fermi* Radien und die Expansionsgeschwindigkeiten werden innerhalb weniger Iterationsschritte derart angepasst, dass die Differenz zwischen Experiment und Simulation minimal ist.

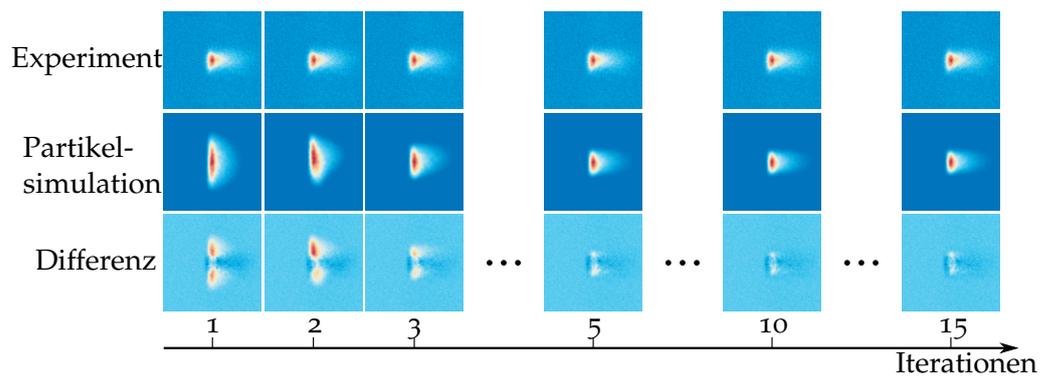


Abbildung 5.14

Iterative Anpassung der Partikelsimulation an die Messdaten. Es werden Absorptionsbilder des BEC aus der simulierten Dichteverteilung erstellt und die Differenz zu den Messdaten gebildet. Die Simulation wird iterativ an die Messdaten angenähert.

In [Abbildung 5.15](#) ist die normierte Differenz aller simulierten und gemessenen Absorptionsbilder über die Iterationsanzahl gezeigt. Bereits nach sechs Iterationen konvergiert der Fit gegen seinen Endwert. Die Simulation lässt sich somit innerhalb weniger Iterationen an die Messdaten annähern. Mit dem so gefundene Satz an Simulationsparametern lässt sich die Dynamik des nicht-wechselwirkenden atomaren Ensembles sowohl vor, als auch nach der magnetischen Linse beschreiben und auswerten.

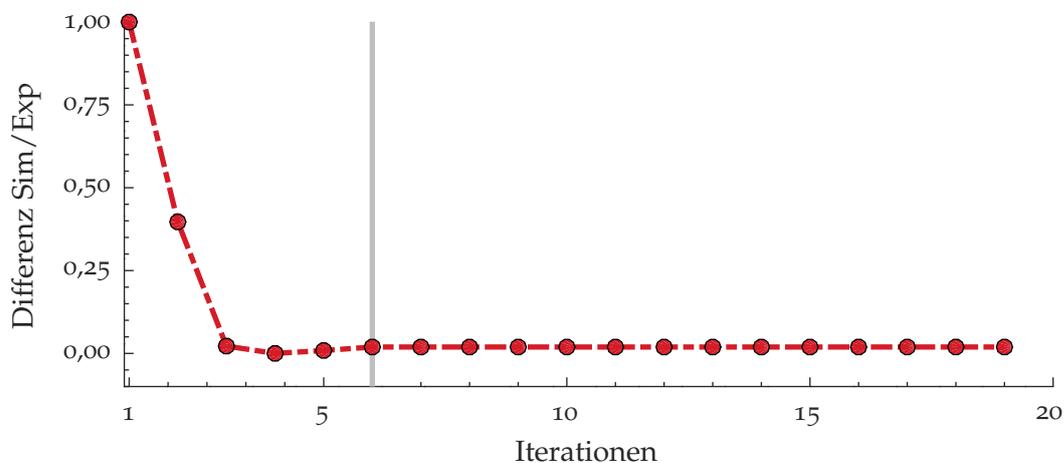


Abbildung 5.15

Iterative Anpassung der Partikelsimulation. Die Differenz aller simulierten und gemessenen Absorptionsbilder konvergiert bereits nach sechs Iterationen.

5.8 Ergebnisse der Partikelsimulation

Die Expansionsdynamik des BEC während der Pre-TOF und nach Linse wurde mit der Partikelsimulation simuliert und iterativ an die Messdaten angenähert. In Tabelle 5.3 sind die so gefundenen Zahlenwerte der wichtigsten Simulationsparameter aufgelistet.

Die Linsendauer wurde in der Anpassung zu $\tau = 2,607(1)$ ms bestimmt. Damit werden die An- und Abschaltverzögerungen des *Base-Chip*, welche den Flächeninhalt unter der Stromkurve leicht vergrößern, abgebildet. Die *Thomas-Fermi* Radien des BEC zum Zeitpunkt der Linse sind laut Simulation mit $R_{\text{TF, sim}} = [67(7); 129(4); 131(5)]$ μm kleiner als die gemessenen Radien mit $R_{\text{TF, mess}} = [78(12); 148(8); 144(1)]$ μm . Dies ist auf die Berechnung der *Thomas-Fermi* Radien aus den Messdaten zurückzuführen, da sich die z -Richtung aus der x' -Richtung und die y -Richtung aus der y'' -Richtung ergibt. Die x -Richtung ergibt sich trigonometrisch aus der y' - und der y'' -Richtung. Es werden demnach teilchenanzahlabhängige *Thomas-Fermi* Radien verschiedener Messungen genutzt. In der Partikelsimulation hingegen wird die Größe des BEC in dessen Eigensystem simuliert, auf das Atomchipkoordinatensystem projiziert und an alle Datenpunkte gleichzeitig angepasst. Es wird somit eine über alle 45 Datenpunkte gemittelte Größe des BEC für die mittlere Teilchenanzahl bestimmt. Selbiges gilt für die initiale Expansionsgeschwindigkeit v_{TF} .

Tabelle 5.3

Angepasste Simulationsparameter. Die Partikelsimulation wurde unter Variation der Simulationsparameter an die experimentellen Absorptionsbilder angenähert.

Parameter	Zahlenwert	Beschreibung
τ_{Linse}	2,607(1) ms	Stärke des <i>Delta-Kick</i>
θ_{xz}	4,07(4)° 10,22(2)°	Drehwinkel der Hauptachsen des atomaren Ensembles um x - und z -Achse
R_{TF}	67,13(7) μm 129,93(4) μm 131,18(5) μm	<i>Thomas-Fermi</i> Radius nach 80 ms Pre-TOF
v_{TF}	255,8(3) $\mu\text{m/s}$ 1411,8(6) $\mu\text{m/s}$ 1608,9(7) $\mu\text{m/s}$	Expansionsgeschwindigkeit nach 80 ms Pre-TOF
N_{TF}	101(37) k	Teilchenanzahl im kondensierten Anteil
T_{therm}	21,88(8) nK	Temperatur des thermischen Anteils
η_{ARP}	87,1(2) %	Effizienz der adiabatisch-rapiden Passage

Für die Teilchenanzahl im kondensierten Anteil des atomaren Ensembles ergibt sich über alle 45 Datenpunkte ein gemittelter Wert von $N_{\text{TF, sim}} = 101(37)$ k Atomen. Ursache für die große Unsicherheit in der Teilchenanzahl sind tagesabhängige Schwan-

kungen der Systemperformance im Verlauf der mehrwöchigen Messkampagne. Diese Unsicherheit der Teilchenanzahl hat den größten Einfluss auf die Expansionsdynamik des BEC, während der Einfluss der Unsicherheiten der übrigen Parameter zusammengekommen vernachlässigbar klein ist.

5.9 Überprüfung der Simulationsergebnisse

Die angepasste Partikelsimulation liefert einen Parametersatz, bei dem sich die simulierten Absorptionen bestmöglich mit den experimentellen Absorptionen decken. Dies könnte jedoch das Ergebnis unrealistischer Simulationsparameter sein. Zur Plausibilitätsprüfung werden daher die Datenpunkte der Pre-TOF mit einem bimodalen Fit (vgl. Abschnitt 5.10) ausgewertet und die Ergebnisse mit der Partikelsimulation verglichen. Untersucht wird die Teilchenanzahl im kondensierten Anteil, sowie die Expansion und die interne kinetische Energie des thermischen und kondensierten Anteils. Stimmen diese mit den Ergebnissen der Partikelsimulation überein, können die Simulationsparameter als plausibel angesehen und die Partikelsimulation für weitere Analysen und Auswertungen verwendet werden.

Teilchenanzahl Pre-TOF

Während der Pre-TOF weist der kondensierte Anteil des atomaren Ensembles eine *Thomas-Fermi* Verteilung auf, aus der sich die Teilchenanzahl mithilfe eines bimodalen Fit der 1D-Dichteverteilung (vgl. Gl. 5.6 und 5.7) bestimmen lässt. Die gemessene Teilchenanzahl ist dabei aufgrund der schwankenden Verstimmung Δ des Detektionslasers (vgl. Abschnitt 4.3) kleiner als die tatsächliche Teilchenanzahl. Da die *Thomas-Fermi* Radien hier durch die Quadrupolmodenoszillation beeinflusst werden, lässt sich die Teilchenanzahl nicht mit dem *Scaling-Approach* korrigieren. Stattdessen wird die simulierte Teilchenanzahl mit der simulierten Verstimmung des Detektionslasers herunterskaliert, sodass idealerweise die simulierte Teilchenanzahl N_{sim} identisch zur gemessenen Teilchenanzahl N_{mess} ist. Für Pre-TOFs von $t_{\text{Pre}} = [-40; 0; 40; 80]$ ms ergibt sich die mittlere Teilchenanzahl zu:

Experiment:	108(18) k Atome
Simulation:	114(23) k Atome

Die korrigierte Teilchenanzahl der Simulation deckt sich demnach innerhalb der Messunsicherheiten mit der gemessenen Teilchenanzahl der experimentellen Daten.

Pre-TOF Expansion

Aus den Datenpunkten der Pre-TOF lässt sich über den bimodalen Fit der 1D-Dichteverteilung die Ausdehnung σ des thermischen und des kondensierten Anteils zu unterschiedlichen Zeitpunkten bestimmen. Aus der Expansionsdynamik lässt sich die Temperatur, bzw. die interne kinetische Energie des atomaren Ensembles zu

$$\sigma(t) = \sqrt{\left(\frac{k_B T}{m_{\text{Rb}}}\right)^2 t^2 + \sigma_0^2} \quad (5.5)$$

bestimmen. In Abbildung 5.16a und 5.16b ist die Größe des thermischen Anteils $\sigma_{\text{Gauß}}$ und des kondensierten Anteils σ_{BEC} entlang der x' - und y' -Richtung der ersten Detektion gezeigt.

