
Materiewelleninterferenzen im Weltraum

Von der QUEST-Leibniz-Forschungsschule der
Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover

zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften
- Dr. rer. nat. -

genehmigte Dissertation

von

Maike Diana Lachmann, M.Sc.
geboren am 13.03.1990 in Langenhagen

2020

Referent: Prof. Dr. Ernst M. Rasel,
Institut für Quantenoptik
Leibniz Universität Hannover

Korreferent: Prof. Dr. Wolfgang Ertmer
Institut für Satellitengeodäsie und Inertialsensorik Hannover
Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR)

Korreferent: Prof. Dr. Kai Bongs
School of Physics and Astronomy
University of Birmingham

Tag der Disputation: 27.11.2020

Zusammenfassung

Hochpräzise Atominterferometrie mit Bose-Einstein-Kondensaten hat das Potential Tests fundamentaler Physik mit bisher unerreichter Genauigkeit durchzuführen, sowie die Entwicklung neuartiger Sensoren für die Erdbeobachtung zu initiieren. Insbesondere schaffen Messungen mit Atominterferometern im Weltraum den Rahmen für Tests der allgemeinen Relativitätstheorie, der Suche nach dunkler Energie, satellitengestützter Erdbeobachtung und der Detektion von Gravitationswellen in einem auf der Erde nicht erreichbaren Regime. Die technischen Ansprüche einer Weltraummission unterscheiden sich grundlegend von denen eines Laboraufbaus. Neben einer Optimierung bezüglich der Masse, der Leistungsaufnahme und des Volumens muss die Apparatur autonom und wartungsfrei arbeiten, sowie robust gegen Vibrationen und Beschleunigungen während des Aufstiegs und Wiedereintritts in die Atmosphäre sein.

Mit der MAIUS-1 Mission ist es am 23.01.2017 zum ersten Mal gelungen Bose-Einstein-Kondensate im Weltraum zu erzeugen. Erstmals wurde eine solche Apparatur an Bord einer Höhenforschungsrakete betrieben und hat Schlüsselmethoden für präzise Materiewelleninterferometrie demonstriert. In den insgesamt 13 Minuten des Parabelfluges befand sich die Nutzlast sechs Minuten lang über bei einer Höhe von 100 km unter Mikrogravitationsbedingungen.

Während des Starts und Aufstiegs konnten für eine Minute Experimente zum Kühlen und Fangen kalter atomarer Ensembles in dieser hochdynamischen Umgebung durchgeführt werden.

In der Mikrogravitationsphase wurde der Phasenübergang zum Bose-Einstein-Kondensat mit mehr als 10^5 Rubidiumatomen untersucht. Die Präparation der ultrakalten Ensembles für die Interferometrie wurde charakterisiert und autonom vom System optimiert, wobei sich die Reproduzierbarkeit aller Prozesse zur Kühlung zeigte. Des Weiteren wurden Zwei-Photonen-Prozesse genutzt, um die Materiewelle in die Superposition von Impulszuständen zu überführen und zur Interferenz zu bringen. Somit konnte die Kohärenz über die gesamte Ausdehnung der Kondensate nachgewiesen werden. Mit jeder Licht-Materie-Wechselwirkung wurde eine zusätzliche Phasenmodulation auf die Materiewelle aufgeprägt. Diese Struktur wurde nach einer freien Evolutionszeit in der räumlichen Dichteverteilung sichtbar und konnte für weitere Analysen verschiedener Spinorkomponenten des Ensembles verwendet werden.

Die Erkenntnisse zur Präparation der ultrakalten Ensembles und zur Interferometrie im Weltraum wie auch die entwickelten Technologien ermöglichen künftige Missionen.

Schlagwörter: Bose-Einstein-Kondensation, Atominterferometrie, Weltraum

Abstract

Atom interferometry with Bose-Einstein condensates is a promising tool for high accuracy tests of fundamental physics and novel inertial sensors. Space-borne experiments offer a particularly attractive platform for high precision tests of general relativity, searches for dark energy, satellite-based Earth observation and the detection of gravitational waves. The technical requirements for space missions highly differ from those in a laboratory on ground. The apparatus needs to be optimised for minimal volume, weight and power consumption, autonomous operation and robustness against vibrations and accelerations during ascent and re-entry of the spacecraft.

On the 23rd of January 2017 the MAIUS-1 mission created the first Bose-Einstein condensates in space. It was the first time an ultra-cold-atoms apparatus was sent onboard a sounding rocket to demonstrate key methods for precision interferometry. The 13 minutes long parabolic flight featured 6 minutes of microgravity above the Kármán line at 100 km altitude.

During the highly dynamic environment of the lift-off and ascent, experiments on trapping, cooling and recapturing of cold atomic ensembles were performed to showcase the ruggedness of the device.

In the microgravity stage, the phase transition to Bose-Einstein condensates of more than 10^5 rubidium atoms was studied. The characterisation of the ultra-cold atomic samples demonstrated the stability of all cooling processes and the system's self-optimisation abilities.

In the second half of the microgravity time, two-photon processes were used to realise shear interferometer geometries and prove the coherence of the atomic matter waves. Due to intensity modulations on the light beams, specific phase patterns were imprinted on the clouds during the beam splitting processes. The resulting density fluctuations were used to further characterise the properties of the atomic source for atom interferometry.

The insights into the preparation of ultra cold ensembles and atom interferometry in space as well as the technological developments pave the way for future rocket and orbital missions.

Keyword: Bose-Einstein condensation, atom interferometry, space

INHALTSVERZEICHNIS

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 1.1 | Atominterferometrie | 2 |
| 1.1.1 | Ramsey-Interferometer | 3 |
| 1.1.2 | Mach-Zehnder-Interferometer | 3 |
| 1.1.2.1 | Tests der Universalität des freien Falls | 6 |
| 1.1.2.2 | Gravimetrie mit Materiewelleninterferometern | 7 |
| 1.1.3 | Kohärente Manipulation der Impulszustände von atomaren Wellenpaketen | 8 |
| 1.1.4 | Kohärente Phasenaufprägung zur Modifikation der Wellenfronten von Materiewellen | 11 |
| 1.2 | Bose-Einstein-Kondensate für hochpräzise Materiewelleninterferometrie | 12 |
| 1.3 | Die QUANTUS-Kollaboration | 14 |
| 1.4 | Ablauf der Mission MAIUS-1 | 16 |
| 1.5 | Aufbau der Arbeit | 18 |
| 2 | Experimenteller Aufbau | 21 |
| 2.1 | Höhenforschungsraketen als Mikrogravitationsplattform | 21 |
| 2.2 | Atomchip-Apparatur | 25 |
| 2.3 | Lasersystem | 29 |
| 2.4 | Kontrollelektronik und Flugsoftware | 31 |
| 2.5 | Akkumodul | 33 |
| 3 | Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten für interferometrische Messungen mit der MAIUS-A Apparatur | 35 |
| 3.1 | Wahl der atomaren Spezies | 36 |
| 3.2 | Magneto-optische Falle | 36 |
| 3.3 | Polarisationsgradientenkühlung | 39 |
| 3.4 | Optisches Pumpen | 41 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 3.5 | Magnetisches Fangen und evaporative Kühlung | 42 |
| 3.6 | Phasenübergang | 44 |
| 3.7 | Auskoppeln aus der Magnetfalle | 46 |
| 3.8 | Zustandspräparation | 47 |
| 4 | Eine Quelle für Inertialsensoren mit Materiewelleninterferometern in hochdynamischen Umgebungen | 51 |
| 4.1 | Vibrationstest | 53 |
| 4.2 | Start und Aufstieg einer Forschungsrakete | 55 |
| 4.3 | Konzepte für gravimetrische Messungen in hochdynamischen Umgebungen mit der MAIUS-A Apparatur | 60 |
| 5 | Materiewelleninterferenzen mit Bose-Einstein-Kondensaten in MAIUS-A | 63 |
| 5.1 | Bodenexperimente | 63 |
| 5.1.1 | Bragg-Beugung | 64 |
| 5.1.2 | Mach-Zehnder-Interferometer | 66 |
| 5.2 | Materiewelleninterferenzen im Weltraum | 70 |
| 5.2.1 | Kohärente Manipulation der Kondensate im Weltraum . . . | 70 |
| 5.2.1.1 | Modulation der Dichteverteilung des atomaren Wellen- pakets | 72 |
| 5.2.1.2 | Bragg-Beugung | 84 |
| 5.2.2 | Scherinterferometer | 86 |
| 6 | Ausblick | 93 |
| 6.1 | MAIUS-2 und -3 | 93 |
| 6.1.1 | Zwei-Spezies-Betrieb | 94 |
| 6.1.2 | Transport der Ensembles | 95 |
| 6.1.3 | Delta-Kick-Kollimierung | 96 |
| 6.1.4 | Überlagerung der Ensembles | 96 |
| 6.1.5 | Interferometrie mit symmetrischen Raman-Prozessen | 97 |
| 6.2 | Experimente auf der Internationalen Raumstation | 98 |
| 6.3 | Satellitenmissionen | 99 |
| | Literatur | 115 |
| | Anhang | 117 |
| | Abbildungsverzeichnis | 119 |
| | Tabellenverzeichnis | 121 |

Abkürzungen und Akronyme

| | |
|------------------|---|
| AC | - alternating current (<i>Wechselstrom</i>) |
| AMZ | - asymmetrisches Mach-Zehnder-Interferometer |
| AOM | - Akusto-optischer Modulator |
| ARP | - Adiabatisch Rapide Passage |
| BEC | - Bose-Einstein condensate (<i>Bose-Einstein-Kondensat</i>) |
| BECCAL | - Bose-Einstein condensate and cold atom laboratory |
| bzw. | - beziehungsweise |
| CAL | - Cold atom laboratory |
| CCD | - Charge-coupled device |
| DDS | - Direct digital synthesizer |
| DFB | - Distributed Feedback Laserdiode |
| DLR | - Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt |
| DKC | - Delta-Kick Collimation (<i>Delta-Kick Kollimierung</i>) |
| DPS | - Differentielle Pumpstufe |
| ECDL | - External cavity diode laser |
| FPGA | - Field-programmable gate array |
| HITec | - Hannover Institute of Technology |
| ISS | - international space station (<i>Internationale Raumstation</i>) |
| Laser | - Light amplification by stimulated emission of radiation |
| LIGO | - Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory |
| MAIUS | - Materiewelleninterferometer unter Schwerelosigkeit |
| MOT | - magneto-optical trap (<i>Magneto-optische Falle</i>) |
| MZ | - Mach-Zehnder-Interferometer |
| norm. | - normiert |
| OCT | - Optimal control theory |
| QUANTUS | - Quantensysteme unter Schwerelosigkeit |
| RF | - Radiofrequenz |
| rms | - root mean square (<i>quadratisches Mittel</i>) |
| STA | - Shortcut to adiabaticity |
| STE-QUEST | - Spacetime explorer and quantum equivalence principle space test |
| TOF | - time of flight (<i>Freifallzeit</i>) |
| VSB | - Veiculo de Sondagem Booster |
| ZARM | - Zentrum für angewandte Raumfahrttechnik und Mikrogravitation |

EINLEITUNG

Das Streben nach einem fundamentalen Verständnis des Universums inspiriert viele Forschungsbereiche weltweit. Trotz weitreichender Erkenntnisse gibt es immer noch Diskrepanzen in unseren theoretischen Modellen, wie die Unvereinbarkeit der Quantenmechanik und der allgemeinen Relativitätstheorie [1] oder die Expansion des Universums [2]. Präzisionsexperimente haben in der Vergangenheit dazu beigetragen Teile dieser Theorien zu bestätigen oder zu widerlegen. Beispiele dafür sind das berühmte Michelson-Morley Experiment [3] zur Widerlegung eines Äthers oder der erste direkte Nachweis von Gravitationswellen der LIGO-Kollaboration [4–6]. Für beide genannten Präzisionsexperimente wurde die Interferenz von Wellen genutzt. Interferometrie basiert auf der Überlagerung von kohärenten Lichtwellen, deren Interferenz empfindlich von Wegunterschieden auf der Skala der Wellenlänge abhängt [7]. Sie eröffnet vielfältige Möglichkeiten zur Analyse von Messgrößen. Aufgrund ihrer makroskopischen Kohärenzlängen und der kontrollierbaren Modeeigenschaften haben Laser (*engl. light amplification by stimulated emission of radiation*) Teile der Grundlagenforschung und außerdem das Feld der Sensorik revolutioniert. So können beispielsweise durch Überlagerung eines Strahls mit seiner Reflexion an einem Gegenstand Änderung der Position des Gegenstandes, seiner Geschwindigkeit und seiner Beschleunigung gemessen werden. Mit einem ähnlichen Aufbau ist die Untersuchung von Oberflächen möglich. Basierend auf dem Sagnac-Effekt [8] sind heute in fast jedem größeren Flugzeug Lichtinterferometer zur Messung von dessen Rotation verbaut [9]. Die Michelson-Konfiguration, bei der die Aufteilung und die Rekombination der Wege an dem gleichen optischen Element durchgeführt wird, wird als technischer Standard in der Absolutgravimetrie verwendet [10].

Ein großes Potenzial für eine erneute Revolutionierung des Feldes der Inertialsensorik und weiterer Tests physikalischer Prinzipien basiert auf der Interferenz von Materiewellen. 1929 erhielt Louis-Victor de Broglie den Nobelpreis für Physik für seine grundlegende Theorie zum Wellenverhalten von Materie [11, 12]. Dabei ordnet er jedem Teilchen eine Wellenlänge zu, welche durch das Plancksche Wirkungsquantum h und den Impuls p des Teilchens definiert ist:

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{p}.$$

Der Wellencharakter von Elektronen ermöglichte es die beim Bestrahlen metallener Gitter auftretenden Verteilungsmuster 1927 zu erklären [13]. In Analogie zum Youngschen Doppelspaltversuch mit Licht [7] gelang es 1991 das Experiment mit Helium-Atomen durchzuführen [14].

Seitdem werden Materiewelleninterferometer mit Ensembles neutraler Atome vielfach in der Grundlagenforschung und in der Sensorik eingesetzt. Die zugrundeliegenden Prozesse und die Vorteile durch Bose-Einstein-Kondensate als Quelle werden im Folgenden genauer erläutert. Daraufhin werden die QUANTUS-Kollaboration und die MAIUS-1 Raketenmission vorgestellt, in deren Rahmen die Experimente zur Atominterferometrie mit Bose-Einstein-Kondensaten im Weltraum der vorliegenden Arbeit durchgeführt wurden.

1.1 Atominterferometrie

Durch ihre quantenmechanischen Eigenschaften und Isotopenreinheit bilden kalte atomare Ensembles ein neues Testsystem für eine Vielzahl von Messgrößen. Je kälter das Ensemble ist, desto geringer sind die Impulse der einzelnen Atome und umso größer ist deren de-Broglie-Wellenlänge. Damit steigt auch die Kohärenzlänge des Materiewellenpakets.

Ebenso wie Lichtinterferometer basieren Atominterferometer auf der Überlagerung von kohärenten Wellen. In einer üblichen Geometrie wird eine Materiewelle durch kohärente Manipulation mit einem Lichtfeld geteilt und wieder rekombiniert. Die differentielle Entwicklung der Phasen der Teilwellen auf den verschiedenen Pfaden des Interferometers bestimmt am Ende die Besetzungswahrscheinlichkeiten in den Ausgängen. Dabei kann durch unterschiedliche Potenziale auf den Pfaden ein Phasenversatz zwischen den Teilwellen entstehen, der das Ausgangssignal ändert. Auf diese Weise können beispielsweise Beschleunigungen und Rotationen gemessen werden [15].

Das Ramsey- und das Mach-Zehnder-Interferometer sind zwei häufig verwendete

Geometrien in der Atominterferometrie. Deren Konzepte sowie die Manipulation der Wellenfunktion in ihrer Amplitude und ihrer Phase werden in den folgenden Abschnitten erklärt.

1.1.1 Ramsey-Interferometer

Eine der einfachsten Geometrien ist ein Ramsey-Interferometer [16], welches in Abbildung 1.1 **a** schematisch dargestellt ist. Dabei wird das Wellenpaket mit einem Lichtpuls zunächst in eine Superposition von zwei Zuständen mit unterschiedlichem Impuls gebracht, die während der folgenden freien Entwicklungszeit T räumlich separieren. Daraufhin wird dieser Strahlteiler-Prozess wiederholt und beide Pfade teilen sich erneut auf die beiden Impulszustände auf. Nach einer weiteren freien Entwicklungszeit ergeben sich zwei Ausgänge mit jeweils zwei überlappenden Ensembles.

Durch den Versatz, der sich in der Zeit T zwischen den Pulsen gebildet hat, und die Expansion der Ensembles, entstehen räumliche Interferenzstreifen. Deren Abstand hängt von dem übertragenen Impuls, der Pulsdauer, der freien Entwicklungszeit zwischen den Pulsen und der freien Expansionszeit bis zur Detektion ab. Mit größerer Separation der Ensembles verringert sich deren räumliche Überlappung und somit sinkt die Amplitude der Interferenzstreifen. Daher ist die freie Entwicklungszeit T zwischen den Pulsen begrenzt.

Häufig wird diese Geometrie in Atomuhren mit Übergängen im Mikrowellenbereich eingesetzt. Im Vergleich zu optischen Übergängen führen sie zu einem geringen Impulsübertrag, sodass sich die Wellenpakete weniger separieren. Aufgrund der hohen Genauigkeit der Messung wird die Frequenz eines Mikrowellenübergangs derzeit zur Definition der Sekunde genutzt [17].

Das Ramsey-Interferometer kann im optischen Bereich dazu dienen, die räumlichen Kohärenzeigenschaften eines atomaren Ensembles zu prüfen [18]. Eine weitere Anwendung ist die Analyse von Magnetfeldgradienten, da äußere Einflüsse eine pfadabhängige Phase aufprägen und damit die Lage des Musters beeinflussen.

1.1.2 Mach-Zehnder-Interferometer

Im Folgenden wird die Mach-Zehnder-Geometrie (Abb. 1.1 **b**) in ihren Kernpunkten vorgestellt. Eine ausführliche Erklärung kann in den Referenzen [19–21] nachgelesen werden.

Wie bei dem Ramsey-Interferometer wird zunächst ein 50/50-Strahlteiler genutzt, um eine Superposition zweier Impulszustände zu erzeugen. Die Wellenpakete auf den beiden Pfaden laufen für eine freie Entwicklungszeit T auseinander. Durch

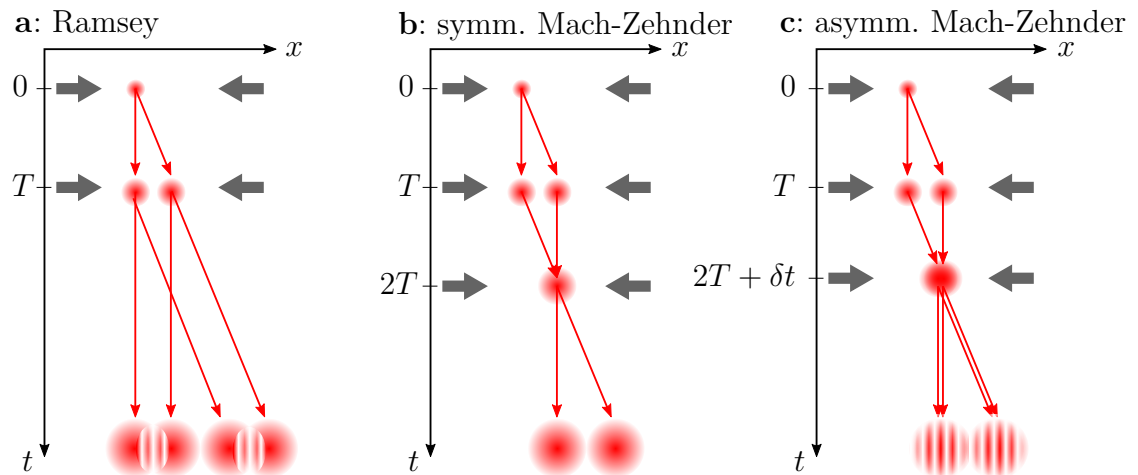


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung verschiedener Interferometer-Geometrien. Zwei entgegengesetzte Lichtfelder bilden ein laufendes Gitter und können das atomare Ensemble in unterschiedliche Impulszustände transferieren. **a:** Im Ramsey-Interferometer werden die Materiewellen zweimal in einem zeitlichen Abstand von T mit einem 50/50-Strahlteiler geteilt. Die versetzte Überlagerung zweier Wellenpakete aus unterschiedlichen Pfaden in einem Ausgang erzeugt eine räumliche Dichtemodulation in der Überlagerung. **b:** In der Mach-Zehnder-Konfiguration wird das atomare Ensemble kohärent geteilt, wieder zusammengeführt und durch einen dritten Strahlteiler-Prozess zur Interferenz gebracht. Die Phasenunterschiede der Pfade definieren die Populationswahrscheinlichkeit der Ausgänge. **c:** Durch einen zeitlichen Versatz des dritten Pulses wird die Mach-Zehnder-Geometrie asymmetrisch und es entsteht ein räumlicher Versatz der Ensembles mit unterschiedlichen Pfaden in jedem Ausgang. Analog zum Ramsey-Interferometer bildet sich ein räumliches Interferenzmuster über die Materiewelle.

einen zweiten Lichtpuls können die Impulszustände der Pfade invertiert werden, sodass die Wellenpakete wieder zueinander laufen. Bei Überlagerung nach einer weiteren freien Entwicklungszeit mit der Dauer T werden sie mit einem dritten Strahlteiler zur Interferenz gebracht. So bleibt die Überlagerung der Ensembles erhalten und die Sensitivität auf Pfadunterschiede, welche durch äußere Kräfte verursacht werden können, skaliert mit T^2 .

Sind die beiden Pfade zum Zeitpunkt des dritten Strahlteiler-Prozesses nicht überlagert ergibt sich ein asymmetrisches Mach-Zehnder-Interferometer (siehe Abb. 1.1 c). Analog zum Ramsey-Interferometer bilden sich räumliche Interferenzstreifen, die bei einer symmetrischen Geometrie nicht auftreten.

Die Phasendifferenz im Interferometer bestimmt die Populationswahrscheinlichkeit der Ausgänge. Sie wird durch das Lösen der Schrödinger-Gleichung für die Interaktion eines Atoms mit zwei Energieniveaus mit externen Potenzialen berechnet

und lässt sich in drei Beiträge aufteilen [22, 23]:

$$\Delta\Phi = \Delta\Phi_{\text{Pfad}} + \Delta\Phi_{\text{Separation}} + \Delta\Phi_{\text{Laser}} .$$

Der Beitrag $\Delta\Phi_{\text{Pfad}}$ ergibt sich durch die differentielle Entwicklung der Wellenpakete integriert über den in einem Potenzialfeld zurück gelegten Weg [24, 25]. Für einen linearen Potenzialverlauf, aus dem eine konstante Kraft resultiert, ist der Beitrag Null [26].

Wird das Interferometer nicht geschlossen, beispielsweise durch einen zeitlichen Versatz des dritten Strahlteiler-Prozesses, entsteht ein Phasenversatz $\Delta\Phi_{\text{Separation}}$. Für ein geschlossenes und damit symmetrisches Mach-Zehnder-Interferometer entfällt dieser Term.

Daraus folgt, dass die differentielle Phase der Pfade eines Interferometers in einem linearen Potenzial, unter der Annahme, dass sich die Ensembles auf klassischen Trajektorien bewegen, mit Hilfe des Terms $\Delta\Phi_{\text{Laser}}$ berechnet werden kann. Dieser Beitrag reflektiert die Tatsache, dass die Phase des Lichtfeldes relativ zur instantanen Ensembleposition bei jeder Interaktion dem Wellenpaket aufgeprägt wird [27, 28]. Durch äußere Kräfte und die daraus resultierenden zusätzlichen Beschleunigungen wird die Position der Wellenpakete zum Zeitpunkt der Lichtpulse geändert. Infolgedessen ist die aufgeprägte Phase für beide Pfade unterschiedlich. Die anschließende Änderung der relativen atomaren Population der beiden Ausgänge kann ausgelesen werden. Eine Mach-Zehnder-Konfiguration ist somit unter anderem sensitiv auf Beschleunigungen und Rotationen. In passender Ausrichtung kann auf diese Art und Weise beispielsweise eine gravitative Kraft gemessen werden. Die Phase hängt dabei in Abwesenheit anderer Kräfte von der Gravitationsbeschleunigung \vec{g} , dem effektiven Wellenvektor des Strahlteilers \vec{k}_{eff} und der freien Entwicklungszeit im Interferometer T ab:

$$\Delta\Phi_{\text{Grav}} = \vec{k}_{\text{eff}} \vec{g} T^2 . \quad (1.1)$$

Besitzt das Wellenpaket eine Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Impuls der Strahlteiler-Prozesse \vec{k}_{eff} , spannt das Interferometer eine geometrische Fläche auf und ist auf Rotationen dieser um die Flächennormale $\vec{\omega}_{\text{Rot}}$ sensitiv:

$$\Delta\Phi_{\text{Rot}} = 2v_0 \vec{k}_{\text{eff}} \times \vec{\omega}_{\text{Rot}} T^2 .$$

Auch andere Kräfte, wie zum Beispiel durch magnetische und elektrische Gradienten verursacht, erzeugen Phasenbeiträge und müssen entsprechend berücksichtigt werden.

Hervorzuheben ist in beiden Ausdrücken die quadratische Abhängigkeit von der freien Entwicklungszeit T . Mit einer Erhöhung dieses Parameters kann also die Phasendifferenz und damit die Sensitivität auf den untersuchten Effekt deutlich

gesteigert werden. In Aufbauten im Labor stößt man für Messungen im freien Fall schnell an Grenzen, da die Freifallstrecke durch die Vakuumkammer begrenzt ist. Sehr lange Kammern und Fontänenexperimente werden zur Lösung dessen eingesetzt [29, 30].

Ein alternativer Ansatz, der in dieser Arbeit verfolgt wird, ist der Betrieb auf Mikrogravitationsplattformen [31–35]. Dabei wird der gesamte Apparat derart gebaut, dass er sich mit den Atomen mit bewegt. Potenziell bieten zum Beispiel Satellitenmissionen einen quasi unbegrenzten freien Fall, der im Wesentlichen durch die Bewegung der atomaren Ensembles gegenüber der Vakuumkammer und ihrer Expansion eingeschränkt wird. Die längere Verweildauer in dem Interferometer für $2T$ führt zu einer entsprechenden Steigerung der Empfindlichkeit.

Derartige Experimente wurden bereits in Falltürmen am Boden [31, 36] und auf Parabelflügen mit Flugzeugen [37] durchgeführt. Ein erster Schritt in den Weltraum erfolgt mit den Forschungsraketenmissionen des MAIUS-Projekts, die geringere Kosten verursachen als Satelliten und die Methoden für langfristige Missionen testen und weiter entwickeln können.

Atominterferometer auf Satelliten stellen Messungen mit bisher unerreichter Genauigkeit für die Inertialsensorik und Tests fundamentaler Physik in Aussicht. Hier soll im Folgenden exemplarisch deren Bedeutung für Tests der Universalität des freien Falls und Anwendungen zur Erdvermessung vorgestellt werden.

1.1.2.1 Tests der Universalität des freien Falls

Bis heute gibt es keine Theorie, die alle fundamentalen physikalischen Erkenntnisse einheitlich beschreiben kann. Dementsprechend besteht ein Kerngebiet aktueller Forschung daraus Theorien zu testen, Naturkonstanten zu bestimmen und theoretische Lösungsansätze experimentell zu bestätigen, um unser Verständnis moderner Physik zu erweitern.

Ein Beispiel dafür ist die Unvereinbarkeit der allgemeinen Relativitätstheorie [1] mit der Quantenmechanik. Modelle zur Lösung der Unvereinbarkeit erlauben eine mögliche Verletzung des schwachen Äquivalenzprinzips bzw. der Universalität des Freien Falls [38, 39], die eine Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie darstellt. Deshalb werden Tests dieses Postulats mit immer höherer Genauigkeit durchgeführt [40, 41]. Aufgrund der Unvereinbarkeit mit der Quantenmechanik ist es von besonderem Interesse Tests mit quantenmechanischen Testmassen, wie Materiewellen, durchzuführen.

Für einen solchen Test wird die freie Propagation zweier Wellenpakete unterschiedlicher Beschaffenheit mit gemeinsamem initialem Schwerpunkt interferometrisch gemessen. Aus der differentiellen Phase der beiden Mach-Zehnder-Interferometer

kann die differentielle Beschleunigung und das daraus gebildete Eötvös-Verhältnis

$$\eta = 2 \cdot \frac{g_A - g_B}{g_A + g_B} \quad (1.2)$$

mit den gravitativen Beschleunigungen $g_{A/B}$ der Testmassen A und B bestimmt werden. Unter Ausschluss anderer Kräfte würde eine auftretende differentielle Beschleunigung auf eine mögliche Verletzung der Universalität des Freien Falls hinweisen. In den letzten Jahren wurden erstmals Experimente mit quantenmechanischen Testmassen realisiert [42–49], die klassische Tests [40, 50] ergänzen. Die quantenmechanischen Experimente sind auf dem Weg die gleichen Empfindlichkeiten wie die klassischen Tests zu erreichen [51] und könnten diese aufgrund ihrer potenziell besser kontrollierbaren Systematiken sogar übertreffen.

Eine weitere Anwendung findet diese Methode in der Inertialsensorik, wo neuartige Quantensensoren die klassischen in ihrer Genauigkeit übertreffen könnten. Davon können viele Bereiche profitieren, beispielsweise die Navigation mit Hilfe von Rotationssensoren oder auch die Beobachtung des Gravitationsfeldes der Erde.

1.1.2.2 Gravimetrie mit Materiewelleninterferometern

In der Gravimetrie wird das Schwerfeld der Erde gemessen, um Aussagen zu dessen Beschaffenheit und Veränderung über einen Zeitabschnitt treffen zu können. Aufgrund verschiedener Messmethoden können die Geräte in absolute und relative Gravimeter eingeteilt werden.

Relativgravimeter arbeiten mit Rückstellkräften. Durch ein Fehlersignal kann auf die Änderung des Schwerfeldes geschlossen werden. Beispiele für Relativgravimeter sind supraleitende Gravimeter oder Apparaturen mit Federaufhängung. Mit diesen Aufbauten können Veränderungen der Beschleunigung durch Abweichungen der initialen Einstellungen mit hoher Sensitivität von wenigen $\text{nm/s}^2/\sqrt{\text{Hz}}$ gemessen werden [52, 53]. Allerdings sind diese Apparaturen unter anderem aufgrund von Temperaturschwankungen und Materialermüdung anfällig für Langzeitdrifts und müssen regelmäßig neu kalibriert werden. Weder die Quantifizierung der Abweichungen über die Messzeit noch die Wartung sind triviale Prozesse.

Im Vergleich zu Relativgravimetern wird bei Absolutgravimetern die Beschleunigung einer Testmasse im freien Fall gemessen und damit ein absoluter Wert bestimmt. Die Vergleichsgröße ist hier kein Effekt, der mechanischen Änderungen unterliegt, sondern meist eine wohldefinierte Frequenz eines Lasers oder eines atomaren Übergangs. Als derzeitiger technischer Standard wird das transportable Absolutgravimeter FG5 von Micro-g LaCoste [10] eingesetzt, bei dem der freie Fall eines Spiegels mit einem Lichtinterferometer vermessen wird. Die Phase des Interferometers hängt lediglich von der Beschleunigung der Testmasse und der Lichtwellenlänge

im Interferometer ab. Aufgrund der Frequenzstabilisierung des Lasers kann mit einer Sensitivität von $150 \text{ nm/s}^2/\sqrt{\text{Hz}}$ direkt auf das lokale Schwerfeld zurück geschlossen werden [10]. Der Nachteil dieses mechanischen Aufbaus ist die Materialermüdung der Start- und Einfangmechanik, welche die Gesamtlebensdauer der Messapparatur grundsätzlich beschränkt.

Ein alternatives Messverfahren verwendet statt der makroskopischen Testmasse kalte atomare Ensembles im freien Fall und liest deren Beschleunigung mittels Materiewelleninterferometrie aus. Die Sensitivität der Atominterferometer liegt mit derzeit $42 \text{ nm/s}^2/\sqrt{\text{Hz}}$ [47] im Bereich der rein mechanischen Geräte [10, 54].

Ein großer Vorteil gegenüber den Geräten mit klassischen Testmassen ist die Abwesenheit von mechanischem Verschleiß, wodurch die Langzeitstabilität erhöht wird [55]. Dadurch können potenziell längere und fast kontinuierliche Messkampagnen bei vergleichbarer oder besserer Genauigkeit ermöglicht werden [56, 57].

Atominterferometer können somit für die terrestrische wie auch für die satellitengestützte Gravimetrie eingesetzt werden [58–60]. In letzterer dienen sie als inertielle Referenz zur Messung nicht gravitativer Kräfte. Mit Hilfe der Gravimetrie können von Satelliten aus die Verschiebung großer Massen auf der Erde durch die Gravitationsänderung analysiert werden. Beispielsweise gibt die Bewegung von Wassermassen durch das Schmelzen der Polkappen Aufschluss über den Klimawandel oder die Beobachtung der Anhebung Skandinaviens führt zu einem tieferen Verständnis der Plattentektonik.

1.1.3 Kohärente Manipulation der Impulszustände von atomaren Wellenpaketen

Die Manipulation zur Teilung und Rekombination von Wellenpaketen ist der grundlegende Baustein für jedes Interferometer [61]. Für die aus der Lichtinterferometrie bekannten Komponenten Spiegel und Strahlteiler muss eine analoge Technik für Materiewellen gefunden werden.

Dazu wird die Kopplung verschiedener atomarer Zustände mit Hilfe von elektromagnetischen Feldern genutzt. Zur theoretischen Beschreibung der Entwicklung der Populationswahrscheinlichkeit zwischen verschiedenen Zuständen während der Wechselwirkung mit einem Lichtfeld kann das Rabi-Modell verwendet werden. Für den vereinfachten Fall des Übergangs mit nur einem Photon werden nur zwei atomare Zustände betrachtet, der Anfangszustand und der Endzustand. Dazwischen oszilliert die Populationswahrscheinlichkeit bei der Wechselwirkung mit

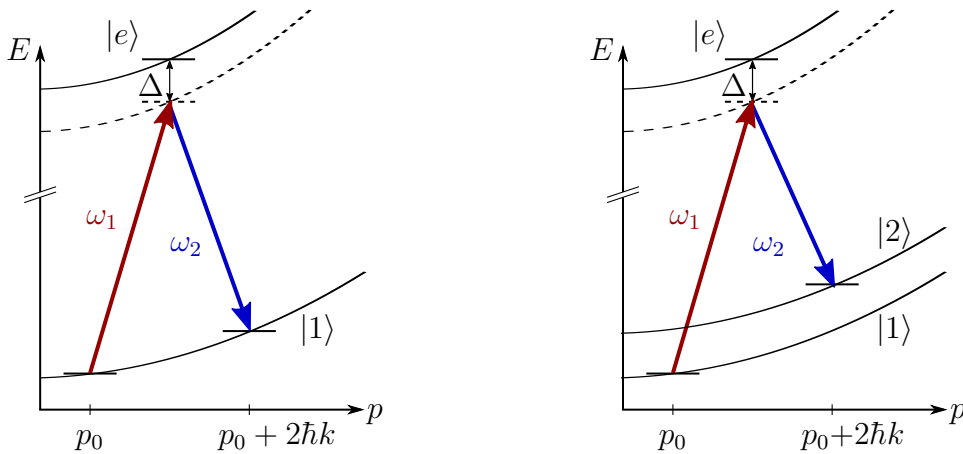


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung eines Zwei-Photonenübergangs mit der Zustandsenergie E abhängig vom Impuls p . Die beiden Impulszustände sind über einen angeregten Zustand $|e\rangle$ gekoppelt. Beide Lichtfelder sind um eine gemeinsame Verstimmung Δ zum atomaren Übergang verschoben. Die stimulierte Absorption des Photons mit der Kreisfrequenz ω_1 (rot) aus der einen Richtung findet zeitgleich mit der stimulierten Emission des Photons mit ω_2 (blau) in die entgegengesetzte Richtung statt. Insgesamt wird so ein Impuls von $2\hbar k$ aus den Lichtfeldern übertragen. **Links:** Bei Bragg-Übergängen haben beide Impulszustände den gleichen internen Zustand $|1\rangle$. **Rechts:** Bei Raman-Übergängen wird der interne Zustand von $|1\rangle$ zu $|2\rangle$ geändert.

einem resonanten elektromagnetischen Feld mit der sogenannten Rabi-Frequenz

$$\Omega = \Gamma \sqrt{\frac{I}{I_{sat}}},$$

beschrieben durch die Linienbreite des Übergangs Γ , die Intensität des Lichtfeldes I und die Sättigungsintensität I_{sat} .

Ist das Feld zum Treiben der Übergänge um den Betrag δ zur Resonanz verstimmt, wird die effektive Rabi-Frequenz größer

$$\Omega_{eff} = \sqrt{|\Omega|^2 + \delta^2}.$$

Gleichzeitig sinkt die Amplitude der Oszillation. Für die Populationswahrscheinlichkeit des Endzustandes ergibt sich mit der Dauer der Wechselwirkung τ :

$$P_e(\tau, \delta) = \frac{1}{2} \left(\frac{\Omega}{\Omega_{eff}} \right)^2 (1 - \cos(\Omega_{eff}\tau)).$$

Eine gängige Methode zur Realisierung von Strahlteilern für Materiewellen ist es Zwei- oder Mehr-Photonen-Prozesse zu nutzen und auf diese Weise über einen angeregten Zustand verschiedene Impulszustände der Atome zu koppeln, wie in Abbildung 1.2 schematisch dargestellt wird. Es werden Zwei-Photonen-Prozesse getrieben, indem Atome mit zwei gegenläufigen Lichtstrahlen mit fester Verstimmung zueinander wechselwirken. Diese Lichtfelder bilden ein optisches Gitter mit einem effektiven Wellenvektor $\vec{k}_{eff} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$ [27, 62, 63]. Die Energieerhaltung bedingt, dass die Verstimmung der beiden Lichtfelder der kinetischen Energie der induzierten Impulsänderung entspricht. Der übertragene Impuls \vec{p} ergibt sich aus der Dispersionsrelation $\vec{k}_{eff} = \vec{p}/\hbar$ mit dem Wellenvektor \vec{k}_{eff} und dem reduzierten Planckschen Wirkungsquantum \hbar .

Der angeregte Zustand $|e\rangle$ hat im Regelfall eine vergleichsweise kurze Lebensdauer. Außerdem wird er nicht makroskopisch bevölkert, indem bei den Zwei-Photonen-Prozessen eine gemeinsame Verstimmung Δ beider Frequenzen der Lichtfelder zum angeregten Zustand (siehe Abb. 1.2) genutzt wird. Infolgedessen findet der Prozess der stimulierten Absorption eines Photons aus dem einen Lichtfeld gleichzeitig mit der stimulierten Emission eines Photons in das andere Lichtfeld statt. Die Kopplung der Zustände kann deshalb auch als Photonenaustausch zwischen den zwei Lichtfeldern betrachtet werden. Dieser Prozess verringert die Wahrscheinlichkeit für Verluste durch die spontane Emission von Photonen im angeregten Zustand. Der quantisierte Impulsübertrag hängt also nur von fundamentalen Konstanten und den Lichtfrequenzen ab.

Die effektive Rabi-Frequenz berechnet sich aus den einzelnen Rabi-Frequenzen der Ein-Photonen-Übergänge $\Omega_{1,2}$ und der gemeinsamen Verstimmung zum angeregten Zustand Δ :

$$\Omega_{eff} = \frac{\Omega_1^* \Omega_2}{2\Delta} = \frac{\sqrt{I_1/I_{sat} \cdot I_2/I_{sat}}}{4\Delta/\Gamma}.$$

Die Populationswahrscheinlichkeit kann somit durch die Intensität der beiden Lichtfelder $I_{1,2}$ oder die Dauer der Wechselwirkung τ variiert werden.

In der Atominterferometrie werden im Idealfall zwei Punkte dieser Oszillation genutzt. Zum einen kann das gesamte Ensemble in den Endzustand transferiert werden, indem die erste Periode der Oszillation zur Hälfte durchlaufen wird. Diese Konfiguration wird aufgrund des Zusammenhangs $\Omega_{eff} * \tau = \pi$ als π -Puls bezeichnet. Zum anderen kann ein $\pi/2$ -Puls ausgeführt werden, der das Populationsverhältnis symmetrisch aufteilt. In der Analogie zur Lichtinterferometrie entsprechen diese beiden Ausführungen einem Spiegel und einem 50/50-Strahlteiler, bei denen ebenfalls die Amplitude der Wellenfunktion manipuliert wird.

Bei Zwei-Photonen-Prozessen wird zwischen Bragg-Übergängen [63, 64], die ledig-

lich den Impulszustand ändern (siehe Abb. 1.2 links), und Raman-Übergängen [28], bei denen zusätzlich der interne Zustand des Atoms geändert wird (siehe Abb. 1.2 rechts), unterschieden. Sie haben verschiedene Vor- und Nachteile für die Interferometrie. Bei Raman-Prozessen erster Ordnung (siehe Abb. 1.2 rechts) werden verschiedene interne Zustände eines Atoms miteinander gekoppelt. Eine zustandsselektive Detektion ermöglicht die Unterscheidung der Interferometerausgänge und ein Entfernen unbeteiligter Atome durch das Treiben von Übergängen für nur einen der Zustände [65, 66]. Allerdings können äußere Einflüsse unterschiedlich auf die beiden Zustände wirken. Ein Beispiel dafür ist der AC-Stark Effekt [67], bei dem in Anwesenheit eines elektromagnetischen Feldes die Eigenenergien der Zustände mit verschiedenen Quantenzahlen unterschiedlich verschoben werden können. Dadurch kommt es zu zusätzlichen Phasenverschiebungen zwischen den beiden Pfaden des Interferometers, wodurch die eigentliche Messung limitiert werden kann.