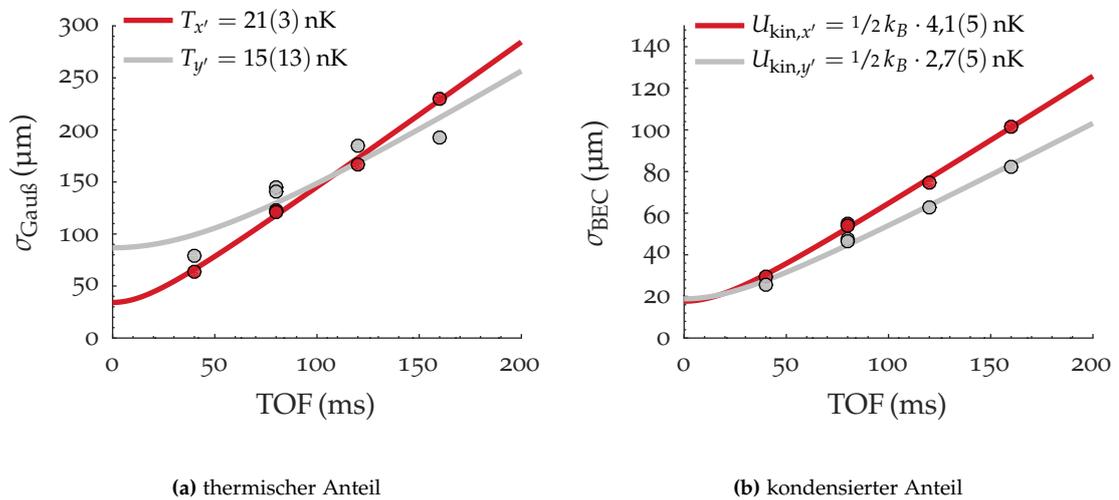


Abbildung 5.16

Expansion des thermischen und kondensierten Anteils während der Pre-TOF. Aus einem Fit der Expansion lässt sich die Temperatur, bzw. die interne kinetische Energie bestimmen.

Aus einem Fit mit Gl. 5.5 lässt sich die Temperatur T des thermischen Anteils und die interne kinetische Energie U_{kin} des BEC bestimmen. Diese werden in Tabelle 5.4 mit den Ergebnissen der Partikelsimulation verglichen. Innerhalb der Messunsicherheiten deckt sich die gemessene Temperatur, bzw. interne kinetische Energie mit den in der Simulation angenäherten Werten.

Tabelle 5.4

Temperatur T des thermischen Anteils und interne kinetische Energie U_{kin} des BEC während der Pre-TOF. Mit einem bimodalen Fit wird die Expansionsdynamik ausgewertet und mit den Ergebnissen der Partikelsimulation verglichen.

Richtung	Experiment	Simulation
$T_{x'}$	20(3) nK	21,88(8) nK
$T_{y'}$	15(13) nK	
$U_{\text{kin}, x'} / 1/2 k_B$	4,1(5) nK	3,9(5) nK
$U_{\text{kin}, y'} / 1/2 k_B$	2,7(5) nK	2,2(3) nK

Die Auswertung der Teilchenanzahl und der Temperatur, bzw. internen kinetischen Energie liefert ähnliche Werte wie die Partikelsimulation. Die Partikelsimulation liefert demnach plausible Werte und kann für die weitere Beschreibung der Expansionsdynamik des BEC nach *Delta-Kick* Kollimation mit der anharmonischen magnetischen Linse genutzt werden.

5.10 Auswertung der Wolkengröße

Die Expansion des atomaren Ensembles wird über die Ausdehnung des thermischen Anteils, sowie den *Thomas-Fermi* Radius des kondensierten Anteils beschrieben. Hierzu wird zunächst aus den 2D-Absorptionsbildern die aufsummierte 1D-Dichteverteilung gebildet und an diese eine bimodale Verteilung aus Gauß- und *Thomas-Fermi* Anteil angenähert. Der Gaußanteil hat dabei die Form

$$n_{\text{therm}} = A_{\text{Gauss}} \cdot \exp \left[-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma_{\text{Gauss}}^2} \right] + b, \quad (5.6)$$

mit A_{Gauss} der Amplitude des Gaußanteils, x_0 dem Massenschwerpunkt, σ_{Gauss} der Standardabweichung des Gaußanteils, sowie einem Offset b . Der *Thomas-Fermi* Anteil hat die Form einer umgekehrten abgeschnittenen Parabel

$$n_{\text{TF}} = \begin{cases} A_{\text{TF}} \cdot \left(1 - \frac{(x-x_0)^2}{R_{\text{TF}}^2}\right)^2 & , -R_{\text{TF}} < x < R_{\text{TF}} \\ 0 & , \text{sonst} \end{cases} \quad (5.7)$$

mit A_{TF} der Amplitude des *Thomas-Fermi* Anteils und x_0 dem Massenschwerpunkt. Der *Thomas-Fermi* Radius R_{TF} beschreibt die Breite der Parabel außerhalb derer die Teilchendichte auf null abfällt. Die bimodale Verteilung ergibt sich aus der Summe des Gauß- und *Thomas-Fermi* Anteils.

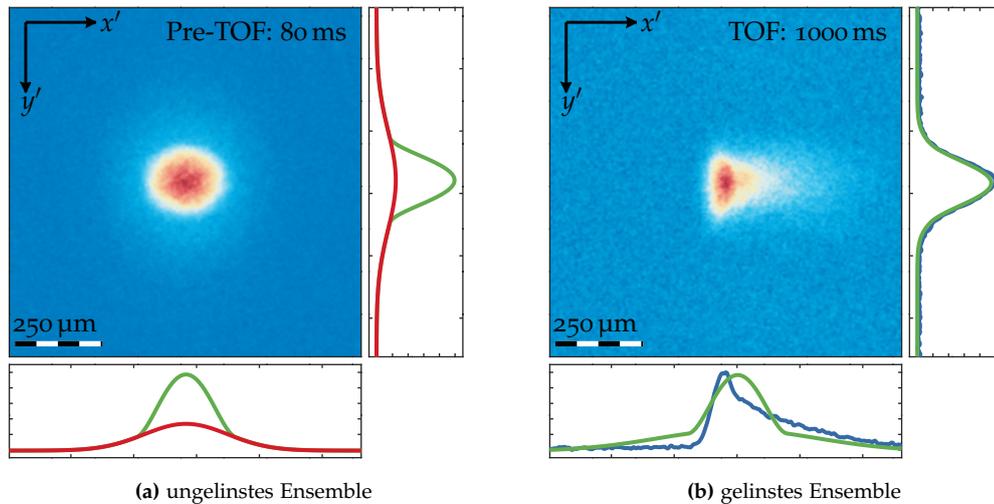


Abbildung 5.17

Auswertung eines BEC mittels bimodaler Verteilung. In (a) wurde das BEC nach einer TOF von 80 ms ohne magnetische Linse detektiert. Von der bimodalen Verteilung wird sowohl der thermische, als auch der kondensierte Anteil im BEC gut beschrieben. Das gelinste BEC in (b) hingegen weist eine Verformung entlang der x' -Richtung auf, weshalb die Dichteverteilung durch die bimodale Verteilung nur schlecht wiedergegen wird.

Abbildung 5.17a zeigt ein BEC nach 80 ms TOF aus der ersten Detektionsrichtung. Neben dem Absorptionsbild sind die Dichteverteilungen entlang der x' - und y' -Richtungen gezeigt. Der thermische Anteil wird durch die in rot dargestellte Gaußverteilung angenähert, während der kondensierte Anteil durch die *Thomas-Fermi* Verteilung in grün beschrieben wird. Daneben ist in Abbildung 5.17b ein gelinstes BEC nach einer TOF von 1000 ms ebenfalls aus der ersten Detektionsrichtung gezeigt. Entlang der y' -Richtung bildet der *Thomas-Fermi* Anteil der bimodalen Verteilung das BEC gut ab. Die Teilchendichte der thermischen Atome liegt nach dieser TOF bereits unterhalb der Detektionsschwelle, weshalb der Gaußanteil hier nicht mit gezeigt ist. Durch die Anharmonizität des Linsenpotentials entlang der z -Richtung (x' -Richtung in der ersten Detektion) kommt es zu einer Verformung des BEC entlang dieser Richtung. Die Dichteverteilung des BEC wird von der *Thomas-Fermi* Verteilung nur schlecht wiedergegeben. Es lässt sich somit keine verlässliche Aussage über den *Thomas-Fermi* Radius und die daraus folgende Expansionsdynamik entlang dieser Richtung treffen.

Zur besseren Beschreibung der 1D-Dichteverteilung eines deformierten BEC werden daher die ersten beiden Momente gebildet. Das erste Moment

$$\mu_1 = n(x) \cdot x \quad (5.8)$$

mit $n(x)$ der 1D-Teilchendichte, beschreibt den Mittelwert der Verteilung, welche dem Massenschwerpunkt des BEC entspricht. Das zweite Moment ergibt sich zu

$$\mu_2 = n(x) \cdot (x - \mu_1)^2 \quad (5.9)$$

und beschreibt die Varianz der Dichteverteilung. Aus dieser folgt $\sigma = \sqrt{\mu_2}$ als Maß für die Breite. Abbildung 5.18a und 5.18b zeigen die Größenbestimmung des BEC mithilfe des zweiten Moments. Entlang der y' -Richtung ist jeweils zum Vergleich der *Thomas-Fermi* Radius mit eingezeichnet.

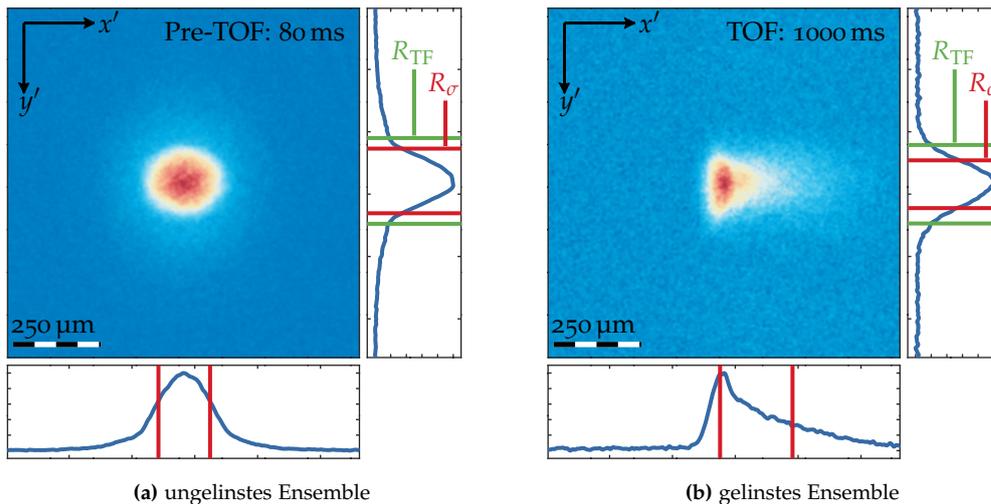


Abbildung 5.18

Größenbestimmung des BEC mittels 2. Moment. In (a) ist das ungelineste BEC nach 80 ms TOF gezeigt, in (b) das gelineste BEC nach 1000 ms TOF. Zum Vergleich ist entlang der y' -Richtung der *Thomas-Fermi* Radius zusätzlich zum 2. Moment eingezeichnet.

Entlang der y' -Richtung ist für das ungelineste und das gelineste atomare Ensemble neben dem zweiten Moment R_σ der *Thomas-Fermi* Radius R_{TF} gezeigt. In beiden Fällen ist R_σ kleiner als R_{TF} , wobei nach 1000 ms TOF der Unterschied größer als während der Pre-TOF ist. Grund hierfür ist, dass während der Pre-TOF der thermische Anteil gut sichtbar ist und Einfluss auf das 2. Moment hat. Nach langer TOF hingegen ist der thermische Hintergrund soweit ausgedünnt, dass die Teilchendichte unterhalb der Detektionsschwelle liegt und nur noch der kondensierte Anteil sichtbar ist.

Für das von der anharmonischen Linse entlang der x' -Richtung deformierte Ensemble stellt das 2. Moment ein Maß für die Wolkengröße dar. Dieses wird für den Vergleich der Datenpunkte der Messreihe untereinander, sowie für den Vergleich mit der Partikelsimulation genutzt.

Hintergrundrauschen

Das Hintergrundrauschen auf den Absorptionen ist für die Bestimmung der Ausdehnung des Ensembles ein Problem. Der Funktionswert $n(x)$ der 1D-Dichtever-

teilung wird mit der Entfernung zum Massenschwerpunkt quadratisch gewichtet. Bereits wenige Rauschpixel auf den Absorptionen Bildern in großer Entfernung zum BEC reichen aus, die Größenbestimmung zu verfälschen. Es ist nicht ausreichend, einen konstanten Offset von den Absorptionen Bildern zu subtrahieren, oder einen gauß'schen Weichzeichner auf das Absorptionen Bild anzuwenden, da beide nicht zuverlässig alle Rauschpixel entfernen. Die Dichteverteilung des BEC wird stattdessen durch eine 2D Gauß-Hermite Zerlegung parametrisiert. Aus dieser wird ein Absorptionen Bild rekonstruiert und das 1. und 2. Moment dieser parametrisierten Dichteverteilung bestimmt. Hierfür wird ein Software-Paket genutzt, das von Prof. Dr. Reinhold Walser von der TU Darmstadt zur Verfügung gestellt wurde [98]. Eine detaillierte Beschreibung der Gauß-Hermite Zerlegung ist in [49] zu finden.

Aus dieser Parametrisierung lässt sich ein rauschbefreites Absorptionen Bild rekonstruieren. Das gelinste BEC nach 1000 ms TOF aus der ersten Detektion sei hier exemplarisch in Abbildung 5.19 gezeigt.

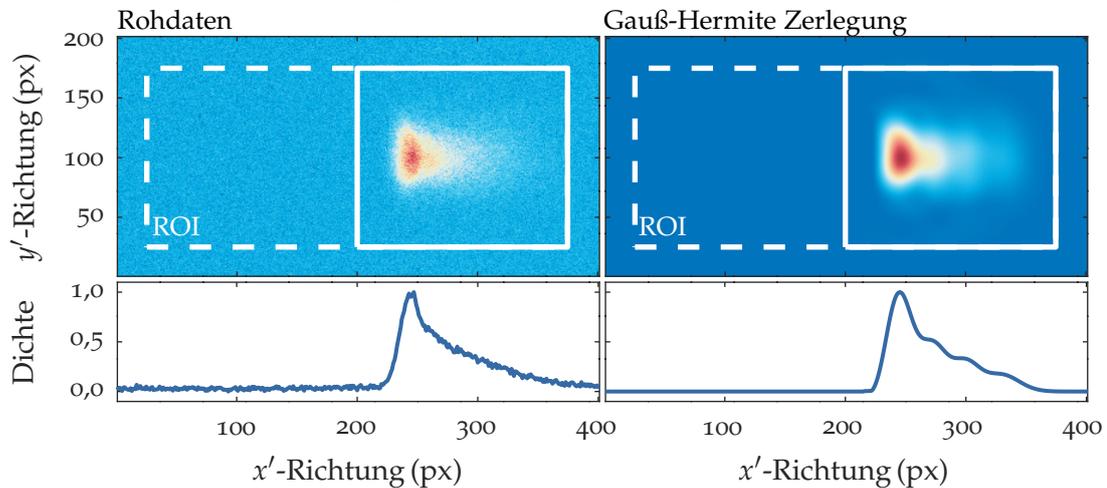
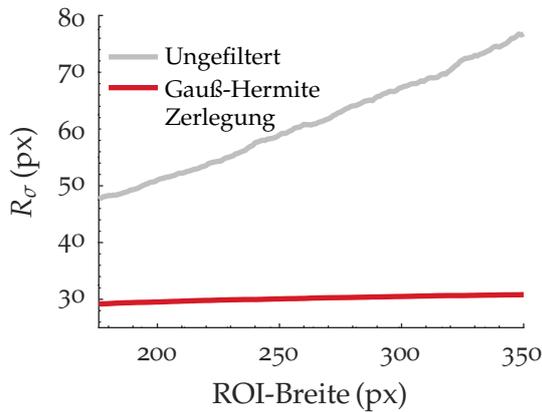


Abbildung 5.19

Absorptionen Bild mit Gauß-Hermite Zerlegung. Das Absorptionen Bild zeigt das BEC und links daneben einen großen Bereich mit Hintergrundrauschen. Das rekonstruierte Bild zeigt denselben Bereich, das Rauschen verschwindet hier aber zu null.

Der weiße Rahmen markiert jeweils den Bereich, über dem das 2. Moment bestimmt wurde. Dieser wurde so gewählt, dass auf der linken Seite der Wolke ein großer Bereich mit Hintergrundrauschen vorliegt. Das 2. Moment wurde für verschiedene Größen der *region-of-interest* (ROI) innerhalb des gestrichelten Rahmens bestimmt. Für das ungefilterte Bild ändert sich R_σ mit der ROI-Größe, wie in Abbildung 5.20 zu sehen ist. Für das aus den Gauß-Hermite Polynomen rekonstruierte Bild ist R_σ unabhängig von der ROI-Größe.

**Abbildung 5.20**

Auswertung des 2. Moments. Die Größe der ROI wurde über das BEC hinaus in einen Bereich mit Hintergrundrauschen erweitert und das 1. und 2. Moment hierüber bestimmt. Die Wolkengröße R_σ des gemessenen Bildes steigt proportional zur ROI-Größe, während diese beim rauschbefreiten Gauß-Hermite rekonstruierten Bild nahezu konstant bleibt.

Die Zerlegung der Absorptionbilder in Gauß-Hermite Moden und die Berechnung des zweiten Moments aus dieser bieten eine gute Möglichkeit, Informationen zur Größe eines mit einem anharmonischen Linsenpotential gelinsten BEC zu erhalten. Die experimentellen Daten lassen sich so mit den simulierten Daten vergleichen.

5.11 Auswertung der Expansionsdynamik

Mit der an die Messdaten angenäherten Partikelsimulation wird die Expansionsdynamik des atomaren Ensembles vor und nach der magnetischen Linse untersucht und ausgewertet. Abbildung 5.21 zeigt die simulierte dreidimensionale Dichteverteilung des BEC für ausgewählte Zeitpunkte während der Pre-TOF ($t = [-40; 0]$ ms) und nach *Delta-Kick* Kollimation ($t = [200; 500; 1000]$ ms).

In der Partikelsimulation wird das atomare Ensemble und dessen initiale Expansionsgeschwindigkeit entlang seiner drei Hauptachsen im *Eigensystem* simuliert. Diese sind um einen Winkel $\theta_{xz} = [4,1; 10,2]^\circ$ relativ zum *Kapselkoordinatensystem* verdreht. Diese Drehung ist vor allem bei langer TOF in der simulierten Dichteverteilung gut zu erkennen.

Während der Pre-TOF ist die Expansion des BEC im Eigensystem entlang der y - und z -Richtungen am größten. Die magnetische Linse überkollimiert die Expansion entlang der y -Richtung, sodass die Ausdehnung entlang dieser Richtung bei kurzen TOFs zunächst abnimmt und erst nach etwa 700 ms wieder ansteigt. Die Expansion entlang der z -Richtung zeigt die erwartete Asymmetrie aufgrund der Anharmonizität des Linsenpotentials. Die Expansion entlang der x -Richtung wird durch die magnetische Linse kaum beeinflusst. Durch die Quadrupolmodenoszillation und das Auskoppeln aus der finalen Magnetfalle am Umkehrpunkt der Oszillation lässt sich jedoch die initiale Expansionsgeschwindigkeit entlang dieser Richtung reduzieren. Dies führt zu einer reduzierten Expansion entlang dieser Richtung.

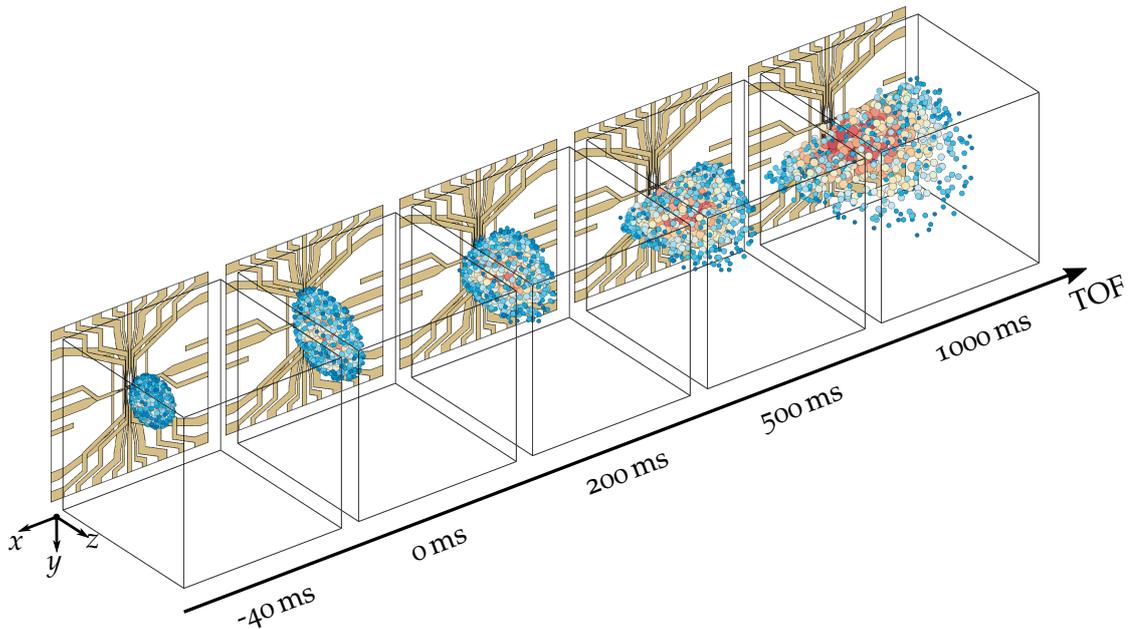


Abbildung 5.21

Expansion des BEC in 3D. Während der Pre-TOF expandiert das BEC hauptsächlich entlang der y - und z -Richtungen. Die magnetische Linse verlangsamt die Expansion entlang dieser Richtungen deutlich. Die Asymmetrie in der Dichteverteilung entlang der z -Richtung durch das anharmonische Linsenpotential ist hier deutlich zu erkennen. Außerdem ist die Drehung der Hauptachsen des BEC relativ zum Kapselkoordinatensystem um die z -Achse sichtbar.

Im Folgenden wird die Expansion des BEC in der Projektion auf das Kapselkoordinatensystem betrachtet, da diese für den Vergleich mit den experimentellen Daten benötigt wird.

Die Expansionsgeschwindigkeit des BEC mit $N = 101(37)$ k Teilchen weist entlang der drei Raumrichtungen nach *Delta-Kick* Kollimation eine zylindersymmetrische Form auf. Im Fernfeld beträgt diese

$$\vec{v}_{xyz} = \left[77_{-5}^{+7}; 47_{-3}^{+4}; 53_{-6}^{+7} \right] \mu\text{m/s}.$$

Die räumliche Ausdehnung σ_{BEC} des BEC nach TOF ergibt sich jeweils aus dem zweiten Moment der Ortsverteilung entlang der drei Raumrichtungen. In [Abbildung 5.22](#) ist diese für ein simuliertes BEC mit Teilchenanzahlen von $N = 101(37)$ k Atomen vor und nach *Delta-Kick* Kollimation gezeigt. Entlang der x -Richtung ist der Effekt der magnetischen Linse auf die Expansion des Ensembles vergleichsweise klein. Die y -Richtung wird überkollimiert, sodass diese bei einer TOF von etwa 700 ms einen Fokus durchläuft. Die z -Richtung wird nicht vollständig kollimiert.