Im Gegensatz dazu wird bei Bragg-Prozessen der interne Zustand des Teilchens nicht geändert (siehe Abb. 1.2 links), sodass unter anderem die AC-Stark Verschiebung unterdrückt wird. Diese Methode ist zudem für Atome anwendbar, die keine Hyperfeinstruktur ihres Grundzustandes besitzen [68, 69]. Aus demselben Grund ergeben sich aber auch Nachteile. Im gleichen internen Zustand liegen Übergänge zu höheren Impulszuständen näher. Um diese zu unterdrücken, müssen die Lichtpulse für die Bragg-Prozesse schmaler im Frequenzraum und dafür zeitlich länger sein als für Raman-Prozesse. Dadurch sind die Prozesse selektiver auf die Geschwindigkeit der zu adressierenden Atome und die Beugungseffizienzen sinken mit steigender Temperatur des Ensembles.

Des Weiteren muss bei einem Mach-Zehnder-Interferometer mit Bragg-Strahlteilern die Population der Ausgänge für eine Detektion räumlich getrennt sein [70]. Entsprechend lang muss die freie Propagationszeit für die Auftrennung gewählt werden. Dies stellt Anforderungen an den Eingangszustand, denn dessen Ausdehnung zum Zeitpunkt der Detektion muss kleiner sein als die Distanz zwischen den Ausgängen. Hierfür sind Ensembles mit kleiner initialer Größe und geringer Expansionsgeschwindigkeit geeignet.

1.1.4 Kohärente Phasenaufprägung zur Modifikation der Wellenfronten von Materiewellen

Während im vorherigen Abschnitt Methoden vorgestellt wurden, mit deren Hilfe Materiewellen in ihrer Amplitude aufgeteilt werden können, ist es ebenso möglich deren Wellenfront mit einem räumlich variierten Potenzial eine Modulation aufzuprägen. Diese Art der Manipulation einer Wellenfunktion ermöglicht weitere Untersuchungen von quantenmechanischen Materiewellen und deren Dynamik.

Die Entwicklung einer Materiewelle hängt von ihrem Hamilton-Operator $H(\vec{r},t)$ ab. Durch ein externes Potenzial $V(\vec{r},t)$ können der Wellenfunktion $\Psi(\vec{r},t)$ zusätzliche Phasenterme hinzugefügt werden:

$$\Psi(\vec{r},t) \propto \Psi(\vec{r},0)e^{(i/\hbar)(H(\vec{r},t)+V(\vec{r},t))t}.$$

Dazu muss die Wechselwirkung mit dem Lichtfeld kurz genug sein, sodass die Wellenfunktion in dieser Zeit fast konstant bleibt (Raman-Nath Regime). Bei ausreichender Stärke des Potenzials wird die Wellenfront der Materiewelle maßgeblich geändert und eine Phasenverteilung wird aufgeprägt [71–73].

Dies kann beispielsweise durch ein in seiner Intensität räumlich moduliertes und weit zum nächsten atomaren Übergang verstimmtes Lichtfeld realisiert werden. Durch die Verstimmung wird die spontane Emission unterdrückt.

Entstehen räumliche Phasengradienten über die Wellenfunktion hinweg, dann resultieren diese in einer lokal unterschiedlichen Impulsverteilung. Mit der freien Entwicklungszeit ändert sich deshalb die Dichteverteilung des atomaren Ensembles. Die Phasenaufprägung wurde mehrfach genutzt, um Solitonen in ultrakalten atomaren Ensembles zu erzeugen und damit nichtlineare Atomoptik zu studieren [71, 72]. Dazu ist es von Vorteil, wenn die Kohärenzlänge des Ensembles ausreichend ist, um die freie Entwicklung zu beobachten. Deshalb wurden Bose-Einstein-Kondensate als Materiewellen genutzt, auf die im nächsten Abschnitt weiter eingegangen wird. Grundsätzlich können mit der Phasenaufprägung die Wellenfronten von Materiewellen beliebig modifiziert werden, indem die Intensität des Lichtfeldes, dessen räumliche Verteilung und die Belichtungsdauer variiert werden. In Kombination mit den Methoden zur Amplitudenmanipulation wird eine freie Konstruktion von quantenmechanischen Wellenfunktionen atomarer Ensembles ermöglicht.

1.2 Bose-Einstein-Kondensate für hochpräzise Materiewelleninterferometrie

Die angestrebte hohe Auflösung von Atominterferometern setzt hohe Ansprüche an die Materiewellen. Dank ihrer im Vergleich zu thermischen Ensembles geringen Ausdehnungsgeschwindigkeit, kleinen initialen Größe und makroskopischen Kohärenzlänge haben Bose-Einstein-Kondensate (BEC, *engl. Bose-Einstein condensate*) Vorteile für die hochpräzise Materiewelleninterferometrie.

Bei ausreichend hoher Phasenraumdichte, das heißt bei geringen Temperaturen und gleichzeitig hohen Dichten, besetzen alle bosonischen Teilchen eines Ensembles den energetischen Grundzustand einer Falle und bilden ein BEC. Die geringe kinetische Energie der einzelnen Teilchen resultiert in langen de-Broglie-Wellenlängen, sodass

die Wellenfunktionen überlappen. Das Ensemble lässt sich durch eine einzige makroskopische Wellenfunktion beschreiben und stellt wegen seiner großen Kohärenzlänge in Atominterferometern das Äquivalent zu Laserlicht in Lichtinterferometern dar. Dieser Zustand wurde bereits 1924 von S. Bose und A. Einstein vorhergesagt [74, 75] und konnte mit Hilfe entsprechender Methoden erst 1995 für neutrale Atome im Labor demonstriert werden [76–78].

Eine Reihe von Kühlmethoden, welche die Wechselwirkung der Atome mit Licht- und Magnetfeldern ausnutzen, musste zur Realisierung der Kondensate entwickelt werden. Die in dieser Arbeit verwendete Sequenz zur Erzeugung von BECs aus Rubidium-87 Atomen umfasst mehrere experimentelle Schritte. Zunächst werden thermische Atome aus einem Reservoir in einem kalten Atomstrahl verdichtet, anschließend in eine dreidimensionale Falle geladen und gleichzeitig verlangsamt. Aufgrund der Kombination von Licht- und Magnetfeldern werden diese Kühltechniken 2D- und 3D-magneto-optische Falle (MOT, *engl. magneto-optical trap*) genannt. Die hiermit erreichbare sogenannte Doppler-Temperatur ist durch den Impulsübertrag bei der spontanen Emission eines Photons begrenzt und reicht nicht für die Kondensation aus. Deshalb wird mit einer rein optischen Methode, der Melasse- oder Polarisationsgradientenkühlung, die Temperatur des Ensembles unter die Doppler-Temperatur gesenkt indem geschwindigkeitsabhängige Kräfte erzeugt werden. Währenddessen sind die Atome nicht räumlich gefangen. Ausgenutzt werden hier die Auswahlregeln für atomare Übergänge getrieben durch verschiedene Polarisierungen der Lichtfelder [79, 80]. Darauf folgend werden die Atome ebenfalls mit einem Lichtfeld in den magnetisch fangbaren Zustand mit der magnetischen Quantenzahl $m_F = 2$ transferiert und anschließend in einer Magnetfalle gefangen. Die Magnetfelder bilden dafür ein konservatives Potenzial mit ausreichender Potenzialtiefe zum Fangen der Atome. Mit Hilfe der evaporativen Kühlung, bei der die Atome höchster Energie aus der Falle entfernt werden, kann die Temperatur des Ensembles bis zur Kondensation gesenkt werden. In Kapitel 3 werden die hier angesprochenen Kühlmethoden ausführlicher behandelt und experimentelle Resultate vorgestellt.

Die quantenmechanischen Eigenschaften und deren vergleichsweise einfache Beschreibung gegenüber thermischen Ensembles machen BECs zu einem neuartigen Testsystem für fundamentale Physik. Doch durch die recht aufwändige Erzeugung ergeben sich auch Nachteile. Besonders der letzte Kühlschritt, die evaporative Kühlung, dauert im Vergleich zur restlichen Sequenz relativ lang, was die Repetitionsrate für Experimente begrenzt. Eine schnelle Wiederholung von Messungen ist aber besonders für geodätische Anwendungen interessant, deren Sensitivität nicht durch die Entwicklungszeit im Interferometer limitiert ist. Außerdem wird während dieses Kühlschritts die Atomzahl um einige Größenordnungen reduziert, wodurch die Signalamplitude sinken kann. Deshalb sind Bose-Einstein-Kondensate nicht für

jede Anwendung sinnvoll und viele Gruppen arbeiten mit sub-Doppler gekühlten Ensembles [81, 82].

Dennoch bieten BECs zahlreiche Vorteile für Materiewelleninterferometrie, besonders für Experimente auf langen Zeitskalen zur Steigerung der Sensitivität. Mit einem kontrollierten Auskoppeln des Kondensats aus der Magnetfalle bleibt wegen der geringen Ausbreitungsgeschwindigkeit die atomare Dichte im Vergleich zu thermischen Ensembles über einen längeren Zeitraum hoch genug, um eine Detektion mit ausreichendem Signal zu ermöglichen. Eine räumliche Trennung der Ausgänge kann bei ausreichendem Impulsübertrag realisiert und die Populationsbesetzung bestimmt werden.

Ein weiterer Vorteil einer möglichst geringen Ausdehnungsgeschwindigkeit ist die Minimierung von systematischen Ungenauigkeiten durch Wellenfrontfehler und -krümmungen der Lichtfelder für die Strahlteiler-Prozesse, da die Ensembles sich zwischen den Licht-Materie-Wechselwirkungen weniger weit ausdehnen. Zusätzlich erfüllt der Großteil der beteiligten Atome durch die schmale Impulsverteilung die Resonanzbedingung für die Bragg-Prozesse und somit bleibt die Beugungseffizienz hoch [70].

Die präzise Überlagerung der Schwerpunkte von zwei Kondensaten kann für differentielle Messungen wie Tests der Universalität des freien Falls (siehe Kapitel 1.1.2.1) systematische Fehler reduzieren. Im Vergleich zu klassischen Testmassen wird für derartige Tests durch die isopenreine Präparation kalter und ultrakalter Ensembles die Differenzierung verschiedener Parameter, wie des Spins, des Neutronenüberschusses oder der Baryonenanzahl ermöglicht. Basierend auf den genannten Vorzügen werden BECs häufig für die Materiewelleninterferometrie auf makroskopischen Zeitskalen genutzt [36, 48, 83]. Dadurch werden viele systematische Einflüsse für genaue Messungen erst kontrollierbar.

1.3 Die QUANTUS-Kollaboration

Um das volle Potenzial von präzisen Messungen mit Atominterferometern in Mikrogravitation auszuschöpfen, müssen viele Methoden entwickelt werden, die Experimente unter diesen Bedingungen und auf makroskopischen Zeitskalen ermöglichen. Zu diesem Zweck wurde das QUANTUS-Projekt (QUANTengase Unter Schwerelosigkeit) gegründet zu dem auch die hier beschriebene MAIUS-1 Mission gehört. In dessen Rahmen werden unter anderem Studien zur Manipulation der Expansionsraten von atomaren Ensembles, zu Detektionsoptimierungen und verschiedenen Interferometriegeometrien durchgeführt. Das Ziel des Projektes ist die Entwicklung von hochpräzisen Quantensensoren für Weltraumanwendungen.

Für die Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten ist ein Zusammenspiel verschiedener Technologien unerlässlich. Unter anderem wird ein Ultrahochvakuum benötigt, sowie Lasersysteme mit mehreren regelbaren Frequenzen und elektrische Aufbauten zur Realisierung von speziellen Magnetfeldkonfigurationen. Die ersten Aufbauten dieser Art haben das Volumen eines gesamten Labors eingenommen und waren sehr empfindlich auf Änderungen der Temperatur und des Drucks sowie auf Erschütterungen. Für Anwendungen auf Mikrogravitationsplattformen werden jedoch mobilere, kompaktere und robustere Systeme benötigt.

Aus diesen Gründen wurden im Rahmen des QUANTUS-Projekts zunächst Apparaturen für den Einsatz im Fallturm am Zentrum für angewandte Raumfahrttechnologie und Mikrogravitation (ZARM) in Bremen entwickelt. Diese Plattform ermöglicht es, Experimente in Kapseln während eines freien Falls in dessen 120 m hohen evakuierten Fallturmröhre durchzuführen. Mit einem Abwurf können 4,7 s Mikrogravitation erreicht werden, während ein Katapultstart sogar 9,2 s bereitstellt. Die technologische Realisierung solcher Apparaturen umfasste eine Miniaturisierung aller beteiligten Komponenten, neben der zusätzlichen mechanischen Stabilisierung und Integration in eine einzelne, mobile Kapsel. Entwicklungen wie beispielsweise Atomchips, steckbare Elektronikkomponenten und integrierte Lasermodule ermöglichten dies. Mit der QUANTUS-1 Apparatur konnte erstmals ein BEC in Mikrogravitation erzeugt [36] und Materiewelleninterferometrie demonstriert werden [31].

Daraufhin wurden mit dieser Plattform viele Methoden für präzise Messungen entwickelt, wie das Auslesen einer asymmetrischen Mach-Zehnder-Konfiguration mit nur einem Bild und der Delta-Kick-Kollimierung, bei der mit temporärem Einschalten magnetischer Potenziale die Expansionsgeschwindigkeit der Ensembles verringert wird. Die Apparatur der nächsten Generation QUANTUS-2 [84–86] optimierte den Betrieb für die schnelle Erzeugung von BECs auf unter 2 s und führt derzeit weiterführende Messungen in Mikrogravitation durch. Es wurden Ensembles mit Temperaturäquivalenten von unter 50 pK realisiert und deren freie Entwicklung bis zu Zeiten von 2,7 s beobachtet [85]. Es soll als zweite atomare Spezies Kalium-41 implementiert werden, damit Studien zu Tests der Universalität des freien Falls in dieser Mikrogravitationsumgebung vorbereitet werden können. Außerdem ist diese Apparatur technisch in der Lage im Katapult des Fallturms betrieben zu werden. Für den Schritt in den Weltraum wurde im Rahmen dieser Kollaboration das MAIUS-Projekt (MAteriewellenInterferometrie Unter Schwerelosigkeit) gegründet mit dem Ziel BEC-basierte Zwei-Spezies-Interferometer auf Zeitskalen von mehreren Sekunden an Bord von Forschungsraketen durchzuführen.

1.4 Ablauf der Mission MAIUS-1

Einen Meilenstein der weltraumgestützten Atominterferometrie stellt der Flug der MAIUS-1 Mission dar. Die Forschungsrakete absolvierte einen parabelförmigen Flug mit dem Apogäum bei 243 km Höhe. Oberhalb der Kármán-Linie, der Grenze zum Weltraum, bei 100 km Höhe ist die Luftreibung gering genug, sodass Mikrogravitation vorliegt. Die Restbeschleunigung beträgt dabei zwischen 10^{-4} g und 10^{-6} g entsprechend der Flughöhe. Der Gesamtflug dauerte 17 Minuten und ermöglichte 110 Experimente. Davon lag sechs Minuten lang Mikrogravitation vor währenddessen 86 Experimente durchgeführt wurden.

Erstmals wurden in dieser Umgebung Experimente mit Bose-Einstein-Kondensaten durchgeführt [32] und Materiewelleninterferenzen nachgewiesen. Es wurden Versuche zu folgenden sieben Methoden durchgeführt:

- (i) Kühlen und Fangen unter hochdynamischen Bedingungen;
- (ii) Phasenübergang zum BEC durch evaporative Kühlung;
- (iii) Auskoppelverhalten aus einer magnetischen Falle zur Kontrolle der initialen Bedingungen für ein Interferometer;
- (iv) Zustandspräparation der Atome mit unterschiedlichen Kopplungsstärken an magnetische Felder;
- (v) magnetisches Linsen zur Reduzierung der Expansionsraten der atomaren Ensembles;
- (vi) Strahlteileroptimierungen und
- (vii) Interferometrieexperimente.

Im Folgenden soll ein Überblick zum Flugablauf mit den durchgeführten Messreihen gegeben werden (siehe Abb. 1.3). Die genaue Betrachtung und Auswertung der Messungen erfolgt in den späteren Kapiteln 3, 4 und 5 dieser Arbeit.

Die Kampagne wurde in Schweden auf der ESA-Station ESRANGE durchgeführt. Durch regelmäßige Funktionstests mit Messungen zu verschiedenen Kühlritten der Ensembles, dem Phasenübergang zum Kondensat und interferometrischen Messungen konnte die Operationsbereitschaft der Nutzlast während des Countdowns am Boden geprüft werden.

Bei den ersten Experimenten stand die Bereitstellung kalter atomarer Ensembles für Gravitationsmessungen mit schneller Repetitionsrate unter hochdynamischen Bedingungen im Fokus. Der Einfluss verschiedener Belastungen während des Starts und Aufstiegs auf die ersten Kühlritte der Ensembles auf dem Weg zur Kondensation wurde betrachtet (siehe Kapitel 4). Dafür wurden die Experimente bereits

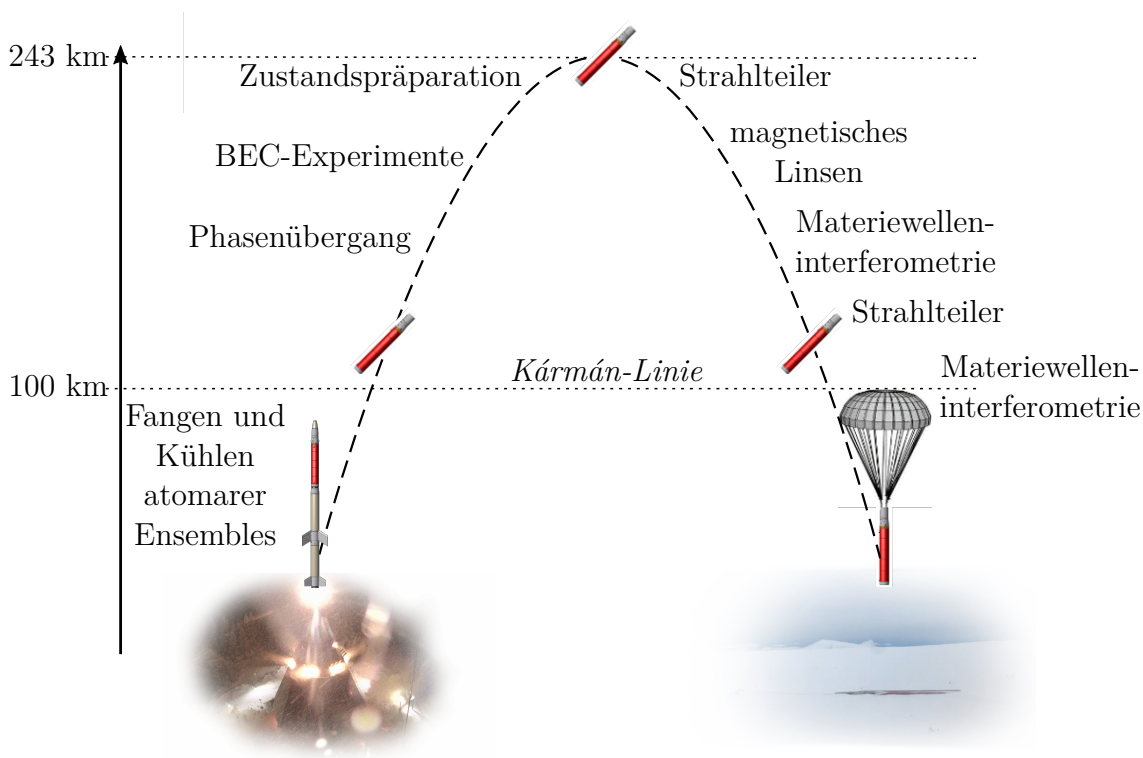


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung des experimentellen Flugablaufs. Während des Starts wirkten starke Beschleunigungen und Vibrationen auf die Nutzlast. Mit dem Überschreiten der Kármán-Linie, befand sich die Nutzlast im Weltraum. Aufgrund der dünnen Atmosphäre konnten Experimente in Mikrogravitation durchgeführt werden. Beim Wiedereintritt in die Atmosphäre wirkten erneut starke Belastungen auf die Nutzlast. Die Landung erfolgte am Fallschirm.

30 s vor der Zündung der Motoren aufgenommen. Es wurde außerdem untersucht, wie sich die Beschleunigungen auf das Ausschalten der Falle, die folgende freie Entwicklung des Ensembles und dessen anschließendes Einfangen auswirken.

Oberhalb der Kármán-Linie wurde die Rotationsrate der Nutzlast auf unter 5 mrad/s reduziert, sodass die Restbeschleunigung auf die Atome geringer als $10^{-4} g$ war. Zusätzlich wurde die Nutzlast so ausgerichtet, dass die sensitive Achse des Interferometers parallel zur Gravitationsrichtung verläuft. Während dieser Phase wurde unter anderem durch ein Stabilisieren der Laserfrequenzen die Operationsbereitschaft der Apparatur sicher gestellt.

Daraufhin wurden Experimente zum Phasenübergang des Bose-Einstein-Kondensats durchgeführt, die eindeutig dessen Erzeugung belegen. Durch unterschiedlich langes Halten der Atome in der Magnetfalle und anschließendes Auskoppeln konnten die entstehenden kollektiven Dynamiken des Ensembles analysiert werden. Mit einer

Zustandspräparation wurden die Atome in verschiedene magnetische Unterzustände transferiert. Dazu wurde ein Magnetfeldgradient angelegt und die Zustände konnten mit einem Radiofrequenzfeld gekoppelt werden. Mit einer automatisierten Auswertung konnte das System die Frequenz für den Transfer selbstständig optimieren. Diese Experimente des Fluges werden in Kapitel 3 ausführlicher beschrieben.

Kurz nach dem Apogäum bei 243 km, der Phase mit den geringsten Geschwindigkeiten und Restbeschleunigungen der Nutzlast, wurden die ersten Experimente zu Strahlteiler-Prozessen durchgeführt. Mit der Vermessung einer Rabi-Oszillation wurde die Beugungseffizienz maximiert. Dann wurde versucht mit der Delta-Kick-Kollimierung durch kurzzeitiges Einschalten eines magnetischen Potentials die kinetische Energie des Ensembles weiter zu verringern. Dies gelang aufgrund einer Restbewegung der Atome nicht, die eine Verschiebung der Position des Ensembles relativ zum magnetischen Potenzial zur Folge hatte.

Die Ergebnisse der ersten Interferometrie-Sequenzen zeigten eine geringere Beugungseffizienz als erwartet. Deshalb wurde manuell eine weitere Analyse der Strahlteiler initiiert. Zunächst wurde die Frequenzverstimmung der Lichtfelder für die Bragg-Prozesse gemessen und daraufhin eine weitere Rabi-Oszillation aufgenommen. Diese wurde nach drei Experimenten abgebrochen, da die Vorbereitungen für den Wiedereintritt der Nutzlast in die Atmosphäre begannen. In dieser Zeit wurden fünf identische Experimente zu Interferometern durchgeführt. Bei den ersten drei Durchführungen erfüllte die Nutzlast noch die Spezifikationen für die Mikrogravitationsphase, wohingegen sie für die letzten beiden bereits aktiv in Rotation versetzt wurde, um die Stabilität der Flugbahn zu unterstützen. Alle Experimente zu den Strahlteiler-Prozessen und zur Interferometrie während des Fluges werden in Kapitel 5.2 ausführlich betrachtet.

Nach der Landung am Fallschirm und der Bergung drei Tage später wurden die Systeme einer gründlichen Analyse unterzogen. Während des Wiedereintritts hat sich eine Netzwerkverbindung aufgrund der Belastungen gelöst und durch die tiefen Temperaturen von bis zu -34 °C am Boden ist ein Kupferrohr zur Wasserkühlung im Lasersystem geplatzt. Ansonsten war die Apparatur wieder voll einsatzbereit und konnte nach diesen Reparaturen und einem Aufladen aller Batterien wieder Experimente mit Bose-Einstein-Kondensaten am Boden durchführen.

1.5 Aufbau der Arbeit

Diese Arbeit beschäftigt sich mit den Resultaten der Forschungsraketenmission MAIUS-1 und deren Vergleich zu Messungen am Boden. Sie behandelt die erstmaligen atom-optischen Experimente mit Bose-Einstein-Kondensaten im Weltraum und Tests der Methoden für Präzisionsmessungen mit Materiewelleninterferometern.

Im folgenden Kapitel 2 wird der Aufbau der Apparatur MAIUS-A beschrieben. Es wird sowohl auf die Raketenmission als Mikrogravitationsplattform und vergleichbare Alternativen eingegangen, als auch auf die einzelnen Module der wissenschaftlichen Nutzlast und die strikten Anforderungen. Daraufhin werden im Kapitel 3 die experimentellen Schritte zur Präparation eines Bose-Einstein-Kondensats als Eingangszustand für Materiewelleninterferometrie vorgestellt. Kapitel 4 behandelt Experimente zum Kühlen und Fangen von kalten atomaren Ensembles in hochdynamischen Umgebungen, wie während eines Vibrationstests oder dem Start und Aufstieg der Rakete. Die hier erzeugten Wellenpakete können in interferometrischen Messungen auf kurzen Zeitskalen mit hohen Repetitionsraten für gravimetrische Anwendungen genutzt werden. Daraufhin werden Experimente zu Materiewelleninterferometern in Kapitel 5 vorgestellt. Zunächst werden die Messungen, welche im Labor durchgeführt wurden, behandelt. Im Vergleich dazu folgt eine detaillierte Analyse der Ergebnisse zu interferometrischen Experimenten im Weltraum. Abschließend wird in Kapitel 6 ein Ausblick auf die Verwendung der Erkenntnisse des Fluges und die folgenden Weltraummissionen gegeben.

EXPERIMENTELLER AUFBAU

Im folgenden Kapitel wird das Design der Apparatur MAIUS-A beschrieben, mit der diverse Experimente mit Bose-Einstein-Kondensaten auf der Höhenforschungsmission MAIUS-1 durchgeführt werden konnten. Zunächst werden die Mikrogravitationsplattform und die sich daraus ergebenden Anforderungen betrachtet. Um diese zu erfüllen, wurden eine Reihe von technischen Maßnahmen ergriffen, die sich in dem modularen Aufbau der wissenschaftlichen Nutzlasten wieder finden. Die im Folgenden kurz beschriebenen Module sind die Atomchip-Apparatur, das Lasersystem, die Kontrollelektronik und das Akkumodul.

2.1 Höhenforschungsraketen als Mikrogravitationsplattform

Für die Untersuchung ultrakalter atomarer Ensembles in Schwerelosigkeit gibt es eine Reihe von Mikrogravitationsplattformen. Langfristig sind orbitale Satellitenmissionen [35, 87] angestrebt, bei denen die Messzeit in Mikrogravitation lediglich durch die Missionszeit limitiert ist. Für einen einzelnen Satelliten konnten Restbeschleunigungen von $\Delta g/g < 10^{-6}$ gemessen werden [88]. Durch das vergleichsweise kleine Volumen sowie dessen Entkopplung von der irdischen Umgebung sind weniger systematische Störungen vorhanden verglichen zu Laboren auf der Erde.

Darüber hinaus ist ein Einsatz auf einer Raumstation möglich [34], wobei vergleichsweise höhere Störeinflüsse durch die Besatzung und andere Experimente zu erwarten sind. Die Güte der Mikrogravitation liegt im Bereich von $\Delta g/g < 10^{-4}$ [89]. Die technischen und finanziellen Herausforderungen einer orbitalen Mission machen

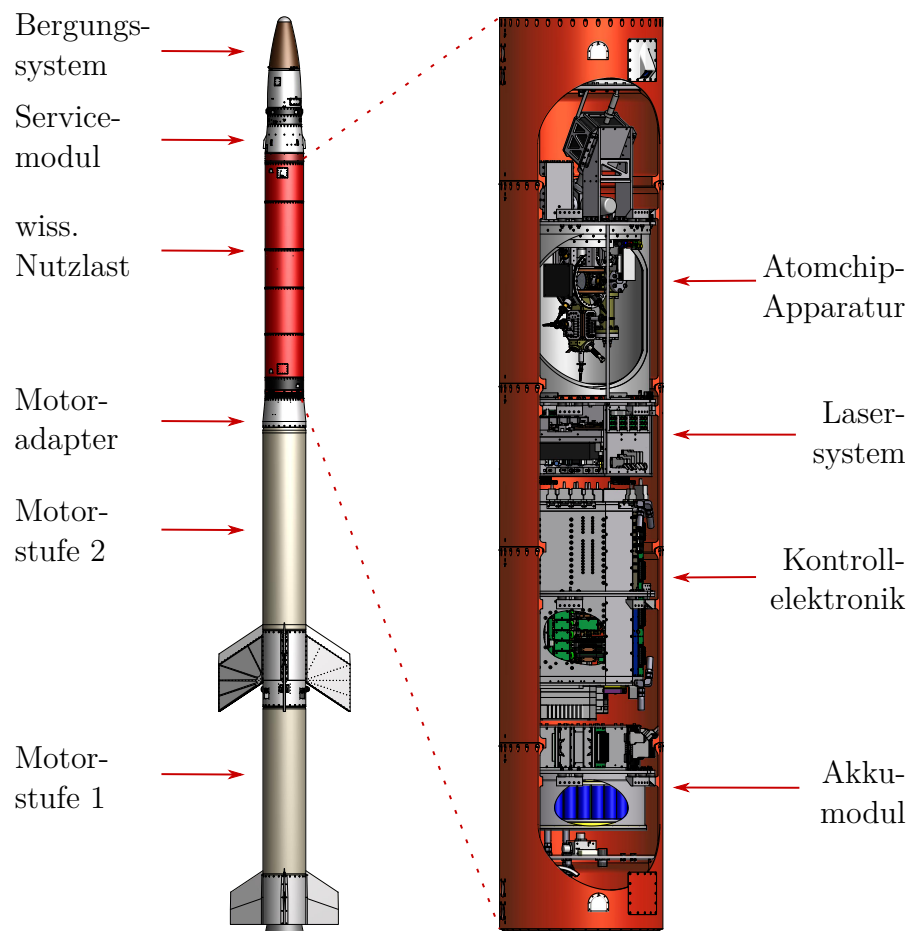


Abbildung 2.1: Aufbau der Höhenforschungsrakete und der wissenschaftlichen Nutzlast. Links: CAD-Zeichnung der MAIUS-1 Rakete mit dem Träger VSB-30. Oben befindet sich das Bergungssystem mit den integrierten Fallschirmen. Darunter ist das Servicemodul angeordnet, welches zur Kommunikation und Regelung der Flugbahn dient. Unter diesem befindet sich in rot die wissenschaftliche Nutzlast. Sie ist über einen Adapter mit den beiden Motorenstufen verbunden. Zur aerodynamischen Stabilisierung sind Finnen angebracht. Rechts: CAD-Abbildung mit Schnitt durch die wissenschaftliche Nutzlast mit den einzelnen Modulen.

Vorentwicklungen von neuer Technologie sowie Tests der benötigten Methoden notwendig.

Ein wichtiger Schritt hinsichtlich der Miniaturisierung und Robustheit wurde innerhalb der QUANTUS-Kollaboration getan. Im Rahmen dieser Projekte werden Aufbauten zum Betrieb im Fallturm am Zentrum für angewandte Raumfahrttechnik und Mikrogravitation (ZARM) in Bremen entwickelt. Dieser Fallturm wird

passiv genutzt. Die Luft wird über die Freifallstrecke von 120 m evakuiert, um Luftreibung und damit die Restbeschleunigung zu reduzieren. Die Apparaturen werden in Kapseln eingebaut und als Ganzes abgeworfen. Auf diese Weise wird eine Mikrogravitationszeit von 4,7 s erreicht, welche mit dem Katapultbetrieb auf 9,2 s ausgedehnt werden kann.

Mit der QUANTUS-1 Apparatur gelang es 2007 das erste Bose-Einstein-Kondensat unter Schwerelosigkeit nachzuweisen [36]. 2013 wurde mit diesem Aufbau ebenfalls das erste Materiewelleninterferometer mit BECs in dieser Umgebung demonstriert [31].

Mit dem Bau der QUANTUS-2 Apparatur soll zum einen der Zwei-Spezies-Betrieb mit Rubidium-87 und Kalium-41 erforscht und zum anderen eine höhere Experimentrate während des freien Falls ermöglicht werden. Dazu wurden verschiedene technische Änderungen im Aufbau vorgenommen [84], welche die Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten mit $4 \cdot 10^5$ Rubidiumatomen in 1,6 s ermöglichen [86]. QUANTUS-2 ist außerdem für den Katapultbetrieb geeignet und kann somit mehrere Experimente auf Zeitskalen von einigen Sekunden während einer einzelnen Mikrogravitationszeit durchführen.

Neben dem passiven Fallturm in Bremen wird am Hannover Institute of Technology (HITec) derzeit der aktive Fallturm Einstein-Elevator getestet [90]. In dieser Konstruktion wird die Nutzlast auf einer getriebenen Plattform fixiert und mittels elektrischer Linearmotoren beschleunigt. Nach dem anfänglichen Schub gleichen diese Motoren außerdem die durch Luftreibung wirkenden Kräfte aus, damit sich die Nutzlast mit einer Restbeschleunigung von $10^{-6} g$ im freien Fall befindet. Die Höhe des Turms beträgt 40 m, woraus sich 4 s Versuchsdauer ergeben. Im Vergleich zum passiven Fallturm am ZARM muss das Volumen der Fallstrecke nicht evakuiert werden, weshalb bis zu 300 Durchläufe am Tag möglich sind. Die Nutzlast kann bis zu 1000 kg wiegen und sollte die Abmessungen von 1,7 m im Durchmesser und 2 m Höhe nicht überschreiten. Mit strukturellen Umbauten ist dies für alle QUANTUS und MAIUS-Apparaturen möglich.

Alternativ wird in Bordeaux, Frankreich, ein Flugzeug Airbus A300 Zero-G [37] als Mikrogravitationsumgebung genutzt. Das Flugzeug von der Betreibergesellschaft Novespace führt hintereinander mehrere Parabelflüge zwischen 8000 und 5000 m Höhe aus. Jedes mal stehen etwa 20 s Freifallzeit mit einer Restbeschleunigung von $10^{-3} g$ zur Verfügung. Es konnte bereits ein Test der Universalität des freien Falls mit einer Unsicherheit der Messung des Eötvös-Verhältnisses von $3 \cdot 10^{-4}$ durchgeführt werden [91].

Für alle bisher durchgeführten Experimente auf den erdgebundenen Mikrogravitationsplattformen mussten die Designs auf die Beschleunigung, die bei Start und Landung auftreten, und den limitierten Platz angepasst werden. Jedoch entspricht keines dieser Szenarien den Bedingungen bei einem Raketenflug. Dieser ist allerdings

für Weltraummissionen notwendig. Um diesen technologischen Sprung zu bewältigen und erste Untersuchungen mit ultrakalten Ensembles im Weltraum durchzuführen, wurde das MAIUS-Projekt innerhalb der QUANTUS-Kollaboration gegründet. Als Plattform wird die zweistufige Rakete VSB-30 (Veiculo de Sondagem Booster) mit festem Treibstoff verwendet (siehe Abb. 2.1). Diese führt einen Parabelflug mit einer maximalen Höhe von etwa 260 km durch, wobei die Höhe vom Gewicht der Nutzlast abhängig ist. Über der Kármán-Linie bei 100 km Höhe ist der Luftwiderstand so gering, dass Mikrogravitation vorliegt, wobei die Restbeschleunigung abhängig von der Flughöhe zwischen 10^{-4} und 10^{-6} g variiert. Für die Mission MAIUS-1 lag das Apogäum bei 243 km, wodurch 6 Minuten Schwerelosigkeit erreicht werden konnten. Aufgrund der räumlichen Einschränkungen musste die Nutzlast im Vergleich zur QUANTUS-2 Apparatur weiter miniaturisiert werden, um in das maximal nutzbare Volumen von im Durchmesser 0,5 m und in der Höhe 2,8 m zu passen. Wegen der Abhängigkeit der Flugdauer von der Gesamtmasse wurde die Nutzlast möglichst leicht konzipiert. Das Bergungssystem gibt eine obere Grenze von 320 kg für die wissenschaftliche Nutzlast vor. Final wurden 309,23 kg realisiert.

Besonders durch den Start und den Wiedereintritt in die Atmosphäre ergeben sich signifikant unterschiedliche Anforderungen an die Struktur der Apparatur im Vergleich zu den Fallturm-Experimenten. Die Initialisierung und das Ausbrennen der Motoren beim Start und Aufstieg erzeugen neben statischen Beschleunigungen von bis zu 12 g in longitudinaler Achse auch Vibrationen in alle Raumrichtungen mit bis zu $1,8 g_{RMS}$ [92]. Mit dieser Art von Belastung gab es keine Erfahrungen in der Kollaboration, sodass ausführliche Tests für die Qualifizierung durchgeführt wurden, welche in den Arbeiten von Jens Große [93] und Stephan T. Seidel [94] detaillierter ausgeführt sind. Deutlich größer sind die statischen Belastungen beim Wiedereintritt in die Atmosphäre mit bis zu 17 g während der MAIUS-1 Mission. Zur Stabilisierung der Flugbahn wird eine Drehung der Nutzlast um deren Rollachse während des Auf- und Abstiegs initiiert. Die maximale Rotationsrate beträgt 2,7 Hz und durch Zentrifugalbeschleunigungen wirkten zusätzliche Kräfte in radialer Richtung.

Im Gegensatz dazu soll während der Mikrogravitationszeit die Rotationsrate für die Experimente auf unter 5 mrad/s reduziert werden. Dazu wird eine Positions- und Rotationskontrolle der Nutzlast eingesetzt. Zunächst wird mit einem Yo-Yo die Rotation der Rakete stark verringert, indem zwei gegenüberliegende Gewichte an der Außenseite der Nutzlast an Stahlseilen frei abgerollt wurden und durch die Veränderung des Drehmoments die Rotationsrate senken [94]. Anschließend werden sie abgestoßen, genauso wie die Spitze der Rakete, die zur Stabilisierung des Aufstiegs dient. Die Nutzlast wird daraufhin mit pneumatischen Kontrollelementen so ausgerichtet, dass die Interferometrie-Achse parallel zur Gravitationsrichtung verläuft, also die Rollachse um 45° dazu verkippt ist.

Eine starke thermische Last entsteht durch die Luftreibung in der Atmosphäre, wodurch die Hülle Temperaturen von bis zu 154 °C an deren Innenseite im Abschnitt der Nutzlast erreicht. Im Gegensatz dazu kühlt sie am Boden durch die niedrigen Außentemperaturen der Umgebung schnell aus und kann nach der Landung im Schnee gefrieren. Dementsprechend mussten die Module sowie die an der Hülle entlang laufenden Verbindungen isoliert oder hitzebeständig sein. Außerdem musste der Wärmetransport in sensiblen Modulen mit Hilfe von Wärmesenken gesteuert werden.

Während des Fluges gibt es keinen Kontakt zum Boden. Somit ist eine Erdung der Hülle nicht möglich. Zum Schutz vor elektrostatischen Entladungen und Spannungsdifferenzen innerhalb der Nutzlast wurden alle Hüllensegmente elektrostatisch verbunden.

Ein weiterer großer Unterschied zu den Fallturm-Apparaturen ist der benötigte autonome Operationsbetrieb. Durch eine Funkverbindung können Daten übermittelt und eingeschränkt auf die Kontrollsysteme zugegriffen werden. Allerdings kann diese Verbindung nicht garantiert werden und die Auswertung der Daten zur Optimierung der Parameter ist zeitkritisch. Entsprechend wurde eine angepasste Software bereit gestellt, welche die vorgegebenen Messungen eigenständig auswertet und deren Optima bestimmen kann.

Im Folgenden werden die Module der wissenschaftlichen Nutzlast beschrieben und jeweils ein Überblick über die Maßnahmen zur Anpassung an die Anforderungen der Raketenmission gegeben.

2.2 Atomchip-Apparatur

In diesem Modul werden die ultrakalten atomaren Ensembles präpariert und die Experimente durchgeführt. Das Vakuumsystem von MAIUS-A ist in Abbildung 2.2 gezeigt und basiert grundsätzlich auf dem Design der QUANTUS-2 Apparatur [84] mit einigen Anpassungen [93–95]. Die Kammer ist aus Titan (Ti6Al4V) gefertigt, welches sich wegen seiner geringen magnetischen Suszeptibilität [96] wenig durch äußere Felder magnetisieren lässt. Somit werden wechselnde magnetische Störfelder reduziert. Zusätzlich ist eine magnetische Abschirmung um die Kammer angebracht, damit äußere Felder die Messungen nicht beeinflussen. Der dreilagige Schild wird durch zylinderförmige Tonnen realisiert, bestehend aus einer Nickel-Eisen-Legierung (80 % NiFe), und hat in radialer Richtung einen Abschirmfaktor größer 10 000 und in axialer Richtung größer 2 000 [97].

Für die benötigten optischen Zugänge zur Vakuumkammer werden antireflexbeschichtete Borosilikat-Kronglasfenster (N-BK7) genutzt, die mit Indium abgedichtet werden. Eine Kombination aus einer aktiven Ionengetterpumpe und

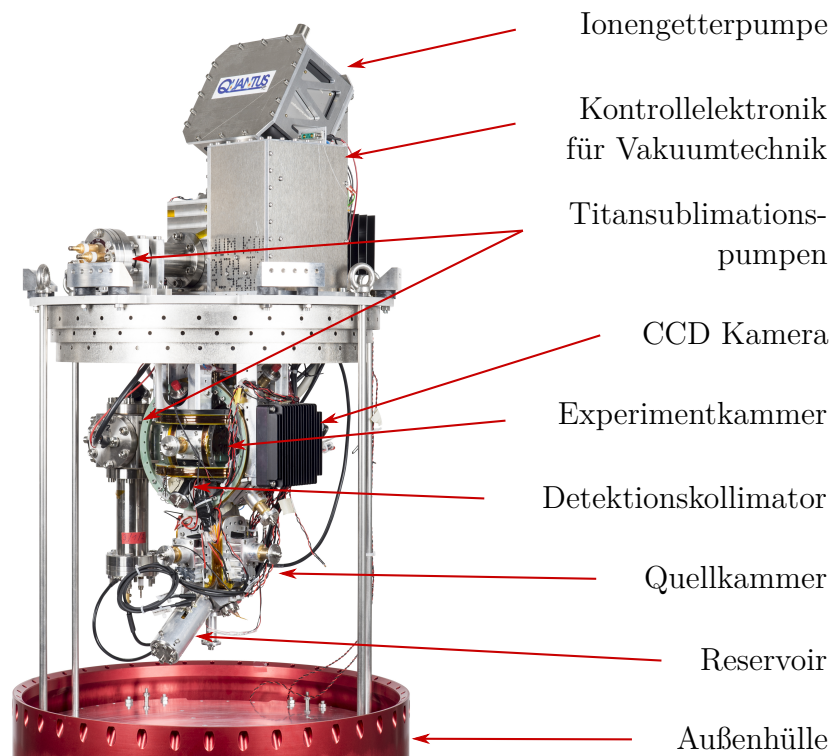


Abbildung 2.2: Foto der Atomchip-Apparatur. Oberhalb der Plattform ist die Pumpensektion aufgebaut mit der Ionengetterpumpe, dem Vakuumsensor, einer Titan-Sublimationspumpe und der benötigten Kontrollelektronik. Darunter hängt das Vakuumsystem. Es ist im Betrieb von einem magnetischen Schild umgeben, welches hier abmontiert ist. An der Experimentkammer ist hinter dem Atomchip eine zusätzliche Titan-Sublimationspumpe angebaut. Die gezeigte CCD-Kamera wird für die Fluoreszenzdetektion genutzt. Um beide Kammern sind Spulen und Kollimatoren montiert. Das Reservoir ist zusätzlich durch eine Aluminium-Verkleidung geschützt.

zwei passiven Titan-Sublimationspumpen erzeugt die benötigte Pumpleistung, um einen Druck im Bereich von 10^{-10} mbar zu gewährleisten. Ein möglichst geringer Hintergrund-Dampfdruck verringert die Stoßrate mit ungekühlten Atomen und damit einhergehende Heizeffekte. Dies verlängert die Lebensdauer des gefangenen Ensembles.

Als Reservoir wird eine Glasampulle mit einem Gramm Rubidium verwendet. Die Isotope kommen im natürlichen Verhältnis vor [98]. Die Ampulle wird in der Vakuumkammer in einem schmalen Kupferrohr fixiert und durch dessen Deformation gebrochen. Ein Heizdraht wird von außen herum gewickelt, sodass ein Ofen entsteht. Mit der Temperatur des Reservoirs kann der Partialdruck von Rubidium angepasst werden. Je höher der Hintergrunddampfdruck ist, desto mehr Atome können in einem bestimmten Zeitabschnitt in Fallen gefangen werden, allerdings

steigt dadurch auch die Stoßrate mit dem Hintergrundgas. Aufgrund dieser Abwägung wird ein Zwei-Kammer-System genutzt, welches den Bereich mit dem Reservoir und erhöhtem Partialdruck von der Experimentkammer durch eine differentielle Pumpstufe (DPS) trennt. Die DPS besteht aus einem Kupferrohr mit konischer Öffnungsbohrung zur Experimentkammer und einem Graphit-Einsatz. Durch die schmale Durchgangsbohrung ist der differentielle Pumpquerschnitt stark reduziert. Zusätzlich werden Atome, die sich nicht parallel hindurch bewegen und an das Graphit stoßen, absorbiert. In den hier vorgestellten Apparaturen liegt der Partialdruck in der Experimentkammer unter 10^{-10} mbar und in der Quellkammer im Bereich von 10^{-7} mbar.

Die Magnetfelder zur Manipulation der Atome werden in der Quellkammer mittels Spulen erzeugt. Orthogonal zueinander sind zwei längliche Spulenpaare außerhalb der Kammer angebracht, die so verschaltet sind, dass zwei nebeneinander liegende Leiter in gleicher Richtung durchflossen werden (*Racetrack*-Konfiguration). Auf diese Weise wird ein zweidimensionales Quadrupolfeld mit einem Minimum auf der Achse in Richtung Experimentkammer erzeugt.

Um die Experimentkammer sind drei Spulenpaare orthogonal zueinander montiert, die in einer Helmholtz-Konfiguration verschaltet sind und Offset-Felder erzeugen. Benannt sind die Spulenpaare nach der Richtung des entstehenden Feldes im Koordinatensystem des Chips (siehe Abb. 2.3). Dabei zeigt die y_{Chip} -Achse am Boden in Richtung des Erdgravitationsfeldes und die z_{Chip} -Achse von der Chipoberfläche weg. In den späteren Messungen wird allerdings das Koordinatensystem des jeweiligen Detektionssystems genutzt.

Magnetfeldgradienten und komplexere Konfigurationen werden in Kombination mit den Spulen und mit einem dreilagigen Atomchip erzeugt [94]. Die Verwendung eines solchen Atomchips ermöglicht eine Miniaturisierung im Vergleich zu äquivalenten Spulenaufbauten und kann zudem im Vakuum angebracht werden. Durch die kurze Distanz zu den Atomen kann ein hoher Magnetfeldgradient bereits mit geringeren Strömen erzeugt werden, sodass die Leistungsanforderung verringert wird. Des Weiteren sind mit der kleineren Induktivität schnellere Schaltzeiten möglich.

Die unterste Ebene des Chips besteht aus Kupferleitungen von 0,6 mm Durchmesser. Mit einem Maximalstrom von 10 A können mit diesen mesoskopischen Strukturen Magnetfallen mit großen Volumina am Ort der Atome erzeugt werden. Vier geometrische Anordnungen können genutzt werden. Eine U-Struktur wird für ein dreidimensionales Quadrupolfeld verwendet. In Kombination mit einem Bias-Feld in y -Richtung kann der Gradient des Feldes variiert werden. Zwei weitere Drähte verlaufen parallel zueinander symmetrisch um das Chipzentrum. Sie bilden zusammen mit einem I-Draht, der sie mittig verbindet, eine H-Struktur und können ein im Zentrum harmonisches Potenzial erzeugen.

Über den mesoskopischen Strukturen ist der Basischip befestigt, der aus Gold-

Leiterbahnen (rechteckig $0,01 \times 0,5 \text{ mm}$) auf einem Aluminiumnitrid-Substrat besteht. Die hier genutzte Struktur bildet ein Z und erzeugt ein im Zentrum näherungsweise harmonisches Potenzial. Außerdem sind drei Antennen zum Einstrahlen von Radiofrequenzen oder Mikrowellen aufgeprägt. Es sind weitere Leiterbahnen vorhanden, um variable Magnetfeldkonfigurationen zu ermöglichen. Diese zusätzlichen Leiterbahnen waren für die bisherige Funktionalität jedoch nicht notwendig. Auf den Basischip ist der Experimentchip geklebt. Auch hier ist eine Z-Struktur galvanisch aufgebracht worden, wobei die Leiterbahnen auf dem Experimentchip mit $0,05 \text{ mm}$ signifikant schmaler sind und die Strukturen enger beieinander liegen. Zusätzlich ist auf dem Chip eine unter 45° reflektierende dielektrische Schicht fixiert, die es erlaubt, für ein Ensemble nahe dem Chipzentrum mehrere Lichtstrahlen geometrisch derart anzuordnen, dass es aus allen sechs Raumrichtungen einfällt (siehe Abb. 2.3). Das Licht wird über Glasfasern und Kollimatoren in die Kammer geführt. Diese definieren die Polarisation, den Durchmesser und die Wellenfront der Strahlen und sind für spezifische Funktionen optimiert [84, 99].

Es sind zwei Detektionssysteme verbaut, welche mit der Interferometrieachse ein orthogonales System bilden, wie in Abbildung 2.3 dargestellt ist. Das eine System nutzt die Absorption von Licht durch die Atome aus. Durch den Detektionskollimator fällt das Licht mit einem Durchmesser von etwa 12 mm und einer Gesamtleistung von 1 mW in die Kammer ein, passiert die Atome und verlässt die Kammer an der gegenüber liegenden Seite. Hier wird der Schatten mittels Spiegeln und Linsen in einer f-2f-f Konfiguration auf den CCD-Chip der PCO 1400 Kamera abgebildet. Die Auflösung mit dem Sensor mit 1392×1040 Pixeln der Größe $6,45 \mu\text{m}$ beträgt $7,81 \mu\text{m}$ [94]. Der Aufbau ist gefaltet, um dem limitierten Platz in der Magnetfeldabschirmung gerecht zu werden.

Für jedes Experiment werden drei Bilder zur Auswertung benötigt. Das erste ist ein Hintergrundbild, welches den Detektionsbereich ohne Atome und ohne das Detektionslicht abbildet. Durch Abziehen dieses Bildes von den Experimentdaten, wird das Hintergrundrauschen verringert. Dieses Bild wurde im Flug nach der Beschleunigungsphase einmalig aufgenommen. Als zweites wird ein Bild von den beleuchteten Atomen aufgenommen. Es enthält den Detektionsstrahl und den Schatten der atomaren Wolke. Zum Schluss wird ein drittes Bild vom Detektionslicht ohne Atome gemacht. Die Differenz dieser Bilder gibt die optische Dichte der Atome wieder.

Das zweite Abbildungssystem basiert auf der Fluoreszenz der Atome. Es kann entweder der Detektionsstrahl oder das Kühllicht zur Anregung verwendet werden. Die Kamera ist vor dem großen Fenster zentral vor dem Chip montiert und eine 2f-2f-Abbildung wird mit einer Sammellinse realisiert. Über den Raumwinkel, die Detektionsintensität und die Intensität des durch Fluoreszenz emittierten Lichts auf den CCD-Chip kann auf die Atomzahl geschlossen werden. Weitere Details und

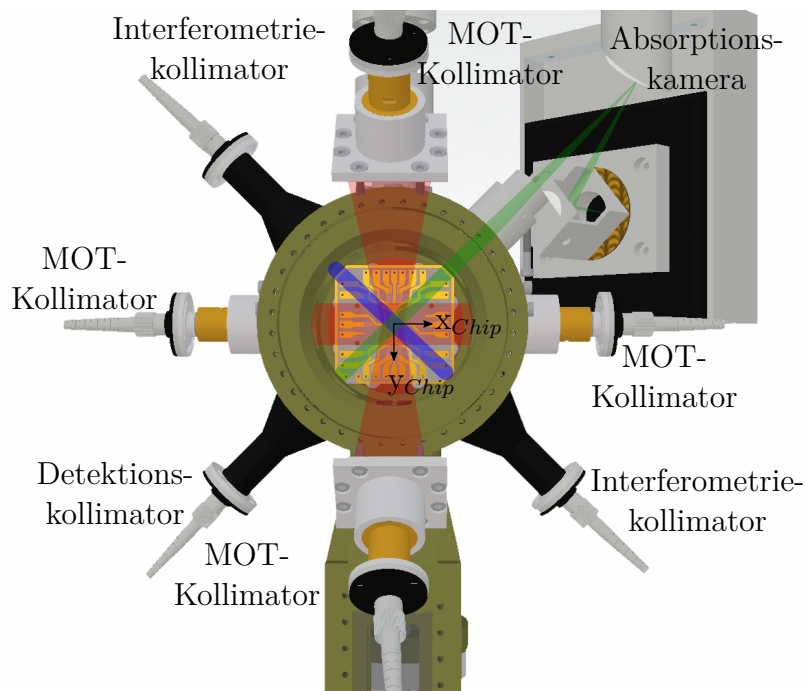


Abbildung 2.3: Aufbau der Experimentkammer mit eingezeichneten Lichtwegen. Zentral in der Experimentkammer ist der Atomchip befestigt. Mit Kollimatoren in zwei verschiedenen Ausführungen wird das Licht aufgeweitet, kollimiert und auf das Chipzentrum ausgerichtet. Die Kühlstrahlen (rot) haben vier optische Zugänge und werden teils mit einer Beschichtung auf dem Chip ineinander reflektiert, um Lichtkräfte aus allen sechs Raumrichtungen zu realisieren. Die Lichtstrahlen für die Interferometrie (blau) und Detektion (grün) sind auf möglichst flache Wellenfronten optimiert (Wellenfrontradius größer 55 m) [99] und durch die anderen Aufbauten schmäler als die Kühlstrahlen. Das Detektionslicht (grün) passiert die Atome im Chipzentrum und verlässt die Kammer am gegenüber liegenden Fenster. Daraufhin wird es über einen optischen Aufbau auf den CCD-Chip der Absorptionskamera abgebildet. Die Fluoreszenzkamera ist frontal vor dem Atomchip angebracht und damit orthogonal zur Detektions- und Interferometrieachse.

technische Ausführungen zum Aufbau, der Qualifikation und den Vorstudien sind in [93, 94] zu finden.

2.3 Lasersystem

Das kohärente Licht zum Betrieb der Experimente wird im Lasersystem bereit gestellt. Dieses System wurde von Kooperationspartnern in Berlin, Hamburg und

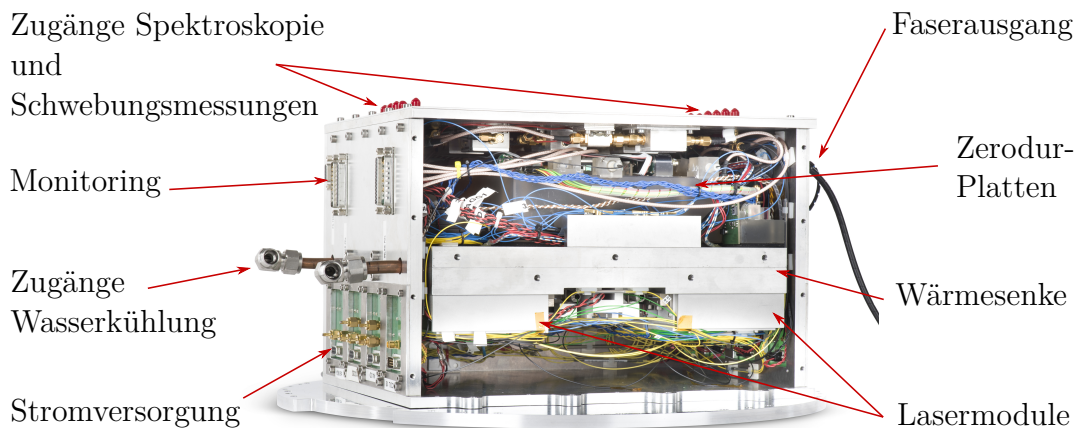


Abbildung 2.4: Foto vom Lasersystem übernommen aus [100]. Die vordere Wand ist ausgebaut. Zentral ist die wassergekühlte Wärmesenke montiert. Darauf werden die Zerodur-Platten mit den Freistrahlaufbauten zum Schalten und für die Frequenzstabilisierung befestigt. Auf der unteren Seite sind die Lasermodule montiert, welche das Licht generieren.

Mainz entworfen und gebaut [100, 101]. Beim Design dieses Moduls musste im Besonderen die Stabilität gegenüber Vibrationen und Temperaturschwankungen betrachtet werden, da optische Systeme in Laboren darauf sehr empfindlich reagieren [102].

Als Lichtquelle werden hochintegrierte Diodenlasermodule verwendet [100]. Für die Nutzlast MAIUS-A wurden *Distributed Feedback* Laserdioden (DFB) genutzt, deren freier Spektralbereich es erlaubt, sie trotz Vibrationen oder kleinen thermischen Änderungen in der Frequenz zu stabilisieren. Die Module reagieren stark auf Druckänderungen, weshalb die gesamte wissenschaftliche Nutzlast hermetisch verschlossen und mit 2 bar trockener Luft bedrückt wird. Bei diesem Wert kann auch die Dichtheit am Boden getestet werden.

Insgesamt sind in dem System sechs dieser Module verbaut. Diese sind auf einer Wärmesenke aus Aluminium befestigt, welche im Bodenbetrieb über eine Wasserkühlung in der Temperatur geregelt wird und über die Flugdauer durch die vergleichsweise große Wärmekapazität das restliche Systems stabilisiert. Ein Modul ohne Verstärker wird als Referenzlaser genutzt und mittels Frequenz-Modulations-Spektroskopie auf den D_2 -Übergang von Rubidium-85 stabilisiert. Dazu wird Freistrahloptik und eine Rubidium-Gaszelle verwendet. Aufgrund des geringen Ausdehnungskoeffizienten bei Raumtemperatur wurden die Grundplatten für die optischen Komponenten aus Zerodur der Firma Schott gefertigt. Die restlichen Lasermodule haben verbaute Leistungsverstärker, damit sie genügend Licht zur Manipulation der Atome bereit stellen. Zwei Module fungieren als Redundanz.

Die Frequenz der anderen Lasermodule wird mit Schwebungsmessungen auf den Referenzlaser stabilisiert.

Mit Hilfe von Freistrahloptiken auf einer Zerodur-Platte lassen sich die verschiedenen Frequenzen aufteilen und überlagern. Es konnte insgesamt eine Leistung von 70 mW für die 2D-MOT, 50 mW für die 3D-Kühlstrahlen und 25 mW für die Interferometrie-strahlen bereit gestellt werden. Zum Schalten werden akusto-optische Modulatoren (AOM) und mechanische Elemente zum Blockieren des Lichts genutzt. Das Licht wird in polarisationserhaltende Glasfasern eingekoppelt und nach einem faseroptischen Verteiler zur Atomchip-Apparatur geführt.

2.4 Kontrollelektronik und Flugsoftware

In diesem Modul ist die Elektronik zum Betrieb und der Steuerung der wissenschaftlichen Nutzlast angeordnet. Für verschiedene Anwendungen, wie Temperaturregelung oder Frequenzstabilisierung, wurden unterschiedliche FPGA-basierte (*engl. field programmable gate arrays*) Karten von Thijs Wendrich entwickelt. Alle Karten haben eine Grundfläche von 100 mm x 100 mm und die meisten haben eine Höhe von 15 mm. Diese werden mit leitenden Pins aufeinander zu mechanisch stabilen Stacks mit gemeinsamer Versorgung und Ethernet-Schnittstelle gestapelt. Durch die Pins können Signale und Trigger auf allen Karten abgerufen und ausgetauscht werden. Für den Betrieb der stromführenden Strukturen, wie dem Atomchip und den Spulen, wurden spezielle Stromtreiber im Rahmen der Dissertation von Manuel Popp [103] entwickelt. Aufgrund der Sensitivität der Atome auf Magnetfelder muss das Signal besonders rauscharm und die Schaltzeit möglichst kurz sein. Dafür sind zusätzliche galvanisch getrennte Akkus als Versorgung verbaut.

Zum Schutz des Atomchips sind Sicherungskarten entwickelt worden, die bei Strömen größer als dem eingestellten Maximum sperren. Sie können digital zurück gesetzt werden.

Gesteuert werden alle Stacks vom Kontrollcomputer, der unterhalb des Moduls befestigt ist. Auf diesem werden die Daten gespeichert und es wird eine speziell für MAIUS entwickelte Flugsoftware ausgeführt. Diese wurde vom DLR-Institut für Simulations- und Softwaretechnik in C++ geschrieben und kann in zwei Bereiche unterteilt werden [104]. Während die on-board Software den Apparat kontrolliert, also alle Treiber für die Hardware beinhaltet sowie die Daten ausliest und sendet, definiert die Bodensoftware auf einer Pythonoberfläche die Sequenzen und stellt das Monitoring bereit. Es können Sequenzen definiert und in verschiedenen Messreihen mit bestimmten Parameterbereichen festgelegt werden. Diese werden dann in einem Entscheidungsbaum angeordnet. In der Software ist eine automatisierte Bildauswertung integriert, welche die optischen Dichten, Atomzahlen, Größen und

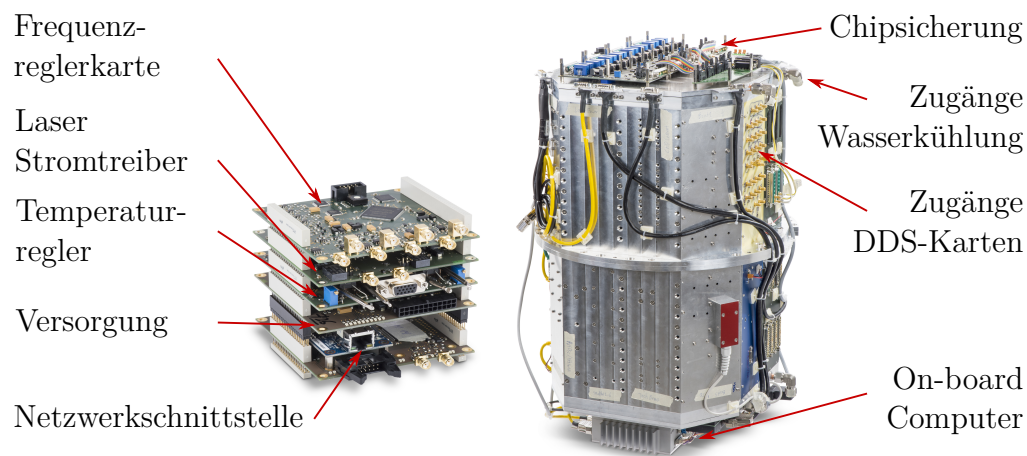


Abbildung 2.5: Foto vom Elektronikmodul und einem ausgebauten Stack (nicht maßstabsgetreu). Links: Der hier abgebildete Stack besteht aus mehreren Karten zur Steuerung der Laser. Die Verbindungspins dienen zur Versorgung, Kommunikation und mechanischen Halterung. Rechts: Integriertes Elektronikmodul für die Mission MAIUS-1. Aufgrund der hohen anfallenden Leistung sind Wärmesenken verbaut, die eine Überhitzung während des Fluges verhindern. Für den Betrieb am Boden sind eine Wasserkühlung sowie mehrere Ventilatoren verbaut. Der Maßstab von beiden Fotos ist nicht gleich: Das Elektronikmodul ist mit einem Durchmesser von 0,5 m deutlich größer als der Stack mit einer Breite von 10 cm.

weitere Werte kalkuliert und ausgibt. Daraufhin können Optima für Parameter aus Messreihen bestimmt und übernommen sowie Entscheidungen für den folgenden Sequenzverlauf getroffen werden. Die Autonomie der Messungen ist für einen Apparat für atom-optische Experimente weltweit einmalig. Sie ist für die MAIUS-Missionen dringend notwendig, da die Funkverbindung zur Nutzlast nicht für den gesamten Flug gewährleistet werden kann. Allerdings gibt es grundsätzlich limitierten Zugriff und der Benutzer kann im Entscheidungsbaum zwischen verschiedenen Punkten springen oder einzelne Parameter anpassen.

Besonders an den Leistungsbauteilen fällt eine nicht zu vernachlässigende thermische Last ab. Deshalb ist bei diesem Modul eine Kühlung für den längeren Betrieb notwendig, die durch eine Wasserkühlung einer Wärmesenke und mehrere Ventilatoren realisiert wird.

2.5 Akkumodul

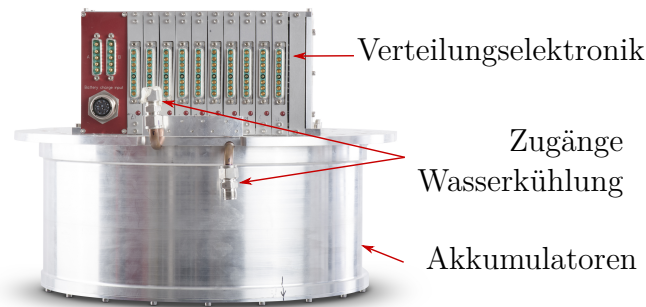


Abbildung 2.6: Foto vom Akkumodul. In dem unteren Aluminium-Gehäuse sind die Zellen eingebaut und in unterschiedlichen Paketen zusammen geschlossen, um die verschiedenen Spannungen bereit zu stellen. Auf der Plattform ist die Verteilungselektronik montiert. Jeder Ausgang ist identisch verschaltet und kann einen Stack versorgen.

Für die elektrische Versorgung der wissenschaftlichen Nutzlast während der Mission sind Akkumulatoren notwendig. Es werden Lithium-Eisen-Phosphat-Akkus des Typs Headway 38120SE wegen ihrer hohen Leistungsdichte und gleichzeitig sicheren Handhabung verwendet. Jede Zelle hat eine Kapazität von 10 Ah und eine Spannung von 3,3 V. Mehrere Akkus werden in Paketen in Reihe verschaltet, sodass sie verschiedene Spannungen bereitstellen. Es wird mit 3,3 V, $\pm 6,6$ V, $\pm 13,2$ V und $\pm 19,8$ V gearbeitet.

Über den Akkumulatoren ist die Verteilungselektronik verbaut mit genügend Ausgängen für alle Elektronik-Stacks (siehe Abb. 2.6). Zum Schutz vor Überladung einzelner Zellen sind Sicherungskarten eingesetzt, die ausgeglichene Ladeströme gewährleisten. Außerdem werden an dieser Stelle die Daten für die Überwachung des Systems genommen und weitergeleitet. Im vollen Betrieb mit gemittelter Leistungsaufnahme von 300 W kann die gesamte wissenschaftliche Nutzlast für etwa 45 Minuten durch das Akkumodul betrieben werden.

Zusätzlich ist eine Schaltvorrichtung angeschlossen, die von dem Service-Modul der Rakete versorgt und gesteuert wird. Somit ist es möglich, die wissenschaftliche Nutzlast durch einen Fernzugriff komplett aus- und einzuschalten. Dies ist während des Entsicherns der Raketenmotoren notwendig.

Zur Kühlung im Dauerbetrieb im Labor ist ein Wasserkühlkreislauf angeschlossen und zusätzlich ein Ventilator verbaut, der die Luft im Inneren zirkulieren lässt. Der Wärmeeintrag während des Fluges ist aufgrund der limitierten Laufzeit nicht kritisch.

ERZEUGUNG VON BOSE-EINSTEIN-KONDENSATEN FÜR INTERFEROMETRISCHE MESSUNGEN MIT DER MAIUS-A APPARATUR

Im Folgenden soll die Sequenz zur Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten mit der MAIUS-A Apparatur vorgestellt werden. Es werden 1,6 s benötigt, um ein BEC mit mehr als $1 \cdot 10^5$ Atomen zu erhalten. Dies ermöglicht eine der höchsten experimentellen Repetitionsraten von BEC-Experimenten weltweit und ist vergleichbar mit der der QUANTUS-2 Apparatur [86].

Es sind verschiedene Kühl Schritte notwendig, um ein thermisches Rubidium-Gas bis zur Kondensation zu bringen. Zunächst wird eine 3D-MOT auf einem Atomchip mit einem kalten Atomstrahl geladen und komprimiert, damit dessen räumliche Überlappung mit der anschließenden Magnetfalle vergrößert wird. Das Ensemble wird daraufhin Sub-Doppler gekühlt und im Anschluss optisch in den magnetisch fangbaren Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$ gepumpt. Nun kann es durch sukzessive Aneinanderreihung von drei verschiedenen Geometrien von Magnetfallen komprimiert werden, um eine effiziente evaporative Kühlung zu ermöglichen. Durch eine Radiofrequenz getrieben werden die Atome höchster Energie in einen nicht fangbaren Zustand angeregt und damit aus der Falle ausgekoppelt, bis das verbliebene Ensemble durch Rethermalisierung seine kinetische Energie bis zur Bose-Einstein-Kondensation reduziert hat. Die hierzu am Boden erhobenen Daten wurden im Detail in der Doktorarbeit von Stephan T. Seidel [94] berichtet und diskutiert. Die Experimente zu dem Zeitpunkt wurden allerdings nicht mit dem im Flug

eingesetzten Laser- und Elektroniksystem vorgenommen. Alle hier vorgestellten Messungen wurden hingegen mit den Flugsystemen durchgeführt. Charakteristische Messungen zur magneto-optischen Falle (MOT), der Polarisationsgradientenkühlung, dem optischen Pumpen und der Magnetfalle für die evaporative Kühlung wurden am Boden im Rahmen der MAIUS-1 Kampagne durchgeführt. Für die nachfolgenden Daten zu dem Phasenübergang, der Zustandspräparation und dem Auskoppeln aus der Magnetfalle werden die Daten aus dem Flug der Raketenmission vorgestellt. Sie charakterisieren den Eingangszustand der später während des Fluges durchgeführten interferometrischen Messungen.

3.1 Wahl der atomaren Spezies

Rubidium-87 wurde als atomare Spezies ausgewählt, da die hierfür verwendeten Kühltechniken in zahlreichen Experimenten etabliert und gut verstanden sind. Rubidium zeichnet sich durch einen geschlossenen Übergang bei 780 nm zwischen den Zuständen $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ aus, welcher zum Kühlen genutzt werden kann. Ein Großteil der benötigten Optiken lässt sich dementsprechend ohne Sonderanfertigung erwerben, wodurch das zeitliche Risiko für die Vorbereitung der Mission reduziert wird.

Für fundamentale Überprüfungen, wie Tests der Universalität des freien Falls, sind differentielle Beschleunigungsmessungen mit einer weiteren Testmasse notwendig. Nimmt man einige Erweiterungen des Standardmodells als zugrunde liegende Theorien [105–111], kann die Sensitivität auf bestimmte Effekte unter anderem durch eine große Differenz des jeweiligen Neutronenüberschusses oder der Baryonenanzahl erhöht werden [105]. Durch die große Massendifferenz zu Rubidium ist Kalium eine sinnvolle Wahl und soll in späteren Missionen als Testmasse hinzugefügt werden. Außerdem liegt die Wellenlänge des atomaren D2-Kühlübergangs von Kalium mit 767 nm [112] nah genug an den benötigten 780 nm für die Rubidium D2-Linie [98], um die selben Optiken zu verwenden, sodass der Aufbau vereinfacht wird. Im Vergleich zu den anderen Isotopen kann Kalium-41 aufgrund der intra-atomaren Streulänge gut mit Rubidium-87 überlagert werden und erfüllt damit die Anforderungen für hochpräzise differentielle Messungen.

3.2 Magneto-optische Falle

Die magneto-optische Falle ist eine bedeutende Methode für die Manipulation kalter Ensembles neutraler Atome. Durch die Kombination der Wechselwirkungen von

Materie mit Licht- und Magnetfeldern wird das Ensemble von Raumtemperatur auf wenige Mikrokkelvin gekühlt und zugleich räumlich eingeschlossen.

Zugrunde liegt die Spontankraft der Licht-Materie-Wechselwirkung. Von einem Lichtfeld, welches resonant zu einem atomaren Übergang oszilliert, kann ein Photon von einem Atom absorbiert werden. Dabei werden seine Energie und sein Impuls auf das Atom übertragen, sodass es angeregt wird. Durch spontane Emission kann das Photon in einer zufälligen Richtung wieder abgegeben werden und das Atom fällt in den Grundzustand zurück. Wird dieser Prozess häufig wiederholt, erfolgt die Absorption stets aus der selben Richtung. Dahingegen ist die Emission zufällig gerichtet und es wirkt eine effektive Kraft, die Spontankraft, auf das Atom in Richtung des Lichtfeldes.

Durch eine Verstimmung der Frequenz kann mit Hilfe des Doppler-Effekts das Atom geschwindigkeitsselektiv adressiert werden. Somit kann mit rotverstimmttem Licht eine bremsende Kraft auf Atome aus einer Richtung erzeugt werden. Dieses Prinzip ist in alle Raumrichtungen erweiterbar und kühlt bei ausreichender Überlagerung ein atomares Ensemble dreidimensional.

Für Rubidium-87 wird häufig auf der D_2 -Linie der Übergang von $|^2S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |^2P_{3/2}, F' = 3\rangle$ als Kühlübergang genutzt [98]. Er ist geschlossen und kann somit zyklisch getrieben werden. Dennoch kann aufgrund der endlichen Linienbreite des Lichts und der atomaren Übergänge oder Polarisationschwankungen ein Atom in den Zustand $|F' = 2\rangle$ angeregt werden und mit geringer Wahrscheinlichkeit in den Grundzustand $|^2S_{1/2}, F = 1\rangle$ zurück fallen. Dann ist es nicht mehr resonant zum Kühllicht. Um diese Verluste zu vermeiden werden die Atome aus diesem Grundzustand mit Hilfe des Übergangs $|^2S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |^2P_{3/2}, F' = 2\rangle$ angeregt und durch spontanen Zerfall in den Zustand $|^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ transferiert. Licht, welches resonant mit diesem Übergang ist, wird Rückpumper genannt. Es muss für Rubidium im Vergleich zum Kühllicht nur eine geringe Intensität haben, damit für den Großteil der Atome der Kühlübergang getrieben werden kann.

Durch Hinzufügen eines magnetischen Quadrupolfeldes mit dem Minimum im Zentrum der Überlappung der zirkular polarisierten Lichtstrahlen bekommt man durch die energetische Verschiebung der atomaren Zustände eine räumliche Abhängigkeit der Spontankraft. Bei geeigneter Wahl der Frequenzen und Magnetfeldgradienten wird das Ensemble im Zentrum der magneto-optischen Falle am gemeinsamen Kreuzungspunkt aller Lichtstrahlen gefangen.

Das Laden der MOT bestimmt neben der Evaporation maßgeblich die Geschwindigkeit der Erzeugung ultrakalter Ensembles. Eine höhere Rate wird gegenüber dem Laden aus dem Hintergrund mit Hilfe einer zusätzlichen zweidimensionalen MOT erreicht, die in der sogenannten Quellkammer realisiert wird. Sie erzeugt aus dem Hintergrundgas einen kalten Atomstrahl, wobei Kühllicht aus zwei orthogonalen Richtungen eingestrahlt und ein magnetisches Quadrupolfeld mit Minimum entlang

der dritten Achse durch Spulen in einer *Racetrack*-Konfiguration [113] erzeugt wird. Zusätzlich werden die Atome entlang dieser dritten Achse mit Hilfe der spontanen Lichtkraft in Richtung der Experimentkammer beschleunigt.

Während des Fluges standen in der Apparatur etwa 15 mW Kühllicht pro Strahl an der Experimentkammer und 25 mW an der Quellkammer zur Verfügung. In der Quellkammer werden die Magnetfelder mit einem Gradienten von 17,6 G/cm (siehe [94]) durch zwei längliche Spulenpaare realisiert, während in der Experimentkammer eine Kombination auf der mesoskopischen U-Struktur des Atomchips und den drei Spulenpaaren ein dreidimensionales Quadrupolfeld erzeugt. Eine Verstimmung ins Rote von 22 MHz zur Resonanzfrequenz des Kühlübergangs wurde experimentell bestimmt, um den Kühlvorgang optimal zu treiben.

In Abbildung 3.1 ist eine Ladekurve der 3D-MOT dargestellt. Sie stellt die Zahl der gefangenen Atome für unterschiedliche Ladezeiten aus dem kalten Atomstrahl dar. Die 3D-MOT wird nach der Ladezeit abgeschaltet und die Atome werden nach einer freien Expansionszeit von 3 ms mit der Fluoreszenzdetektion abgebildet. Eine Sättigung der Atomzahl ist nicht zu erkennen, aber die Anzahl der gefangenen Atome liegt nach 600 ms bereits bei etwa $1 \cdot 10^9$ Atomen. In späteren Messungen wird deutlich, dass eine weitere Erhöhung der Ladedauer keine größere Atomzahl im BEC bewirkt. Der atomare Fluss beträgt etwa $1,8 \cdot 10^9$ Atome pro Sekunde und

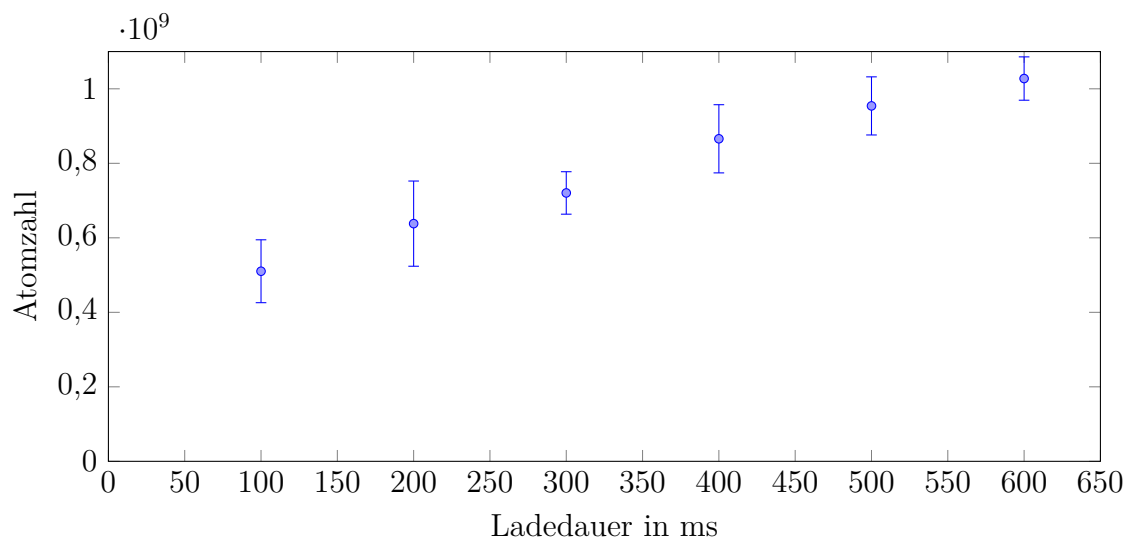


Abbildung 3.1: Ladekurve der magneto-optischen Falle. In Abhängigkeit von der Ladedauer mit der 2D-MOT wurde die Atomzahl in der 3D-MOT mit der Fluoreszenzkamera detektiert. Dargestellt sind die gemittelten Werte aus vier Messungen mit Standardabweichungen. Für den Flug wurde eine Ladedauer von 400 ms gewählt, da für größere Ensembles die Umladeeffizienz in die Magnetfalle weniger effizient wird.

liegt somit im gleichen Bereich wie bei der QUANTUS-2 Apparatur [86].

Eine genaue Charakterisierung der 2D-/3D-MOT mit einem Bodenlasersystem und laborgebundener Elektronik ist in der Doktorarbeit von Stephan T. Seidel [94] zu finden.

Für die nachfolgenden Schritte der BEC-Erzeugung lässt sich die Teilchenzahl durch eine Komprimierung des atomaren Ensembles und dessen Transport an den Ort der später genutzten Magnetfallen erhöhen. Diese Fallen werden mit Hilfe von Leiterstrukturen auf dem Atomchip erzeugt. In der Nähe der Leiter, also der Chipoberfläche, sind höhere Gradienten und dementsprechend höhere Fallenfrequenzen realisierbar. Eine große räumliche Überlappung der 3D-MOT mit den Magnetfallen verringert Atomzahlverluste während des Umladens.

Dazu wird der Strom in der mesoskopischen U-Struktur von 6,9 A auf 5 A verringert, um das Ensemble dem Chip näher zu bringen, während die Ströme in den y- und z-Spulenpaaren leicht erhöht werden, damit der Magnetfeldgradient hoch bleibt. Gleichzeitig wird das Kühllicht um 46 MHz zur Resonanz verstimmt, da so die Streurate der Photonen in dem Ensemble sinkt und damit auch die Reabsorption von Photonen. Der Abstand zwischen der Chipoberfläche und dem Fallenzentrum wird hierdurch von 2,5 mm auf 1 mm verringert.

3.3 Polarisationsgradientenkühlung

Das komprimierte Ensemble hat zu diesem Zeitpunkt in der Sequenz eine Temperatur von einigen hundert Mikrokkelvin. Da die Fallentiefe der Magnetfallen jedoch limitiert ist, könnte ein sofortiges Umladen hohe Atomzahlverluste nach sich ziehen. Deshalb wird zusätzlich die Polarisationsgradientenkühlung genutzt, um die kinetische Energie des Ensembles weiter zu senken [80, 114, 115]. Dadurch erhöht sich die Phasenraumdicke des Ensembles und der Ausgangspunkt für die evaporative Kühlung wird besser.

Für diese auch als optische Melasse bezeichnete Methode ist es notwendig, dass möglichst keine Magnetfelder in dem Bereich der Kühlung anliegen. Die Spulenströme werden daher derart eingestellt, dass auch Restmagnetfelder und das Erdmagnetfeld kompensiert werden können.

Erneut wird die Licht-Materie-Wechselwirkung zum Abbremsen der einzelnen Atome genutzt. Zwei gegenläufige rotverstimmte und zirkular-polarisierte Lichtstrahlen erzeugen eine räumlich rotierende lineare Polarisation. In Kombination mit den Auswahlregeln für atomare Übergänge und der Bewegung der Atome wird die Absorption von Photonen aus dem den Atomen entgegen laufenden Strahl wahrscheinlicher und verringert dessen Geschwindigkeit über mehrere Zyklen. Die fundamentale Begrenzung dieser Kühlmethode ist das Rückstoßlimit, welches durch

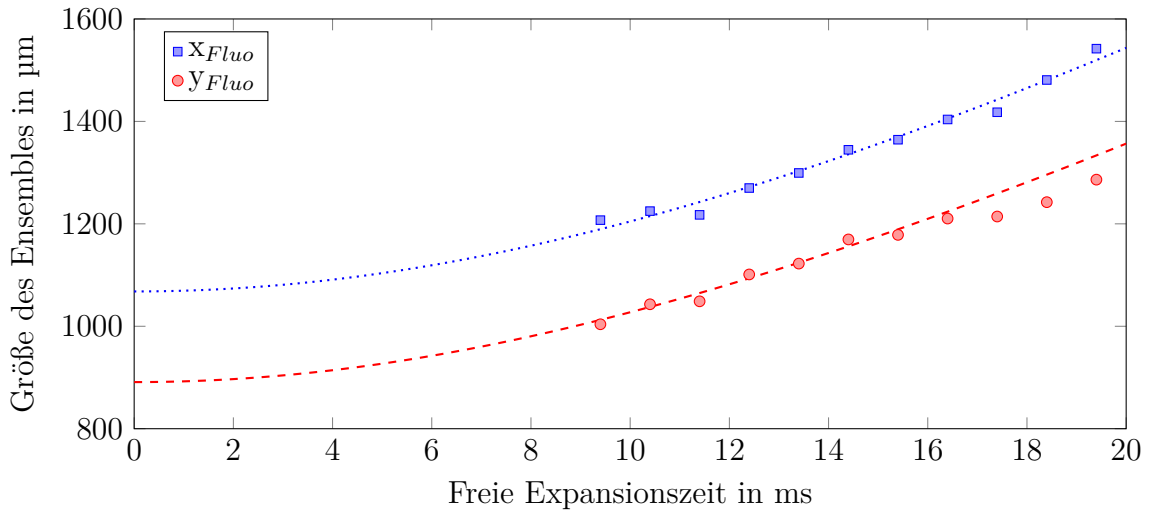


Abbildung 3.2: Expansionskurve des Melasse-gekühlten Ensembles. Mit steigender freier Expansionszeit dehnt sich das Ensemble weiter aus. Die Atome wurden mit der Fluoreszenzkamera detektiert, die frontal auf den Chip gerichtet ist. In y_{Fluo} -Richtung (rot) beträgt die Temperatur laut angepasster exponentieller Funktion (gestrichelte Linien) $27,3 \mu\text{K}$ und in x_{Fluo} -Richtung (blau) $32,4 \mu\text{K}$.

den Impuls, den ein Atom von einem einzelnen Photon absorbiert, gegeben wird. Allerdings findet kein räumlicher Einschluss mehr statt, sodass das Ensemble expandiert und fällt. Deshalb muss diese Kühlphase auf der einen Seite möglichst kurz sein, um eine starke Expansion zu vermeiden, aber auf der anderen Seite auch lang genug, um durch die Wechselwirkung die Temperatur zu senken. Als optimaler Wert wurden $2,1 \text{ ms}$ mit der MAIUS-A Apparatur experimentell ermittelt. In diesem Aufbau werden die gleichen zirkular polarisierten Kühlstrahlen verwendet wie für die MOT. Die Lichtleistung pro Kühlstrahl wird linear auf etwa 3 mW gesenkt, um die Rate der lichtinduzierten Stöße zu verringern und somit Heizprozesse zu vermeiden. Bei geringeren Lichtleistungen wird die Streukraft zu klein für den Kühlvorgang. Die Verstimmung des Kühllichts zur Resonanz beträgt zu Beginn 52 MHz und wird dann linear in den $2,1 \text{ ms}$ um 88 MHz erhöht.