Obwohl y - und z -Richtung vergleichbare Expansionsgeschwindigkeiten aufweisen, unterscheidet sich die räumliche Ausdehnung entlang beider Richtungen im Fern-

feld. Dies ist auf die Überkollimation der y -, sowie die Anharmonizität entlang der z -Richtung und die daraus folgende Schweifbildung zurückzuführen.

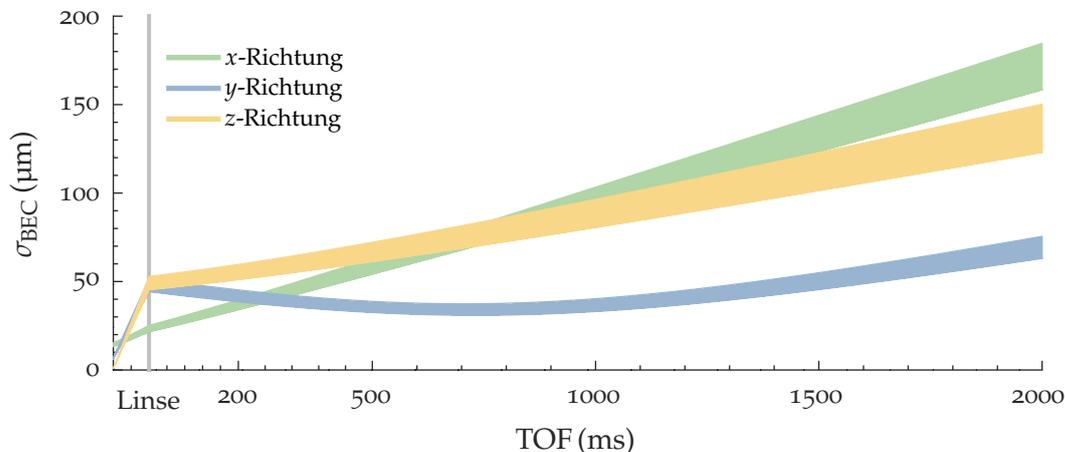


Abbildung 5.22

Expansion des BEC vor und nach DKC entlang der drei Hauptachsen. Während der Pre-TOF expandieren die y - und z -Richtungen gleichmäßig, während die x -Richtung aufgrund der flacheren finalen Magnetfalle und der Quadrupolmodenoszillation deutlich langsamer expandiert. Die Linse nach 80 ms verlangsamt die Expansion entlang der x -Richtung im Gegensatz zur y - und z -Richtung kaum. Im Fernfeld nach 2000 ms TOF ist die Ausdehnung entlang der x -Richtung vergleichbar mit der z -Richtung, während die Expansion entlang der y -Richtung aufgrund der Überkollimation deutlich kleiner ausfällt.

Zum Vergleich der experimentellen mit den simulierten Daten wird die simulierte Expansion in [Abbildung 5.23](#) aus dem Kapselkoordinatensystem auf die Detektionsachsen der ersten und zweiten Detektion projiziert. Die Größe der im Experiment gemessenen BECs wird aus dem zweiten Moment der 1D-Dichteverteilung aus den Absorptionbildern bestimmt. Diese ist für die Datenpunkte der Pre-TOF (Kreise) und TOF (Rauten) dargestellt. Die Expansion des BEC während der Pre-TOF wird durch die Partikelsimulation gut wiedergegeben. Die Größe des BEC nach Linse streut stärker, wird aber innerhalb der Streuung ebenfalls gut durch die Partikelsimulation beschrieben.

Nach langer TOF von über 1500 ms weicht die simulierte von der gemessenen Größe ab. Grund hierfür ist, dass das BEC nach langer TOF bereits stark expandiert ist. Vor allem im Randbereich der Atomwolke liegt dabei eine signifikante Anzahl an Teilchen nahe der Detektionsschwelle. Durch die Annäherung der Absorptionbilder durch Gauß-Hermite Polynome werden diese ausgeblendet und die Expansion des Ensembles somit unterschätzt.

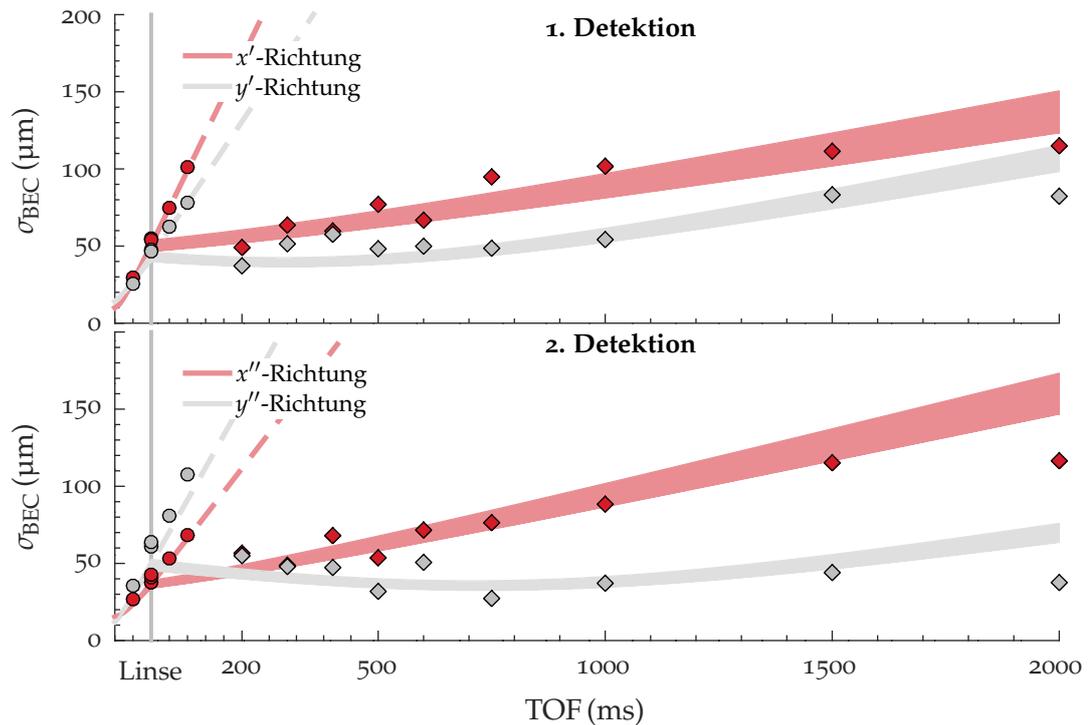


Abbildung 5.23

Expansion des BEC vor und nach DKC entlang der Detektionsachsen. Die Expansion während der Pre-TOF wird durch die Partikelsimulation gut wiedergegeben. Die Expansion des Ensembles nach Linse bei langen TOFs weicht von der gemessenen Expansion ab, da hier die Randbereiche der im Experiment gemessenen BECs bereits unterhalb der Detektionsschwelle liegen.

5.12 Interne kinetische Energie

Mithilfe der Partikelsimulation lässt sich die Varianz der Geschwindigkeiten entlang der drei Raumrichtungen im Kapselkoordinatensystem bestimmen. Aus dieser ergibt sich die interne kinetische Energie nach Gl. 3.23. Werden in der Simulation die Skalierungsfaktoren des *Thomas-Fermi* Radius und der Expansionsgeschwindigkeit ignoriert, so lässt sich zusätzlich die Expansion des Ensembles ohne Quadrupolmodenoszillation simulieren. Tabelle 5.5 fasst diese Ergebnisse zusammen.

Die interne kinetische Energie des Ensembles ist während der Pre-TOF und nach *Delta-Kick* Kollimation sowohl mit, als auch ohne Quadrupolmodenoszillation gezeigt. Das *Mean-Field* Limit, welches in Abschnitt 5.3 bereits betrachtet wurde, ist hier als unterste Grenze der Kollimation mit eingetragen. Die Unsicherheiten folgen aus der Teilchenanzahlstreuung im Experiment.

Tabelle 5.5

Interne kinetische Energie des atomaren Ensembles im *Kapselkoordinatensystem* während der freien Expansion, sowie nach *Delta-Kick* Kollimation. Für QM & DKC ist die Streuung aufgrund der Unsicherheit der Teilchenanzahl von $N = 101(37)$ k Atomen mit angegeben. Alle weiteren Werte sind für eine Teilchenanzahl von 100 k Atomen berechnet.

int. kin. Energie nach	x -Richtung	y -Richtung	z -Richtung	3D
Pre-TOF	659 pK	3020 pK	2658 pK	2112 pK
QM & Pre-TOF	189 pK	2893 pK	3879 pK	2320 pK
DKC	447 pK	36 pK	16 pK	166 pK
QM & DKC	62^{+8}_{-11} pK	24^{+3}_{-4} pK	29^{+6}_{-7} pK	38^{+6}_{-7} pK
<i>Mean-Field</i> Limit	29 pK	12 pK	12 pK	18 pK

Die Hauptachsen des BEC sind, wie in Abbildung 5.21 zu sehen, gegenüber dem Kapselkoordinatensystem gedreht. Bei der in Tabelle 5.5 gezeigten internen kinetischen Energie entlang der x -, y - und z -Richtung handelt es sich demnach um eine Projektion der Eigenrichtungen des BEC.

Die interne kinetische Energie im Eigensystem des BEC ist in Tabelle 5.6 gezeigt. Diese ist auch hier während der Pre-TOF und nach *Delta-Kick* Kollimation sowohl mit, als auch ohne Quadrupolmodenoszillation gezeigt. Aufgrund der vergleichsweise großen Drehung um die z -Achse von etwa $10,2^\circ$ ändert sich beim Wechsel des Koordinatensystems von Kapselkoordinaten ins Eigensystem hauptsächlich das Verhältnis der internen kinetischen Energien der x - und y -Richtungen zueinander. Die Gesamtenergie in 3D bleibt erhalten.

Tabelle 5.6

Interne kinetische Energie des atomaren Ensembles im *Eigensystem* während der freien Expansion, sowie nach *Delta-Kick* Kollimation. Für QM & DKC ist die Streuung aufgrund der Unsicherheit der Teilchenanzahl von $N = 101(37)$ k Atomen mit angegeben. Alle weiteren Werte sind für eine Teilchenanzahl von 100 k Atomen berechnet.

int. kin. Energie nach	x -Richtung	y -Richtung	z -Richtung	3D
Pre-TOF	579 pK	3103 pK	2653 pK	2112 pK
QM & Pre-TOF	98 pK	2980 pK	3880 pK	2320 pK
DKC	467 pK	16 pK	16 pK	166 pK
QM & DKC	63^{+8}_{-11} pK	23^{+3}_{-4} pK	29^{+6}_{-7} pK	38^{+6}_{-7} pK
<i>Mean-Field</i> Limit	29 pK	12 pK	12 pK	18 pK

Allein durch *Delta-Kick* Kollimation ließe sich die interne kinetische Energie von anfänglich etwa $U_{\text{kin}} = 3/2 k_B \cdot 2 \text{ nK}$ bereits auf $U_{\text{kin}} = 3/2 k_B \cdot 166 \text{ pK}$ reduzieren. Die x -Richtung hat hier den größten Beitrag zu U_{kin} , während die y - und z -Richtung nahe beim *Mean-Field* Limit liegen.

Das Auskoppeln des BEC aus der finalen Magnetfalle am Umkehrpunkt der Quadrupolmodenoszillation reduziert die Expansionsgeschwindigkeit in x -Richtung, während die Expansionsgeschwindigkeiten in y - und z -Richtung steigen. Mit der zylinderförmigen magnetischen Linse lässt sich die nun höhere Expansionsgeschwindigkeit entlang der radialen Richtungen gut kollimieren. Die Kombination der Quadrupolmodenoszillation in der finalen Magnetfalle mit der magnetischen Linse nach einer Pre-TOF von 80 ms zu einem Materiewellenlinsensystem ermöglicht es, die interne kinetische Energie eines BEC mit 101(37) k Teilchen entlang der drei Raumrichtungen auf

$$U_{\text{kin}} = \frac{3}{2} k_B \cdot 38_{-7}^{+6} \text{ pK}$$

zu reduzieren. Dies liegt nur wenige Pikokelvin oberhalb des *Mean-Field* Limit, welches in der hier genutzten Experimentkonfiguration für 100 k Teilchen $U_{\text{kin}} = 3/2 k_B \cdot 18 \text{ pK}$ beträgt.

5.13 Signal-Rausch-Verhältnis

Durch die magnetische Linse lässt sich die Expansionsgeschwindigkeit des atomaren Ensembles derart reduzieren, dass es auch nach langer TOF in der Absorptionsdetektion abbildbar ist. Zur Abschätzung der maximal möglichen TOF wird das Signal-Rausch-Verhältnis (*engl. signal-to-noise ratio*, SNR) und dessen Verlauf während der TOF betrachtet. Dieses ergibt sich zu

$$\text{SNR} = \log_{10} \left[\frac{P_{\text{Signal}}}{P_{\text{Rauschen}}} \right]. \quad (5.10)$$

Das Rauschlevel P_{Rauschen} wird aus der Standardabweichung des Hintergrundrauschens auf den Absorptionsbildern bestimmt. Die Signalthöhe P_{Signal} wird aus der Amplitude des *Thomas-Fermi* Anteils eines bimodalen Fit des atomaren Ensembles bestimmt. Für die Auswertung wurde die y' -Richtung gewählt, da diese auch nach *Delta-Kick* Kollimation eine *Thomas-Fermi* Verteilung aufweist.

Liegt das SNR unterhalb eines bestimmten Schwellwerts, kann das atomare Ensemble nicht mehr zuverlässig detektiert werden. Um diese Schwelle abzuschätzen wird mithilfe der Partikelsimulation ein BEC mit 100 k Teilchen simuliert. Verschiedene Teilchendichten lassen sich unter Variation der räumlichen Ausdehnung des BEC einstel-

len. Weißes Rauschen mit einer Amplitude vergleichbar mit der des Rauschhintergrundes in den Absorptionbildern wird den simulierten Bildern hinzugefügt.

An die verrauschten simulierten Absorptionbilder wird ein bimodaler Fit angenähert. Aus diesem wird die Teilchenanzahl N und der *Thomas-Fermi* Radius R_{TF} entlang der y' -Richtung bestimmt. Diese werden mit den Ergebnissen eines Fits der nicht verrauschten simulierten Absorptionbilder verglichen um die prozentuale Abweichung zu berechnen. Dies ist in Abbildung 5.24a gezeigt.

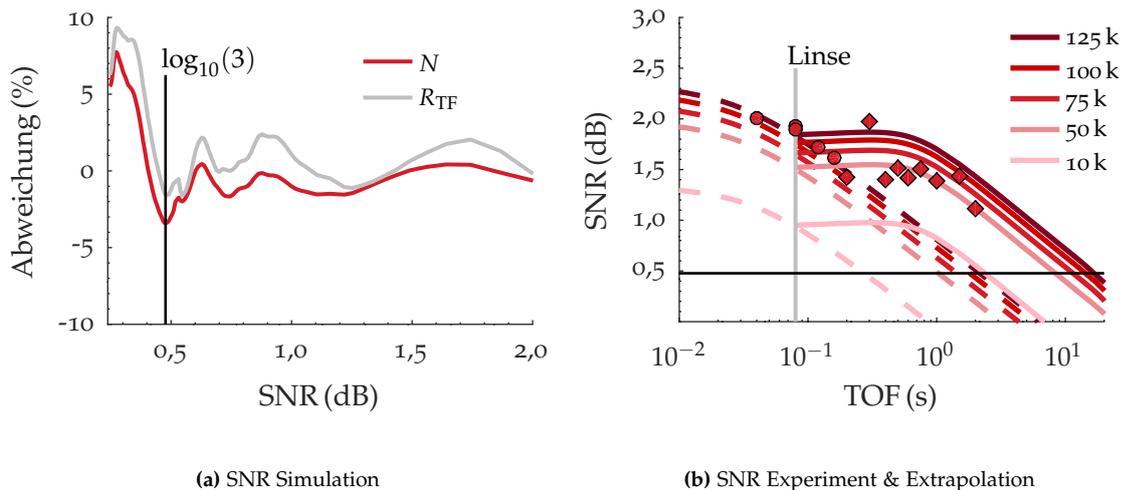


Abbildung 5.24

Extrapolation des SNR und Auswertbarkeit der Absorptionbilder. Verrauschte Absorptionbilder wurden in (a) simuliert und die Teilchenanzahl und der *Thomas-Fermi* Radius mit einem bimodalen Fit bestimmt. Aufgetragen ist hier die prozentuale Abweichung der gefitteten Teilchenanzahl bzw. *Thomas-Fermi* Radien über dem SNR. Fällt das SNR unter $\log_{10}(3)$, steigt die prozentuale Abweichung zwischen verrauschten und nicht-verrauschten Bildern sprunghaft an. Unterhalb dieses SNR lässt sich das BEC nicht mehr verlässlich auswerten. Der Verlauf des SNR eines BEC mit verschiedenen Teilchenanzahlen wurde in (b) simuliert und für bis zu 20 s extrapoliert. Das SNR der Messdaten folgt dem Verlauf eines BEC mit etwa 100 k Atomen, welches nach 17 s noch detektier- und auswertbar wäre. Ein BEC mit nur 10 % der in QUANTUS-2 zur Verfügung stehenden Teilchenanzahl wäre nur für etwa 3 s detektier- und auswertbar.

Die Abweichung der Teilchenanzahl und des *Thomas-Fermi* Radius schwankt oberhalb eines SNR von $\log_{10}(3)$ um wenige Prozent. Unterhalb von $\text{SNR} = \log_{10}(3)$ steigt die prozentuale Abweichung zu den erwarteten Werten auf nahezu 10 %. Zur korrekten Bestimmung der *Thomas-Fermi* Radien und der Teilchenanzahl stellt dieses SNR somit die untere Grenze dar.

Abbildung 5.24b zeigt das SNR der experimentellen Datenpunkte während der Pre-TOF (Kreise) und nach *Delta-Kick* Kollimation (Rauten) entlang der y' -Richtung ausgewertet. Mithilfe der Partikelsimulation wurde das SNR für verschiedene Teilchenanzahlen von $N = [10; 50; 75; 100; 125]$ k Teilchen für TOFs von 20 s simuliert. Die Messdaten folgen näherungsweise dem Verlauf eines BEC mit $N = 100$ k Teilchen. Abwei-

chungen lassen sich hier auf Schuss-zu-Schuss Teilchenanzahlschwankungen, sowie das Frequenzrauschen des Detektionslasers zurückführen

Aus dem Verlauf des SNR über TOF lässt sich abschätzen wie lange das BEC mit der Absorptionsdetektion noch detektier- und auswertbar wäre. Das *Delta-Kick* kollimierte BEC mit $N = 101(37)$ k Teilchen wäre noch nach fast 17s detektierbar, was die verfügbare Freifallzeit im Fallturm deutlich übersteigt. Die Teilchendichte eines BEC mit bspw. $N = 10$ k Teilchen hingegen läge bereits nach etwa 3s unterhalb der Detektionsschwelle.

In Tabelle 5.7 ist die maximal mögliche TOF für diese BECs und die jeweilige interne kinetische Energie gezeigt. Das BEC mit 10k Teilchen weist im Vergleich zum BEC mit 101(37) k Teilchen eine deutlich kleinere interne kinetische Energie von lediglich 14 pK auf.

Tabelle 5.7

Ergebnis der Auswertung der *Delta-Kick* Kollimation. Neben der internen kinetischen Energie ist hier die mögliche TOF mit angegeben. Zum Vergleich wurde ein Ensemble mit lediglich 10% der im Experiment zur Verfügung stehenden Teilchenanzahl simuliert.

N	$U_{\text{kin}}/^{3/2} k_B$	TOF
101(37) k	38_{-7}^{+6} pK	$16,6_{-3,3}^{+2,2}$ s
10 k	14 pK	2,9 s

Für Experimente, bei denen es ausschließlich auf kleine Expansionsgeschwindigkeiten ankommt, wäre dieses gut geeignet. Für Messungen auf sehr langen Zeitskalen hingegen wird das in QUANTUS-2 zur Verfügung stehende BEC mit einer höheren Teilchendichte bei gleichzeitig kleiner interner kinetischer Energie benötigt.

5.14 Ergebnis des Materiewellenlinsensystems

Unter Ausnutzung der Quadrupolmodenschwingung und anschließender *Delta-Kick* Kollimation lässt sich die Expansionsgeschwindigkeit eines atomaren Ensembles in allen drei Raumrichtungen deutlich reduzieren. Eine Partikelsimulation nicht-wechselwirkender Teilchen wurde in einem *non-linear least-squares* Fit an die Messdaten angenähert und hieraus die interne kinetische Energie U_{kin} bestimmt. Des Weiteren ließ sich mit der Partikelsimulation der Verlauf des Signal-Rausch-Verhältnisses simulieren. Hiermit lässt sich die mögliche time-of-flight, bei der das atomare Ensemble noch mit der Absorptionsdetektion abbild- und auswertbar wäre, abschätzen.

Die interne kinetische Energie skaliert bei ansonsten gleichbleibenden experimentellen Parametern mit der Teilchenanzahl N . In der Partikelsimulation wurde zum Vergleich ein BEC mit lediglich 10k Teilchen simuliert und U_{kin} sowie die mögliche TOF bestimmt. Dieses kleinere Ensemble hat zwar eine deutlich niedrigere interne kinetische

Energie von $U_{\text{kin}} = k_B \cdot 14 \text{ pK}$, jedoch ist hier die mögliche TOF auf etwa 3 s begrenzt. Das Ensemble mit 100 k Atomen hingegen ist auch nach fast 17 s noch detektier- und auswertbar, sodass es sich für Messungen auf langen Zeitskalen von mehreren Sekunden bis zu über zehn Sekunden eignet.

6 Zusammenfassung & Ausblick

In dieser Arbeit wurde ein Materiewellenlinsensystem verwendet um die Expansionsgeschwindigkeit eines ^{87}Rb Bose-Einstein Kondensates bestehend aus $N = 101(37)$ k Atomen entlang der drei Raumrichtungen von initial $\vec{v}_{xyz} = [256; 1412; 1609] \mu\text{m/s}$ auf $\vec{v}_{xyz} = [77; 47; 53] \mu\text{m/s}$ zu verlangsamen. Der Fallturm Bremen wurde als Mikrogravitationsplattform genutzt, um die Expansionsdynamik auch nach langen Freifallzeiten von mehreren 100 ms bis zu mehreren Sekunden zu untersuchen. In einer mehrwöchigen Abwurfkampagne wurden 30 BECs nach unterschiedlichen Freifallzeiten detektiert und die Expansion ausgewertet.