Zur Bestimmung der Temperatur wird eine Expansionskurve des Ensembles mit der Fluoreszenz-Detektion aufgenommen. Aus den einzelnen Bildern erhält man über den Fit einer gaußschen Verteilung der optischen Dichte neben der Atomzahl auch die Größe σ_r des Ensembles. Der Radius wird derart bestimmt, dass die Dichtefunktion am Rand des Ensembles auf $1/e^2$ gesunken ist. Daraus lässt sich

die Temperatur T abschätzen über

$$\sigma_i(t) = \sqrt{\frac{k_B T}{m} t^2 + \sigma_i(0)^2}, \quad (3.1)$$

wobei k_B die Boltzmann-Konstante, m die Masse eines Rubidiumatoms, $\sigma_i(0)$ die Anfangsausdehnung und t die Expansionszeit ist.

In der Arbeit von Stephan Seidel [94] wurden Temperaturen von 15 ms und 25 μK gemessen. Die während der MAIUS-1 Kampagne durchgeführte Messung in Flugkonfiguration (Abb. 3.2) konnte die Temperatur in x_{Fluo} -Richtung mit 32 μK und in y_{Fluo} -Richtung mit etwa 27 μK abgeschätzt werden. Der Unterschied zu den Messungen am Boden kann mit dem Umbau auf die deutlich kompakteren Flugsysteme begründet werden. Dadurch wurde die Intensitätsbalance der gegenläufigen Kühlstrahlen verschlechtert und somit auch die erreichbaren Temperaturen des Ensembles. Da beide Messungen deutlich über dem Rückstoßlimit liegen, ist von weiteren Störeinflüssen bei der Strahlausrichtung, der Intensitätsbalance oder der Polarisations-einstellung auszugehen.

3.4 Optisches Pumpen

Das Fangen von atomaren Ensembles in Magnetfallen ermöglicht weitere Manipulationen, nachdem die Grenzen der Kühlung durch Lichtkräfte erreicht wurde. Das Magnetfeld verursacht durch den Zeeman-Effekt eine Aufspaltung der entarteten energetischen Niveaus, die nach der Polarisationsgradientenkühlung alle besetzt sind. Allerdings können davon nur jene Atome gefangen werden, die zu einem Magnetfeldminimum gezogen werden. Im Fall von Rubidium-87 im Zustand $|F = 2\rangle$ sind dies die Zustände mit den magnetischen Projektionszahlen $|m_F = 1, 2\rangle$. Dabei erfährt der Zustand $|m_F = 2\rangle$ ein doppelt so hohes Potenzial und ist somit zu bevorzugen.

Damit alle Atome in diesen Zustand transferiert werden, wird ein Lichtfeld eingestrahlt, das alle Zustände $|F = 2, m_F = i\rangle$ an die Zustände $|F' = 2, m'_F = i + 1\rangle$ koppelt. Dazu wird entlang des Lichtstrahls ein Quantisierungsfeld angelegt und die Polarisation auf σ^+ eingestellt. π -Übergänge können so unterdrückt werden. Auch in diesem Prozess ist eine Rückpumpfrequenz notwendig, um Verluste durch spontane Emission zu minimieren.

Durch das optische Pumpen kann die Anzahl der gefangenen Atome um ein Vielfaches erhöht werden. Dies wird in Abb. 3.3 verdeutlicht. Wird das Lichtfeld während dieses Abschnitts der Sequenz ausgeschaltet, können lediglich noch $2 \cdot 10^7$ Atome in der Magnetfalle gefangen werden.

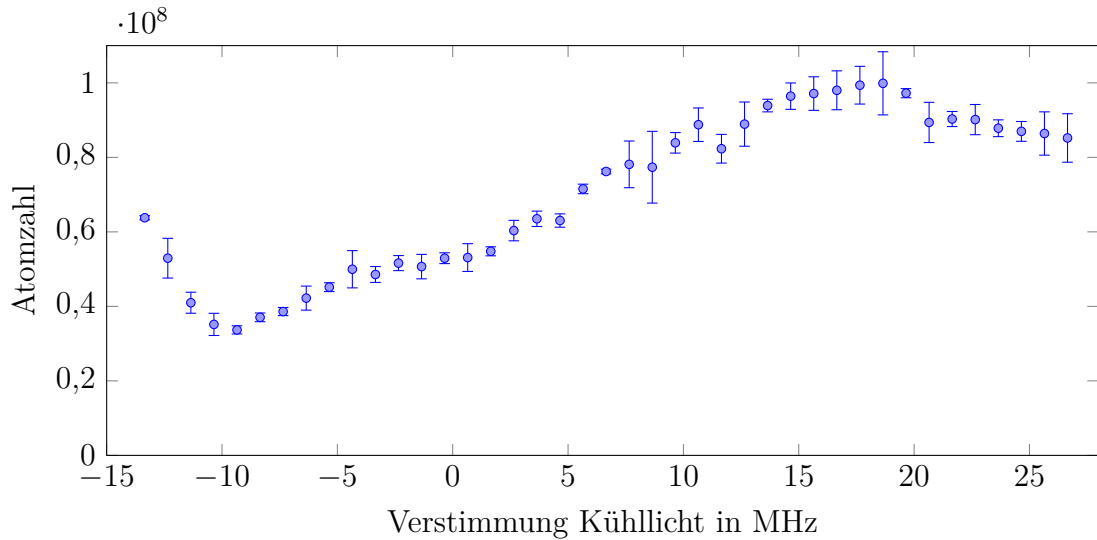


Abbildung 3.3: Atomzahl in der Magnetfalle abhängig von der Verstimmung des Kühllichts während des optischen Pumpens nach 70 ms Haltedauer. Je mehr Atome in den Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$ transferiert werden, desto mehr können gefangen werden. Die Werte und Fehlerbalken sind aus drei Messungen gemittelt.

3.5 Magnetisches Fangen und evaporative Kühlung

Der Phasenübergang zum Bose-Einstein-Kondensat findet bei deutlich höheren Phasenraumdichten statt als durch die Polarisationsgradientenkühlung mit dem Rückstoßlimit erreichbar ist. Deshalb muss die kinetische Energie des Ensembles weiter reduziert werden. Eine bewährte Methode ist die evaporative Kühlung [116]. Das grundlegende Prinzip ist es, das Ensemble zu fangen, die Atome höchster Energie zu entfernen und durch Rethermalisierung eine geringere Temperatur zu erreichen. Dieser Prozess kann bei ausreichender Stoßrate so lange wiederholt werden bis der Phasenübergang eintritt [76, 77, 117, 118].

Technisch gibt es verschiedene Realisierungen dieser Methode [119–122]. In der Apparatur MAIUS-A werden Magnetfallen für den Einschluss der Atome und ein Radiofrequenzfeld (RF) zum Treiben der Übergänge genutzt. Dieses Verfahren benötigt keine Änderung des Fallenpotenzials und ist zudem unabhängig von der Gravitation. Genauere theoretische Beschreibungen finden sich in [123, 124]. Dabei werden die Atome höchster kinetischer Energie in nicht gefangene Zustände transferiert und damit der Falle entnommen. Das übrige Ensemble rethermalisiert durch Stöße der Atome untereinander in der Falle. Hohe Fallenfrequenzen sind für eine

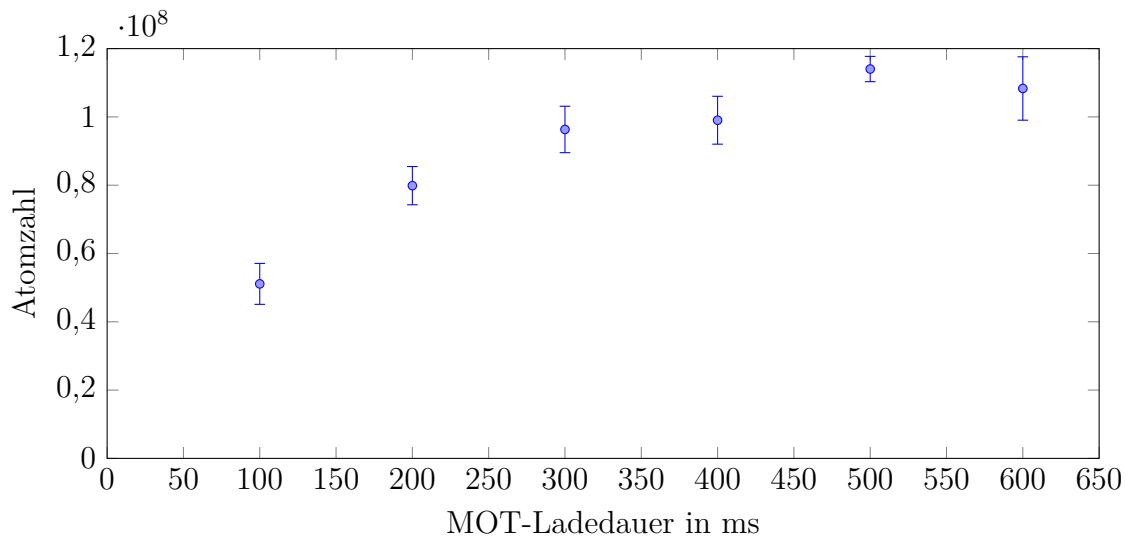


Abbildung 3.4: Ladekurve der Magnetfalle in Abhängigkeit von der MOT-Ladedauer. Die Atomzahl in der Magnetfalle zur Evaporation ist nach 70 ms Halte-dauer angegeben. Bereits nach 300 ms MOT-Ladedauer beginnt die Magnetfalle zu sättigen, obwohl die MOT für längere Ladezeiten noch wächst. Die Daten wurden über vier Messzyklen gemittelt.

schnelle Rethermalisierung durch hohe Stoßraten von Vorteil. Allerdings sollten Drei-Körper-Stöße und die einhergehenden Verluste vermieden werden.

Die Fallen können in der Apparatur durch verschiedene Strukturen des Atomchips in Kombination mit den äußeren Spulen erzeugt werden. Die verwendete Struktur beeinflusst maßgeblich die Fallentiefe, die Fallenfrequenzen in die drei Raumrichtungen und die Geometrie sowie die Position des erzeugten Potentials. Näherungsweise harmonische Fallen sind gegenüber Quadrupolfallen zu bevorzugen, da die Magnetfeldstärke nie verschwindet und die Atome an jedem Ort eine Quantisierungsachse vorgegeben haben. Dadurch werden Verluste durch Änderungen der Spinprojektion von Atomen vermieden.

Im Sequenzablauf werden schrittweise drei harmonische Fallen nacheinander geladen, um den Transfer des großvolumigen Ensembles in die vergleichsweise kleine Magnetfalle mit hohen Fallenfrequenzen von etwa 25 Hz für die schwache Achse und über 100 Hz in den starken Achsen zu realisieren. Dazu wird zunächst ein Fallenpotential mit der mesoskopischen H-Struktur und der Z-Struktur des Basischips erzeugt. Daraufhin wird der Strom in der mesoskopischen Struktur linear gesenkt, während in der Z-Struktur des Experimentchips die Stromstärke ansteigt. Mit einem Biasfeld, erzeugt mit dem y-Spulenpaar, wird die Falle zusätzlich komprimiert und noch weiter an die Chipoberfläche geschoben. Zusätzlich wird das x-Spulenpaar betrieben, um den Fallenboden zu definieren.

Alle Ströme der Zwischenschritte müssen zusammen mit den Parametern der komprimierten MOT optimiert werden, um möglichst viele Atome in der finalen Falle einzuschließen. Eine genauere Analyse der Parameter und anderer möglicher Magnetfallenkombinationen für diesen oder analoge Aufbauten sind in den Arbeiten von Stephan T. Seidel [94] und Waldemar Herr [84] zu finden.

In Abbildung 3.4 ist analog zur MOT-Ladekurve (Abb. 3.1) die Atomzahl in der harmonischen Magnetfalle in Abhängigkeit von der Ladedauer der MOT zu sehen. Auffällig ist, dass die Atomzahl mit etwa $1 \cdot 10^8$ Atomen bereits nach 300 ms sättigt, während die MOT noch Atome hinzu gewinnt. Dies hat mehrere Ursachen: Zum einen sorgt eine sehr hohe atomare Dichte während der Polarisationsgradientenkühlung für Imbalancen der Lichtintensitäten durch Absorption. Des Weiteren nimmt mit der Atomzahl in der MOT auch dessen Volumen zu, sodass eine geringere räumliche Überlappung mit der Magnetfalle folgt. Zudem ist auch das Volumen der Magnetfalle begrenzt. Bei zu hohen Dichten wird die Stoßrate gesteigert und Heizeffekte können auftreten.

Nach dem Transfer in die Magnetfalle wird die Radiofrequenz in fünf aufeinander folgenden Rampen eingestrahlt. Die Rampendauer liegt zwischen 100 ms und 150 ms und gibt dem Ensemble damit ausreichend Zeit für die Rethermalisierung. Zwischendurch wird eine Dekomprimierung der Magnetfalle durchgeführt, da die Dichte sich so stark erhöht hat, dass Drei-Körper-Stöße auftreten und zu hohen Atomzahlverlusten führen. Schließlich tritt der Phasenübergang ein und Teile des Ensembles kondensieren.

3.6 Phasenübergang

Es gibt verschiedene Möglichkeiten zum Nachweis von Bose-Einstein-Kondensation. So unterscheiden sich thermische und kondensierte Ensembles zum Beispiel in ihrer Expansion nach dem Auskoppeln aus einer Magnetfalle. Während thermische Ensembles sich vergleichsweise schnell und gauß-förmig ausdehnen, folgt die räumliche Dichte eines Kondensats einer Thomas-Fermi-Verteilung. Beide Ensembles zusammen erzeugen eine bimodale Verteilung beim Phasenübergang. Diese Eigenschaft wurde während der Mission MAIUS-1 genutzt, um die Bose-Einstein-Kondensation zu validieren. In Abbildung 3.5 **a** ist die Dichteverteilung und deren in beide Richtungen integrierte Projektion für drei verschiedene Endfrequenzen des Radiofrequenzfeldes für die evaporative Kühlung zu sehen. Es ist deutlich sichtbar wie für ein Senken der Endfrequenz (von (i) nach (iii)) der thermische Anteil (roter Fit) kleiner und der kondensierte Anteil (blaue Linie) größer wird. In violett ist die eindeutig bimodale Verteilung der Summe aus beiden Anteilen aufgetragen.

Der Phasenübergang ist in Abb. 3.5 **b** und **c** sichtbar, in denen für die Messung

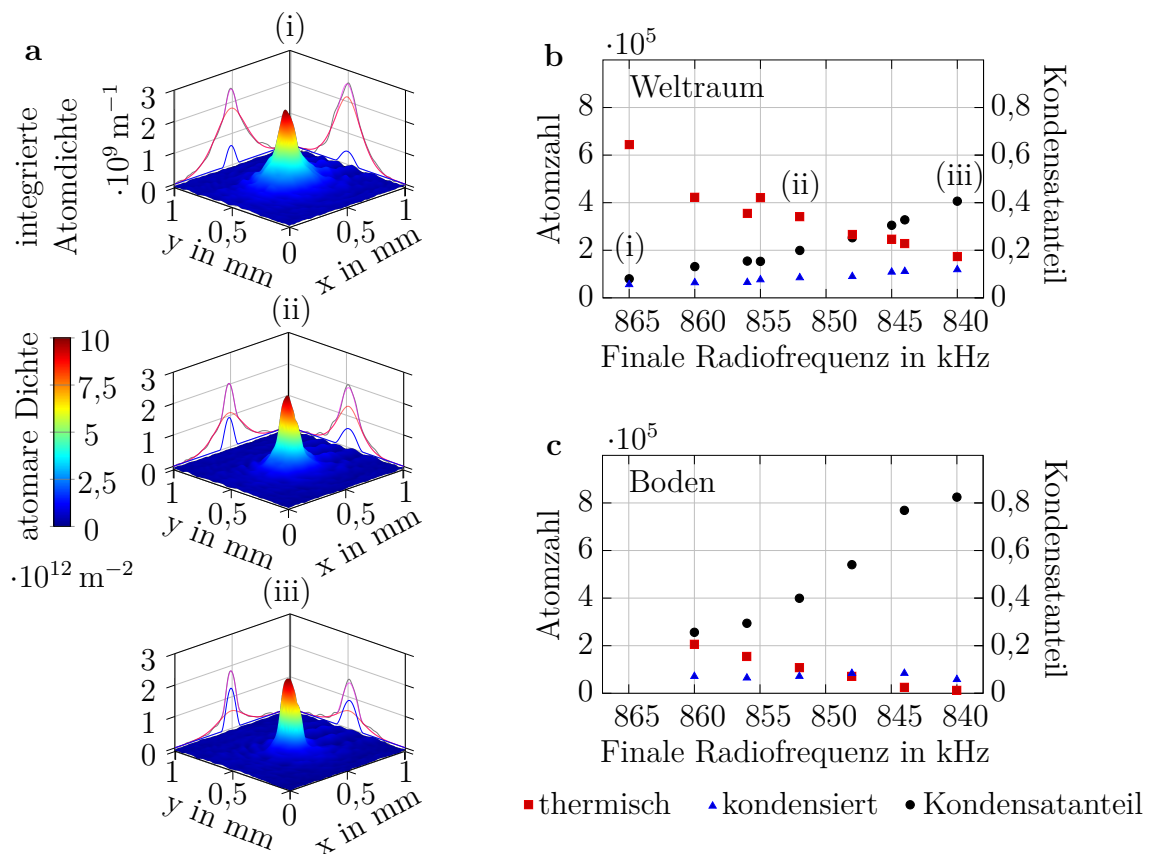


Abbildung 3.5: Phasenübergang zum BEC im Weltraum und am Boden. Die evaporative Kühlung wird durch eine Radiofrequenz getrieben, deren Endwert in dieser Messung variiert wurde. In **a** ist die atomare Dichte des Ensembles dreidimensional dargestellt. Die integrierte Dichte in beide Richtungen ist auf der z-Achse aufgetragen. Die rote Kurve gibt den Fit für den thermischen Anteil des Ensembles wieder, die blaue für den kondensierten Teil und die violette Kurve die Summe daraus. In **b** und **c** sind die Atomzahlen des thermischen (rote Quadrate) und kondensierten Anteils (blaue Dreiecke) sowie deren Verhältnis (schwarze Punkte) für eine Messung im Weltraum und eine am Boden aufgetragen. Mit Änderungen übernommen aus [32].

im Flug und eine vergleichbare am Boden die kalkulierten Atomzahlen (thermisch rote Quadrate und kondensiert blaue Dreiecke) und der Kondensatanteil (schwarze Punkte) aufgetragen sind. Je kleiner die Endfrequenz eingestellt wird, desto kleiner ist die kinetische Energie der in der Magnetfalle verbleibenden Atome. Durch Rethermalisierung sinkt die Temperatur des Ensembles bis die ersten Atome kondensieren. Werden weitere höher energetische Atome aus der Falle entfernt, steigt der Anteil der kondensierten Atome.

Auffällig ist, dass die Gesamtatomzahl während des Fluges um den Faktor 1,64 größer ist als am Boden. Gleichzeitig ist das Verhältnis zwischen kondensierten

Atomen zu thermischen geringer für die gleichen Endfrequenzen. Eine Erklärung hierfür ist eine bessere Überlappung der verschiedenen Magnetfallen zum Umladen der Atome in Abwesenheit der Schwerkraft. Die Atomzahl zum Start der evaporativen Kühlung wäre dann bereits höher und bleibt es deshalb auch nach der Evaporation. Hätte man im Weltraum die Endfrequenz noch tiefer gewählt, wäre der Kondensatanteil und womöglich auch die absolute Anzahl der kondensierten Atome gestiegen.

Als alternative Validierungsmethode der Kondensation kann die unterschiedlich schnelle Ausdehnung des Kondensats in die verschiedenen Raumrichtungen entsprechend der Fallenfrequenzen ausgenutzt werden. Daraus folgt eine Änderung des Aspektverhältnisses für die hier verwendete Falle, da es eine schwache und zwei starke Achsen gibt. Diese Messung wurde am Boden mit der MAIUS-A Apparatur demonstriert (siehe [94] S. 89).

3.7 Auskoppeln aus der Magnetfalle

Ein reproduzierbarer und kontrollierter Eingangszustand ist unabdingbar für hochpräzise Atominterferometrie. Die Kondensate müssen für die einzelnen Messungen in Teilchenzahl, initialer Bewegung und Expansionsverhalten vergleichbar sein. Deshalb wurde neben der Erzeugung des Kondensates auch dessen Auskopplung aus der Magnetfalle analysiert.

Die relativ steile Falle mit hohen Stoßraten für die Evaporation wird zunächst auf etwa 1 mm Distanz zur Chipoberfläche transportiert und dort bei geringeren Fallenfrequenzen von (16/59/57) Hz in den entsprechenden Achsen gehalten. Dazu wird das Rampen der Ströme der Chipstrukturen und Spulen S-förmig in zehn linearen Schritten genähert. Im Flug wurde an dieser Stelle eine Haltezeit eingefügt und zur Charakterisierung der Falle variiert. Die Ströme werden daraufhin ausgeschaltet. Je nach Haltezeit hat das Ensemble eine andere Phase der Fallenoszillation beim Ausschalten und wird nach einer freien Entwicklungszeit von 50 ms an entsprechender Position detektiert. Diese Oszillation im Ortsraum kann aufgenommen und daraus auf die eigentliche Fallenoszillation zurück geschlossen werden. Dazu wurde ein Bild in-situ am Ort der Falle aufgenommen.

Zusätzlich wurde das Experiment ohne Haltezeit mit verschiedenen Freifallzeiten von bis zu 300 ms ausgeführt. Die Ergebnisse zeigen, dass sich das Ensemble ohne Haltezeit mit einer initialen Geschwindigkeit von 8,8 mm/s fortbewegt. Die Variation zwischen den einzelnen Experimenten liegt bei 1%. Dies zeigt wie stabil und reproduzierbar die Erzeugung von BECs mit der MAIUS-A Apparatur funktioniert. Aus den Expansionsdaten erhält man ein Temperaturäquivalent von einigen Nanokelvin [32].

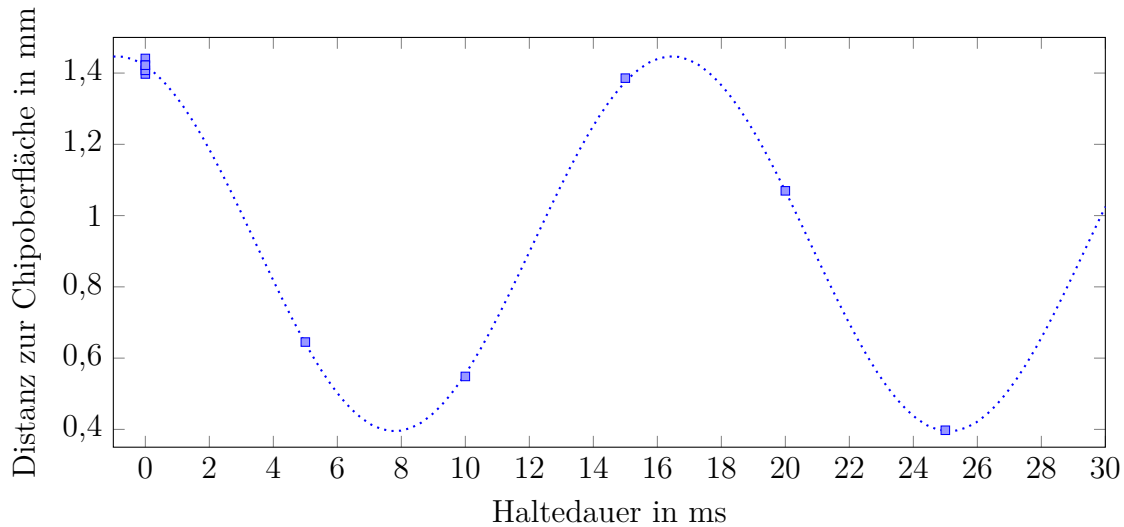


Abbildung 3.6: Fallenoszillation der Atome. Position des Ensembles über die Haltedauer in der Magnetfalle nach dem Transport und 50 ms freier Expansionszeit. Die gestrichelte Linie stellt eine angepasste Cosinus-Funktion dar. Die Wolke oszilliert laut dem Fit mit einer Frequenz von 57,7 Hz. Das Zentrum der Oszillation nach dem Auskoppeln ist mit einem Abstand von 0,921 mm vom Chip entfernt. Die initiierte Geschwindigkeit durch das Ausschalten der Ströme in Richtung Chip erzeugt hier einen Offset zur in-situ-Position der Falle bei 1 mm Abstand zur Chipoberfläche.

Die Dynamik des Kondensats kann durch Variation des reproduzierbaren Auskoppelprozesses beeinflusst werden. Bei geeigneter Wahl der Haltezeit vor dem Ausschalten der Ströme kann die initiale Geschwindigkeit, aber auch die Ausdehnung in alle Raumrichtungen, optimiert werden. Eine Änderung von Strömen der Auskoppelfalle kann den gleichen Effekt haben, genauso wie die Variation des Transports selbst. Für ein Optimierungsprotokoll für zukünftige Missionen ist eine genaue Analyse der Parameter und deren Wirkung auf das Ensemble notwendig.

3.8 Zustandspräparation

Äußere Magnetfelder können einen großen Einfluss auf die Entwicklung der Wellenfunktion des Bose-Einstein-Kondensats haben. Je nach magnetischem Zustand des Gesamtspins koppeln sie unterschiedlich an die Atome. Die Mischung aus verschiedenen Zuständen ermöglicht eine differentielle Untersuchung der Magnetfelder. Für hochpräzise Messungen inertialer Kräfte, wie sie zum Beispiel für Tests der Universalität des freien Falls notwendig sind, müssen äußere Störungen minimiert

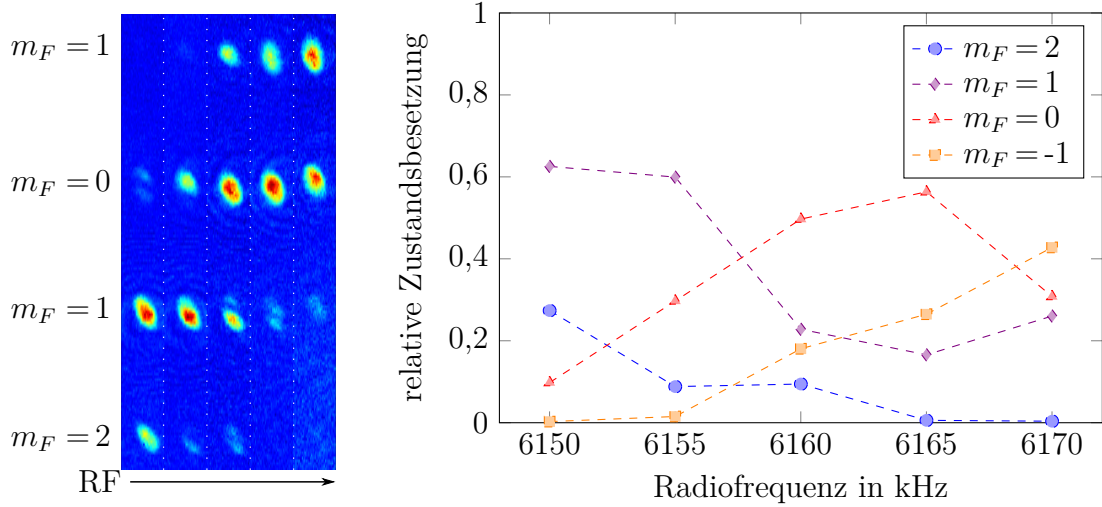


Abbildung 3.7: Messungen zur Zustandspräparation. Für verschiedene Radiofrequenzfelder wurde eine adiabatisch rapide Passage durchgeführt. Links sind die optischen Dichten der magnetischen Zustände $m_F = 2, \pm 1$ und 0 abgebildet. Die räumliche Separation erfolgt durch ein Stern-Gerlach Experiment. Mit zunehmender Frequenz werden mehr Atome zu geringeren magnetischen Quantenzahlen transferiert. Dies ist ebenfalls rechts in der relativen Besetzung der einzelnen Zustände zu sehen. Die Atome im Zustand $m_F = -2$ konnten nicht ausgewertet werden, da sie aufgrund ihrer Bewegung mit dem Atomchip kollidiert sind.

werden, weshalb hierfür der magnetisch insensitive Zustand $m_F = 0$ sinnvoll ist. Für die Vermessung von Magnetfeldern möchte man dagegen magnetisch sensitive Zustände besetzen.

Die Atome des Bose-Einstein-Kondensats in MAIUS-A werden für das Fangen in der Magnetfalle optisch in den magnetischen Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$ gepumpt. Nach dem Auskoppeln werden sie in die Zustände mit den magnetischen Quantenzahlen $m_F = 0$ und ± 1 transferiert. Somit kann sowohl die Entwicklung des magnetisch insensitive Zustands als auch die Entwicklung durch Hintergrundfelder beobachtet werden.

Zu diesem Zweck wird eine Zustandspräparation mit einer adiabatisch rapiden Passage [125] durchgeführt. Dazu wird ein Quantisierungsfeld mit einer Feldstärke von 8,82 G am Ort der Atome angelegt. Erzeugt wird es durch die x-Spulen, die 2 ms lang auf den Sollwert linear gerampt werden. Die Kopplung der verschiedenen Zustände wird durch Anlegen eines Radiofrequenzfeldes realisiert. Dieses Feld wird dann in 3 ms linear über die Resonanzfrequenz der Übergänge gerampt und transferiert auf diese Weise die Atome schrittweise $|F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 1\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$ und in die weiteren Zustände. Durch ein Stern-Gerlach Experiment

mit einem 1 ms langen Anlegen eines Magnetfeldgradienten und einer nachfolgenden freien Expansionszeit von 15 ms werden die Zustände räumlich getrennt und können detektiert werden.

In Abbildung 3.7 sind die Ergebnisse der Messung dargestellt. Im linken Bild sieht man die optischen Dichten der Ensembles in den verschiedenen magnetischen Zuständen. Mit zunehmendem RF-Feld wird der Großteil der Atome in niedrigere m_F -Zustände transferiert, wie auch der relativen Besetzung in Abb. 3.7 rechts zu entnehmen ist. Für die folgenden Messungen wurde im Flug durch die autonome Auswertung der Endwert 6160 kHz gewählt. Somit befindet sich etwa die Hälfte der Atome im $m_F = 0$ Zustand und jeweils etwa 20 % in $m_F = \pm 1$.

Die relative Besetzung der Zustände für die gesamten Experimente mit Zustandspräparation während des Fluges verschob sich zu geringeren magnetischen Quantenzahlen (siehe Abbildung 3.8). Während in dem Experiment bei einer Flugzeit von 240 s etwa 60 % der Atome in den magnetisch insensitiven Zustand transferiert werden konnten, waren es bei 340 s fast alle Atome. Bei den folgenden Experimenten nahm der Anteil wieder ab und erhöhte sich dafür im Zustand $m_F = -1$.

Aufgrund der hohen thermischen Last und fehlendem Energieaustausch mit der Umgebung hat sich die Kontrollelektronik während des Fluges an einigen Stellen um bis zu 20 °C aufgeheizt. Dies resultiert unter anderem in einer Veränderung der

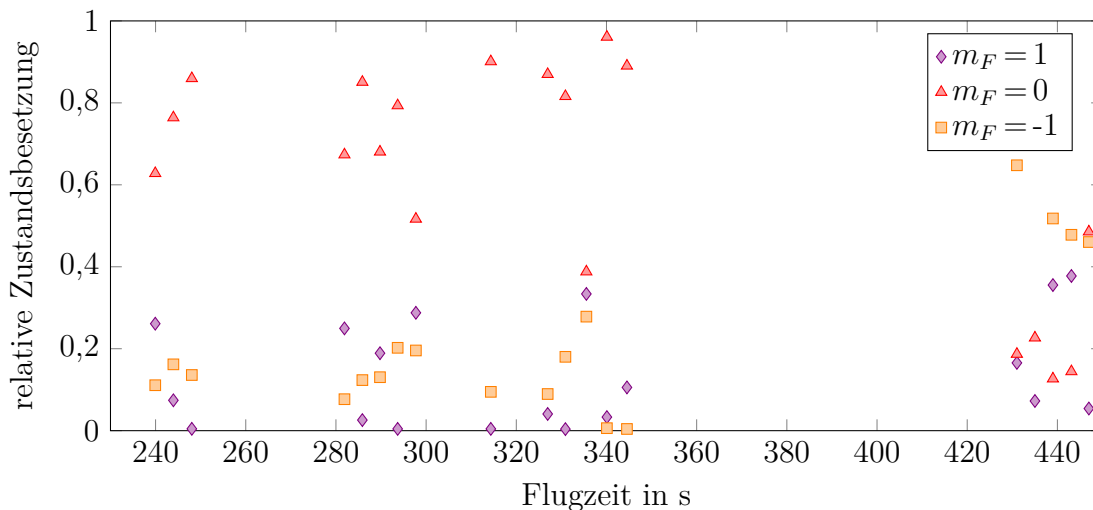


Abbildung 3.8: Relative Besetzung der magnetischen Zustände $m_F = 0$ und ± 1 über einen Zeitbereich von 207 s. Gegen Ende des Fluges erhöht sich die relative Population im $m_F = -1$ Zustand (gelbe Quadrate) aufgrund einer Verschiebung der ausgegebenen Ströme der Chip- und Spulenstromtreiber und einer damit einhergehenden Änderung des Quantisierungsfeldes während der adiabatisch rapiden Passage.

Referenzwiderstände auf den Stromtreiberplatinen und damit deren Ausgabewerten (Architektur und weitere technische Details in [103]). Zum einen wurde dadurch der Fallenboden der Magnetfalle etwas verringert, infolgedessen sich der thermische Anteil nach der Evaporation erhöhte. Dies wurde während des Fluges manuell korrigiert. Zum anderen änderte sich auch das Quantisierungsfeld für die adiabatisch rapide Passage und somit der energetische Abstand zwischen den Zuständen. Da die koppelnden Radiofrequenzen gleich geblieben sind, wurden die Atome weiter transferiert.

Die erreichte Transfereffizienz und die generelle Schwankung der relativen Besetzung deuten darauf hin, dass es Fluktuationen der Magnetfelder gab oder der Transfer nicht langsam genug durchgeführt wurde, um adiabatisch zu sein. Dies führt zu Verlusten der Effizienz, da ein Teil der Atome nicht adressiert wird.

EINE QUELLE FÜR
INERTIALSENSOREN MIT
MATERIEWELLENINTERFEROMETERN
IN HOCHDYNAMISCHEN UMGEBUNGEN

Eine genaue Messung des Gravitationsfeldes der Erde kann vielfältige Erkenntnisse über die Struktur unserer Umgebung geben. Durch Wiederholung der Messungen können zeitliche Prozesse, wie die Bewegung von Wassermassen oder der Plattentektonik [126, 127], überwacht werden. Dazu muss das Gravitationsfeld in regelmäßigen räumlichen und zeitlichen Abschnitten analysiert werden. Der Einsatz solcher Messapparaturen auf mobilen Plattformen, wie Autos, Flugzeugen und Schiffen, ist deshalb erstrebenswert. Daraus ergeben sich Anforderungen an die Messapparatur. Sie muss zum Betrieb während Beschleunigungen und Vibrationen robust sein, während sie in Volumen, Masse und Leistungsbedarf eingeschränkt ist. Des Weiteren ist eine vergleichsweise schnelle Repetitionsrate der Messzyklen für eine hohe räumliche Auflösung notwendig.

Gleichzeitig muss eine hohe Genauigkeit des Gravimeters und eine geringe Instabilität der Messung gewährleistet werden, damit auch kleine Änderungen des Gravitationsfeldes charakterisiert werden können. Quantengravimeter, die auf der Messung von Gravitationsfeldern mit Materiewelleninterferometern basieren, haben ein großes Potenzial die Genauigkeiten klassischer Sensoren zu übertreffen bei gleichzeitiger Verbesserung der Instabilitäten. Allerdings ist die notwendige Robustheit und Kompaktheit für mobile Plattformen eine technische Herausforderung

für atom-optische Apparaturen. Für eine schnelle Repetitionsrate und damit möglichst hohe räumliche Auflösung bei bewegten Plattformen werden häufig freie Propagationszeiten von einigen Millisekunden im Interferometer genutzt [82]. Auf diesen Zeitskalen sind auch thermische Ensembles nach einer freien Expansion detektierbar, weshalb eine Kondensation nicht notwendig ist. Dies verkürzt die Zeit zur Erzeugung der Quelle und steigert die Repetitionsrate. Auch eine Wiederverwendung des Wellenpakets nach dem Interferometer durch erneutes Fangen kann die Frequenz der Messungen stark erhöhen.

Im vorherigen Kapitel 3 wurden verschiedene Kühltechniken für atomare Ensembles vorgestellt. Die beiden Techniken magneto-optische Falle und optische Melasse stechen aufgrund ihrer hohen Effizienz und starken Beschleunigungen auf die Atome besonders heraus. Dies macht sub-Doppler gekühlte Ensembles zu einer robusten Quelle für interferometrische Messungen auf kurzen Zeitskalen und in dynamischen Umgebungen.

Während atom-optische Messungen bereits im Labor im Schwerfeld der Erde bei 1 g (etwa $9,81 \text{ m/s}^2$) [60], und auf Flugzeugen [128, 129] sowie in Falltürmen [31] in Mikrogravitation durchgeführt wurden, waren bisher keine Daten zu Experimenten mit kalten atomaren Ensembles in stärker beschleunigten Umgebungen veröffentlicht. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Experimente zur Quellerzeugung in zwei hochdynamischen Umgebungen durchgeführt, die im Folgenden vorgestellt werden. Zum einen mussten für den Qualifizierungsprozess der Nutzlast Vibrationstests absolviert werden, um die Robustheit gegen Vibrationen und Beschleunigungen bis zu $5,41 g_{RMS}$ zu prüfen. Während der Erschütterungen konnten Experimente mit kalten atomaren Ensembles gemacht werden, welche die Quellerzeugung, die für eine interferometrische Messung notwendige freie Expansion und den erneuten Einfang zur Wiederverwendung des Ensembles umfassten. Zum anderen konnten während des Starts und Aufstiegs der Raketenmission MAIUS-1 Messungen bei Vibrationen und statischen Beschleunigungen von bis zu 12 g durchgeführt werden. Diese Experimente testeten zusätzlich eine gängige Methode zur Erhöhung der Repetitionsrate, indem das Ensemble mehrfach wieder eingefangen wird und somit die Zeit zum erneuten Laden der MOT eingespart werden kann [82].

Der Sequenz-Zyklus der Quellerzeugung, Interferometrie, Detektion und Wiedereinfang wurde während der Belastungen ohne Interferometer durchgeführt (siehe Abb. 4.1 und 4.4). Auf diese Weise konnte der Einfluss der Beschleunigungen auf die Testmasse untersucht werden. Eine Abschätzung für die Sensitivität und die Repetitionsrate möglicher Beschleunigungsmessungen mit einer solchen Apparatur werden anschließend vorgestellt.

4.1 Vibrationstest

Während des Starts und Aufstiegs einer Rakete des Typs VSB-30 (siehe Kap. 2.1) erzeugen neben statischen Beschleunigungen und Stößen zusätzlich Vibrationen durch beispielsweise den Betrieb eines Motors dauerhaft zufällige Belastungen mit durchschnittlich zu $1,8 g_{RMS}$ in allen Raumachsen [92]. Besonders die Stabilisierung der Frequenzen des Lasersystems ist empfindlich auf die Strahljustage sowie auf Temperatur- und Intensitätsschwankungen.

Zur Qualifizierung der Technologie werden Vibrationstests genutzt, die für die MAIUS-A Apparatur im Rahmen des Umwelttests bei Airbus in Ottobrunn durchgeführt wurden. Diese dienten somit gleich zwei Zwecken: Zum einen konnten während der Vibrationen Messungen zur Erzeugung von sub-Doppler gekühlten atomaren Ensembles mit freier Entwicklungszeit, Wiedereinfang und Detektion durchgeführt werden, welche die Robustheit der Apparatur für den Einsatz auf mobilen Plattformen demonstrierten. Zum anderen konnten Vergleiche interferometrischer Messungen mit Bose-Einstein-Kondensaten vor und nach den Erschütterungen die Nutzlast für den Raketenflug qualifizieren. Diese Sequenzen ähneln jenen, welche während des Fluges in der Mikrogravitationszeit vorgesehen sind und werden zum Teil in Kapitel 5.1 ausführlicher behandelt.