Die Expansionsdynamik des BECs wurde ab einer freien Expansionszeit von 40 ms quantitativ mithilfe einer Partikelsimulation nicht-wechselwirkender Teilchen ausgewertet. Die wechselwirkungsfreie Betrachtung ist zulässig, da die Expansion des hier untersuchten BEC bereits nach 20 ms näherungsweise ballistisch erfolgt. Das wechselwirkende Regime der Expansion direkt nach dem Auskoppeln des BEC aus der Magnetfalle wird in der Simulation nicht abgebildet. Stattdessen wird der *Scaling-Approach* verwendet, um die beschleunigte Expansion eines wechselwirkenden BEC zu simulieren. Die so berechnete Expansionsgeschwindigkeit nach einer Pre-TOF von 80 ms wird in der Partikelsimulation als initiale Expansionsgeschwindigkeit des nicht-wechselwirkenden BEC gesetzt. Ausgehend von dieser Expansionsgeschwindigkeit kann in der Simulation vorwärts und rückwärts in der Zeit gerechnet werden, um die räumliche Ausdehnung des BEC im nicht-wechselwirkenden Regime zu simulieren.

Die Simulation wurde als Fit-Funktion genutzt um simulierte atomare Ensembles an die Messdaten anzunähern. Hieraus konnte die interne kinetische Energie im Ensemble abgelesen werden, welche sich auf 38 pK beläuft. Dies stellt aktuell das am langsamsten expandierende atomare Ensemble weltweit dar.

In der Partikelsimulation ist die Teilchenanzahl im BEC ein wichtiger Parameter, der den Ausgang der Simulation maßgeblich beeinflusst. Daher wurden in Voruntersuchungen am Boden Ursachen für gemessene Teilchenanzahlschwankungen identifiziert und in der Partikelsimulation berücksichtigt. Der ausschlaggebendste Effekt sind Frequenzschwankungen des Detektionslasers. Diese führen dazu, dass teilweise nur 50 % der vorhandenen Teilchen detektiert werden. Bei ansonsten konstant bleibenden Experimentparametern führt dies zu einer variierenden Spitzendichte des atomaren Ensembles, die in der Partikelsimulation in Form kleinerer Teilchenanzahl wiedergegeben würde. Dadurch würde jedoch auch die räumliche Ausdehnung des Ensembles abnehmen, was sich aber, da es sich nur um ein Detektionsproblem handelt, nicht in der räumlichen Ausdehnung der gemessenen Daten widerspiegelt. Daher mussten

Korrekturfaktoren für die Teilchenanzahl eines jeden Datenpunktes eingeführt werden. Um zu überprüfen, ob diese Korrekturfaktoren die Ergebnisse der Partikelsimulation verfälschen wurden Teilergebnisse der Partikelsimulation mit alternativen Auswertemethoden überprüft. Hier ist z. B. die interne kinetische Energie des atomaren Ensembles während der initialen Expansion vor der magnetischen Linse zu nennen. Diese lässt sich aus der zeitlichen Änderung der *Thomas-Fermi* Radien bestimmen und ergab innerhalb der Messunsicherheiten vergleichbare Werte. Die mittlere korrigierte Teilchenanzahl während der initialen freien Expansion ergab ebenfalls innerhalb der Messunsicherheiten vergleichbare Werte im Experiment und in der Simulation. Hieraus konnte geschlossen werden, dass die Partikelsimulation plausible Ergebnisse liefert, sodass die Expansionsdynamik sowohl vor, als auch nach der magnetischen Linse mit dieser ausgewertet werden konnte.

In der Partikelsimulation konnte gezeigt werden, dass die interne kinetische Energie nach Anwenden des Materiewellenlinsensystems für ein BEC mit $N = 101(37)$ k Atomen lediglich $U_{\text{kin}} = 3/2 k_B \cdot 38_{-7}^{+6}$ pK beträgt. Durch Extrapolation der Expansionsdynamik lässt sich abschätzen, dass ein solches BEC noch nach fast 17s detektier- und auswertbar wäre. Dies übersteigt bei weitem die maximal mögliche Freifallzeit im Fallturm Bremen von 9,3 s im Katapultmodus. Hierbei ist noch zu beachten, dass in einem Materiewelleninterferometer die Gesamtteilchenanzahl auf die möglichen Ausgangszustände verteilt ist. Die Freifallzeit, nach der die Ausgangszustände des Atominterferometers noch detektier- und auswertbar sind wird daher durch den Ausgangszustand mit der kleinsten Teilchenanzahl begrenzt. Für ein Mach-Zehnder Interferometer, wie in Abb. 1.1 gezeigt, wäre die Teilchenanzahl in beiden Ausgangszuständen im Idealfall jeweils 50 % der Gesamtteilchenanzahl, wodurch sich die maximal mögliche Freifallzeit halbiert.

Für eine Verlängerung der Freifallzeit in einem Materiewelleninterferometer könnte die Pre-TOF vor der Linse verkürzt werden. Dadurch wäre die räumliche Ausdehnung des BEC zum Zeitpunkt der Linse kleiner als im hier untersuchten Fall. Die Asymmetrie im Impulsübertrag durch die Anharmonizität des Linsenpotentials wäre geringer, was zu einer symmetrischeren Expansion führen würde. Alternativ könnte die initiale Teilchenanzahl vergrößert werden, wobei hier zu beachten gilt, dass dadurch die räumliche Ausdehnung des BEC zum Zeitpunkt der Linse größer wäre. Die Anharmonizität des Linsenpotentials hätte dadurch einen größeren Einfluss auf die Asymmetrie des Impulsübertrages, was zu einer größeren Verformung des atomaren Ensembles nach der Linse führen könnte. Eine Verkürzung der Pre-TOF könnte hier gegensteuern, wobei darauf geachtet werden muss, dass die Linse erst im ballistischen, wechselwirkungsfreien Regime der Expansion angewendet wird. In einer zukünftigen Abwurfkampagne könnte experimentell, begleitet von Simulationen, ein optimales Pre-TOF und Teilchenanzahl Wertepaar gefunden werden, das mit den in QUANTUS-2 vorliegenden technischen Möglichkeiten eine maximale Detektier- und Auswertbarkeit ermöglicht.

Ein BEC mit derart kleiner Expansionsgeschwindigkeit stellt einen exzellenten Eingangszustand für atominterferometrische Präzisionsmessungen dar, da die Sensitivität eines Atominterferometers bspw. als Akzelerometer, quadratisch mit der Dauer des Interferometers skaliert. Die hier durchgeführten Untersuchungen bilden die Grundlage für zukünftige weltraumgestützte Systeme, wie sie in STE-QUEST [6] vorgeschlagen oder in BECCAL [7] aktuell verwirklicht werden. Die Messprotokolle und Auswertungen, die mit QUANTUS-2 auch im Verlauf dieser Arbeit erarbeitet wurden, dienen als Wegweiser für die Auslegung derartiger weltraumgestützter Missionen.

Danksagung

Auf der letzten Seite vor dem Literaturverzeichnis möchte ich den Menschen, die es mir ermöglicht haben diese Arbeit zu schreiben, danken.

Zunächst danke ich Herrn Prof. Dr. Ernst M. Rasel für sechs lehrreiche Jahre als Doktorand am Institut für Quantenoptik der Leibniz Universität Hannover an der QUANTUS-2 Apparatur. Aus der Festkörperphysik kommend war ich anfangs noch "grün hinter den Ohren" (Zitat E.M. Rasel in Dänemark, Anno 2016). Für Dein Vertrauen, dass ich mich in die neue Materie einarbeiten würde danke ich Dir besonders.

Als nächstes gilt meinen Kollegen "in Bremen" (wobei die meisten gar nicht aus Bremen kamen) Dank. Jan Rudolph aus Hannover, Christoph Grzeschick aus Berlin, Alexander Grote aus Hamburg und Tammo Sterneke aus Bremen. Die alte Garde Doktoranden (inzwischen Doktoren), die mir den alltäglichen Umgang mit der QUANTUS-2 Apparatur und dem Fallturm beigebracht haben.

Die Nachfolgegeneration, bestehend aus Merle Cornelius, Peter Stromberger und Julia Pahl kamen nach und nach mit ins Team. Gemeinsam haben wir QUANTUS-2 mehrmals auseinandergenommen und (meistens) richtig wieder zusammengesetzt. Wir waren es dann schlussendlich auch, die in einer langen Abwurfkampagne 2018 die 38 pK erreicht haben. Und es damit sogar bis ins Fernsehen (ok, nur Galileo, aber hey) geschafft haben.

Aus dem Kollegium wäre da noch Waldemar Herr zu erwähnen. Waldemar: Unser Post-Doc, der einmal pro Woche nach Bremen kam, uns auf die Finger geschaut, kluge, witzige, unnötige, nervige aber kluge Sprüche und Kommentare gebracht hat. Waldemar, der QUANTUS-2 quasi erfunden hat und ein tiefes Verständnis für die Apparatur und die dahinterstehende Physik hat. Danke für Deinen Einsatz als Teamleiter. Ohne Dich und Deine Motivation auf Durststrecken hätten wir die 38 pK nicht geknackt!

Und zu guter letzt gilt mein Dank noch meiner Familie. Meinen Eltern, die mir immer den Rücken freigehalten und mich unterstützt haben.

Und natürlich Tanja, meiner damals Freundin, jetzt Ehefrau. Du hast immer ein offenes Ohr, wenn ich mal wieder monologisiere und von meinem Tag erzähle. Danke auch für Deine Unterstützung in den letzten Jahren.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematische Darstellung Materiewelleninterferometer	6
2.1	Fallturm (Schematisch)	10
2.2	Q-2 Kapsel	12
2.3	Physikpaket	13
2.4	Strahlengang Lasersystem	15
2.5	Niveauschema	17
2.6	Atomchip	18
2.7	T-Stack	19
2.8	Detektionsrichtungen & Kapselkoordinatensystem	21
2.9	Projektion der 3D-Positionen	25
2.10	Experimentsteuerung GUI	26
2.11	Vergleich ^{87}Rb BEC Experimente	29
3.1	Delta-Kick Kollimation (Konzept)	36
4.1	ARP-Effizienz	40
4.2	residueller magnetischer Gradient, Absorptionsbilder	41
4.3	μg -Gradient	42
4.4	Teilchenanzahlstabilität Absorptionsdetektion	47
4.5	Teilchenanzahl und <i>Thomas-Fermi</i> Radien	48
4.6	Korrelation opt. Dichte und Teilchenanzahl	50
4.7	Fluoreszenzdetektion, Fluglasersystem	51
4.8	Modellierung Frequenzrauschen	52
4.9	Fluoreszenzdetektion, Bodenlasersystem	53
4.10	Detektionsresonanz	55
4.11	Dipoloszillation nach STA-Dekompression	57
4.12	Kollektive Größenszillation	58
4.13	Kollektive Größenszillation (Messreihe)	59
5.1	Absorptionsbilder Abwurfkampagne	62
5.2	Schwerpunktbewegung während der Pre-TOF	64
5.3	Abschätzung der Expansion des BEC	67
5.4	Teilchendichte über TOF	68
5.5	Linsenpotential	70
5.6	DKC-Expansion, 1D	71
5.7	Partiklesimulation, Einheitsgitter	73

5.8	Partikelsimulation, Dichteverteilung	74
5.9	DKC Phasenraum, initial	76
5.10	DKC Phasenraum, x -Richtung	77
5.11	DKC Phasenraum, y -Richtung	78
5.12	DKC Phasenraum, z -Richtung	79
5.13	Partikelsimulation, Dichteverteilung nach DKC	80
5.14	Partikelsimulation, Anpassung	81
5.15	Partikelsimulation, iterative Anpassung	81
5.16	Expansion Pre-TOF	84
5.17	Standard-BEC Auswertung	86
5.18	Momente der Dichteverteilung im BEC	87
5.19	Gauß-Hermite Zerlegung Absorptionsbild	88
5.20	Momentenauswertung, Gauß-Hermite Zerlegung	89
5.21	DKC Expansion, Partikelsimulation	90
5.22	DKC Expansion, 3D	91
5.23	DKC Expansion, Detektionsrichtungen	92
5.24	SNR über TOF	95

Tabellenverzeichnis

2.1	μg -Plattformen	11
2.2	μg -Sequenz	28
4.1	magnetischer Gradient	43
4.2	Beschleunigung magn. Gradient, max. TOF	44
4.3	Beschleunigung Luftreibung, max. TOF	45
4.4	Schwerpunktsbewegung nach ARP	45
4.5	Geschwindigkeit nach ARP, max. TOF	46
4.6	Separation durch <i>Stern-Gerlach</i> Experiment, max. TOF	46
4.7	Teilchenanzahl und <i>Thomas-Fermi</i> Radius	49
4.8	Frequenzrauschen Detektionslaser	54
4.9	Dipoloszillation, Fallenfrequenz	57
4.10	Schwerpunktsbewegung Pre-TOF	58
5.1	DKC-Positionen, Pre-TOF	65
5.2	Residuelle interne kinetische Energie	69
5.3	Ergebnis Partikelsimulation	82
5.4	Temperatur & int. kin. Energie	85
5.5	Interne kinetische Energie	93
5.6	Interne kinetische Energie	93
5.7	Ergebnis der DKC-Auswertung	96

Literaturverzeichnis

- ¹W. Herr, "Eine kompakte Quelle quantenentarteter Gase hohen Flusses für die Atominterferometrie unter Schwerelosigkeit", Diss. (Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, Deutschland, 2013).
- ²J. Rudolph, "Matter-wave optics with Bose-Einstein condensates in microgravity", Diss. (Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, Deutschland, 2016).
- ³T. Sternke, "An ultracold high-flux source for matter-wave interferometry in microgravity", Diss. (Universität Oldenburg, 2018).
- ⁴J. Rudolph, W. Herr, C. Grzeschik, T. Sternke, A. Grote *et al.*, "A high-flux BEC source for mobile atom interferometers", *New Journal of Physics* **17**, 065001 (2015).
- ⁵C. Deppner, W. Herr, M. Cornelius, P. Stromberger, T. Sternke *et al.*, "Collective-mode enhanced matter-wave optics", *Physical Review Letters* **127**, 100401 (2021).
- ⁶D. Aguilera, H. Ahlers, B. Battelier, A. Bawamia, A. Bertoldi *et al.*, "STE-QUEST—test of the universality of free fall using cold atom interferometry", *Classical and Quantum Gravity* **31**, 115010 (2014).
- ⁷K. Frye, S. Abend, W. Bartosch, A. Bawamia, D. Becker *et al.*, "The Bose-Einstein condensate and cold atom laboratory", *EPJ Quantum Technology* **8**, 1 (2021).
- ⁸F. Hasselbach, "Progress in electron-and ion-interferometry", *Reports on Progress in Physics* **73**, 016101 (2009).
- ⁹D. A. Pushin, M. G. Huber, M. Arif, C. B. Shahi, J. Nsofini *et al.*, "Neutron interferometry at the national institute of standards and technology", *Advances in High Energy Physics* **2015** (2015).
- ¹⁰A. D. Cronin, J. Schmiedmayer und D. E. Pritchard, "Optics and interferometry with atoms and molecules", *Reviews of Modern Physics* **81**, 1051 (2009).
- ¹¹A. Wicht, J. M. Hensley, E. Sarajlic und S. Chu, "A preliminary measurement of the fine structure constant based on atom interferometry", *Physica scripta* **2002**, 82 (2002).
- ¹²R. Bouchendira, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez und F. Biraben, "New determination of the fine structure constant and test of the quantum electrodynamics", *Physical Review Letters* **106**, 080801 (2011).
- ¹³A. Bertoldi, G. Lamporesi, L. Cacciapuoti, M. De Angelis, M. Fattori *et al.*, "Atom interferometry gravity-gradiometer for the determination of the Newtonian gravitational constant G ", *The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics* **40**, 271–279 (2006).

- ¹⁴J. B. Fixler, G. Foster, J. McGuirk und M. Kasevich, "Atom interferometer measurement of the Newtonian constant of gravity", *Science* **315**, 74–77 (2007).
- ¹⁵G. Lamporesi, A. Bertoldi, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli und G. M. Tino, "Determination of the Newtonian gravitational constant using atom interferometry", *Physical review letters* **100**, 050801 (2008).
- ¹⁶G. Rosi, F. Sorrentino, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli und G. Tino, "Precision measurement of the Newtonian gravitational constant using cold atoms", *Nature* **510**, 518–521 (2014).
- ¹⁷J. Stockton, K. Takase und M. Kasevich, "Absolute geodetic rotation measurement using atom interferometry", *Physical review letters* **107**, 133001 (2011).
- ¹⁸T. Müller, M. Gilowski, M. Zaiser, P. Berg, C. Schubert *et al.*, "A compact dual atom interferometer gyroscope based on laser-cooled rubidium", *The European Physical Journal D* **53**, 273–281 (2009).
- ¹⁹A. Gauguet, B. Canuel, T. Lévèque, W. Chaibi und A. Landragin, "Characterization and limits of a cold-atom Sagnac interferometer", *Physical Review A* **80**, 063604 (2009).
- ²⁰G. Tackmann, P. Berg, C. Schubert, S. Abend, M. Gilowski *et al.*, "Self-alignment of a compact large-area atomic Sagnac interferometer", *New Journal of Physics* **14**, 015002 (2012).
- ²¹A. Louchet-Chauvet, T. Farah, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin *et al.*, "The influence of transverse motion within an atomic gravimeter", *New Journal of Physics* **13**, 065025 (2011).
- ²²A. Peters, K. Y. Chung und S. Chu, "Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms", *Nature* **400**, 849–852 (1999).
- ²³J. M. McGuirk, G. Foster, J. Fixler, M. Snadden und M. Kasevich, "Sensitive absolute-gravity gradiometry using atom interferometry", *Physical Review A* **65**, 033608 (2002).
- ²⁴S. Dimopoulos, P. W. Graham, J. M. Hogan, M. A. Kasevich und S. Rajendran, "Atomic gravitational wave interferometric sensor", *Physical Review D* **78**, 122002 (2008).
- ²⁵S. Dimopoulos, P. W. Graham, J. M. Hogan, M. A. Kasevich und S. Rajendran, "Gravitational wave detection with atom interferometry", *Physics Letters B* **678**, 37–40 (2009).
- ²⁶W. Chaibi, R. Geiger, B. Canuel, A. Bertoldi, A. Landragin *et al.*, "Low frequency gravitational wave detection with ground-based atom interferometer arrays", *Physical Review D* **93**, 021101 (2016).
- ²⁷T. Schuldt, C. Schubert, M. Krutzik, L. G. Bote, N. Gaaloul *et al.*, "Design of a dual species atom interferometer for space", *Experimental Astronomy* **39**, 167–206 (2015).
- ²⁸C. Schubert, J. Hartwig, H. Ahlers, K. Posso-Trujillo, N. Gaaloul *et al.*, "Differential atom interferometry with ⁸⁷Rb and ⁸⁵Rb for testing the UFF in STE-QUEST", arXiv preprint arXiv:1312.5963 (2013).

- ²⁹S. Schlamminger, K.-Y. Choi, T. A. Wagner, J. H. Gundlach und E. G. Adelberger, "Test of the equivalence principle using a rotating torsion balance", *Physical review letters* **100**, 041101 (2008).
- ³⁰P. Touboul, G. Métris, M. Rodrigues, Y. André, Q. Baghi *et al.*, "MICROSCOPE mission: first results of a space test of the equivalence principle", *Physical review letters* **119**, 231101 (2017).
- ³¹A. Leanhardt, T. Pasquini, M. Saba, A. Schirotzek, Y. Shin *et al.*, "Cooling Bose-Einstein condensates below 500 picokelvin", *Science* **301**, 1513–1515 (2003).
- ³²P. Medley, D. M. Weld, H. Miyake, D. E. Pritchard und W. Ketterle, "Spin gradient demagnetization cooling of ultracold atoms", *Physical review letters* **106**, 195301 (2011).
- ³³T. Kovachy, J. M. Hogan, A. Sugarbaker, S. M. Dickerson, C. A. Donnelly *et al.*, "Matter wave lensing to picokelvin temperatures", *Physical review letters* **114**, 143004 (2015).
- ³⁴T. van Zoest, N. Gaaloul, Y. Singh, H. Ahlers, W. Herr *et al.*, "Bose-Einstein condensation in microgravity", *Science* **328**, 1540–1543 (2010).
- ³⁵Zentrum für angewandte Raumfahrttechnik und Mikrogravitation, *ZARM Drop Tower Bremen - User Manual* (2000).
- ³⁶N. J. Penley, C. P. Schafer und J.-D. F. Bartoe, "The international space station as a microgravity research platform", *Acta Astronautica* **50**, 691–696 (2002).
- ³⁷C. Ford, G. Powell und E. Gaposchkin, "A satellite freed of all but gravitational forces-"TRIAD I.", (2012).
- ³⁸C. Lotz, T. Kämper, H. Berlin und L. Overmeyer, "Innovative drive and guide concept for experiments under microgravity in the Einstein-Elevator", in *1st Symposium on Automated Systems and Technologies (AST), Berichte aus dem ITA*, Bd. 4 (2014), S. 1–12.
- ³⁹*Novespace Website, Airbus A310*, <https://www.airzerog.com/de/airbus-a310-zero-g-de/>, Abgerufen: September 2020.
- ⁴⁰S. T. Seidel, "Eine quelle für die interferometrie mit Bose-Einstein-kondensaten auf höhenforschungsraketen", Diss. (Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, Deutschland, 2014).
- ⁴¹J. Reichel und V. Vuletic, *Atom chips* (John Wiley, 2011).
- ⁴²R. Folman, P. Kruger, J. Schmiedmayer, J. hecker denschlag und C. Henkel, "Microscopic Atom Optics: From Wires to an Atom Chip", *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics* **48**, 263 (2002).
- ⁴³E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu und D. E. Pritchard, "Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure", *Physical Review Letters* **59**, 2631 (1987).
- ⁴⁴Y. T. Baiborodov, M. Ioffe, V. Petrov und R. Sobolev, "An adiabatic trap with combined magnetic field", *Journal of Nuclear Energy. Part C, Plasma Physics, Accelerators, Thermonuclear Research* **5**, 409 (1963).