Die gesamte Nutzlast ohne Motoren wurde mit dem Motoradapter am Teststand für Vibrationstests fixiert. Es wurden für alle drei Hauptachsen (Roll, Gier und Nick) Belastungstests mit zufälligen Vibrationen von bis zu $5,41 g_{RMS}$ durchgeführt, welche höher sind als im Flug erwartet. Während den 60 s langen Durchläufen in Rollrichtung und in einer radialen Achse wurde die Apparatur betrieben.

Die Sequenzen beginnen wie in Abbildung 4.1 schematisch dargestellt mit dem Laden einer 3D-MOT für 400 ms durch eine 2D-MOT. Im Anschluss wird das Ensemble durch Polarisationsgradientenkühlung auf Temperaturen unterhalb der Doppler-Begrenzung gekühlt. Daraufhin werden die Atome für eine variable Zeit aus der Falle entlassen und können frei expandieren. In dieser Zeit kann prinzi-

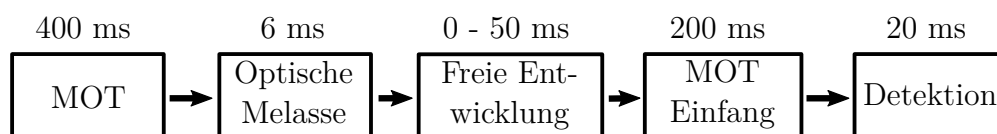


Abbildung 4.1: Sequenzablauf während des Vibrationstests: Zunächst wird für 400 ms eine MOT geladen und innerhalb von 6 ms mit einer optischen Melasse weiter gekühlt. Daraufhin wird die Falle ausgeschaltet und das Ensemble kann frei expandieren. Diese Entwicklungszeit wird während einer Messreihe zwischen 0 und 50 ms variiert. Danach werden die Atome wieder für 200 ms im Potenzial der MOT eingefangen und in-situ detektiert.

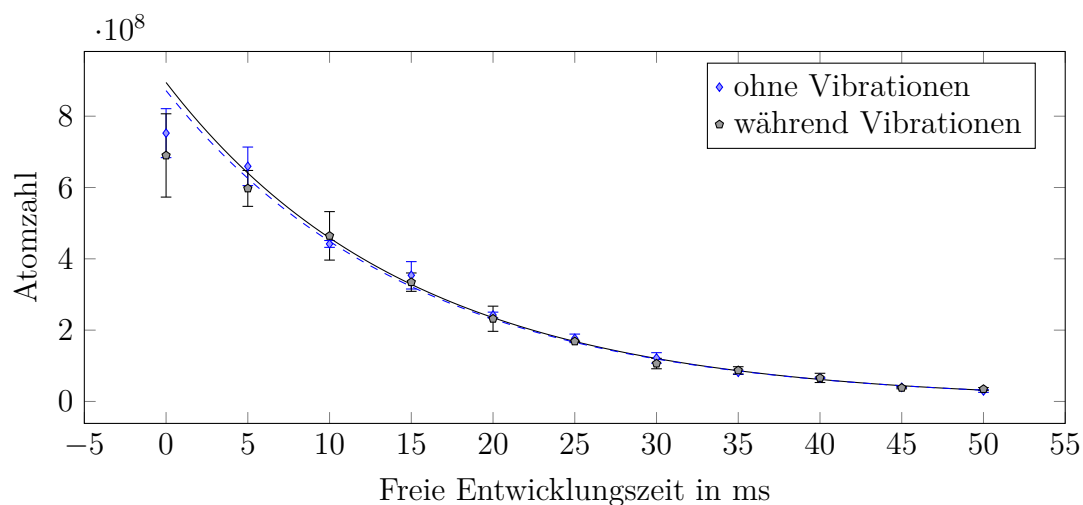


Abbildung 4.2: Anzahl der erneut in der MOT gefangenen Atome für verschiedene freie Entwicklungszeiten. Es wurden jeweils drei Messdurchläufe während der Vibrationen (blau) und ohne (schwarz) durchgeführt und gemittelt. Die Linien (grau, blau gestrichelt) sind exponentielle Fits zu den entsprechenden Datensätzen. Die berechneten Lebensdauern von jeweils 10,4 s unterscheidet sich nicht signifikant.

piell eine interferometrische Sequenz für Beschleunigungsmessungen eingebunden werden. Dann werden die Licht- und Magnetfelder der 3D-MOT erneut für 200 ms eingeschaltet und die Atome werden wieder eingefangen. Am Ende der Sequenz wird das Fluoreszenzsignal der gefangenen Atome detektiert. Die Belichtungsdauer der Kamera beträgt 60 μ s. Die freie Entwicklungszeit wurde zwischen 0 und 50 ms in 11 äquidistanten Schritten variiert.

In den 60 Sekunden lief diese Messreihe fast viermal durch. Das Ergebnis wird in Abbildung 4.2 dargestellt. Die Werte wurden über drei Durchläufe gemittelt und stammen von dem Test mit Belastungen in Richtung der Rollachse der Nutzlast. Der Vibrationstest in radialer Richtungen zeigte vergleichbare Ergebnisse.

Ohne freie Entwicklungszeit können $7 \cdot 10^8$ Atome detektiert werden. Dies ist der einzige Wert in Abb. 4.2, der signifikant von dem erwarteten exponentiellen Verlauf abweicht. Er ist bedingt durch die Limitierungen des MOT-Volumens, welches durch die Strahlgeometrie gegeben ist, und durch Dichteeffekte des Ensembles. Während die Falle ausgeschaltet ist, expandiert das Wellenpaket frei. Bei einer Temperatur von etwa 30 μ K (siehe Kap. 3.3) haben die einzelnen Atome eine mittlere Geschwindigkeit von 86 mm/s. Beim erneuten Einschalten der Falle können nur jene Atome gefangen werden, die sich noch im Fallenvolumen der MOT mit einem Radius von etwa 2 mm befinden. Mit dieser Durchschnittsgeschwindigkeit benötigen die Atome 11,6 ms, um den Rand des Einfangvolumens von dessen Zentrum aus zu erreichen. Dementsprechend abgeschätzt sollte der Großteil der Atome danach

nicht mehr fangbar sein.

Zusätzlich werden die Atome durch das Gravitationsfeld der Erde beschleunigt und fallen aus dem Fallenvolumen heraus. Die gefallene Strecke h hängt dabei wie folgt mit der Erdbeschleunigung g und der Fallzeit t zusammen:

$$h(t) = \frac{1}{2}gt^2.$$

Infolgedessen wird ein exponentieller Abfall der Atomzahl mit steigender freier Entwicklungszeit erwartet. Innerhalb der ersten 5 ms werden dabei 120 μm zurückgelegt, wodurch kaum Verluste entstehen. Um vom Zentrum der Wolke bis zum Rand des Fallenvolumens zu fallen, sind 20 ms nötig. Bis zu diesem Zeitpunkt dominieren die atomaren Verluste durch die Expansion.

Im Experiment werden einige Atome aus dem Hintergrund nachgeladen. Da jedoch die 2D-MOT ausgeschaltet ist, liefert dieses Laden keinen relevanten Beitrag. Die experimentellen Daten in Abb. 4.2 zeigen den exponentiellen Abfall der Atomzahl mit der freien Entwicklungszeit. Laut dem Fit ist die Atomzahl nach etwa 10,4 ms auf die Hälfte gesunken. Dies passt zur vorherigen Abschätzung durch die mittlere Geschwindigkeit der Atome. Zusätzlich gibt es Verluste durch ihren freien Fall.

Im Vergleich zu einer Messreihe ohne Vibrationen, aber ansonsten vergleichbaren Parametern, kann kein Unterschied festgestellt werden. Dies zeigt, dass die in einer magneto-optischen Falle wirkenden Kräfte auf die Atome deutlich größer sind als die durch die Vibrationen auftretenden Beschleunigungen.

Alle Systeme der Apparatur haben während der Vibrationen fehlerfrei funktioniert und es war möglich Sequenzabläufe, wie sie für gravimetrische Messungen benötigt werden, nachzustellen. Folglich ist die Apparatur auf mobilen Plattformen einsetzbar. Weitere Details für Gravimetrie unter diesen Bedingungen werden in Kapitel 4.3 gegeben.

4.2 Start und Aufstieg einer Forschungsrakete

Analog zum Vibrationstest für die Qualifizierung dauerte der Aufstieg der MAIUS-1 Mission bis knapp 100 km Höhe 60 s. Die Experimente zum Kühlen und Fangen der atomaren Ensembles starteten bereits 30 s vor der Zündung der Motoren, um Vergleichswerte im Bodenbetrieb zu haben. Außerdem reichten sie einige Sekunden in die Mikrogravitationszeit hinein, bis die Rotation der Nutzlast auf das für die nachfolgenden Experimente angestrebte Maß verringert werden konnte.

Während des gesamten Aufstiegs variierten die Beschleunigungen, Vibrationen und Rollraten. In Abbildung 4.3 sind in blau gestrichelt die Beschleunigung in longitudinaler Richtung und in rot gestrichelt die Rotationsrate um die Rollachse über die

Flugzeit aufgetragen. Sie wurden mit der im Service-Modul eingebauten inertialen Messplattform (Inertial Science DMARS-R-H [93, 94]) gemessen. Die Belastungen in den anderen Achsen sind geringer und hier zu vernachlässigen. Bis zum Starten der Motoren wirkt 1 g in Gravitationsrichtung und die Nutzlast bewegt sich nicht. Sobald die erste Motorenstufe gezündet wird, steigt die Beschleunigung stark durch die Kraft gegen den Boden der Startvorrichtung und die Vibrationen an. Nach einigen Sekunden verlässt die Nutzlast die Startvorrichtung und die Beschleunigung sinkt. Bei etwa 11 s Flugzeit brennt die Stufe aus und wird kurz danach abgestoßen. Die freie Fallzeit in der Atmosphäre resultiert in einer negativen Beschleunigung in longitudinaler Richtung durch den Luftwiderstand. Mit dem Starten der zweiten Motorenstufe wird die Beschleunigung in der dünner werdenden Atmosphäre stärker, bis sie kurz vorm Ausbrennen ihr Maximum von 12 g erreicht. Dazu trägt ebenfalls bei, dass mit dem Ausbrennen des Treibstoffs die Gesamtmasse stetig reduziert wird. Die Rotationsrate erhöht sich über die gesamte Beschleunigungsphase und stabilisiert die Flugbahn der Rakete. Bei 60 s Flugzeit wird das Yo-Yo (siehe Kap. 2.1) ausgeworfen und verringert die Rotationsrate dadurch schlagartig. In diesem zuvor beschriebenen Zeitabschnitt werden vier Sequenzen zyklisch nacheinander ausgeführt. Das Ziel ist Auswirkungen der Beschleunigungen während einer freien Entwicklungszeit des Ensembles mit anschließendem Fangen zu untersuchen. Im Vergleich zu den Experimenten während des Vibrationstests wird eine Erhöhung der Repetitionsrate angestrebt, indem die Atome mehrfach wieder eingefangen

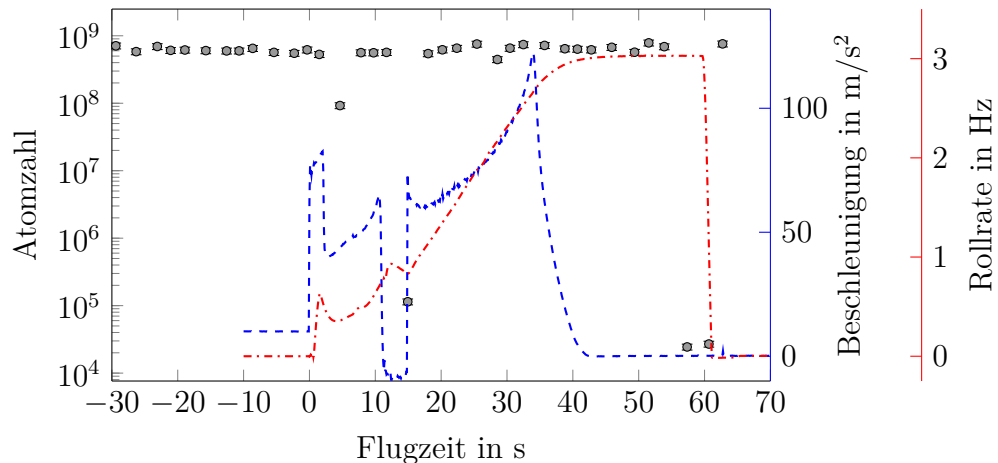


Abbildung 4.3: Atomzahl in der initialen MOT (schwarze Kreise) über die Flugzeit. Die Fehlerbalken von 10% aufgrund von Ungenauigkeiten der Bildauswertung und Atomzahlfluktuationen sind kleiner als die Punkte. Der Zeitpunkt ist gegeben durch die Bildaufnahme. Die blau gestrichelte Linie gibt die Beschleunigung der Nutzlast in longitudinaler Richtung an, während die rote Linie die entsprechende Rollrate darstellt. Die Beschleunigungsdaten liegen ab -10 s der Flugzeit vor.

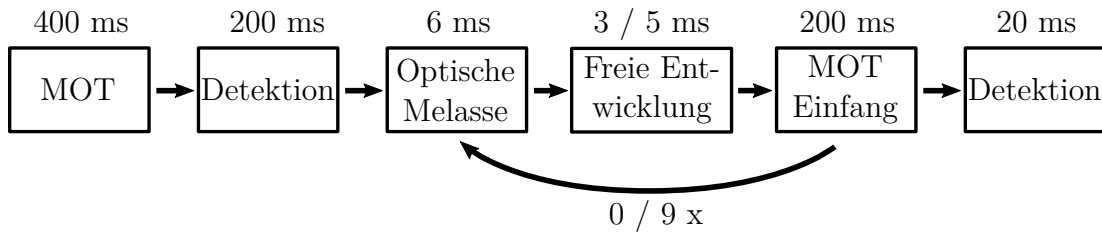


Abbildung 4.4: Sequenzablauf während des Starts und Aufstiegs der Rakete: Vier Sequenzen mit variierender Anzahl und Dauer der freien Entwicklungszeit wurden nacheinander ausgeführt und wiederholt. Nach dem ersten Laden der MOT wird ihr Fluoreszenzsignal mit einer Kamera als Referenz aufgenommen. Daraufhin wird das Ensemble in einer optischen Melasse weiter gekühlt und dann für 3 bzw. 5 ms frei gelassen. Der Wiedereinfang erfolgt in der MOT. In zwei der Sequenzen wird das Ausschalten der Falle und das Wiedereinfangen nur einmal und in den anderen beiden Sequenzen zehnfach ausgeführt. Am Ende wird das Ensemble in der MOT wieder durch dessen Fluoreszenzsignal detektiert.

werden. Die freie Entwicklungszeit wird zwischen 3 ms und 5 ms variiert und das Ensemble entweder nur einmal entlassen und wieder eingefangen oder zehn mal. Wie in Abb. 4.4 dargestellt, wird zu Beginn jeder Sequenz die 3D-MOT für 400 ms geladen und das Fluoreszenzsignal in der MOT mit der Kamera aufgenommen. Der Verlauf der Atomzahlen der initialen MOT über die Flugzeit in Abbildung 4.3 (schwarze Kreise) zeigt, dass kein Unterschied zwischen Experimenten am Boden und während der Beschleunigung vorliegt, da die Lichtkräfte deutlich größer sind als alle hier auftretenden externen Beschleunigungen. Eine Fluktuation der detektierten Atomzahl von etwa 10 % ist sowohl im Flug als auch im Labor zu beobachten. Die Ursache liegt hauptsächlich in Fitungenauigkeiten und im Rauschen des Signals des Bildes. Das mit dem Atomchip erzeugte Potenzial ist nur nah am Zentrum symmetrisch, wodurch die vergleichsweise große MOT verformt wird. Ein gauß-förmiger Fit hat deshalb eine recht hohe Ungenauigkeit.

In Abb. 4.5 ist erneut die Atomzahl der initialen MOT zusammen mit dem Fehler-signal der Frequenzstabilisierung der Laser über die Flugzeit aufgetragen. Während des Aufstiegs wurden vier Messpunkte mit deutlich verringerter Atomzahl aufgenommen. Diese Atomzahlverluste treten auf, wenn die Frequenzstabilisierung der Laser zu langsam regelt. Ursachen für die Abweichungen zu den Regelwerten sind Temperaturänderungen oder starke Erschütterungen wie bei der Zündung der zweiten Motorenstufe bei 15 s Flugzeit.

Nachdem die Atomzahl in der initialen MOT als Referenzwert detektiert wurde, wird im weiteren Verlauf der Sequenzen (siehe Abb. 4.4) das Ensemble in einer optischen Melasse gekühlt. Anschließend werden die Licht- und Magnetfelder ausgeschaltet und das Ensemble kann für entsprechend 3 ms oder 5 ms frei expandieren.

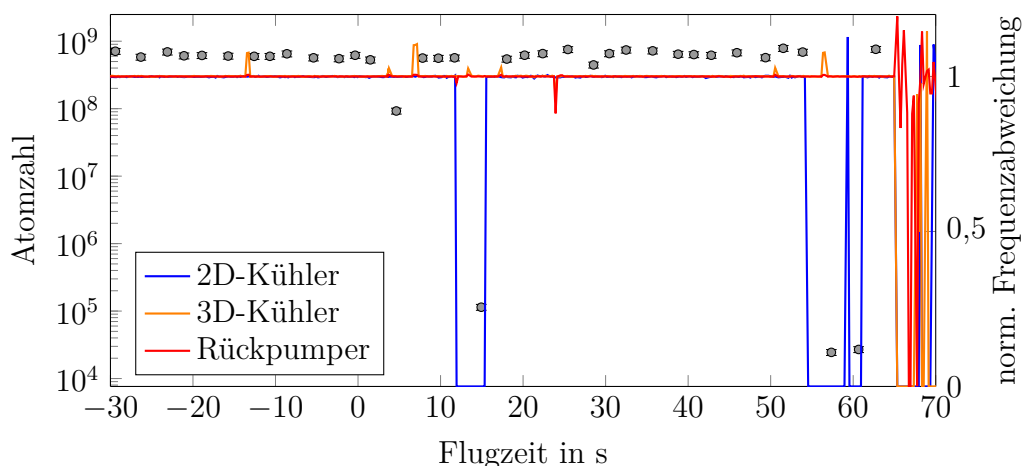


Abbildung 4.5: Atomzahl in der initialen MOT (blaue Kreise) und die normierte Frequenzabweichung der drei Laser über die Flugzeit. Für Sequenzen, in denen die Frequenz nicht auf dem angeforderten Wert geregelt ist, ist die Atomzahl in der MOT deutlich geringer. Ursachen können Vibrationen oder thermische Drifts sein. Gegen Ende der Beschleunigungsphase der Rakete ist zu erkennen, wie die Frequenzen aufgrund der Erwärmung des Systems zunehmend schwieriger zu regeln sind.

Danach werden die Atome erneut in der 3D-MOT gefangen. Die ersten beiden Sequenzen enden hier mit einer erneuten Aufnahme des Fluoreszenzsignals der MOT.

Für die nachfolgenden zwei Sequenzen wird die Anzahl der Auskoppelvorgänge auf zehn erhöht. Nach dem Wiedereinfangen der Atome in der MOT folgt erneut eine Polarisationsgradientenkühlung. Die Abfolge von der optischen Melasse, dem Ausschalten der Felder und dem Einfangen der Atome in der 3D-MOT wird zehnmal wiederholt und daraufhin das Signal detektiert.

Während der freien Entwicklungszeit unterliegen die Atome den externen Beschleunigungen und bewegen sich aus dem Fallenzentrum heraus. Um den Einfluss dieser Bewegung auf die Einfangeffizienz zu analysieren sind die Effizienzen in Abbildung 4.6 über die entsprechende Beschleunigung entlang der Rollachse aufgetragen. Abweichende Messwerte aufgrund von Problemen mit der Frequenzstabilisierung der Laser wurden vernachlässigt.

Wie bereits beim Vibrationstest beobachtet, macht es nur einen leichten Unterschied, ob die Falle für 3 ms oder 5 ms ausgeschaltet ist. So weichen die Effizienzen bei 1 g um weniger als 5 % ab. Hier werden allerdings bereits nach einer einzigen freien Entwicklungszeit nur etwa die Hälfte der Atome wieder gefangen, während beim Vibrationstest die Effizienz noch bei 72 % bzw. 82 % lag. Dies ist auf den Atomzahlverlust vor und während der ersten Melasse-Kühlung zurückzuführen,

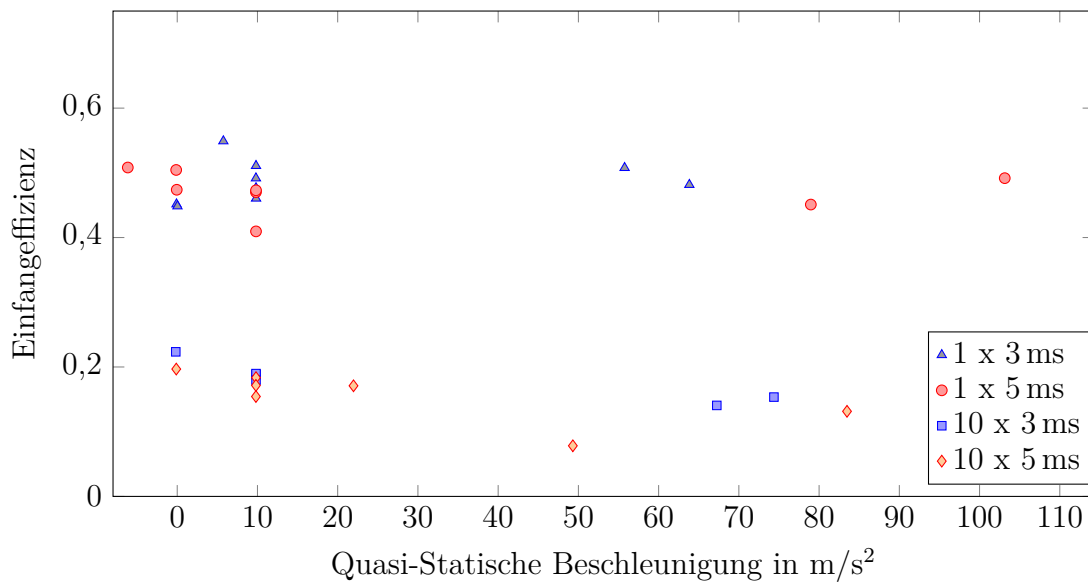


Abbildung 4.6: Wiedereinfangeffizienz für verschiedene quasi-statische Beschleunigungen in longitudinaler Richtung. Bei einfachem Ausschalten der Falle für 3 ms (blaue Dreiecke) bzw. 5 ms (rote Kreise) können etwa 50 % der Atome wieder gefangen werden. Wiederholt man den Vorgang zehnmal (blaue Rechtecke und rote Rauten) sinkt die Zahl der gefangenen Atome deutlich.

währenddessen das Ensemble im Vergleich zu den anschließenden Schritten schneller expandiert. Da das erste Detektionsbild vor der optischen Melasse aufgenommen wird und das Ensemble dementsprechend noch eine höhere Temperatur hat, expandiert es auch während der 6 ms langen Melasse-Kühlung schneller als in den freien Entwicklungszeiten danach. Beim Vibrationstest wurde das Referenzbild erst nach der ersten Melasse-Kühlung aufgenommen, wenn das Ensemble kälter ist und die ersten Atomzahlverluste bereits geschehen sind. Aus diesem Grund waren in der Messung die Einfangeffizienzen zu einem anderen Referenzpunkt berechnet worden und somit höher.

Die Messwerte für eine einzelne freie Entwicklungszeit in Abb. 4.6 zeigen keine Abhängigkeit der wieder gefangenen Atomzahl von der Beschleunigung. Nach zehnmalem Aus- und wieder Einschalten der Falle können für 1 g gemittelt noch 18,6 % der Atome für eine freie Entwicklungszeit von 3 ms wieder gefangen werden und 17 % für 5 ms. Bei höheren Beschleunigungen von 7 g bis 8 g sind es noch entsprechend 14 % und 13 %. Der Atomzahlverlust durch die Beschleunigungen während der freien Entwicklungszeit wird also erst durch mehrfaches Mitteln deutlich.

Laut diesen Experimenten stehen nach zehn freien Entwicklungszeiten über 5 ms bei quasi-statischen Beschleunigungen von etwa 8 g immer noch über $6 \cdot 10^7$ Atome für Experimente zur Verfügung.

4.3 Konzepte für gravimetrische Messungen in hochdynamischen Umgebungen mit der MAIUS-A Apparatur

Während der freien Entwicklungszeiten der zuvor behandelten Sequenzen können Atominterferometer durchgeführt werden mit deren Hilfe das Gravitationsfeld der Erde messbar ist. Um sinnvoll Interferometrie betreiben zu können, muss das Signal des Interferometers deutlich sichtbar sein und darf nicht durch Rauschen unterdrückt werden.

Das Signal eines Mach-Zehnder-Interferometers ist durch den Kontrast der Besetzungspopulation der Ausgänge gegeben und hängt von vielen Einflüssen ab, wie der Effizienz der Strahlteiler und Störungen. Ein relevanter Rauschbeitrag pro Experiment ergibt sich durch die Detektion. Andere Rauscheinflüsse werden für diese Abschätzung vernachlässigt.

Das Detektionsrauschen entsteht durch Fluktuationen von Frequenzen und Lichtintensitäten, durch technisches Rauschen sowie durch das Quantenprojektionslimit. Für optimierte Detektionsaufbauten, wie beispielsweise aus der Gruppe von Arnaud Landragin [130], ergibt sich ein von der Atomzahl N abhängiger Rauschbeitrag von

$$\sigma(N) = \sqrt{\left(\frac{c_g}{N \cdot 7000 / (3,6 \cdot 10^5)}\right)^2 + \left(\frac{b_g}{N \cdot 7000 / (3,6 \cdot 10^5)}\right)^2 + (a_g)^2}$$

mit dem technischen Rauschen $a_g = 0,0004$, dem Quantenprojektionslimit $b_g = 0,07$ und dem Beitrag der Frequenz- und Intensitätsschwankungen $c_g = 1,6$. Die übrigen Faktoren ergeben sich aus einer Eichung des Aufbaus [130]. Diese Detektion kann in eine Apparatur wie MAIUS-A eingebaut werden. Mit einem entsprechenden Aufbau erhält man mit 5 ms freier Fallzeit ein von der Atomzahl abhängiges Detektorrauschen, welches in Abb. 4.7 links dargestellt wird.

Von A. V. Rakholia, H. J. McGuinness und G. W. Biedermann [82] wurde ein Quantengravimeter mit 9% Kontrast und Repetitionsraten von 60 Hz betrieben. Für Variationen der Repetitionsraten von 50 Hz bis 330 Hz konnten bereits in einer früheren Veröffentlichung [131] kurzzeitige Sensitivitäten von $0,57 \mu\text{g}/\sqrt{\text{Hz}}$ bzw. $36,7 \mu\text{g}/\sqrt{\text{Hz}}$ für Beschleunigungen demonstriert werden.

Dazu wird eine MOT von $2 \cdot 10^5$ Atomen aus dem Hintergrund mit einer Laderate von $1 \cdot 10^7$ Atomen pro Sekunde geladen. Durch anschließende Melasse-Kühlung sinkt die Temperatur auf $5,5 \mu\text{K}$, damit sich die Expansionsrate verringert. Für die Beschleunigungsmessungen wird eine Mach-Zehnder-Geometrie mit Raman-Prozessen genutzt. Die freie Entwicklungszeit wird der Repetitionsrate angepasst

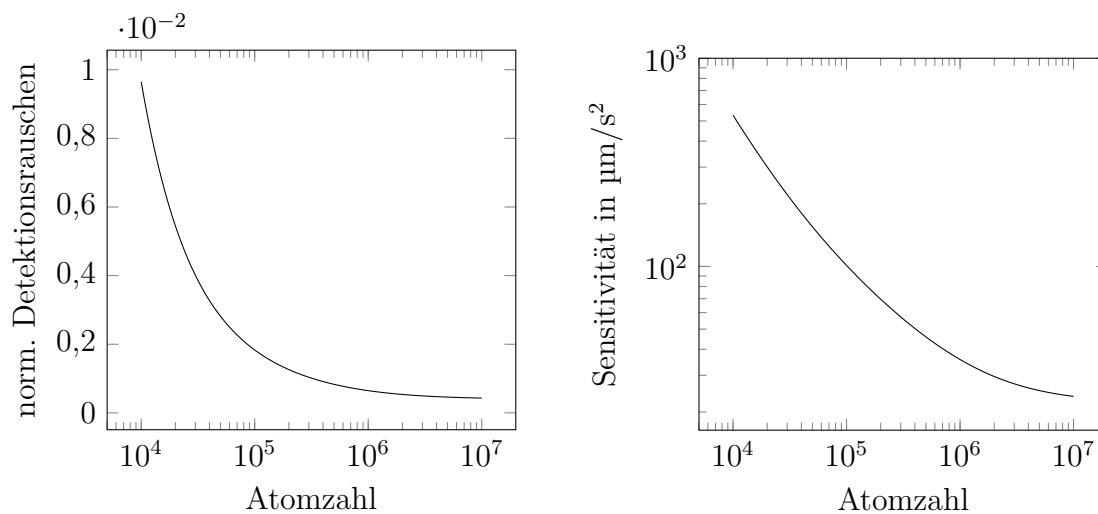


Abbildung 4.7: Abschätzung des normierten Detektorrauschens (links) und der Sensitivität auf Beschleunigungen pro Messung (rechts) für variierende Atomzahlen. Angenommen wurde eine freie Propagationszeit von 5 ms bei einem Impulsübertrag von $2\hbar k$ des Strahlteilers, eine optimierte Detektion aus [130] und ein Kontrast des Interferometriesignals von 9% aus [82]. Diese Abschätzung stellt ein intrinsisches Rauschen dar. Andere Beiträge wurden vernachlässigt und müssten durch zusätzliche Sensoren korrigiert werden.

und liegt mit weniger als 7 ms unterhalb der Zeit, welche das Ensemble benötigt, um aus dem MOT-Volumen zu fallen. Nach jedem Interferometer werden die Atome erneut in der MOT für einige Millisekunden gefangen. Durch gleichzeitiges Laden aus dem Hintergrund kann eine stabile Atomzahl von $2 \cdot 10^5$ für den nächsten Interferometrie-Zyklus gewährleistet werden und ein erneutes Laden der MOT wird unnötig, sodass hohe Repetitionsraten ermöglicht werden.

Nach dem gleichen Konzept könnte mit einigen technischen Anpassungen eine analoge Sequenz in der MAIUS-A Apparatur implementiert werden. Vor allem müsste aufgrund der erhöhten Geschwindigkeitsselektivität der Bragg-Prozesse für die thermischen Ensembles die Beugung mit Raman-Prozessen realisiert werden. Diese Messung würde mit den gegebenen Betriebsparametern dem Sensitivitätsverlauf rechts aus Abb. 4.7 folgen.

Aus dem Vergleich des normierten Detektorrauschens (Abb. 4.7 links) mit der Sensitivität pro Messung für eine gegebene Atomzahl (Abb. 4.7 rechts) zeigt sich, dass ein Signal auch bei geringeren Atomzahlen als die in MAIUS-A realisierten sichtbar wäre. Diese Abschätzung bietet die Möglichkeit Experimente mit höheren Repetitionsraten durchzuführen als bisher, indem die Sequenz modifiziert wird. Mit zehn Messungen ohne erneutes Laden der MOT kann derzeit eine Zyklusrate von 3,7 Hz erreicht werden. Mit einer kürzeren Einfangphase zwischen den freien

Propagationszeiten von zum Beispiel nur 2 ms, wie in [82] durchgeführt, statt den aktuell genutzten 200 ms ließe sich eine Repetitionsrate von 13,3 Hz realisieren. Dies ist ohne Weiteres in der Apparatur durchführbar. Verdoppelt man die Anzahl der Auskoppel- und Einfangprozesse erhöht sich die Rate auf 22,7 Hz. Zusätzlich kann Zeit eingespart werden, indem die initiale MOT nicht mit 400 ms voll geladen wird, sondern man nach 200 ms mit etwa der Hälfte der Atome startet. Dies würde für 20 Wiederholungen der 5 ms freier Entwicklungszeit und einer kurzen Einfangphase eine Repetitionsrate von 29,4 Hz bedeuten und wäre auch bei hohen Beschleunigungen von 8 g möglich.

Um Wiederholungsraten von 60 Hz und mehr zu erreichen, müsste das Laden der MOT verbessert werden, damit bei geringeren Ladezeiten trotzdem ausreichend Atome gefangen werden. Dafür könnten beispielsweise größere Lichtintensitäten in den Kühlstrahlen der 2D-MOT den atomaren Fluss erhöhen. Außerdem könnte man während der Haltedauer in der MOT auch mit der 2D-MOT gezielt nachladen. Es sollte ebenfalls möglich sein wie in [131] ein stabiles Gleichgewicht zwischen Verlusten durch die freie Entwicklungszeit und der Laderate zu finden. Dadurch würde die Totzeit zum erneuten Laden der MOT komplett entfallen.

Die hier vorgestellten Ergebnisse zur Quellerzeugung sind ein wichtiger Schritt für den Feldeinsatz von Quantensensoren auf mobilen Plattformen. Der Betrieb der Messapparatur mit kalten Atomen unter Beschleunigungen von bis zu 12 g wurde demonstriert und die Anforderungen an die Quelle kalter Atome konnten erfüllt werden. Aus den Ergebnissen wird abgeschätzt, dass ein Betrieb mit knapp 30 Hz Repetitionsrate und einer Sensitivität von unter $100 \mu\text{m} / \text{s}^2$ mit einigen technischen Anpassungen möglich ist.

MATERIEWELLENINTERFERENZEN MIT BOSE-EINSTEIN-KONDENSATEN IN MAIUS-A

Während der Mission MAIUS-1 wurden zum ersten Mal Studien zur Atominterferometrie im Weltraum durchgeführt. In diesem Rahmen kamen verschiedene Methoden zum Einsatz, beispielsweise Bragg-Prozesse und eine Phasenmodulation der Wellenfront verschiedener Spinorkomponenten eines BECs. Die spezifischen Eigenschaften der Kondensate, wie deren im Vergleich zu thermischen Ensembles große Kohärenzlänge und die langsame Expansionsrate, spielten bei der Umsetzung eine entscheidende Rolle.

Die Eignung der Apparatur MAIUS-A und der erzeugten Bose-Einstein-Kondensate als Quelle für Atominterferometrie wurde zunächst in Tests am Boden demonstriert. Dazu wurden Untersuchungen von Bragg-Prozessen und Mach-Zehnder-Interferometern durchgeführt, über die im Folgenden ein Überblick gegeben wird. Daraufhin werden die Ergebnisse zur Interferometrie während des MAIUS-1 Fluges vorgestellt.

5.1 Bodenexperimente

Zur Flugvorbereitung wurden Bragg-Prozesse sowie die darauf basierenden Interferometer hinsichtlich wichtiger Parameter, wie Strahlteilereffizienzen und Kontrast

untersucht. Für den Qualifizierungsprozess waren die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse und die Stabilität der Apparatur essentiell. Deshalb wurden neben den Versuchen mit gekühlten Atomen während des Vibrationstests (siehe Kapitel 4) auch interferometrische Experimente mit der Apparatur vor und nach dem Test durchgeführt und verglichen. Zur Verifizierung der Funktionalität des Interferometers wurden Experimente mit relativ kurzen freien Entwicklungszeiten im Interferometer von 1 ms und 2 ms gemacht, bei denen Störungen weniger Einfluss haben als bei längeren Zeiten. Auf diese Weise können die technischen Voraussetzungen der Apparatur und die Eignung der ultrakalten Ensembles getestet werden.

5.1.1 Bragg-Beugung

Die Bragg-Prozesse [63] werden in unserer Apparatur mit Hilfe von zwei gegenläufigen, verstimmten, auf 12 mm aufgeweiteten und kollimierten Lichtstrahlen induziert. Die Achse der Lichtstrahlen verläuft parallel zu einer der Diagonalen des Atomchips (siehe Abb. 5.1). Damit ist sie am Boden in einem Winkel von 45° zur Erdgravitation ausgerichtet. Infolgedessen bewegen sich die frei fallenden Atome während der Sequenz relativ zur Ausbreitungsrichtung der Lichtstrahlen und es kommt zu einer Doppler-Verschiebung. Dieser Effekt muss durch die Verstimmung der Strahlen zueinander kompensiert werden. Nach dem Auskoppeln aus der Magnetfalle fallen die Atome für 15 ms frei und werden daraufhin durch

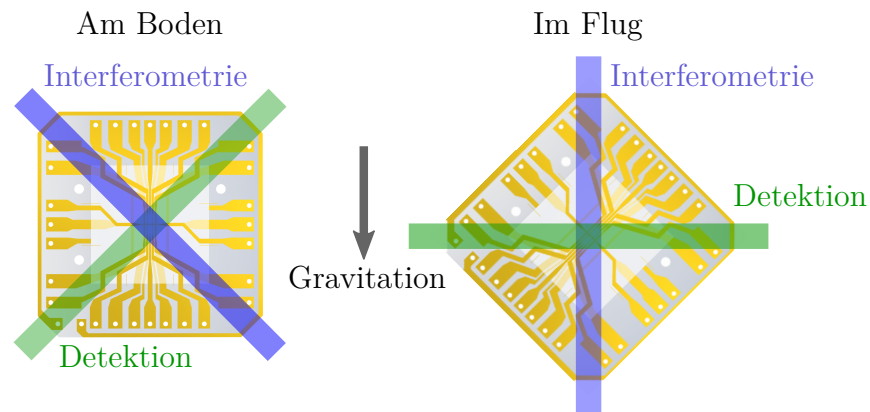


Abbildung 5.1: Ausrichtung der Lichtstrahlen für die Interferometrie und der Detektion zur Erdgravitation. Die Lichtstrahlen zur kohärenten Manipulation der Atome und für deren Abbildung sind orthogonal zueinander angeordnet. Am Boden haben beide eine Drehung um 45° zur Gravitationsrichtung. Während des Parabelfluges der Rakete ist die Interferometrie-Achse entlang der Gravitationsrichtung und die Detektion senkrecht dazu ausgerichtet.

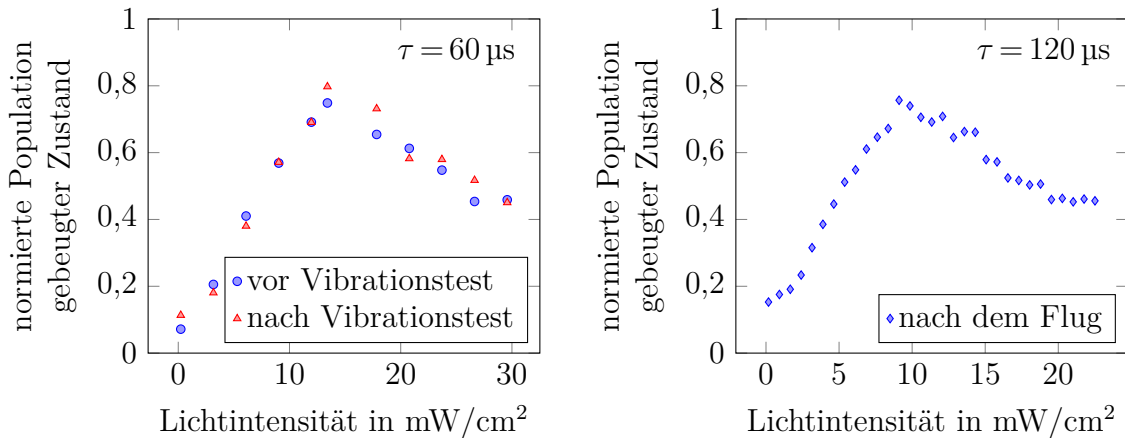


Abbildung 5.2: Die Messungen der Rabi-Oszillation durch Bragg-Beugung im Labor (links, blau), nach dem Vibrationstest (links, rot) und erneut im Labor nach dem Flug (rechts). Variiert wurde die Intensität eines der gegenläufigen Strahlen. Aufgrund der über die Zeit degradierten Lichtintensität wurde die Dauer der Lichteinwirkung τ nach dem Flug von $60 \mu\text{s}$ auf $120 \mu\text{s}$ erhöht. Somit konnten in allen Messreihen vergleichbare Beugungseffizienzen von 76 % bis 80 % erreicht werden.

die Bragg-Prozesse gebeugt. Aufgrund der Gravitation haben sie zum Zeitpunkt des Beugungsprozesses eine Geschwindigkeit von $0,147 \text{ m/s}$ in Gravitationsrichtung und $0,104 \text{ m/s}$ in Richtung der Interferometrie-Strahlen. Daraus ergibt sich eine Verstimmung von $259,4 \text{ kHz}$ der beiden Lichtstrahlen zueinander.

Die Zeitentwicklung der Population im gebeugten Zustand P_e ist gegeben durch

$$P_e(\tau) = \frac{1}{2}(1 - \cos(\Omega_{eff}\tau))$$

mit der Rabi-Oszillation

$$\Omega_{eff} = \frac{\sqrt{I_1/I_{sat} \cdot I_2/I_{sat}}}{4\Delta/\Gamma},$$

wobei Δ die Verstimmung beider Lichtfelder zum angeregten Zustand, Γ die Linienbreite und I_{sat} die Sättigungsintensität ist (siehe Kap. 1.1.3). Somit kann die Besetzungswahrscheinlichkeit durch die Dauer der Lichteinwirkung τ oder, bei konstanter Belichtungsdauer, durch Variation der Intensität eines oder beider Lichtstrahlen $I_{1/2}$ beeinflusst werden.