- ⁴⁵D. E. Pritchard, "Cooling neutral atoms in a magnetic trap for precision spectroscopy", *Physical Review Letters* **51**, 1336 (1983).
- ⁴⁶K. Dieckmann, R. Spreew, M. Weidemüller und J. Walraven, "Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms", *Physical Review A* **58**, 3891 (1998).
- ⁴⁷T. Könemann, "Konzeption, Entwicklung und Umsetzung von atomoptischen Fallturmexperimenten für den Einsatz unter Schwerelosigkeit am Fallturm Bremen", Diss. (2010).
- ⁴⁸R. Vuilleumier, N. Collins, J. Smith, J. Kim und H. Raillard, "Coherent amplification characteristics of a GaAs phased array", *Proceedings of the IEEE* **55**, 1420–1425 (1967).
- ⁴⁹C. Grzeschik, "Experiments with Bose-Einstein Condensates in Microgravity", Diss. (2017).
- ⁵⁰W. Demtröder, *Laser spectroscopy: basic concepts and instrumentation* (Springer Science & Business Media, 2013).
- ⁵¹M. Schiemangk, K. Lampmann, A. Dinkelaker, A. Kohfeldt, M. Krutzik *et al.*, "High-power, micro-integrated diode laser modules at 767 and 780 nm for portable quantum gas experiments", *Applied optics* **54**, 5332–5338 (2015).
- ⁵²S. Spießberger, M. Schiemangk, A. Sahm, A. Wicht, H. Wenzel *et al.*, "Micro-integrated 1 Watt semiconductor laser system with a linewidth of 3.6 kHz", *Optics express* **19**, 7077–7083 (2011).
- ⁵³Y. Torii, Y. Suzuki, M. Kozuma, T. Sugiura, T. Kuga *et al.*, "Mach-zehnder bragg interferometer for a bose-einstein condensate", *Physical Review A* **61**, 041602 (2000).
- ⁵⁴D. A. Steck, "Rubidium 87 D line data", (2001).
- ⁵⁵J. Reichel, W. Hänsel und T. Hänsch, "Atomic micromanipulation with magnetic surface traps", *Physical Review Letters* **83**, 3398 (1999).
- ⁵⁶S. Wildermuth, P. Krüger, C. Becker, M. Brajdic, S. Haupt *et al.*, "Optimized magneto-optical trap for experiments with ultracold atoms near surfaces", *Physical Review A* **69**, 030901 (2004).
- ⁵⁷J. Rudolph, "Towards atom interferometry in microgravity", Magisterarb. (Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, Deutschland, 2010).
- ⁵⁸M. Popp, "Compact, low-noise current sources for efficient creation of Bose-Einstein condensates employing atom-chip technology", Diss. (Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, Deutschland, 2018).
- ⁵⁹W. Ketterle, D. S. Durfee und D. Stamper-Kurn, "Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates", arXiv preprint cond-mat/9904034 (1999).
- ⁶⁰G. Reinaudi, T. Lahaye, Z. Wang und D. Guéry-Odelin, "Strong saturation absorption imaging of dense clouds of ultracold atoms", *Optics letters* **32**, 3143–3145 (2007).
- ⁶¹J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji, "Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models", *JOSA B* **6**, 2023–2045 (1989).

-
- ⁶²D. Becker, M. D. Lachmann, S. T. Seidel, H. Ahlers, A. N. Dinkelaker *et al.*, “Spaceborne Bose–Einstein condensation for precision interferometry”, *Nature* **562**, 391–395 (2018).
- ⁶³D. M. Farkas, E. A. Salim und J. Ramirez-Serrano, “Production of rubidium Bose–Einstein condensates at a 1 Hz rate”, arXiv preprint arXiv:1403.4641 (2014).
- ⁶⁴D. M. Farkas, K. M. Hudek, E. A. Salim, S. R. Segal, M. B. Squires *et al.*, “A compact, transportable, microchip-based system for high repetition rate production of Bose–Einstein condensates”, *Applied Physics Letters* **96**, 093102 (2010).
- ⁶⁵T. Kinoshita, T. Wenger und D. S. Weiss, “All-optical Bose–Einstein condensation using a compressible crossed dipole trap”, *Physical Review A* **71**, 011602 (2005).
- ⁶⁶M. Horikoshi und K. Nakagawa, “Atom chip based fast production of Bose–Einstein condensate”, *Applied Physics B* **82**, 363–366 (2006).
- ⁶⁷J.-F. Clément, J.-P. Brantut, M. Robert-De-Saint-Vincent, R. A. Nyman, A. Aspect *et al.*, “All-optical runaway evaporation to Bose–Einstein condensation”, *Physical Review A* **79**, 061406 (2009).
- ⁶⁸M. Extavour, L. LeBlanc, T. Schumm, B. Cieslak, S. Myrskog *et al.*, “Dual-Species Quantum Degeneracy of 40K and 87Rb on an Atom Chip”, in *AIP Conference Proceedings*, Bd. 869, 1 (American Institute of Physics, 2006), S. 241–249.
- ⁶⁹H. Müntinga, H. Ahlers, M. Krutzik, A. Wenzlawski, S. Arnold *et al.*, “Interferometry with Bose–Einstein condensates in microgravity”, *Physical review letters* **110**, 093602 (2013).
- ⁷⁰Y.-J. Lin, A. R. Perry, R. L. Compton, I. B. Spielman und J. V. Porto, “Rapid production of R 87 b Bose–Einstein condensates in a combined magnetic and optical potential”, *Physical Review A* **79**, 063631 (2009).
- ⁷¹S. M. Dickerson, J. M. Hogan, A. Sugarbaker, D. M. Johnson und M. A. Kasevich, “Multi-axis inertial sensing with long-time point source atom interferometry”, *Physical review letters* **111**, 083001 (2013).
- ⁷²E. W. Streed, A. P. Chikkatur, T. L. Gustavson, M. Boyd, Y. Torii *et al.*, “Large atom number Bose–Einstein condensate machines”, *Review of Scientific Instruments* **77**, 023106 (2006).
- ⁷³D. Guéry-Odelin und J. G. Muga, “Transport in a harmonic trap: Shortcuts to adiabaticity and robust protocols”, *Physical Review A* **90**, 063425 (2014).
- ⁷⁴R. Corgier, S. Amri, W. Herr, H. Ahlers, J. Rudolph *et al.*, “Fast manipulation of Bose–Einstein condensates with an atom chip”, *New Journal of Physics* **20**, 055002 (2018).
- ⁷⁵D. S. Jin, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman und E. A. Cornell, “Collective excitations of a Bose–Einstein condensate in a dilute gas”, *Physical review letters* **77**, 420 (1996).
- ⁷⁶M.-O. Mewes, M. Andrews, N. Van Druten, D. Kurn, D. Durfee *et al.*, “Collective excitations of a Bose–Einstein condensate in a magnetic trap”, *Physical review letters* **77**, 988 (1996).

- ⁷⁷C. J. Pethick und H. Smith, *Bose–Einstein condensation in dilute gases* (Cambridge university press, 2008).
- ⁷⁸F. Dalfovo, S. Giorgini, L. P. Pitaevskii und S. Stringari, “Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases”, *Reviews of Modern Physics* **71**, 463 (1999).
- ⁷⁹E. P. Gross, “Structure of a quantized vortex in boson systems”, *Il Nuovo Cimento* (1955-1965) **20**, 454–477 (1961).
- ⁸⁰L. P. Pitaevskii, “Vortex lines in an imperfect Bose gas”, *Sov. Phys. JETP* **13**, 451–454 (1961).
- ⁸¹Y. Castin und R. Dum, “Bose-Einstein condensates in time dependent traps”, *Physical Review Letters* **77**, 5315 (1996).
- ⁸²T. Aoki, T. Kato, Y. Tanami und H. Nakamatsu, “ δ -kick cooling using the Ioffe-Pritchard potential”, *Physical Review A* **73**, 063603 (2006).
- ⁸³M. Morinaga, I. Bouchoule, J.-C. Karam und C. Salomon, “Manipulation of motional quantum states of neutral atoms”, *Physical review letters* **83**, 4037 (1999).
- ⁸⁴H. Ammann und N. Christensen, “Delta kick cooling: A new method for cooling atoms”, *Physical review letters* **78**, 2088 (1997).
- ⁸⁵H. J. Metcalf und P. Van der Straten, *Laser cooling and trapping of neutral atoms* (Wiley Online Library, 2007).
- ⁸⁶R. Geiger, V. Ménot, G. Stern, N. Zahzam, P. Cheinet *et al.*, “Detecting inertial effects with airborne matter-wave interferometry”, *Nature communications* **2**, 1–7 (2011).
- ⁸⁷M. Kasevich und S. Chu, “Laser cooling below a photon recoil with three-level atoms”, *Physical review letters* **69**, 1741 (1992).
- ⁸⁸A. Dunning, R. Gregory, J. Bateman, M. Himsworth und T. Freearge, “Interferometric laser cooling of atomic rubidium”, *Physical review letters* **115**, 073004 (2015).
- ⁸⁹J. Camparo und R. Frueholz, “A dressed atom interpretation of adiabatic rapid passage”, *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics* **17**, 4169 (1984).
- ⁹⁰O. Stern, “Ein Weg zur experimentellen Prüfung der Richtungsquantelung im Magnetfeld”, *Zeitschrift für Physik* **7**, 249–253 (1921).
- ⁹¹W. Gerlach und O. Stern, “Der experimentelle Nachweis der Richtungsquantelung im Magnetfeld”, *Zeitschrift für Physik* **9**, 349–352 (1922).
- ⁹²M. Gilowski, C. Schubert, M. Zaiser, W. Herr, T. Wübbena *et al.*, “Narrow bandwidth interference filter-stabilized diode laser systems for the manipulation of neutral atoms”, *Optics Communications* **280**, 443–447 (2007).
- ⁹³T.-P. Nguyen, M. Schiemangk, S. Spießberger, H. Wenzel, A. Wicht *et al.*, “Optimization of 780 nm DFB diode lasers for high-power narrow linewidth emission”, *Applied Physics B* **108**, 767–771 (2012).
- ⁹⁴J. Söding, D. Guéry-Odelin, P. Desbiolles, F. Chevy, H. Inamori *et al.*, “Three-body decay of a rubidium Bose–Einstein condensate”, *Applied physics B* **69**, 257–261 (1999).

- ⁹⁵G. Bismut, B. Pasquiou, E. Maréchal, P. Pedri, L. Vernac *et al.*, “Collective excitations of a dipolar Bose-Einstein condensate”, *Physical review letters* **105**, 040404 (2010).
- ⁹⁶D. Stamper-Kurn, H.-J. Miesner, S. Inouye, M. Andrews und W. Ketterle, “Collisionless and hydrodynamic excitations of a Bose-Einstein condensate”, *Physical Review Letters* **81**, 500 (1998).
- ⁹⁷D. Guéry-Odelin und S. Stringari, “Scissors mode and superfluidity of a trapped Bose-Einstein condensed gas”, *Physical review letters* **83**, 4452 (1999).
- ⁹⁸R. Walser, *Gauss-Hermite-Cholesky decomposition of randomly sampled and binned data* (2018).

Lebenslauf

Zur Person

Name Christian Deppner
Geburtsdatum 25. Sept. 1989
Geburtsort Bremen, Deutschland

Schule & Studium

Okt. 2021 - Dez. 2014 **Master of Science, Physics, Universität Bremen**
Okt. 2009 - Okt. 2021 **Bachelor of Science, Physics, Universität Bremen**
Sept. 2006 - Juni 2009 **Gymnasiale Oberstufe, Freie evang. Bekenntnisschule Bremen**

Arbeitsplätze

März 2021 - **Wissenschaftlicher Mitarbeiter, Deutsches Zentrum f. Luft- und Raumfahrt e.V., Institut f. Satellitengeodäsie und Inertialsensorik**
Dez. 2014 - Dez. 2020 **Wissenschaftlicher Mitarbeiter, Leibniz Universität Hannover, Institut f. Quantenoptik, Prof. Rasel**

Sprachen

Deutsch **Muttersprachler**
Englisch **Verhandlungssicher in Wort und Schrift, 9 Schuljahre, 1 Semester wissenschaftliches Englisch**

Veröffentlichungen

Paper **Collective-mode enhanced matter-wave optics, Phys. Rev. Lett. 127, 2021, [5]**

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und nur die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe. Teile der Dissertation wurden bereits in [5] veröffentlicht.

Christian Deppner
Hannover, 16. Dezember 2023