In unserem Experiment werden Pulse mit einem Rechteck-förmigen Zeitverlauf eingesetzt. Typische An- und Abfallzeiten der Amplituden sind kürzer als $1 \mu\text{s}$. Für die

Dauer der Wechselwirkung wurden $60\ \mu\text{s}$ gewählt und die Amplitude der Beugung durch die Intensität eines der beiden Lichtstrahlen mit einem akusto-optischen Modulator eingestellt.

Zur Charakterisierung der Rabi-Oszillation wurde der eine Lichtstrahl bei einer konstanten Intensität von $4,5\ \text{mW}/\text{cm}^2$ gehalten, während der zweite zwischen 0 und $29,7\ \text{mW}/\text{cm}^2$ variiert wurde. In Abbildung 5.2 wird die normierte Population des gebeugten Zustandes für verschiedene Lichtintensität für Messreihen vor und nach dem Vibrationstest verglichen. Das Maximum von etwa 80 % Beugungseffizienz in die erste Ordnung wurde bei $14,9\ \text{mW}/\text{cm}^2$ erreicht (siehe Abbildung 5.2).

Ein kompletter Transfer aller Atome wurde aufgrund der Energie-Zeit-Unschärfe für den zeitlich ausgedehnten Lichtpuls nicht erreicht [70]. Durch den begrenzten Frequenzbereich des Pulses ist die Resonanzbedingung für die Bragg-Prozesse nur für bestimmte Geschwindigkeitsklassen der Atome erfüllt.

Abgesehen von einem statistischen Rauschen der Besetzung des gebeugten Zustandes stimmen die Rabi-Oszillationen vor und nach den Vibrationstest überein. Die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse zeigt, dass die auftretenden Belastungen durch die Vibrationen keine Auswirkungen auf die Ausgangsleistung der Laser und den mechanischen Aufbau, wie zum Beispiel die Kollimatorausrichtung oder das Spektroskopiemodul zur Frequenzstabilisierung, gehabt haben.

Nach dem Flug wurden zur abschließenden technischen Qualifizierung erneut Messungen zu Bragg-Prozessen und Interferometern durchgeführt. Die Komponenten waren während der Raketenkampagne neben Vibrationen ebenfalls statischen Beschleunigungen von bis zu 17 g sowie starken Temperaturschwankungen ausgesetzt. Die Temperaturen variierten aufgrund des Wärmeeintrags während des Fluges und den anschließenden drei Tagen bis zur Bergung bei bis zu $-36\ ^\circ\text{C}$ Außentemperatur. Durch eine Degradierung der Laserleistung über einen Zeitraum von mehreren Monaten standen im Vergleich zum Zeitpunkt des Vibrationstests geringere Intensitäten für die Messungen zur Verfügung. Zum Ausgleich wurde die Dauer der Lichteinwirkung auf $120\ \mu\text{s}$ verdoppelt, damit ähnliche Beugungseffizienzen von 76 % im Maximum erreicht werden konnten, wie in Abbildung 5.2 rechts dargestellt ist. Die Werte sind im Rahmen des statistischen Rauschens mit den Messungen vor dem Flug vergleichbar. Abgesehen von der Degradierung der Laserleistung ist die Rabi-Oszillation trotz hoher Belastungen durch Beschleunigungen und Vibrationen reproduzierbar und die Bragg-Prozesse können zur Durchführung von Interferometer-Geometrien genutzt werden.

5.1.2 Mach-Zehnder-Interferometer

Um die Funktionstüchtigkeit und die Robustheit des Interferometers zu verifizieren wurden wiederholt Messungen durchgeführt und wichtige Parameter, wie die Ampli-

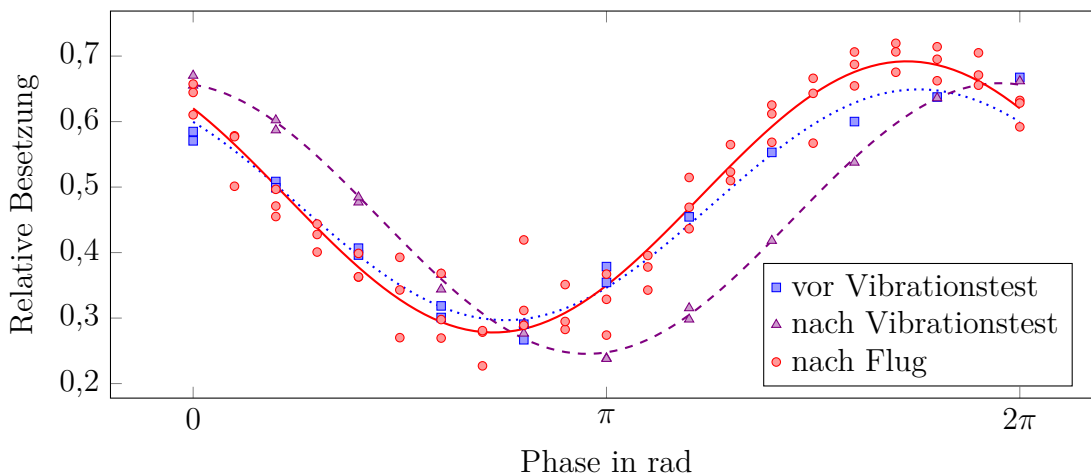


Abbildung 5.3: Phasenscan des letzten Strahlteiler-Prozesses eines Mach-Zehnder-Interferometers im Labor während der Flugvorbereitung (blaue Rechtecke), nach dem Vibrationstest (violette Dreiecke) und nach dem Flug zurück im Labor (rote Kreise). Aufgrund zeitlicher Vorgaben konnte die Messung vor und nach dem Vibrationstest nur 1,5 mal, nach dem Flug aber dreimal durchlaufen werden. Die Separationszeit wurde nach dem Flug von 2 ms auf 1 ms verringert.

tude und der Kontrast, des Signals untersucht. In unserem Aufbau werden beide Lichtstrahlen für die Bragg-Prozesse mit dem selben Laser erzeugt. Deren Verstimmung und Intensität wird durch einen AOM angepasst. Dadurch hat die relative Phase der beiden Lichtfelder über die Dauer des Interferometers eine ausreichende Stabilität, sodass durch eine Variation der Phase des letzten Pulses eines Mach-Zehnder-Interferometers eine Oszillation der relativen Besetzung der Ausgänge beobachtet werden kann. Die Resultate für drei Messreihen mit einer Änderung der Phase des letzten Pulses von 0 bis 2π sind in Abbildung 5.3 dargestellt. Sie wurden im Labor (blau), auf dem Vibrationsteststand direkt nach den Belastungen (violett) und nach dem Flug im Labor (rot) durchgeführt. Als Separationszeit zwischen den Lichtpulsen wurde vor dem Flug $T = 2$ ms und nach dem Flug $T = 1$ ms genutzt. Für alle Oszillationen ergibt sich ein Kontrast zwischen 35 % und 41 %, was zu den Beugungseffizienzen von etwa 80 % für die einzelnen Strahlteiler aus dem vorherigen Kapitel passt. Die nicht am Interferometer beteiligten Atome werden ebenfalls detektiert und mindern den Kontrast der Oszillation der Zustandsbesetzung. Ein strikter zeitlicher Ablauf der Qualifikationstests ermöglichte für die Messungen vor und nach dem Vibrationstest 1,5 Durchläufe des Phasenscans, während die Messung nach dem Flug dreimal durchlaufen wurde. Auffällig ist ein erhöhtes Rauschen der Messwerte nach dem Flug. Aufgrund des im vorherigen Kapitel bereits angesprochenen Leistungsabfalls der Laser zwischen den Qualifikationstests

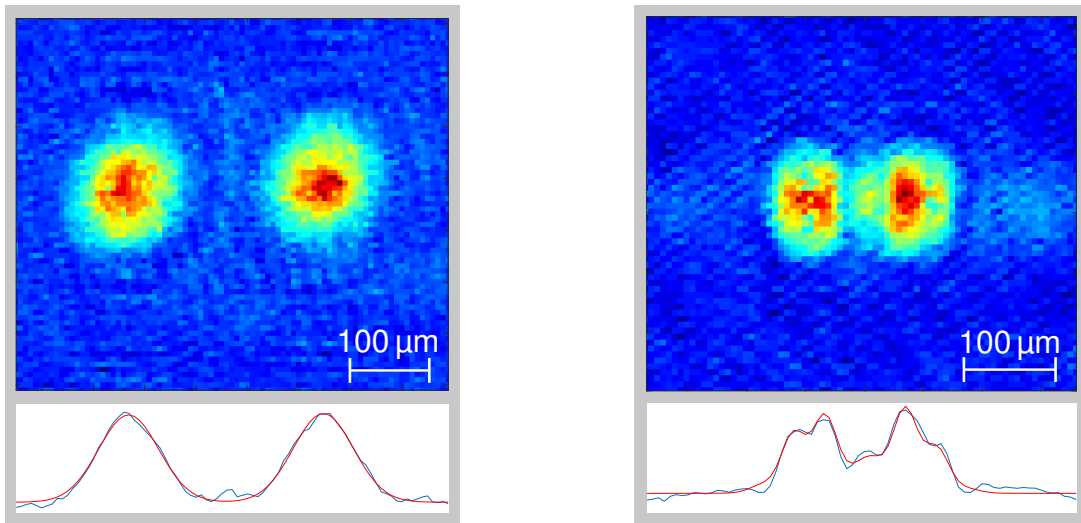


Abbildung 5.4: Dichteverteilung der Ausgänge eines symmetrischen (links) und asymmetrischen (rechts) Mach-Zehnder-Interferometers. Aufgrund unterschiedlicher freier Entwicklungszeiten von 30 ms und 25 ms ist die Separation und Ausdehnung der Ensembles unterschiedlich. Während das symmetrisch geschlossene Interferometer keine Modulation aufweist, erzeugen die kohärenten und leicht verschobenen Wellenpakete der asymmetrischen Konfiguration Streifen in der Dichteverteilung. Dies wird durch das in vertikaler Richtung integrierte Dichteprofil im Bild darunter (blaue Linie) verdeutlicht. Der doppelte Gauß-Fit mit zusätzlicher sinusförmiger Modulation (rote Linie) berechnet einen Streifenabstand von etwa $44 \mu\text{m}$ mit einem Kontrast von 19 %. Es sind Beugungsringe um die Ensembles herum sichtbar, da diese am Boden aus der Fokusebene der Detektion herausfallen.

und den Messungen nach dem Flug sind die Atomzahlen im BEC auf etwa $4 \cdot 10^4$ gesunken, da auch das Licht zum Kühlen der Ensembles betroffen ist. Die geringere Atomzahl führt zu einem größeren Beitrag des Schrotrauschens und zum anderen durch ein schlechteres Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu größeren Ungenauigkeiten in der Auswertung der Bilder zur Bestimmung der Zustandsbesetzung der Interferometerausgänge.

Die Phasenverschiebung zwischen den Labormessungen und der Messung auf dem Vibrationsteststand kann durch eine veränderte Ausrichtung zum Gravitationsfeld der Erde erklärt werden.

Durch den vergleichbaren Kontrast der verschiedenen Phasenscans wird belegt, dass die Phasenstabilität der Lichtfelder ausreichend für derartige Interferometer auf diesen Zeitskalen ist. Alle für die Interferometrie benötigten Funktionen, wie unter anderem die Frequenzstabilisierung und die Ausgangsleistung der Laser werden nicht durch die Belastungen beschädigt.

Außerdem demonstrieren die Messungen die Eignung des Detektionssystems zur

Auswertung der Ausgangsports, wie exemplarisch für ein Experiment in Abbildung 5.4 links gezeigt. Die beiden Ausgänge eines symmetrischen Mach-Zehnder-Interferometers sowie deren integrierte optische Dichte (blaue Linie im Bild darunter) sind dargestellt. Die Auflösung und das Signal-zu-Rausch-Verhältnis sind für eine Auswertung ausreichend.

Um zusätzlich die räumlichen Kohärenzeigenschaften der Materiewellen nachzuweisen, kann ein asymmetrisches Mach-Zehnder-Interferometer genutzt werden. Dabei ist der dritte Lichtpuls der Geometrie zeitlich verschoben, sodass die Wellenpakete zu dem Zeitpunkt der Wechselwirkung mit dem optischen Gitter nicht genau übereinander liegen. Die Wellenfunktionen werden in zwei Impulszustände aufgeteilt, die mit der freien Entwicklungszeit separieren. Durch den Versatz entstehen in jedem Impulszustand zwei leicht zueinander verschobene kohärente Wellenpakete. Mit der Expansion interferieren diese und es wird eine räumliche Modulation der Dichteverteilung sichtbar.

Das Ergebnis eines solchen Experiments ist in Abbildung 5.4 rechts gezeigt. Es wurde eine Separationszeit der Lichtpulse von $T = 2$ ms und ein Versatz des dritten Pulses um $\delta t = 0,3$ ms gewählt. Der Streifenabstand D wird bei einer gesamten Entwicklungszeit von $TOF = 25$ ms mit

$$D = \frac{\lambda \cdot TOF}{\delta t}$$

zu $51 \mu\text{m}$ abgeschätzt. In diesem Experiment beträgt der Streifenabstand laut des Fits $44 \mu\text{m}$ mit einem Kontrast der Modulation von 19 %.

Eine Erklärung für die Abweichung im erwarteten und ausgelesenen Streifenabstand ist ein nicht lineares Expansionsverhalten des BECs zu Beginn der freien Entwicklungszeit. Zudem ist das Auflösungsvermögen auf $7,81 \mu\text{m}$ [94] begrenzt. Dies wird durch die Ausrichtung der Apparatur zum Schwerfeld der Erde zusätzlich erschwert, da die Atome aus der Bildebene der Absorptionsdetektion hinaus fallen und Beugungseffekte an den Atomen die Auflösung mindern.

Aus dem gleichen Grund ergibt sich der relativ geringe Kontrast der Modulation in dieser Messung. Dieser wird außerdem durch eine räumliche Überlappung der beiden Impulszustände verringert, da deren Interferenzmuster überlagern.

Der Vergleich der Dichteverteilungen des symmetrischen (Abb. 5.4 links) mit dem asymmetrischen Mach-Zehnder-Interferometer (rechts) zeigt eindeutig die Modulation der Dichteverteilung durch Interferenzen im asymmetrischen Interferometer. Diese Interferenz weist die räumliche Kohärenz der ultrakalten Ensembles nach.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass die Apparatur MAIUS-A stabil und zuverlässig genug ist, um Atominterferometer auch nach erhöhten Belastungen durch Vibrationstests sowie Start und Landung einer Forschungsrakete reproduzierbar durchzuführen.

5.2 Materiewelleninterferenzen im Weltraum

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Experimente sind der Beginn der Materiewelleninterferometrie im Weltraum. Während der Mikrogravitationsphase des Fluges wurden verschiedene Experimente zu Interferometern durchgeführt.

Zur Untersuchung der Strahlteiler-Prozesse wurden Experimente mit einer einzelnen Wechselwirkung zwischen den Lichtfeldern und den Atomen und freien Entwicklungszeiten von 36,66 ms und 85,66 ms durchgeführt. Dabei wurden die Intensitäten und die Verstimmung der beiden Lichtfelder variiert.

Weiterhin wurden verschiedene Sequenzen mit geschlossenen und offenen Geometrien durchgeführt, die im zeitlichen Ablauf Mach-Zehnder-Konfigurationen entsprechen. Nach einigen Optimierungen der Bragg-Prozesse wurden fünf symmetrische Geometrien während der Vorbereitungen zum Wiedereintritt der Nutzlast in die Atmosphäre ausgeführt, wovon die letzten beiden bereits unter zunehmender Beschleunigung stattgefunden haben.

Im Folgenden werden die Ergebnisse und Analysen zu den Strahlteiler-Prozessen (Kapitel 5.2.1) und den Geometrien daraus (Kapitel 5.2.2) vorgestellt.

5.2.1 Kohärente Manipulation der Kondensate im Weltraum

Die kohärente Manipulation der ultrakalten atomaren Ensembles wird in der MAIUS-A Apparatur durch die Wechselwirkung mit verschiedenen Lichtfeldern realisiert. Deren Konfiguration ist in Abb. 5.5 dargestellt. Während des Fluges war die Interferometrie-Achse parallel zum Gravitationsfeld der Erde ausgerichtet

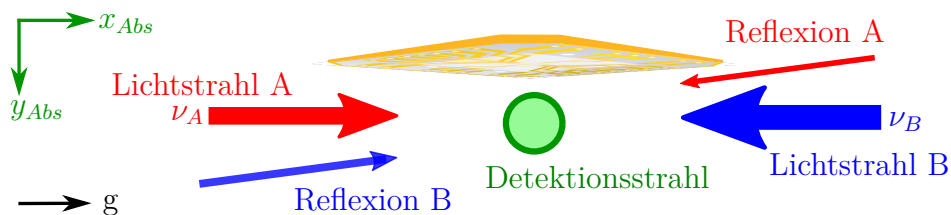


Abbildung 5.5: Lichtkonfiguration für Interferometrie. Die zueinander verstimmten Lichtstrahlen A und B laufen parallel zur Chipoberfläche mit unterschiedlichen Intensitäten in entgegengesetzte Richtungen. Ihre Propagationsachse ist während des Fluges parallel zur Erdgravitation ausgerichtet. Beide werden am anderen Ende der Kammer reflektiert, gegebenenfalls unter einem Winkel. Das Detektionslicht wird senkrecht dazu eingestrahlt.

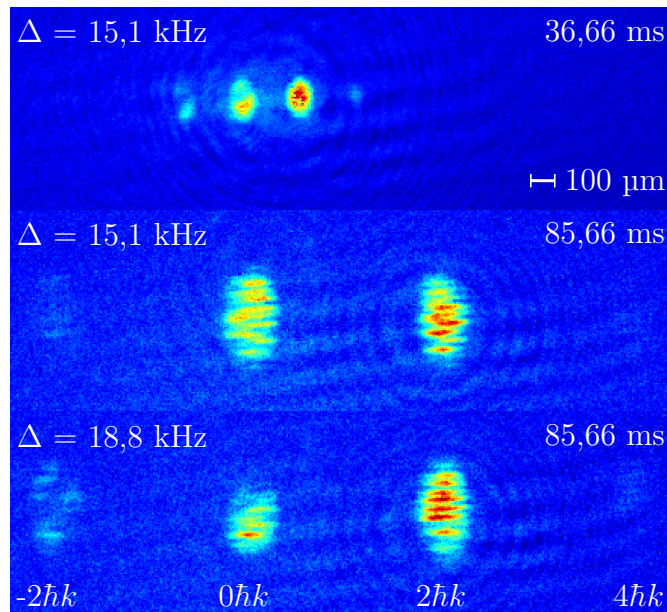


Abbildung 5.6: Dichteverteilung atomarer Ensembles nach einem einzelnen Strahlteiler-Prozess für verschiedene Parameter. In allen drei Sequenzen wurden Atome in die verschiedenen Impulszustände $-2\hbar k$, $+2\hbar k$ und $+4\hbar k$ gebeugt. Aufgrund der kürzeren freien Entwicklungszeit sind die Ensembles im oberen Bild kleiner und die Separation der verschiedenen Impulszustände ist geringer. Das unterste Experiment wurde mit einer optimierten Verstimmung für den Bragg-Prozess durchgeführt, weshalb ein höherer Anteil der Atome in die erste Ordnung mit $2\hbar k$ transferiert wurde. Alle Bilder wurden mit der Absorptionsdetektion aufgenommen.

(siehe auch Abb. 5.1). Die Lichtstrahlen A und B bilden das für die Bragg-Prozesse benötigte optische Gitter. Sie werden unter einem Winkel teilweise an den Vakuumfenstern reflektiert. Die Detektionsachse für die Absorptionsprozesse ist senkrecht dazu angeordnet (siehe Abb. 5.5). Im Folgenden wird in allen Messungen das Koordinatensystem dieses Detektionssystems x_{Abs} und y_{Abs} genutzt.

Für die kohärente Manipulation, beispielsweise die Strahlteilung und die Rekombination, wird das Licht für $60\ \mu\text{s}$ eingestrahlt und seine Frequenzverstimmung $\nu_A - \nu_B$ betrug zu Beginn des Fluges $15,1\ \text{kHz}$ mit einer Korrektur zu $18,8\ \text{kHz}$ nach einer Optimierung der Resonanzfrequenz des Bragg-Prozesses, wie in Kapitel 5.2.1.2 näher erläutert wird. Die Gesamtverstimmung zum Übergang der Rubidium-87 D2-Linie hatte einen Wert von $845\ \text{MHz}$.

Für alle Experimente sind mehrere Spinorkomponenten der Ensembles gleichzeitig besetzt. Bei einzelnen Strahlteiler-Prozessen wurde dies durch eine temporäre Änderung der Richtung des Quantisierungsfeldes während der freien Entwicklungszeit verursacht. Im Gegensatz dazu wurde bei Sequenzen mit Kombinationen aus

mehreren Strahlteilern gezielt eine ARP und die räumliche Separation der resultierenden Zustände mit einem Stern-Gerlach Versuch durchgeführt.

In Abbildung 5.6 sind exemplarisch drei aus den Absorptionbildern ermittelte Dichteverteilungen nach einzelnen Strahlteiler-Prozessen dargestellt. Die Experimente unterscheiden sich in ihrer freien Entwicklungszeit und der Frequenzverstimmung der beiden Lichtfelder zueinander. Die Lichtintensitäten sind für eine maximale Beugungseffizienz, also einen π -Puls ausgelegt. Laut der Experimentdeklaration sind dies die Datensätze 237, 274 und 310. Eine Übersicht aller Datenpunkte und Messungen für den Flug MAIUS-1 findet sich im Anhang dieser Arbeit 6.1. Dabei fallen mehrere Aspekte auf: Zunächst wurden mittels Bragg-Beugung mehrere Impulzzustände besetzt. Nach einer freien Entwicklungszeit werden sie an unterschiedlichen Positionen detektiert, wobei die Separation linear mit der Zeit skaliert. Die Zustände $0\hbar k$ und $2\hbar k$ sind mehrheitlich besetzt und die Zustände $-2\hbar k$ und $4\hbar k$ zeigen eine kleine Besetzung. Weiterhin ist bereits nach einem einzelnen Lichtpuls eine Modulation der Dichteverteilung des Ensembles in y-Richtung in den Absorptionbildern sichtbar. Der Streifenabstand ist für kürzere freie Expansionszeiten kleiner und damit schwieriger sichtbar (oberes Bild von Abb. 5.6). Für längere Entwicklungszeiten, wie in den unteren Bildern der Abb. 5.6, ist die Struktur deutlich erkennbar, die aus einer oder mehreren verdrehten Streifenstrukturen zu bestehen scheint. Diese Überlagerung verringert den Kontrast der Modulation. Zusätzlich scheint die Beugungseffizienz über das Kondensat hinweg inhomogen zu sein. Es ist beispielsweise in dem untersten Bild der Abbildung sichtbar, dass im oberen Bereich des Wellenpakets der Zustand $2\hbar k$ stärker besetzt wurde als im unteren.

Diese Effekte weisen auf eine Kombination verschiedener Prozesse hin, die im Folgenden näher erläutert werden.

5.2.1.1 Modulation der Dichteverteilung des atomaren Wellenpakets

Die Materiewellen können mit Hilfe von Licht gezielt sowohl in ihrer Amplitude als auch in ihrer Phase manipuliert werden. Unter anderem können mit einem Lichtfeld mit einer räumlichen Intensitätsmodulation der atomaren Wellenfunktion Phasen aufgeprägt werden [71–73]. Räumliche Phasengradienten in der Wellenfront ergeben eine Änderung der Impulsverteilung, die nach einer freien Entwicklungszeit zu einer räumlichen Dichtemodulation des Ensembles führt. Wird beispielsweise eine räumliche Streifenstruktur auf das Intensitätsprofil des Lichtfeldes moduliert, resultiert die Wechselwirkung mit dem atomaren Wellenpaket nach einer Entwicklungszeit in einem Streifenprofil der Dichteverteilung. Deren Ausprägung hängt mit dem Abstand der Streifen im Lichtfeld, der Größe des Wellenpakets

während der Aufprägung und dessen Expansion zusammen. Aufgrund ihrer langsamen Expansionsgeschwindigkeiten und der sich über die gesamte Dichteverteilung erstreckenden Kohärenzlänge sind Bose-Einstein-Kondensate mit ihrer im Vergleich zu thermischen Ensembles schmalen Impulsverteilung gut geeignet, um diesen Effekt auch nach längeren Entwicklungszeiten noch zu beobachten.

Zur Modulation des Lichtfeldes können verschiedene Effekte genutzt werden. In dem Aufbau von MAIUS-A kann dies durch eine Überlagerung von Reflexionen mit einem Winkel des gleichen Feldes oder von Lichtstrahlen mit unterschiedlicher Frequenz sowie durch Beugung des Feldes an der Kante des Atomchips entstehen.

Phasenaufprägung durch überlagerte Reflexion am Atomchip: Zwei sich kreuzende elektromagnetische Wellen interferieren und bilden bei gleicher Frequenz ein stehendes Gitter [132, 133]. Der Abstand der Intensitätsmaxima für ebene Wellen ist konstant und hängt vom Winkel ab.

In unserem Experiment können verschiedene Gründe dafür vorliegen, dass ein solches Gitter zusätzlich zu dem optischen Gitter, welches die Bragg-Prozesse treiben soll, auftritt. Eine Möglichkeit ist, dass die Lichtstrahlen des Bragg-Gitters nicht parallel sondern mit einem Winkel zum Atomchip verlaufen. Reflexionen an seiner spiegelnden Oberfläche würden eine solche Interferenz erzeugen (siehe Abb. 5.7). Das Licht läuft entlang der Diagonale des Chips mit einer Länge von $L_{SC} = 35,4 \text{ mm}$. Je größer der Winkel zwischen Oberfläche und kollimiertem Strahl ist, desto größer wird der Überlagerungsbereich, in dem die Modulation entsteht. Angenommen die Atome mit einem Abstand von $y_{\text{Atome}} = 1 \text{ mm}$ zur Chipoberfläche werden durch diesen Effekt beeinflusst, dann müssen sie sich in diesem Bereich

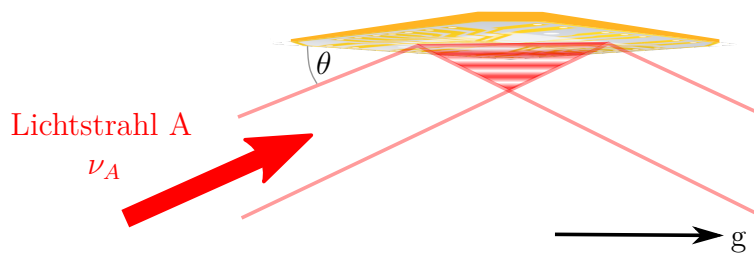


Abbildung 5.7: Schema eines stehenden Gitters im Lichtfeld durch einen Reflexion an der Chipoberfläche. Der Lichtstrahl hat gegenüber der Chipoberfläche einen Einfallswinkel und wird deshalb an der Spiegelfläche reflektiert. Das einfallende und das reflektierte Lichtfeld interferieren miteinander und bilden im Bereich der Überlappung ein stehendes Gitter mit konstanten Abständen der Intensitätsmaxima parallel zur Chipoberfläche.

befinden und es ergibt sich durch

$$\tan(\theta_{min}) = \frac{y_{Atome}}{L_{SC}/2} \quad (5.1)$$

ein Winkel von mindestens 3.2° .

Da die Kollimatoren in unserem Aufbau jedoch flach an den optischen Zugängen der Vakuumkammer fixiert sind, erscheint dieser Fall aus technischen Gründen unwahrscheinlich.

Phasenaufprägung mit einem laufenden Gitter: Eine weitere Methode zur Erzeugung von Intensitätsmodulationen des Lichtfeldes sind laufende Gitter. Diese können entstehen, wenn kohärente Strahlen mit einer Verstimmung und einem Winkel zueinander überlagert sind, wie in Abb. 5.8 zu sehen ist.

Die optischen Zugänge der Apparatur MAIUS-A reflektieren Licht mit einer Wellenlänge von 780 nm zum Teil. Dies wird aus einem Absorptionsbild mit einer Aufnahme des Detektionsstrahls ersichtlich (Abb. 5.9). Die beobachteten Streifen entstehen durch einen Etaloneffekt, bei dem einlaufende und mehrfach reflektierte Strahlen interferieren. An das Intensitätsprofil des aufgenommenen Bildes kann eine sinusförmig modulierte Gauß-Funktion angepasst werden

$$I = I_0 \cdot e^{-\frac{(y-y_c)^2}{2\sigma^2}} \cdot (1 + c \cdot \sin(\omega y + \Phi)). \quad (5.2)$$

Es ergibt sich daraus ein Kontrast c der Oszillation von gerundet 0,118 mit einer Frequenz von $\omega = 0,046 (\mu\text{m})^{-1}$ und einem resultierenden Streifenabstand von 136,3 μm . Mit der Modulation im Etalon

$$2 \cdot c = \frac{4 \cdot R}{(1 - R)^2}, \quad (5.3)$$

folgt ein Reflexionsgrad von $R = 5,3\%$. Die Streifen sind unabhängig von der Kameraausrichtung, weshalb eine Reflexion an einer ihrer Komponenten ausgeschlossen werden kann. Genauso bewirkt ein Austausch des Kollimators keine Veränderung. Die parallele Ausrichtung der Fenster zueinander an der Vakuumkammer legt nahe, dass hier der Etaloneffekt entsteht. Die Anti-Reflex-Beschichtung kann aufgrund von Hitzeeinwirkungen oder Ablagerungen von Rubidium auf der Oberfläche und Reaktionen damit beschädigt werden, sodass trotzdem Reflexionen auftreten.

Im Vergleich zur Detektionsachse ist die Interferometrieachse um 90° gedreht, aber ansonsten identisch aufgebaut. Deshalb kann auch hier von einem ähnlichen Reflexionsgrad der Fenster ausgegangen werden. Der zuvor beschriebene Etaloneffekt

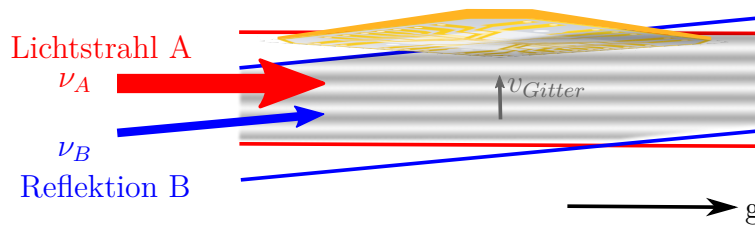


Abbildung 5.8: Schematische Darstellung der Entstehung eines laufenden Gitters durch die Überlagerung von zwei verstimmt, leicht verkippten Lichtfeldern. Die Reflexion von Strahl B kann an verschiedenen optischen Komponenten, wie zum Beispiel den Fenstern auftreten. Die Laufgeschwindigkeit des Gitters hängt von der Verstimmung und dem Winkel der Strahlen zueinander ab.

durch ein einzelnes Lichtfeld und dessen Reflexion kann jedoch nicht der Grund für die Modulation auf den Kondensaten durch die Interferometrie-Strahlen sein, da der Streifenabstand von $136,3 \mu\text{m}$ deutlich größer ist als die Gesamtgröße des atomaren Ensembles zum Zeitpunkt der Wechselwirkung.

Die Reflexion eines der Interferometrie-Strahlen an dem gegenüberliegenden Fenster kann jedoch zu einer Überlagerung mit dem dort einfallenden Licht führen. Je nach Einfallswinkel zwischen dem Lichtstrahl und dem Fenster kann das reflektierte Licht einen kleinen Winkel α zu dem einfallenden Lichtstrahl mit einer Frequenzverstimmung δ haben. Die zwei Felder interferieren miteinander und bilden trotz der reduzierten Intensität des reflektierten Strahls ein laufendes Gitter (siehe Abb. 5.8). Bei den experimentell beobachteten Streifenabständen ist ein Winkel von 2° zwischen dem einlaufenden und reflektierten Strahl notwendig. Dies ist im Rahmen der mechanischen Toleranzen des Designs realistisch möglich. Das Lichtgitter hat dann eine Geschwindigkeit von

$$v_{\text{Gitter}} = \frac{\delta \lambda}{2} \cdot \frac{1}{\sin(\alpha)}.$$

Für eine Verstimmung von $\delta = 18,8 \text{ kHz}$ berechnet sich eine Geschwindigkeit von etwa $0,21 \text{ m/s}$. In den $60 \mu\text{s}$ Pulsdauer läuft die Oszillation $\delta \cdot \tau = 1,128$ Mal durch ($0,906$ mal für $\delta = 15,1 \text{ kHz}$). Dementsprechend ist die Phasenaufprägung auf die Atome dynamisch und man sieht am Ende das Ergebnis der Mittelung über den gesamten Prozess. Das reduziert den Kontrast des Effekts, doch die Dichtemodulationen sind weiterhin sichtbar, auch nach wiederholter Wechselwirkung des Ensembles mit den Lichtpulsen.

Das Ergebnis der Simulation eines solchen laufenden Gitters in Wechselwirkung mit

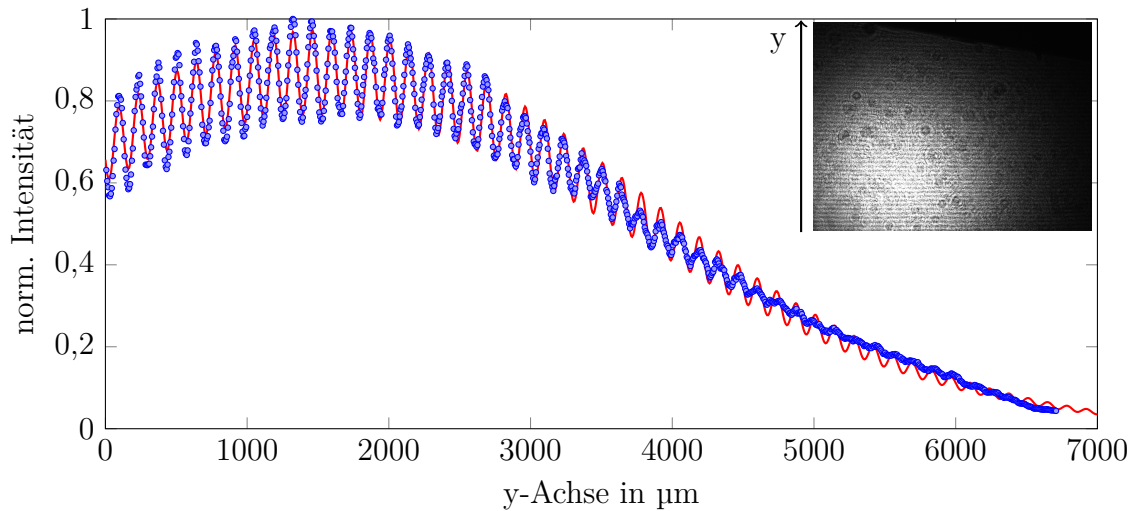


Abbildung 5.9: Etaloneffekt durch Reflexionen an optischen Komponenten in der Detektionsachse (blau). Es ist die normierte Intensität in y -Richtung, integriert über die gesamte x -Achse, aufgetragen. Die Anpassung an eine Gauß-Funktion mit sinusförmiger Modulation ist in rot dargestellt. Eine gestreifte Intensitätsmodulation in y -Richtung ist sichtbar. Diese entsteht durch die Interferenz von überlagerten Lichtfeldern durch Reflexionen an den optischen Komponenten der Kammer. **Einsetzschub:** Das zugehörige Absorptionsbild des Detektionsstrahls vom Flug. Im oberen rechten Bereich ist die Chipkante sichtbar.

den Atomen ist in Abbildung 5.10 nach 85,66 ms freier Entwicklungszeit zu sehen. Die Implementierung der Simulation wurde von Holger Ahlers durchgeführt und verwendet die zeitabhängige 2D-Gross-Pitaevskii-Gleichung. Die Wechselwirkung zwischen den Atomen und den Lichtfeldern wurde im Ortsraum betrachtet [134, 135]. Der Lichtpuls wurde 15,6 ms nach Beginn der freien Entwicklung eingestrahlt. Das laufende Gitter kann durch zwei Kombinationen gebildet werden, jeweils mit einem einlaufenden Strahl und der Reflexion des anderen. Da die Reflexion des stärkeren Strahls B_{refl} eine höhere Intensität hat als die von A_{refl} , ist die Modulationsamplitude für das laufende Gitter aus A und B_{refl} größer. Zusammengefasst kann die beobachtete Dichtemodulation in unseren Experimenten durch das laufende Gitter aufgrund der Überlagerung von einfallenden und reflektierten Lichtstrahlen beschrieben werden. Wird in der Simulation ein Verkippungswinkel der Strahlen von 2° angenommen, stimmen sowohl der Streifenabstand als auch die Amplitude mit den experimentellen Daten überein. Der Winkel ist hierbei der einzige freie Parameter. Allerdings lassen sich die Inhomogenitäten und der unterschiedliche Verlauf der Beugungseffizienz über die Größe des Ensembles dadurch noch nicht erklären.

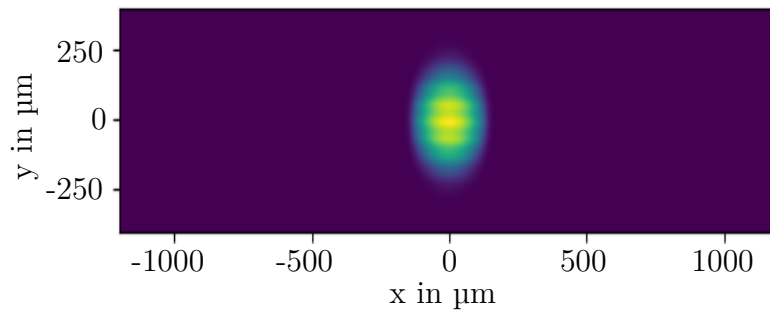


Abbildung 5.10: Simulationsergebnis für ein atomares Wellenpaket nach 85,6 ms freier Entwicklungszeit, das für die Dauer von 60 μs mit einem laufenden Gitter manipuliert wurde. Das Gitter wird durch zwei um 18,8 kHz verstimmt Lichtstrahlen mit einem Winkel von 2° zueinander erzeugt und prägt den Atomen eine Phase auf. Durch die freie Entwicklung wird diese in der Dichteverteilung sichtbar. Der Streifenabstand beträgt 60 μm .

Phasenaufprägung mit stehendem Gitter durch Beugung an der Chipkante: Neben den bisher betrachteten Intensitätsmodulationen des Lichts durch die Interferenz verschiedener Felder, kann eine Modulation auch durch die Beugung an einem im Lichtweg befindlichen Objekt hervorgerufen werden. Die kollimierten Strahlen des Bragg-Gitters haben einen Strahldurchmesser von 12 mm. Im Aufbau der MAIUS-A Atomchip-Apparatur propagiert der einfallende Strahl parallel zur Chipoberfläche und streift dabei dessen Kante (siehe Abb. 5.11). Dadurch wird ein Teil des gauß-förmigen Intensitätsprofils geblockt und Beugung an der Kante tritt auf.

Eine ausführliche theoretische Betrachtung und Herleitung der Berechnung findet sich in [132, 133, 136] und soll hier nur grob umrissen werden.

Zur Vereinfachung kann die Chipkante als Messerschneide betrachtet werden, die das Licht scharf abschneidet und eine vernachlässigbare Dicke hat. Als Näherung wird zunächst ein homogenes, monochromatisches Lichtfeld angenommen:

$$\Phi(x,y,z,t) = U(x,y,z) \cdot e^{-i\omega t}. \quad (5.4)$$

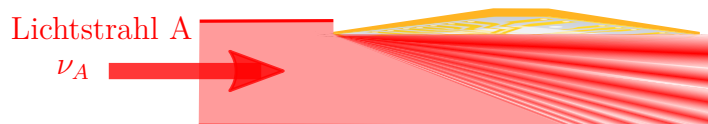


Abbildung 5.11: Schematische Darstellung eines einlaufenden Lichtstrahls, der teilweise am Atomchip abgeschnitten und somit gebeugt wird. Das Beugungsmuster dehnt sich mit weiterer Ausbreitung des Lichts aus. Der Verlauf lässt sich auf die Propagation von Kugelwellen zurückführen.

Direkt nach der Kante bei $z = 0$ ist die Amplitude Null. Das Kirchhoff-Sommerfeld-Beugungsintegral [132, 133, 136]

$$U(x,y,z) = \frac{1}{i\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \int U(x',y',0) \frac{e^{-ikr}}{r} \cos(\theta) dx' dy' \quad (5.5)$$

beschreibt die Ausbreitung des Feldes mit der Wellenlänge λ am Ort

$r = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + z^2}$ mit dem Winkel $\theta = z/r$ zwischen der Beugungs- und Beobachtungsebene.

Für die Entwicklung des Feldes können zwei Bereiche unterschieden werden: Sind die Lichtquelle und die Detektionsebene so weit von der Blende entfernt, dass die Wellenfronten effektiv als planar betrachtet werden können, spricht man vom Fernfeld und es kann die Fraunhofer-Näherung genutzt werden. Im Nahfeld ist die Krümmung der Wellenfronten dagegen noch zu beachten und man verwendet die Fresnel-Näherung. Eine Einordnung in das Nahfeld kann unter der Bedingung

$$\frac{1}{2} \left(\frac{1}{z_s} + \frac{1}{z_a - z_s} \right) x^2 > \lambda \quad (5.6)$$

erfolgen [133], wobei x der Abstand des Detektionspunktes zur Chipoberfläche, z_s der Abstand zwischen Lichtquelle und Chipkante und z_a die z-Koordinate des Detektionspunktes ist. Da die Atome in diesem Aufbau lediglich 1 mm von der Chipoberfläche und wenige Zentimeter von der Kante entfernt sind, während die Wellenlänge $\lambda = 780$ nm beträgt, befinden sie sich im Nahfeld und es muss hier mit der Fresnel-Näherung gearbeitet werden. Deshalb gilt

$$U(x,y,z) = \frac{e^{-ikz}}{i\lambda z} \int \int_A U(x',y',0) e^{-ik \left(\frac{(x-x')^2}{2z} + \frac{(y-y')^2}{2z} \right)} dx' dy' \quad (5.7)$$

integriert über eine Fläche A , welche die relevanten Bereiche umfasst. Der Vorteil dieser Näherung ist die mögliche Trennung der Achsen in separate eindimensionale Integrale, welche eine numerische Lösung vereinfachen. Diese Berechnungen wurden in das numerische Interferometrie-Modell von Holger Ahlers implementiert, um eine Abschätzung über die Amplituden und Abstände der Modulation machen zu können.

Bei der Apparatur MAIUS-A muss die Beugung an der obersten und mittleren Chiplage, dem Experimentchip und dem Basischip, unterschieden werden (Aufbau siehe Kap. 2). Der Experimentchip hat eine Kantenlänge von 25 mm und die Lichtstrahlen für das Bragg-Gitter verlaufen diagonal von der einen in die andere Ecke des Chips mit dem Intensitätsmaximum in y-Richtung etwa 4,6 mm von der

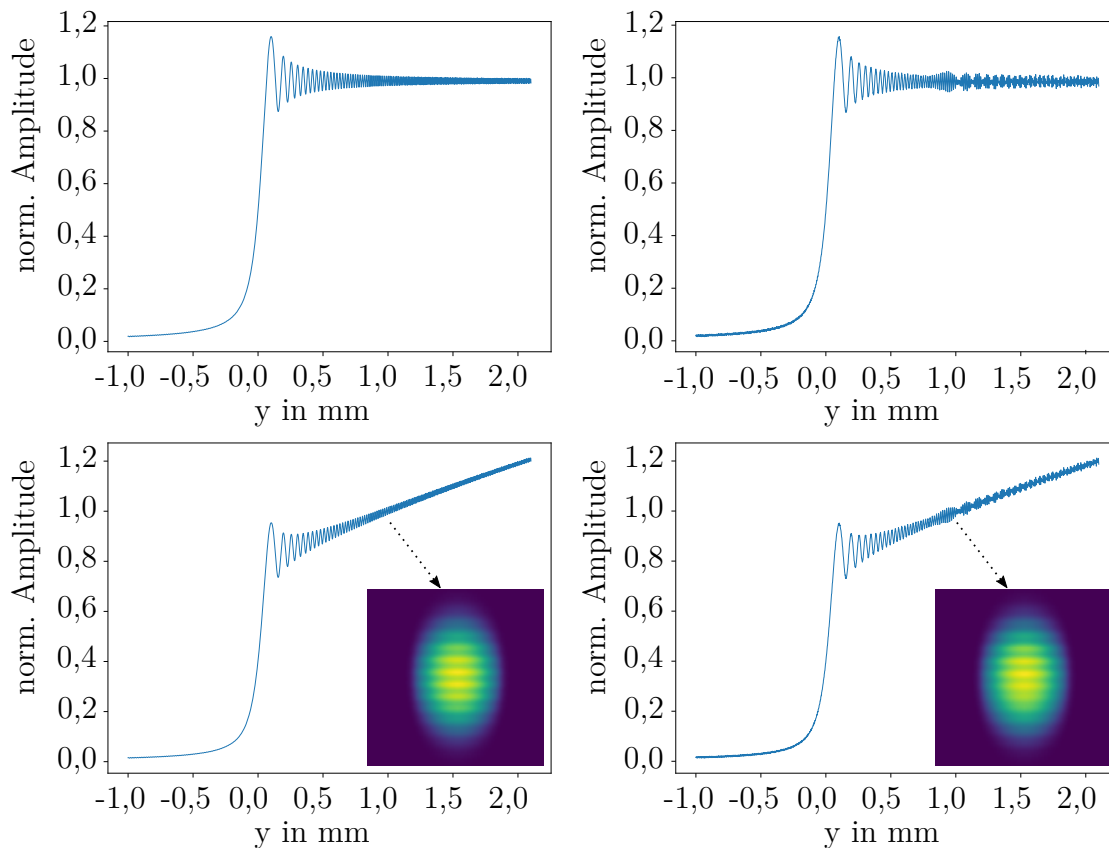


Abbildung 5.12: Amplitudenprofil des Lichtfeldes im Zentrum des Chips abhängig vom Abstand zur Oberfläche. Die Amplituden sind jeweils so angepasst, dass sie am Ort der Atome, 1 mm von der Chipoberfläche entfernt, normiert sind. **Links:** Das einfallende Licht mit ebenem (oben) oder gaußförmigem (unten) Intensitätsprofil trifft gerade auf die Kante des Experimentchips und wird gebeugt. **Rechts:** Zunächst wird das Licht an der Kante des Basischips gebeugt und nach weiterer Propagation nochmal an der Kante des Experimentchips, welche die Referenz für den Abstand zu den Atomen ist. Durch die überlagerten Beugungsmuster ergeben sich Schwebungen bei den Differenzfrequenzen, welche die einhüllende Form des Intensitätsprofils variieren. **Einschübe:** Es ist das simulierte Resultat eines BECs dargestellt, das mit einem derart modulierten Lichtfeld wechselwirkt und sich anschließend für 70 ms frei entwickelt.

Oberfläche entfernt. Nach einer Propagationslänge von 17,7 mm trifft das Licht die Atome.

Aus der Simulation erhält man das in Abbildung 5.12 links dargestellte Intensitätsprofil des am Experimentchip gebeugten Lichts in y -Richtung. Dies wurde sowohl für eine ebene Welle (oberes Bild) als auch für ein realistischeres, gaußförmiges Intensitätsprofil (unteres Bild) des Eingangsstrahls kalkuliert. Die Abstände der

Maxima werden mit zunehmender Entfernung von der Chipoberfläche immer geringer. Allerdings sind sie für einen kleinen Bereich, wie er für die Ausdehnung des atomaren Ensembles zum Zeitpunkt des Strahlteilers relevant ist, annähernd konstant. Der Streifenabstand über das Wellenpaket beträgt nach 70 ms freier Entwicklungszeit nach der Wechselwirkung mit dem Licht etwa $40\ \mu\text{m}$ und die simulierte Dichtemodulation ist im Einschub des unteren linken Bildes der Abb. 5.12 zu sehen.

Der Basischip ist mit einer Kantenlänge von 48 mm größer als der Experimentchip. Seine Kante ist 33,9 mm von seinem Zentrum entfernt und die Oberfläche hat aufgrund des $635\ \mu\text{m}$ dicken Experimentchips und des Klebers einen Abstand von etwa 1,7 mm zu den Atomen. Berechnet man das Beugungsmuster durch diese Kante, ergeben sich ähnliche Streifenabstände und Amplituden wie bei der Kante des Experimentchips.

Für eine realistische Betrachtung müssen beide Kanten gemeinsam beachtet werden. Das am Basischip gebeugte Lichtfeld trifft auf den Experimentchip und wird erneut gebeugt. Dadurch ergeben sich zusätzliche Modulationen bei den Differenzfrequenzen, wie in Abb. 5.12 rechts dargestellt. Diese Schwebungen entsprechen zum Teil der Ensemblegröße und können zusätzliche lokale Inhomogenitäten der Intensitätsverteilung erzeugen. Beispielsweise ist in der simulierten Dichteverteilung des atomaren Ensembles (siehe Abb. 5.12 unten rechts) zu sehen, dass der Kontrast der Modulation im oberen Bereich des Wellenpakets höher ist als im unteren.

Das Muster durch den einlaufenden und den gegenläufigen Strahl unterscheidet sich am Ort der Atome für den gleichen Einfallswinkel theoretisch nicht, da aufgrund des symmetrischen Aufbaus beide den gleichen Abstand zwischen Atomen und Chipkanten haben.

Bei mehrfacher Wechselwirkung der Atome mit dem Licht im zeitlichen Abstand von 1 ms oder 2 ms, wie teilweise im Flug geschehen, ist ähnlich wie für das laufende Gitter eine Modulation auf der Dichteverteilung der Materiewelle zu sehen, welche sich aus der Mittelung des Gesamtprozesses ergibt. Die Modulation des Lichtfeldes ist statisch und die Atome bewegen sich in einer Millisekunde zwischen den Wechselwirkungen um $8,8\ \mu\text{m}$. Dies entspricht etwa einem halben Streifenabstand zu dem Zeitpunkt. Durch die Mittelung bleibt der Streifenabstand nach der freien Entwicklung von $40\ \mu\text{m}$ gleich, doch der Kontrast der Modulation sinkt im Vergleich zu einer einzelnen Wechselwirkung.

Geht man von einem Eingangsstrahl aus, der gerade auf die Chipkanten fällt, dann ist der Streifenabstand des entstehenden Beugungsmusters am Ort der Atome verglichen zu den im Experiment detektierten Kondensaten zu klein. Wird der Einfallswinkel allerdings leicht variiert, schiebt sich das Beugungsmuster in y -Richtung und man kann bereits für etwas mehr als 1° Verkippung den beobachteten Abstand realisieren. Da diese Verkippung durchaus realistisch ist, kann die Modulation auch

durch diesen Effekt erklärt werden. Besonders die zusätzliche Modulation der einhüllenden Intensitätsverteilung dieses Modells spricht angesichts unterschiedlicher Beugungseffizienzen über die Länge des Kondensats dafür, dass die Beugung an den Chipkanten ein beteiligter Prozess ist.

Experimentelle Ergebnisse zur Dichtemodulation der Kondensate: Von den drei zuvor vorgestellten Mechanismen zur Erzeugung einer Modulation der Lichtintensität können zwei in der Apparatur MAIUS-A auftreten. Die Reflexion an der Spiegelfläche des Experimentchips kann ausgeschlossen werden, da der benötigte Einfallswinkel zu groß ist. Das Lichtfeld kann aber sowohl durch die Reflexionen an optischen Komponenten und dadurch erzeugte laufende Gitter, als auch durch Beugungseffekte an den Chipkanten moduliert werden. Durch beide Methoden und die zur Verfügung stehenden Freiheitsgrade, wie dem Einfallswinkel, sind die beobachteten Streifenabstände und Modulationsamplituden realisierbar.

In den experimentellen Daten zu den Strahlteiler-Prozessen ist der Kontrast der Streifen geringer als von der Simulation ausgegeben, unabhängig von dem zugrunde liegenden Effekt. Der Grund hierfür liegt in der Überlagerung verschiedener Komponenten des Ensembles, deren Modulation nach einer freien Entwicklungszeit nicht identisch ist.

Zur Differenzierung der verschiedenen Komponenten wurde in den meisten Sequenzen mit dreifacher Wechselwirkung der Atome mit dem Lichtfeld ein Stern-Gerlach Experiment angehängt. Dazu wird in der mesoskopischen U-Struktur für zwei Millisekunden ein Strom von 9,5 A initiiert. Durch den Magnetfeldgradienten erfahren die magnetisch sensitiven Atome entsprechend ihrer magnetischen Quantenzahl eine Beschleunigung und die verschiedenen Zustände werden räumlich getrennt, sodass sie nicht mehr überlappen. Infolgedessen ist der Kontrast der Modulation deutlich erhöht. In Abbildung 5.13 sind atomare Dichteverteilungen der ungebeugten Ordnung nach dreifacher Wechselwirkungen mit dem Licht abgebildet. Die ersten drei Bilder auf der linken Seite zeigen die verschiedenen Spinorkomponenten des gleichen Experiments nach dem temporären Einschalten eines Magnetfeldgradienten und 15 ms freier Entwicklungszeit (Datensatz 277 des Fluges). Hier wird ersichtlich, dass die Ausrichtung der Streifen für Zustände mit unterschiedlicher magnetischer Quantenzahl m_F zueinander verkippt ist. Die Ursache muss eine Kraft sein, die unterschiedlich auf die verschiedenen Spinorkomponenten wirkt. Dies können beispielsweise Magnetfeldkrümmungen sein. In unserem Aufbau kann die Drehung durch den magnetischen Puls für das Stern-Gerlach Experiment durch das Auskoppeln aus der Magnetfalle oder durch Restmagnetfelder im Hintergrund und die freie Expansion zustande kommen. Angenommen allein das Restmagnetfeld würde die Drehung verursachen, müsste es eine Krümmung von etwa $3,5 \mu\text{T}/\text{mm}^2$ haben.

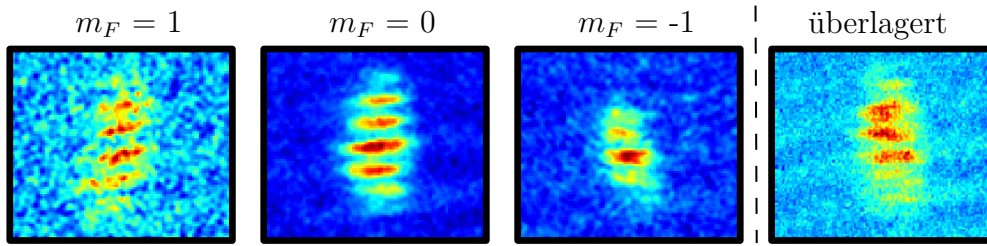


Abbildung 5.13: Atomare Dichteverteilung des ungebeugten Ensembles für verschiedene magnetische Unterzustände. Die drei linken Bilder zeigen die Dichteverteilung der Ensembles mit den magnetischen Quantenzahlen $m_F = 0, \pm 1$ des gleichen Experiments nach drei Lichtpulsen, einem Stern-Gerlach Versuch und nachfolgenden 15 ms freier Expansion. Die Modulation in y -Richtung ist zueinander verkippt. Im rechten Bild wurde eine Sequenz mit drei Lichtpulsen ohne Stern-Gerlach Versuch durchgeführt. Die Ausdehnung der Kondensate ist aufgrund einer 20 ms längeren gesamten freien Expansionszeit größer. Deshalb wurde ein anderer Maßstab gewählt. Hier ist der Kontrast der Dichtemodulation im Vergleich zu den linken Bildern aufgrund der Überlagerung der zueinander gedrehten Komponenten deutlich geringer.

Im vierten, rechten Bild (Datensatz 240) von Abbildung 5.13 wurde die Wechselwirkung der Atome mit dem Licht ebenfalls dreimal durchgeführt, allerdings ohne anschließenden Stern-Gerlach Versuch. Die Spinorkomponenten sind somit nicht getrennt und die Drehung zueinander führt zu einer Überlagerung der Modulationen, welche den Kontrast der Streifen deutlich verringert. Für die Experimente zur Analyse der Bragg-Prozesse sind die Wellenpakete immer überlagert und die Drehung zueinander führt zu dem geringeren Kontrast der Modulation.

Neben der Überlagerung der verschiedenen Spinorkomponenten gibt es zusätzliche Inhomogenitäten der Dichteverteilungen. Nach der Trennung der magnetischen Unterzustände, wie zum Beispiel für das Ensemble im Zustand $m_F = -1$ von Abbildung 5.13, sind Bereiche erkennbar, in denen die atomare Verteilung Störungen hat. Diese zusätzlichen Störungen können durch eine Kombination der genannten Effekte zur Lichtmodulation entstehen. Denn der Streifenabstand und die Modulationsamplitude durch das laufende Gitter und die Beugung an der Chipkante können voneinander abweichen und verschiedene Strukturen aufprägen.

In den Experimenten am Boden, wie im vorherigen Kapitel 5.1 beschrieben, sind diese Dichtemodulationen nicht sichtbar. Dies wird vor allem durch eine eingeschränkte freie Entwicklungszeit wegen der Detektion am Boden verursacht. Die Ensembles können mit nur 31 ms Freifallzeit nicht so lange expandieren, da sie für längere Zeiten (ab 33 ms) aus dem Detektionsbereich herausfallen, und sind deshalb vergleichsweise klein. Dadurch verringert sich der zu erwartende Streifenabstand und stößt an die Grenzen der Abbildungsauflösung von $7,81 \mu\text{m}$ [94]. Zusätzlich fallen die Atome am Boden aus der Bildebene des optischen Aufbaus heraus, wo-

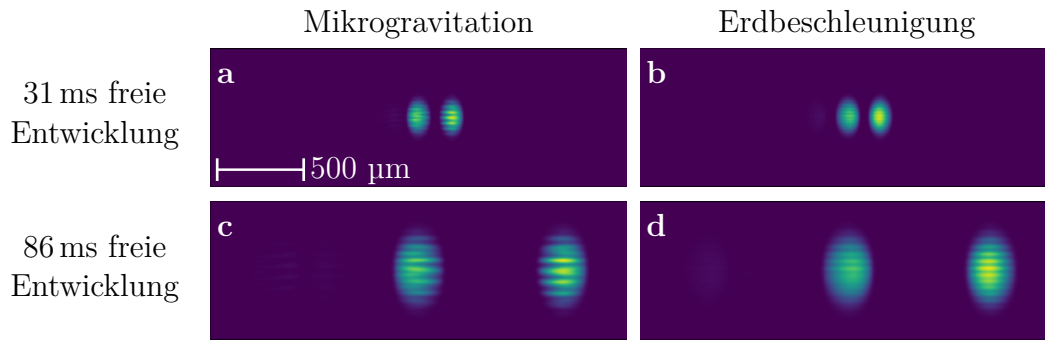


Abbildung 5.14: Vergleich der Simulationsergebnisse der atomaren Dichteverteilung nach einer gesamten freien Expansionszeit von 31 ms (**a**, **b**) und 86 ms (**c**, **d**) für die Bedingungen in Mikrogravitation (**a**, **c**) und am Boden (**b**, **d**). Ein Strahlteiler wurde nach 15 ms freier Entwicklungszeit eingestrahlt, der sowohl durch ein laufendes Gitter als auch durch Beugung an beiden Chipkanten moduliert ist. Aufgrund der erhöhten Geschwindigkeit ist der Effekt durch das laufende Gitter am Boden kaum sichtbar. Die Phasenaufprägung durch die Beugung des Lichtfeldes bleibt im Wesentlichen gleich. Für die kürzere freie Entwicklungszeit ist der Streifenabstand geringer.

durch sich die Auflösung weiter verschlechtert.

In Abbildung 5.14 sind Simulationsergebnisse für atomare Ensembles nach einem durch beide Effekte modulierten Lichtfeld nach 31 ms und nach 86 ms zu sehen. Die Bilder **a** und **c** stellen die Situation in Mikrogravitation und **b** und **d** die mit Bodenparametern dar.

Der Beitrag der Modulation durch das laufende Gitter hat am Boden einen geringeren Kontrast als in Mikrogravitation. Durch den freien Fall der Atome relativ zu den Lichtstrahlen zur Manipulation der Atome muss deren Verstimmung zueinander erhöht werden. Das führt zu einer schnelleren Laufgeschwindigkeit des Gitters. Die Verschiebung des räumlichen Musters integriert sich über ganze Perioden zu einem konstanten Potenzial. Die restliche Dauer führt zu einem effektiven räumlichen Potenzial des Pulses und infolgedessen zu einer Phasenmodulation des atomaren Ensembles. Aufgrund der schnelleren Laufgeschwindigkeit hat das effektive räumliche Potenzial am Boden eine geringere Amplitude und damit sinkt der Kontrast der Phasenmodulation. Dahingegen bleibt die Modulation des Lichtfeldes durch die Beugung an der Chipkante im gleichen Maß erhalten. Im Zusammenhang mit der kleineren Ausdehnung der Streifenabstände aufgrund der kürzeren freien Entwicklungszeit und der geringeren Detektionsauflösung wegen dem Fall der Atome aus der Bildebene sind die Modulationen auf den Wellenpaketen am Boden jedoch nicht sichtbar.

Im Weltraum konnte das Streifenmuster genutzt werden, um Magnetfeldkrümmungen im Hintergrund zu analysieren. Die Modulationen der Dichteverteilung des

atomaren Ensembles bieten potenziell viele weitere Anwendungsbereiche. Die Lage der kleineren Strukturen eines Ensembles kann genauer bestimmt werden als die Lage der Einhüllenden. Somit sind Positionsänderungen besser sichtbar. Außerdem werden Scherungen und Änderungen der Ausrichtung der Dichteverteilung sichtbar gemacht. Dies kann bei der Charakterisierung von weiteren Manipulationen des Ensembles wie der Delta-Kick-Kollimierung sehr hilfreich sein [31, 137–140]. Dabei würden Inhomogenitäten in der Impulsverteilung durch die Deformationen der Dichteverteilung nach der freien Expansion sichtbar werden. Weiterhin ist die Modulation zur Vermessung von differentiellen Kräften nutzbar. Die Verschiebung einzelner Komponenten zueinander ist durch das Muster auf allen Komponenten besser ersichtlicher als bei reinen Gaußverteilungen. Diese Methode ist erweiterbar auf verschiedene atomare Spezies.

5.2.1.2 Bragg-Beugung

Die bisher diskutierte Modulation der Dichteverteilung durch eine Phasenaufprägung ist sehr nützlich für die Beobachtung der räumlichen Entwicklung der Kondensate. Allerdings basiert eine Analyse von Trägheitskräften mit dieser Methode

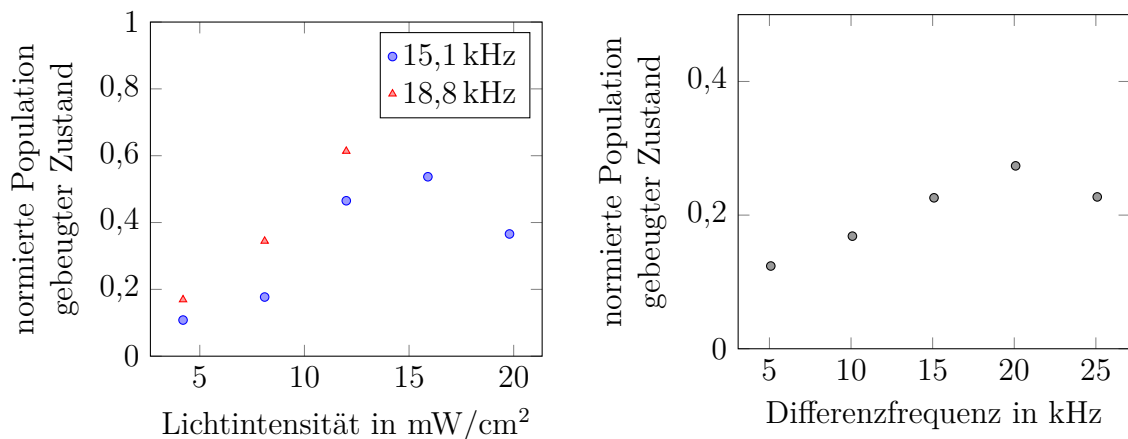


Abbildung 5.15: Rabioszillationen und Resonanzmessung der Bragg-Prozesse.

Links: Die relative Besetzung der beiden Impulszustände wurde für variierende Lichtintensitäten des Lichtstrahls B vermessen. Der zweite Durchlauf (rote Dreiecke) wurde nach einer Korrektur der Differenzfrequenz durchgeführt und konnte wegen der Vorbereitungen für den Wiedereintritt der Rakete in die Atmosphäre nicht beendet werden. **Rechts:** Die normierte Besetzung des gebeugten Zustandes wurde abhängig von der Differenzfrequenz gemessen, um die Resonanzfrequenz zum Bragg-Prozess in Anbetracht der Restbewegung des Ensembles zu ermitteln.

auf dem Vergleich von Positionen verschiedener Komponenten des Ensembles. Im Gegensatz dazu kann mit Materiewelleninterferometern eine direkte Messung von differentiellen Beschleunigungen durchgeführt werden, welche Rückschlüsse auf Trägheitskräfte erlauben. Eine Mach-Zehnder-Konfiguration nutzt die kohärente Teilung und Zusammenführung der Materiewelle aus, um differentielle Phaseninformationen aus Interferenzen zu erhalten. Zur Optimierung der Bragg-Beugung für die Interferometrie im Flug wurde zunächst eine Rabi-Oszillation aufgenommen. Während der Lichtstrahl A (siehe Abb. 5.5) für $60 \mu\text{s}$ konstant bei einer Intensität von $4,1 \text{ mW/cm}^2$ gehalten wurde, wurde der zweite zwischen $4,2 \text{ mW/cm}^2$ und $19,8 \text{ mW/cm}^2$ variiert. Die relative Besetzung der Zustände ist in Abbildung 5.15 links mit blauen Punkten dargestellt. Die maximal erreichte Beugungseffizienz dieser Messung beträgt 54% . Im Vergleich zu den Bodenexperimenten mit etwa 80% ist dieser Wert gering. Aus diesem Grund wurde im weiteren Verlauf des Fluges die Differenzfrequenz zwischen den Strahlen gemessen, um die Resonanzfrequenz zum Bragg-Prozess zu finden (siehe Abb. 5.15 rechts). Das hier mit einem gauß-förmigen Fit ermittelte Maximum bei dem Wert von $18,8 \text{ kHz}$ weicht wegen der Restgeschwindigkeit der Atome von $8,8 \text{ mm/s}$ in Strahlrichtung nach dem Auskoppeln aus der Magnetfalle (siehe Kap. 3.7) und der resultierenden Doppler-Verschiebung von dem erwarteten Wert von $15,1 \text{ kHz}$ ab.

Nach der Korrektur der Differenzfrequenz wurde erneut die Aufnahme einer Rabi-Oszillation gestartet (siehe Abb. 5.15 links in roten Dreiecken). Bei der Lichtintensität von 12 mW/cm^2 wurden bereits 62% der Atome gebeugt. Für höhere Werte wäre eine noch größere Beugungseffizienz zu erwarten gewesen. Aufgrund der Vorbereitungen der Nutzlast für den Wiedereintritt in die Atmosphäre wurde die Messung jedoch nach drei Werten abgebrochen.

Die anschließenden Interferometer kurz vor und während des Wiedereintritts wurden mit der optimierten Differenzfrequenz für die Bragg-Prozesse durchgeführt. Dabei wurden die Lichtintensitäten in den Strahlen für das Bragg-Gitter beibehalten. Mit einem einzelnen Bragg-Prozess war ein kompletter Transfer der Atome in den Impulszustand $+2\hbar k$ nicht möglich. Neben der Energie-Zeit-Unschärfe der zeitlich ausgedehnten Pulse ist ein weiterer Grund dafür das Paar der reflektierten Strahlen, die ebenfalls ein optisches Gitter bilden und einen Teil des Ensembles in die entgegengesetzte Richtung ($-2\hbar k$) beugen. Da die Reflexionen eine deutlich geringere Lichtintensität haben, ist die Beugungseffizienz kleiner, wie in Abbildung 5.6 erkennbar ist.

Des Weiteren hat die bereits diskutierte Intensitätsmodulation des Lichtfeldes (siehe Kap. 5.2.1.1) zur Folge, dass die Rabi-Oszillation lokal unterschiedlich ist, da nicht alle Atome zum Zeitpunkt der Wechselwirkung mit den Lichtfeldern mit derselben Intensität adressiert werden.

Die Überlagerung der verschiedenen Modulationen durch die Beugung an der Chip-

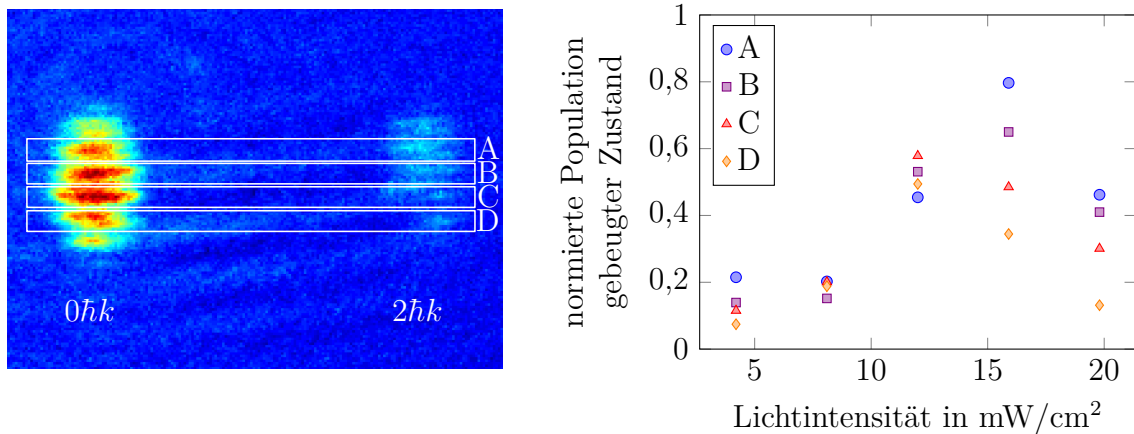


Abbildung 5.16: Relative Besetzung des gebeugten Impulszustandes für vier verschiedene räumliche Ausschnitte des Ensembles über der Lichtintensität im Strahl B. **Links:** Optische Dichte des ersten Bildes der Rabi-Oszillation mit markierten Auswertungsbereichen. **Rechts:** Die Auswertung für die verschiedenen Bereiche mit unterschiedlichen Lichtintensitäten zeigt lokale Unterschiede der Beugungseffizienz.

kante und durch das laufende Gitter verursacht eine zusätzliche Inhomogenität des Lichtfeldes über das gesamte Wellenpaket. Dies wird deutlich, wenn man die erste Messung der Rabi-Oszillation für Teilausschnitte des Kondensats betrachtet (siehe Abb. 5.16). Für die Auswertung wurden die links markierten Bereiche A, B, C und D des Ensembles getrennt evaluiert. In Ausschnitt A konnte hier bereits mit der Differenzfrequenz von $15,1 \text{ kHz}$ eine Beugungseffizienz von 80% realisiert werden. Je weiter unten der Bereich des Wellenpakets gewählt wird, desto weniger Atome werden gebeugt. Wie zuvor erklärt ist eine Intensitätsschwankung des Lichtfeldes auf dieser Größenordnung mit dem durch beide Chipkanten gebeugten Lichtfeld realisierbar. Dahingegen hat die Auswertung in Abbildung 5.15 immer das gesamte Ensemble betrachtet und somit einen gemittelten Wert der Beugungseffizienz erhalten. Für homogene Strahlteiler-Prozesse mit hohen Beugungseffizienzen in zukünftigen Aufbauten sollten deshalb die Phasenaufprägung und der kohärente Bragg-Prozess unabhängig voneinander durchgeführt werden.

5.2.2 Scherinterferometer

Zum Nachweis der räumlichen Kohärenz der erzeugten Bose-Einstein-Kondensate wurde während der Mikrogravitationszeit mehrfach eine Sequenz mit drei zeitlich getrennten Bragg-Prozessen durchgeführt. Um die Rabi-Oszillation und damit die Beugungseffizienz der verschiedenen Manipulationen des Ensembles einzustellen,

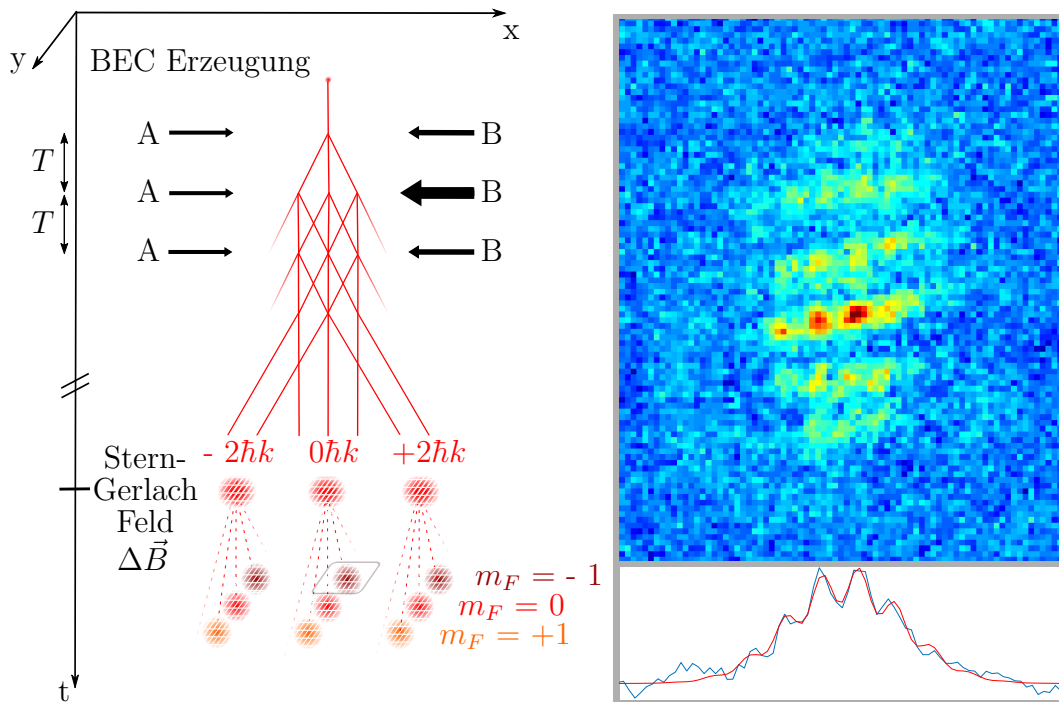


Abbildung 5.17: Links: Sequenzablauf des Scherinterferometers. 15,6 ms nach der Auskopplung des BECs aus der Falle wird der erste von drei Bragg-Prozessen durchgeführt. Diese Strahlteiler-Prozesse sind durch einen Zeitabstand T getrennt. Für den zweiten Bragg-Prozess wird die Intensität des starken Strahls B verdoppelt und damit auch die Beugungseffizienz. Nach der dritten Wechselwirkung mit den Lichtfeldern separieren die verschiedenen Impulszustände mit der freien Entwicklungszeit. 15 ms vor der Detektion wird ein Magnetfeldgradient eingeschaltet, um die magnetischen Zustände räumlich zu trennen. **Rechts:** Experimentelles Ergebnis der Dichteverteilung des ungebeugten Ensembles im Zustand $m_F = -1$ (links mit grauem Feld markiert). Man sieht sowohl die Dichtemodulation in vertikaler Richtung aufgrund der Phasenaufprägung als auch eine Modulation in horizontaler Richtung durch das Scherinterferometer mit $T = 1$ ms. Unter dem Bild ist in blau die integrierte Dichteverteilung in dieser Richtung in beliebigen Einheiten gezeichnet. In rot wurde die Anpassung an eine modulierte Gaußverteilung dargestellt. Der Kontrast dieser Modulation wird mit 19% angegeben.

wurde die Lichtintensität des stärkeren Strahls B variiert. Die Lichtintensität im Strahl A betrug für alle Prozesse $4,1 \text{ mW/cm}^2$. Für den ersten und den dritten Bragg-Prozess wurden in Strahl B $8,0 \text{ mW/cm}^2$ bereit gestellt, was einem $\pi/2$ -Puls entspricht. Allerdings betrug die Beugungseffizienz für das gesamte Ensemble bei der optimierten Verstimmung zwischen den Lichtfeldern von $18,8 \text{ kHz}$ aus den

bereits genannten Gründen nur etwa 35 % statt 50 % (siehe Abb. 5.15 links in rot). Für den mittleren Bragg-Prozess wurden $15,9 \text{ mW/cm}^2$ in Strahl B verwendet, also ein π -Puls durchgeführt. Dabei ist etwa von der doppelten Beugungseffizienz verglichen zum $\pi/2$ -Puls auszugehen. Das entspricht 70 %.

Die Zeiten zwischen den Bragg-Prozessen wurden für die nachfolgend vorgestellten Experimente auf $T = 1 \text{ ms}$ festgelegt. Bei Experimenten zu früheren Zeitpunkten des Fluges wurde teilweise mit $T = 2 \text{ ms}$ gearbeitet.

Wie in Abbildung 5.17 links schematisch dargestellt wird, sind nach dem ersten Bragg-Prozess hauptsächlich die Zustände 0 und $\pm 2\hbar k$ besetzt. Während der Zeit T separieren die Wellenpakete räumlich, bis der nächste Bragg-Prozess sie erneut manipuliert. Nach der letzten Wechselwirkung mit den Lichtfeldern entwickeln sich die Ensembles für einen längeren Zeitabschnitt frei und propagieren je nach Impuls in verschiedene Richtungen. Aufgrund ihrer Ausdehnung überlappen dann Wellenpakete, die unterschiedliche Wege gelaufen sind, aber den gleichen Impuls besitzen. Der leichte Versatz in dem Startpunkt, der auch als Punktquelle betrachtet werden kann [31, 141], führt zu Interferenzen. Die Sequenz bildet somit ein Scherinterferometer. Anschließend wird 15 ms vor der Detektion der Magnetfeldgradient für den Stern-Gerlach Versuch zum Separieren der magnetischen Zustände eingeschaltet. Die Dichteverteilung der ungebeugten Ordnung (Datenpunkt 313) nach diesem Interferometer ist exemplarisch in Abbildung 5.17 rechts zu sehen. Es ist der Zustand $|F = 2, m_F = -1\rangle$ abgebildet, da durch die adiabatisch rapide Passage gegen Ende des Fluges der Großteil der Atome diesen Zustand besetzt wie bereits in Kapitel 3.8 dargelegt. Eine Modulation der Dichteverteilung ist in beiden Richtungen gut sichtbar. Die Modulation in vertikaler Richtung ist durch die Phasenaufprägung durch die modulierten Lichtfelder verursacht, während die Modulation entlang der horizontalen Richtung durch das Scherinterferometer entsteht. Letztere kann mit der integrierten Dichte in y -Richtung verdeutlicht werden (blaue Linie unter dem Bild). Der Kontrast für die modulierte Gaußfunktion aus dem Fit (rote Linie) beträgt hier 19 %. Aufgrund von Populationsschwankungen und sich daher ändernden Signal-zu-Rausch-Verhältnissen in den einzelnen Ausgängen und zwischen den Experimenten ist der Kontrast in den anderen Bildern teilweise geringer, wie in Abbildung 5.18 **b** gezeigt ist. Der Vergleich mit den Dichteverteilungen nach einzelnen Bragg-Prozessen in **a** zeigt, dass die Streifen in horizontaler Richtung erst bei Durchführung mehrerer Wechselwirkungen der Atome mit den Lichtfeldern auftreten.

Für Scherinterferenzen würden grundsätzlich bereits zwei Strahlteiler-Prozesse ausreichen, die zwei überlappende Wellenpakete mit einem Versatz d in jedem Ausgang erzeugen. In diesem Fall sind drei Komponenten mit Abstand d überlagert.

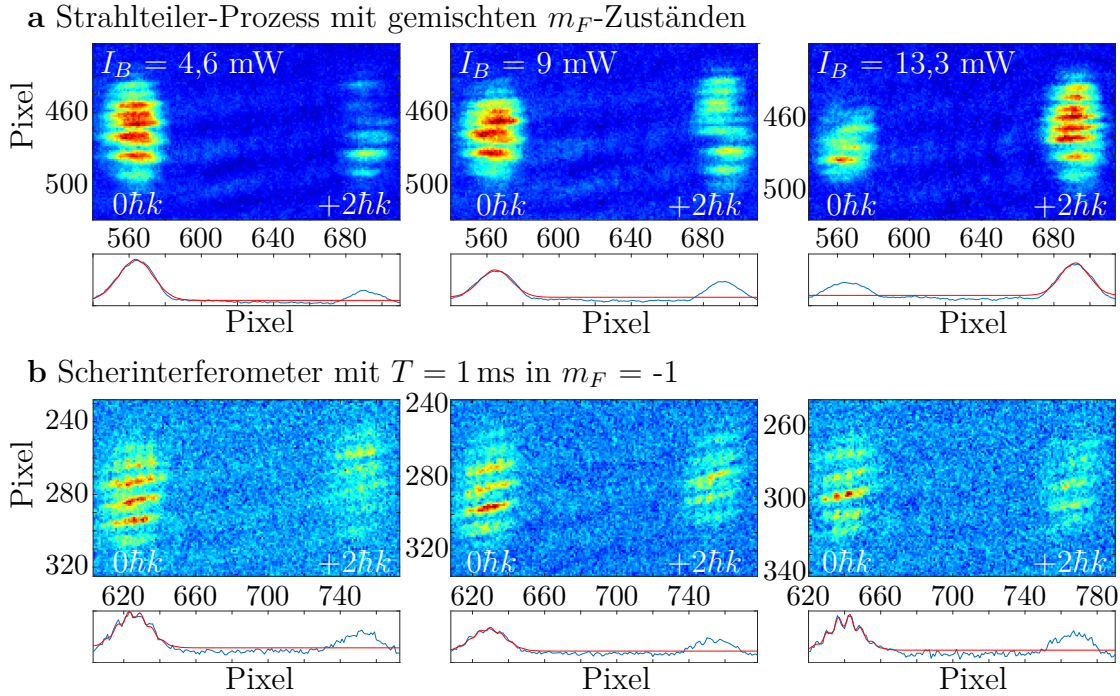


Abbildung 5.18: Atomare Dichteverteilung aus den Absorptionsbildern von Experimenten zur Analyse einzelner Strahlteiler-Prozesse und Scherinterferometern für das ungebeugte und in $+2\hbar k$ gebeugte Ensemble. Die Verstimmung der Lichtfelder zueinander beträgt $18,8$ kHz und ein Pixel entspricht $6,45 \mu\text{m}$. Unterhalb des Ensembles ist die in vertikaler Richtung integrierte Dichte ohne Einheiten gegeben (blau) mit einem Fit des am stärksten bevölkerten Ensembles (rot). **a:** Nach einem einzelnen Strahlteiler-Prozess und ohne Stern-Gerlach Versuch sind alle Spinorzustände überlagert. Die Beugungseffizienz hängt von der Intensität in dem Strahl B, I_B , ab. **b:** Es wurden drei Strahlteiler-Prozesse mit einer jeweiligen Separationszeit von $T = 1$ ms durchgeführt. Hier sind die Spinorzustände räumlich getrennt und es werden nur die Ensembles mit $m_F = -1$ betrachtet. Die integrierte Dichteverteilung zeigt eine zusätzliche Modulation in horizontaler Richtung. Laut den angepassten Fits (rot) beträgt der Kontrast zwischen 8 und 20 %.

Der theoretische Abstand der größten Streifen D lässt sich abschätzen durch [31]:

$$\begin{aligned}
 D &= \frac{2\pi}{d} \cdot \frac{t_0 \hbar}{m_{Rb}} \\
 &= \frac{2\pi}{v \cdot T} \cdot \frac{TOF \cdot \hbar}{m_{Rb}} \\
 &= \frac{2\pi \cdot m_{Rb}}{\hbar \cdot k \cdot T} \cdot \frac{TOF \cdot \hbar}{m_{Rb}} \\
 &= \frac{2\pi \cdot TOF}{k \cdot T} \\
 &= \frac{\lambda \cdot TOF}{T},
 \end{aligned}$$

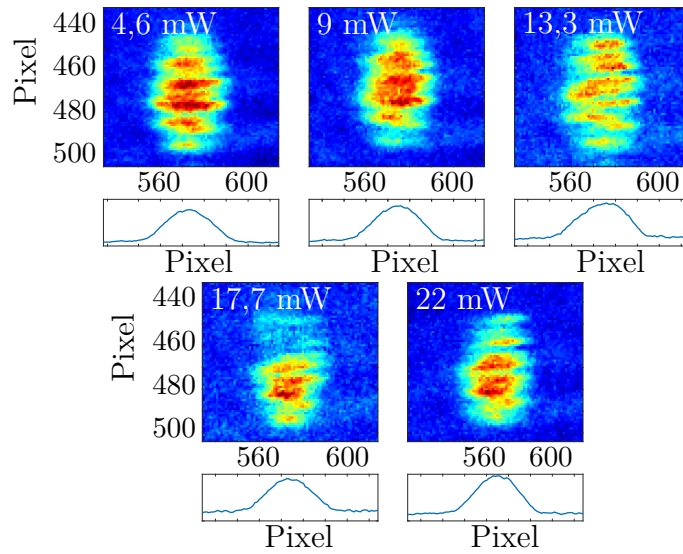
mit dem Planckschen Wirkungsquantum \hbar , der effektiven Expansionszeit des Ensembles als Punktquelle betrachtet t_0 , der Masse von Rubidium m_{Rb} , der gesamten freien Entwicklungszeit TOF (*engl. time of flight*) und der Wellenlänge λ . Somit ergibt sich für die drei identischen Sequenzen vor dem Wiedereintritt in die Atmosphäre (Datensätze 311 bis 313) mit $\lambda = 780$ nm, $T = 1$ ms und $TOF = 83,6$ ms ein Abstand von $D = 39,2$ μm . Ermittelt man mit einem modulierten Gauß-förmigen Fit den Streifenabstand in den drei Bildern für das gesamte ungebeugte Wellenpaket im Zustand $|F = 2, m_F = -1\rangle$ (siehe Abb. 5.18), erhält man gemittelt $40,12 \pm 1,51$ μm . Im Rahmen des Auflösungsvermögens stimmen die experimentellen und theoretischen Streifenabstände überein und bestätigen die Interferenz der Wellenpakete.

Für einen weiteren Parametersatz, zu dem mehrere Scherinterferometer durchgeführt worden sind, wurde eine Frequenzverstimmung von 15,1 kHz und eine Pulsseparationszeit von $T = 2$ ms gewählt. In Abbildung 5.19 ist ein Überblick über die Dichteverteilungen der Messungen der Rabi-Oszillation **(a)** und der Scherinterferometer **(b)** gegeben. Es ist die ungebeugte Ordnung dargestellt und für die Experimente mit Stern-Gerlach Versuch das Ensemble mit der magnetischen Quantenzahl $m_F = 0$. In den sieben Scherinterferometern **(b)** wurde die Phase des dritten Bragg-Prozesses variiert.

Durch die abweichende Verstimmung der Frequenzen von der Resonanz sind die Beugungseffizienzen der einzelnen Bragg-Prozesse mit etwa 20 % und 50 % geringer als in den Experimenten aus Abb. 5.15. Deshalb tragen weniger Atome zur Interferenz bei und der Kontrast sinkt. Der berechnete Streifenabstand beträgt 20 μm . In diesem Aufbau entspricht dies der Länge von etwas über drei Pixeln. Somit bewegt sich das Streifenmuster zusätzlich am Rande der Auflösung. Dennoch ist eine leichte Modulation auf den Wellenpaketen in Abbildung 5.19 unten zu sehen, wenn die in y-Richtung integrierte Dichteverteilung dieser Experimente mit denen der Strahlteiler **(a)** verglichen wird. Aufgrund der anders gewählten Parameter und der Limitierung durch die Auflösung ist der Kontrast die Modulation hier nicht so ausgeprägt wie in den Experimenten aus Abbildung 5.15.

Zum ersten Mal ist es gelungen Materiewelleninterferenzen im Weltraum zu demonstrieren. Mit Scherinterferometern konnten die räumlichen Kohärenzeigenschaften der erzeugten Kondensate eindeutig belegt werden. Durch eine Dichtemodulation der Wellenpakete senkrecht zu den Interferenzstreifen können zusätzliche Informationen ausgelesen werden, wie zum Beispiel Scherungen der Ensembles und deren einzelner Spinorkomponenten zueinander. Dies macht beispielsweise Magnetfeldkrümmungen sichtbar. Die Experimente ebnen den Weg für hochpräzise Messungen mit Atominterferometern im Weltraum.

a Bragg-Prozess mit gemischten m_F -Zuständen:



b Scherinterferometer mit $T = 2$ ms in $m_F = 0$:

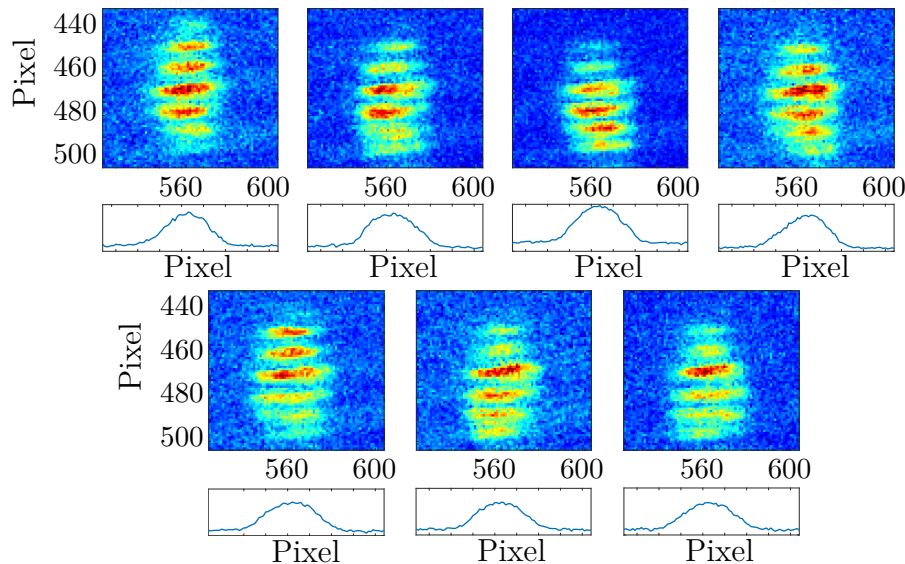


Abbildung 5.19: Atomare Dichteverteilung aus den Absorptionen von Experimenten zur Analyse einzelner Strahlteiler-Prozesse und Scherinterferometer für das ungebeugte Ensemble. Die Skalierung ist in Pixeln ($6,45 \mu\text{m}$) angegeben. Die Verstimmung der Lichtfelder zueinander beträgt $15,1 \text{ kHz}$. Unterhalb des Bildes ist die in vertikaler Richtung integrierte Dichte in blau qualitativ angegeben. **a:** Nach einem einzelnen Strahlteiler-Prozess und ohne Stern-Gerlach Versuch sind alle Spinorzustände überlagert. Die Intensität in Strahl B ist in weiß eingetragen. **b:** Es wurden drei Strahlteiler-Prozesse mit einer Separationszeit von $T = 2$ ms durchgeführt. Hier sind die Spinorzustände räumlich getrennt. Es werden nur die Ensembles mit $m_F = 0$ betrachtet.

AUSBLICK

Die Mission MAIUS-1 ist der Vorreiter für die weltraumgestützte Atominterferometrie. Mit der erfolgreichen Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten mit mehr als 10^5 Rubidiumatomen in 1,6 s und deren Charakterisierung im Weltraum steht eine Quelle von Atomen mit schmaler Impulsverteilung für hochpräzise interferometrische Messungen zur Verfügung. Deren Zustand konnte erfolgreich manipuliert werden, zum einen bezüglich des Spins durch einen Transfer in die Unterzustände mit den magnetischen Quantenzahlen $m_F = \pm 1, 0$ und zum anderen bezüglich des Impulses mittels Bragg-Prozessen zur Realisierung von Interferometern. Die verschiedenen Spinorkomponenten des frei fallenden BECs wurden genutzt, um auf residuelle Magnetfelder zurück zu schließen. Hierzu wurde die Dichteverteilung der Ensembles einheitlich durch eine optische Phasenaufprägung moduliert und damit die Drehung der verschiedenen Spinorkomponenten zueinander analysiert. Des Weiteren konnten die räumlichen Kohärenzeigenschaften der Kondensate mit Hilfe von Scherinterferometern nachgewiesen werden.

Darauf basierend werden präzise Messungen fundamentaler Prinzipien im Weltraum angestrebt. Im Folgenden wird ein Überblick über die geplanten Missionen und die weiteren notwendigen Schritte zu deren Realisierung gegeben.

6.1 MAIUS-2 und -3

Die nachfolgenden Forschungsraketenmissionen MAIUS-2 und -3 sollen neue Methoden und Technologien erproben, welche insbesondere für Tests der Universalität des freien Falls im All benötigt werden. Für diese Tests werden Materiewellenpakete

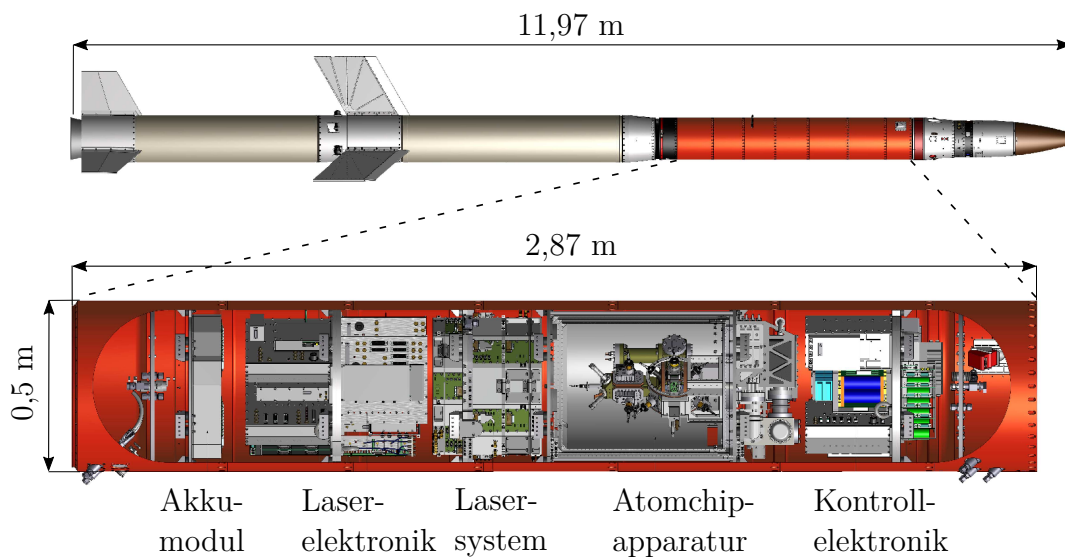


Abbildung 6.1: CAD-Zeichnung der wissenschaftlichen Nutzlast MAIUS-B. Für den Zwei-Spezies-Betrieb mit Kalium-41 und Rubidium-87 wird im Vergleich zu MAIUS-A (siehe Abb. 2.1) zusätzliche Hardware benötigt. Um die Atome trotzdem nahe dem Schwerpunkt der Gesamtnutzlast zu positionieren, wurden die Module teilweise erweitert, getrennt und anders angeordnet. Nun gibt es fünf Module (von rechts nach links): Die Kontrollelektronik enthält vor allem Stacks zur Steuerung der stromführenden Strukturen in der Atomchipapparatur, die daneben fixiert ist. Das Lasersystem musste aufgrund der zweiten Spezies vergrößert werden und wird durch ein eigenes Laserelektronik-Modul betrieben. Die Akkus wurden zum Einsparen von Masse und Volumen reduziert, indem nur noch zwei verschiedene Versorgungsspannungen zur Verfügung gestellt werden.

zweier unterschiedlicher atomarer Spezies zur interferometrischen Messung der differentiellen Beschleunigung im Gravitationsfeld verwendet. Infolgedessen muss die Apparatur für den Betrieb eines Zwei-Spezies-Interferometers erweitert werden.

6.1.1 Zwei-Spezies-Betrieb

Neben Experimenten mit Rubidium-87 soll die Apparatur MAIUS-B (siehe Abb. 6.1) während der nächsten zwei Flüge ebenfalls Experimente mit Kalium-41 durchführen. Dies erfordert einen deutlich größeren technischen Aufwand, da ein zusätzliches Lasersystem mit entsprechender Elektronik zum Kühlen und Manipulieren des Kaliums erforderlich ist. Dadurch stellen die Massen- und Volumeneinschränkungen eine noch größere Herausforderung dar als bei MAIUS-1. Vor allem die Begrenzung der Masse der wissenschaftlichen Nutzlast auf 330 kg durch das Bergungssystem macht eine Neugestaltung vieler Komponenten notwendig. Beispielsweise wird das

Akkumodul für weniger verschiedene Betriebsspannungen ausgelegt. Diese Reduzierung ermöglicht eine bessere Anpassung der Kapazitäten der Akkumulatoren auf den Verbrauch und somit die Einsparung von Masse. Daraus folgen Änderungen der Versorgung vieler Elektronikarten.

Zusätzlich zu den Umgestaltungen werden neue Komponenten für den Betrieb beider atomarer Spezies benötigt. Dazu zählt beispielsweise eine Mikrowellenquelle, welche für die simultane Erzeugung beider Kondensate mit sympathetischer Kühlung von dem Kalium durch das Rubidium und die Zustandspräparation beider Elemente genutzt wird. Die Nutzung von Radiofrequenzen, wie sie in MAIUS-1 verwendet wurden, ist im Zwei-Spezies-Betrieb nicht möglich, da neben den Übergängen von Rubidium auch solche für Kalium getrieben würden und auf diese Weise die Kondensation verhindert wird. Deshalb werden Übergänge von Rubidium im Mikrowellen-Bereich genutzt [142], die nicht resonant zu Übergängen in Kalium sind.

Die experimentelle Realisierung beider Bose-Einstein-Kondensate konnte bereits im Labor demonstriert werden und wird derzeit optimiert. Um geeignete Voraussetzungen für differentielle Atominterferometrie im freien Fall zu schaffen, müssen die Kondensate bezüglich ihrer Position, der initialen Geschwindigkeit, der Expansionsrate und ihrer Überlagerung präpariert werden.

6.1.2 Transport der Ensembles

Die Erzeugung der ultrakalten Ensembles wird nahe der Chipoberfläche durchgeführt, wo hohe Fallenfrequenzen realisierbar sind. Für die Interferometrie auf langen Zeitskalen ergeben sich nahe des Chips jedoch Nachteile durch Beugungseffekte der Lichtstrahlen an dessen Kante und die Limitierung der Expansionszeit durch Kollision der Atome mit der Chipoberfläche. Deshalb ist zunächst ein Transport der Atome von der Chipoberfläche weg notwendig. Gleichzeitig sollen dabei keine zusätzlichen Dynamiken entstehen und das Ensemble soll eine geringe initiale Geschwindigkeit nach dem Auskoppeln aus der Magnetfalle haben. Dies kann mit adiabatischen Prozessen realisiert werden, deren Dauer jedoch im Vergleich zu der Lebensdauer des Ensembles in der Falle relativ lang ist. Die Lebensdauer beträgt einige Sekunden und ist durch Heizprozesse limitiert.

Zur Optimierung des Transports können verschiedene Methoden, wie „Shortcut to adiabaticity“ (STA) [143, 144] oder „Optimal Control Theory“ (OCT) [145], genutzt werden. Deren Ziel ist es den Transport schneller zu realisieren als es das Kriterium zur Adiabaticität erlaubt und gleichzeitig nicht-adiabatische Prozesse zu unterdrücken. Dabei kann der Zustand zwischendurch stark vom adiabatischen Prozess abweichen. In unserem Fall werden für den Transport die Ströme in Spulen

und Chipstrukturen, durch die das Fallenpotenzial erzeugt wird, dynamisch kombiniert [85, 146]. STA und OCT können zu ähnlichen Ergebnissen kommen und sich teilweise ergänzen.

6.1.3 Delta-Kick-Kollimierung

Für die Detektion des Ensembles nach langen Entwicklungszeiten wird eine geringe Expansionsrate benötigt. Die Dichte nimmt mit der Ausdehnung stark ab, demzufolge sinkt die Amplitude des Signals bei Absorptions- oder Fluoreszenzprozessen. Eine gängige Manipulation, um noch geringere Expansionsgeschwindigkeiten des atomaren Ensembles zu realisieren, ist die Delta-Kick-Kollimierung [137–140, 147]. Dazu wird das BEC aus der Magnetfalle entlassen, um für einen bestimmten Zeitabschnitt frei zu expandieren. Anschließend wird kurzzeitig ein magnetisches Potenzial eingeschaltet, welches äquivalent zu einer optischen Linse die Impulsverteilung des Ensembles ändert. Das Wellenpaket kann dadurch derart manipuliert werden, dass es sich langsamer ausdehnt oder dass es sogar fokussiert wird. Mit einer Kombination aus zeitlich hintereinander geschalteten Potenzialen ist eine Manipulation aller Achsen möglich. Die entsprechend reduzierte Impulsverteilung erhöht außerdem die Effizienz der Bragg-Prozesse [148].

6.1.4 Überlagerung der Ensembles

Für die Genauigkeit der Tests der Universalität des freien Falls ist die Überlagerung beider Kondensate relevant [29]. Systematische Fehler und Unsicherheiten, die mit dem Versatz skalieren, werden verringert und können nahezu unterdrückt werden. Durch die repulsive Interaktion von Rubidium-87 und Kalium-41 trennen sich die Kondensate in der Falle [149]. Deshalb sollen die entsprechenden Streulängen zueinander manipuliert werden, wofür Feshbach-Resonanzen genutzt werden können [150].

Bei der Verwendung von Kalium und Rubidium müssen beide Kondensate in den Zustand $|F = 1, m_F = 1\rangle$ überführt werden [151], da nur hier eine Resonanz existiert, für die das benötigte Magnetfeld mit der MAIUS-B Apparatur erzeugt werden kann. Es wird ein homogenes Magnetfeld benötigt, weshalb dieses Verfahren nicht mit einer Magnetfalle realisiert werden kann. Daher muss in der Apparatur zusätzlich eine optische Dipolfalle implementiert werden, in der die Interaktionen der gefangenen Kondensate veränderbar sind [152, 153].

6.1.5 Interferometrie mit symmetrischen Raman-Prozessen

Die Sensitivität und die systematischen Fehler eines Interferometers hängen maßgeblich von den Strahlteiler-Prozessen ab. Während MAIUS-A Bragg-Prozesse nutzte, basieren die geplanten Interferometer mit der MAIUS-B Apparatur auf symmetrischen Raman-Prozessen [154–156]. Die experimentelle Umsetzung der Methode profitiert durch die Erfahrungen der Kollaboration mit der QUANTUS-1 Apparatur [156]. Symmetrische Ramanbeugung bietet mehrere Vorteile, die im Folgenden erklärt werden.

Im Vergleich zu den Zwei-Photonen-Prozessen werden bei symmetrischen Prozessen ruhende Atome in die kohärente Überlagerung aus den Impulszuständen $\pm 2\hbar k$ transferiert. Dazu werden Lichtfelder zwei verschiedener Frequenzen überlagert und mit einem Spiegel in sich zurück reflektiert. Ruhen die Atome in Strahlrichtung, werden Zwei-Photonen-Prozesse in beide Richtungen synchron getrieben (siehe Abb. 6.2) und die Wellenpakete laufen in entgegengesetzter Richtung auseinander. Es entsteht ein symmetrisches Interferometer mit doppelter Aufspaltung und somit zweifacher Sensitivität gegenüber einem nicht-symmetrischen Interferometer.

Des Weiteren wird ein Einfluss von dem Rauschen der Phase des Lasers für die Interferometrie in erster Ordnung im Signal eines symmetrischen Interferometers unterdrückt [157]. Durch die Reflexion der Lichtfelder am Spiegel wird bei jedem Prozess allen beteiligten Teilwellen diese Phase aufgeprägt und die Fluktuation hat keinen Einfluss auf die differentielle Phase der beiden Pfade des Interferometers.

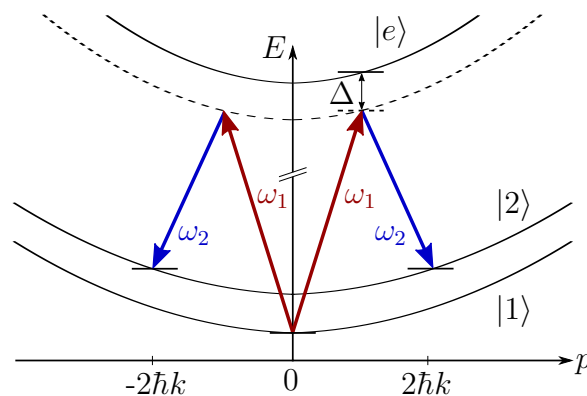


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung eines symmetrischen Raman-Prozesses mit der Zustandsenergie abhängig vom Impuls. In der rechten Hälfte des Bildes ist ein Raman-Prozess zu sehen, wie er in Kapitel 1.1.3 beschrieben wurde. Für eine symmetrische Beugung werden die zwei Lichtfelder unterschiedlicher Frequenz von beiden Seiten eingestrahlt. Ein ruhendes Atom ist aufgrund der symmetrischen Energieverteilung resonant auf Zwei-Photonen-Prozesse in beide Richtungen. Es koppelt über einen angeregten Zustand $|e\rangle$ mit den Zuständen $|2, \pm 2\hbar k\rangle$.

In der MAIUS-B Apparatur werden symmetrische Raman-Prozesse gegenüber symmetrischen Bragg-Prozessen aus zwei Gründen bevorzugt: Zum einen verbleiben die nicht gebeugten Atome im Zustand $|1, 0\hbar k\rangle$ und können zustandsselektiv entfernt werden. Zum anderen gibt es aufgrund der größeren Verstimmung zu Übergängen höherer Ordnung weniger Verlustprozesse, wodurch die Effizienz des Strahlteilers im Vergleich zu Bragg-Prozessen gesteigert wird [148].

Während der Flüge MAIUS-2 und -3 sollen die Interferometer zunächst sequenziell für einzelne Bose-Einstein-Kondensate und final simultan mit Rubidium und Kalium durchlaufen werden. Dabei sollen makroskopische Entwicklungszeiten zwischen den Pulsen von mehreren Sekunden erreicht werden.

6.2 Experimente auf der Internationalen Raumstation

Für Messkampagnen über lange Zeiten mit einer genauen Analyse aller Systematiken muss die Mikrogravitationszeit im Vergleich zu den sechs Minuten auf einer Forschungsraketenmission deutlich erhöht werden. Eine Möglichkeit dazu bietet die Internationale Raumstation (ISS, *engl. International Space Station*), die in etwa 400 km Höhe im Orbit die Erde umkreist. Die amerikanische Raumflugbehörde NASA (*engl. National Aeronautics and Space Administration*) hat im Sommer 2017 die Apparatur Cold Atom Laboratory (CAL) auf dieser Plattform installiert und führt atom-optische Experimente zu verschiedenen physikalischen Fragestellungen durch [34, 83].

Um eine Plattform für vielfältige quantenoptische, atom-optische und atom-interferometrische Experimente bereitzustellen, die über die Möglichkeiten von CAL hinausgehen, wurde das Projekt BECCAL (*engl. Bose-Einstein Condensate and Cold Atom Laboratory*) begonnen [158]. In diesem Rahmen soll ein Multi-Funktions-Apparat mit entsprechender Ausstattung für verschiedene Nutzer entwickelt, gebaut und auf der ISS in Betrieb genommen werden. Dazu werden die technischen Entwicklungen und die Erfahrungen mit verschiedenen Methoden der Kollaborationen QUANTUS und CAL zusammengebracht.

Hierbei sollen Studien zu Mehrteilchenphysik, Delta-Kick-Kollimierung, sphärischen Fallenpotenzialen und deren zeitlicher Entwicklung, alternativen Radiofrequenz-Auskopplungen und Kohärenzen von bis zu fünf Sekunden durchgeführt werden [158]. Dementsprechend ist der Aufbau im Vergleich zu den MAIUS-Apparaturen umfangreicher, profitiert aber aus den Entwicklungen und Erfahrungen mit den Raketenmissionen.

Die Limitierungen der Messungen mit der BECCAL-Apparatur werden teilweise

durch die Umgebungsbedingungen gegeben sein [51]. Durch eine Vielzahl von Störungen, verursacht durch die Bewegungen der Besatzung, das Versorgungssystem, das Nachregeln der Flugbahn, den Betrieb anderer Experimente und das Andocken von Versorgungsraketen, ist die Restbeschleunigung auf der ISS größer als 10^{-6} g. Auf einem unabhängigen Satelliten sind dagegen störungsfreiere Umgebungsbedingungen realisierbar.

6.3 Satellitenmissionen

Satelliten eröffnen vielfältige Möglichkeiten für Präzisionsexperimente im Rahmen der Geodäsie aber auch der fundamentalen Physik. Sie bieten mit ihrem begrenzten Volumen unabhängig von der Umgebung ein kontrollierbares System, das im Vergleich zu Laboren auf der Erde wenigen Schwankungen unterliegt und ausreichend charakterisiert werden kann, um systematische Fehler zu korrigieren. Die Umlaufbahn sowie die Ausrichtung kann dem Zweck der Messung angepasst werden und es liegen jahrelang Mikrogravitationsbedingungen vor.

Mehrere Studien wurden bereits veröffentlicht, die vielversprechende Experimente mit atom-optischen und atom-interferometrischen Methoden vorschlagen:

In der Studie zu STE-QUEST (*engl. spacetime explorer and quantum equivalence principle space test*) werden Abschätzungen zu Tests der Universalität des freien Falls auf einer Satellitenmission gegeben [35, 87, 159–162]. Geplant sind Messungen des Eötvös-Verhältnisses von Rubidium-87 zu Kalium-41 mit Ungenauigkeiten von unter $1 \cdot 10^{-17}$ [162]. Die Kondensate mit jeweils $1 \cdot 10^6$ Atomen sollen auf einem Atomchip in Kombination mit einer gekreuzten optischen Dipolfalle durch sympathisches Kühlen präpariert und deren kinetische Energie mit einer optischen Linse weiter gesenkt werden. Daraufhin sollen sie eine Mach-Zehnder-Konfiguration mit bis zu $T = 10$ s freier Entwicklungszeit durchlaufen.

Weitere Studien betrachten den Einsatz von mehreren gekoppelten Atominterferometern für Geodäsiemissionen zur satellitengestützten Messung des Gravitationsfeldes der Erde mit potenziellen Genauigkeiten besser als $6 \cdot 10^{-10} \text{ m/s}^2 \sqrt{\text{Hz}}$ [163–166]. Mit den erwarteten Genauigkeiten und Auflösungen von 100 km alle zehn Tage [166] würden die Quantensensoren die Messungen der Missionen GRACE [126] und GOCE [167], die mit klassischen Sensoren messen, übertreffen. Diese Messungen können genutzt werden, um beispielsweise das Schmelzen der Polkappen und den steigenden Meeresspiegel zu dokumentieren und damit Erkenntnisse über die Folgen des Klimawandels zu erhalten [127].

Angesichts des hohen finanziellen Aufwands zur Realisierung einer Satellitenmission müssen die verwendeten Methoden und Technologien eingehend getestet werden, um ein Gelingen zu garantieren. Die Mission MAIUS-1 ist ein wichtiger Meilenstein

für diese ambitionierten Vorhaben. Im Rahmen dieses Projektes ist es gelungen viele Schlüsselmethoden für präzise Messungen im Weltraum zu demonstrieren. Außerdem wurden wichtige Technologien für die notwendige Robustheit, Kompaktheit und Autonomie der Apparaturen entwickelt. Die erfolgreiche Durchführung der Mission hat den Grundstein für künftige weltraumgestützte Materiewelleninterferometrie gelegt.

LITERATUR

- [1] A. Einstein. „Prinzipielles zur allgemeinen Relativitätstheorie“. *Annalen der Physik* 360, 241–244 (1918) (siehe S. 1, 6).
- [2] C. Lämmerzahl. „The search for quantum gravity effects“. *Applied Physics B* 84, 551–562 (2006) (siehe S. 1).
- [3] A. A. Michelson und E. W. Morley. „On the relative motion of the earth and the luminiferous ether“. *Amer. J. Sci* 34, 333 (1887) (siehe S. 1).
- [4] A. Einstein. „Über Gravitationswellen“. *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.)* 1918, 154–167 (1918) (siehe S. 1).
- [5] B. P. Abbott et al. „Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger“. *Phys. Rev. Lett.* 116, 061102 (2016) (siehe S. 1).
- [6] R. Weiss, B. C. Barish und K. S. Thorne. *Nobel prize in physics 2017 for decisive contributions to the LIGO detector and the observation of gravitational waves*. Eingesehen am 08.01.2020. 2017 (siehe S. 1).
url: <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2017/press-release/>.
- [7] D. Meschede. *Optik, Licht und Laser*. 3. Auflage. Springer Science+Business Media, 2008 (siehe S. 1, 2).
- [8] E. J. Post. „Sagnac Effect“. *Rev. Mod. Phys.* 39, 475–493 (1967) (siehe S. 1).
- [9] B. Culshaw. „The optical fibre Sagnac interferometer: an overview of its principles and applications“. *Measurement Science and Technology* 17, R1–R16 (2005) (siehe S. 1).

- [10] S. Okubo, S. Yoshida, T. Sato, Y. Tamura und Y. Imanishi. „Verifying the precision of a new generation absolute gravimeter FG5—Comparison with superconducting gravimeters and detection of oceanic loading tide“. *Geophysical Research Letters* 24, 489–492 (1997) (siehe S. 1, 7, 8).
- [11] L. de Broglie. „Recherches sur la théorie des Quanta“. Diss. Migration-université en cours d’affectation, 1924 (siehe S. 2).
- [12] L. de Broglie. *Nobel prize in physics 1929 for his discovery of the wave nature of electrons*. Eingesehen am 09.01.2020. 1929 (siehe S. 2).
url: <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1929/summary/>.
- [13] G. P. Thompson und R. A. „Diffraction of Cathode Rays by a Thin Film“. *Nature* 119, 890 (1927) (siehe S. 2).
- [14] O. Carnal und J. Mlynek. „Young’s double-slit experiment with atoms: A simple atom interferometer“. *Phys. Rev. Lett.* 66, 2689–2692 (1991) (siehe S. 2).
- [15] M. Kasevich und S. Chu. „Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer“. *Applied Physics B* 54, 321–332 (1992) (siehe S. 2).
- [16] N. F. Ramsey. „A molecular beam resonance method with separated oscillating fields“. *Physical Review* 78, 695 (1950) (siehe S. 3).
- [17] A. Bauch, S. Weyers, D. Piester, E. Staliuniene und W. Yang. „Generation of UTC(PTB) as a fountain-clock based time scale“. *Metrologia* 49, 180–188 (2012) (siehe S. 3).
- [18] P. D. Featonby et al. „Separated-Path Ramsey Atom Interferometer“. *Phys. Rev. Lett.* 81, 495–499 (3 1998) (siehe S. 3).
- [19] C. J. Bordé. „Theoretical tools for atom optics and interferometry“. *Comptes Rendus de l’Academie des Sciences-Series IV-Physics* 2, 509–530 (2001) (siehe S. 3).
- [20] C. J. Bordé. „Atomic clocks and inertial sensors“. *Metrologia* 39, 435 (2002) (siehe S. 3).
- [21] C. Antoine und C. Bordé. „Exact phase shifts for atom interferometry“. *Physics Letters A* 306, 277–284 (2003) (siehe S. 3).

-
- [22] A. Peters, K. Y. Chung und S. Chu. „High-precision gravity measurements using atom interferometry“. *Metrologia* 38, 25–61 (2001) (siehe S. 5).
- [23] J. M. Hogan, D. M. S. Johnson und M. A. Kasevich. „Light-pulse atom interferometry“ (2008) (siehe S. 5).
arXiv: 0806.3261 [physics.atom-ph].
- [24] P. A. M. Dirac. „The Lagrangian in quantum mechanics“. *World Scientific*, 111–119 (2005) (siehe S. 5).
- [25] R. P. Feynman. „The Principle of Least Action in Quantum Mechanics (Princeton University, Ann Arbor, 1942; University Microfilms Publication No. 2948). RP Feynman“. *Rev. Mod. Phys* 20, 367 (1948) (siehe S. 5).
- [26] P. Storey und C. Cohen-Tannoudji. „The Feynman path integral approach to atomic interferometry. A tutorial“. *Journal de Physique II* 4, 1999–2027 (1994) (siehe S. 5).
- [27] C. J. Bordé. „Atomic interferometry with internal state labelling“. *Physics letters A* 140, 10–12 (1989) (siehe S. 5, 10).
- [28] M. Kasevich und S. Chu. „Atomic interferometry using stimulated Raman transitions“. *Phys. Rev. Lett.* 67, 181–184 (1991) (siehe S. 5, 11).
- [29] J. Hartwig et al. „Testing the universality of free fall with rubidium and ytterbium in a very large baseline atom interferometer“. *New Journal of Physics* 17, 035011 (2015) (siehe S. 6, 96).
- [30] M. A. Kasevich, E. Riis, S. Chu und R. G. DeVoe. „rf spectroscopy in an atomic fountain“. *Phys. Rev. Lett.* 63, 612–615 (1989) (siehe S. 6).
- [31] H. Müntinga et al. „Interferometry with Bose-Einstein Condensates in Microgravity“. *Phys. Rev. Lett.* 110, 093602 (2013) (siehe S. 6, 15, 23, 52, 84, 88, 89).
- [32] D. Becker et al. „Space-borne Bose-Einstein condensation for precision interferometry“. *Nature* 562, 391–395 (2018) (siehe S. 6, 16, 45, 46).
- [33] G. Stern et al. „Light-pulse atom interferometry in microgravity“. *The European Physical Journal D* 53, 353–357 (2009) (siehe S. 6).

- [34] E. R. Elliott, M. C. Krutzik, J. R. Williams, R. J. Thompson und D. C. Aveline. „NASA’s Cold Atom Lab (CAL): system development and ground test status“. *npj Microgravity* 4, 2373–8065 (2018) (siehe S. 6, 21, 98).
- [35] D. N. Aguilera et al. „STE-QUEST—test of the universality of free fall using cold atom interferometry“. *Classical and Quantum Gravity* 31, 115010 (2014) (siehe S. 6, 21, 99).
- [36] T. van Zoest et al. „Bose-Einstein Condensation in Microgravity“. *Science* 328, 1540–1543 (2010) (siehe S. 6, 14, 15, 23).
- [37] V. Pletser et al. „European parabolic flight campaigns with Airbus ZERO-G: Looking back at the A300 and looking forward to the A310“. *Advances in Space Research* 56, 1003–1013 (2015) (siehe S. 6, 23).
- [38] T. Damour. „Testing the equivalence principle: why and how?“ *Classical and Quantum Gravity* 13, A33 (1996) (siehe S. 6).
- [39] M. Zych und C. Brukner. „Quantum formulation of the Einstein equivalence principle“. *Nature Physics* 14, 1027–1031 (2018) (siehe S. 6).
- [40] P. Touboul et al. „MICROSCOPE Mission: First Results of a Space Test of the Equivalence Principle“. *Phys. Rev. Lett.* 119, 231101 (2017) (siehe S. 6, 7).
- [41] J. G. Williams, S. G. Turyshev und D. H. Boggs. „Lunar laser ranging tests of the equivalence principle“. *Classical and Quantum Gravity* 29, 184004 (2012) (siehe S. 6).
- [42] S. Fray, C. A. Diez, T. W. Hänsch und M. Weitz. „Atomic Interferometer with Amplitude Gratings of Light and Its Applications to Atom Based Tests of the Equivalence Principle“. *Phys. Rev. Lett.* 93, 240404 (2004) (siehe S. 7).
- [43] A. Bonnin, N. Zahzam, Y. Bidel und A. Bresson. „Simultaneous dual-species matter-wave accelerometer“. *Phys. Rev. A* 88, 043615 (2013) (siehe S. 7).
- [44] C. C. N. Kuhn et al. „A Bose-condensed, simultaneous dual-species Mach-Zehnder atom interferometer“. *New Journal of Physics* 16, 073035 (2014) (siehe S. 7).

- [45] M. G. Tarallo et al. „Test of Einstein Equivalence Principle for 0-Spin and Half-Integer-Spin Atoms: Search for Spin-Gravity Coupling Effects“. *Phys. Rev. Lett.* 113, 023005 (2014) (siehe S. 7).
- [46] D. Schlippert et al. „Quantum Test of the Universality of Free Fall“. *Phys. Rev. Lett.* 112, 203002 (2014) (siehe S. 7).
- [47] L. Zhou et al. „Test of Equivalence Principle at 10^{-8} Level by a Dual-Species Double-Diffraction Raman Atom Interferometer“. *Phys. Rev. Lett.* 115, 013004 (2015) (siehe S. 7, 8).
- [48] P. Asenbaum, C. Overstreet, M. Kim, J. Curti und M. A. Kasevich. „Atom-interferometric test of the equivalence principle at the 10^{-12} level“ (2020) (siehe S. 7, 14).
arXiv: 2005.11624 [physics.atom-ph].
- [49] H. Albers et al. „Quantum test of the Universality of Free Fall using rubidium and potassium“. *The European Physical Journal D* 74, 145 (2020) (siehe S. 7).
- [50] E. Adelberger, J. Gundlach, B. Heckel, Hoedl und S. Schlamminger. „Torsion balance experiments: A low-energy frontier of particle physics“. *Progress in Particle and Nuclear Physics* 62, 102–134 (2009) (siehe S. 7).
- [51] J. Williams, S.-w. Chiow, N. Yu und H. Müller. „Quantum test of the equivalence principle and space-time aboard the international space station“. *New Journal of Physics* 18, 025018 (2016) (siehe S. 7, 99).
- [52] J. C. Harrison und T. Sato. „Implementation of electrostatic feedback with a LaCoste-Romberg Model G Gravity Meter“. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 89, 7957–7961 (1984) (siehe S. 7).
- [53] H. Virtanen. „Studies of Earth Dynamics with the Superconducting Gravimeter“. Diss. University of Helsinki, Faculty of Science, Department of Physical Sciences, Geophysics, 2006 (siehe S. 7).
- [54] S. Merlet et al. „Comparison between two mobile absolute gravimeters: optical versus atomic interferometers“. *Metrologia* 47, L9–L11 (2010) (siehe S. 8).
- [55] R. P. Middlemiss et al. „Measurement of the Earth tides with a MEMS gravimeter“. *Nature* 531, 614–617 (2016) (siehe S. 8).

- [56] X. Wu et al. „Gravity surveys using a mobile atom interferometer“. *Science Advances* 5 (2019) (siehe S. 8).
- [57] V. M noret et al. „Gravity measurements below 10^{-9} g with a transportable absolute quantum gravimeter“. *Scientific Reports* 8, 2045–2322 (2018) (siehe S. 8).
- [58] M. de Angelis et al. „Precision gravimetry with atomic sensors“. *Measurement Science and Technology* 20, 022001 (2008) (siehe S. 8).
- [59] Z.-K. Hu et al. „Demonstration of an ultrahigh-sensitivity atom-interferometry absolute gravimeter“. *Phys. Rev. A* 88, 043610 (2013) (siehe S. 8).
- [60] Y. Bidel et al. „Absolute marine gravimetry with matter-wave interferometry“. *Nature communications* 9, 627 (2018) (siehe S. 8, 52).
- [61] A. D. Cronin, J. Schmiedmayer und D. E. Pritchard. „Optics and interferometry with atoms and molecules“. *Rev. Mod. Phys.* 81, 1051–1129 (2009) (siehe S. 8).
- [62] P. J. Martin, B. G. Oldaker, A. H. Miklich und D. E. Pritchard. „Bragg scattering of atoms from a standing light wave“. *Phys. Rev. Lett.* 60, 515–518 (1988) (siehe S. 10).
- [63] M. Kozuma et al. „Coherent Splitting of Bose-Einstein Condensed Atoms with Optically Induced Bragg Diffraction“. *Phys. Rev. Lett.* 82, 871–875 (1999) (siehe S. 10, 64).
- [64] Y. Torii et al. „Mach-Zehnder Bragg interferometer for a Bose-Einstein condensate“. *Phys. Rev. A* 61, 041602 (2000) (siehe S. 10).
- [65] M. Kasevich et al. „Atomic velocity selection using stimulated Raman transitions“. *Phys. Rev. Lett.* 66, 2297–2300 (1991) (siehe S. 11).
- [66] C. Bordé. „Atomic interferometry with internal state labelling“. *Physics Letters A* 140, 10–12 (1989) (siehe S. 11).
- [67] C. J. Foot et al. *Atomic physics*. Bd. 7. Oxford University Press, 2005 (siehe S. 11).
- [68] A. O. Jamison, B. Plotkin-Swing und S. Gupta. „Advances in precision contrast interferometry with Yb Bose-Einstein condensates“. *Phys. Rev. A* 90, 063606 (2014) (siehe S. 11).

-
- [69] T. Mazzone et al. „Large-momentum-transfer Bragg interferometer with strontium atoms“. *Phys. Rev. A* 92, 053619 (2015) (siehe S. 11).
- [70] S. S. Szigeti, J. E. Debs, J. J. Hope, N. P. Robins und J. D. Close. „Why momentum width matters for atom interferometry with Bragg pulses“. *New Journal of Physics* 14, 023009 (2012) (siehe S. 11, 14, 66).
- [71] J. Denschlag et al. „Generating Solitons by Phase Engineering of a Bose-Einstein Condensate“. *Science* 287, 97–101 (2000) (siehe S. 12, 72).
- [72] L. Dobrek et al. „Optical generation of vortices in trapped Bose-Einstein condensates“. *Phys. Rev. A* 60, R3381–R3384 (5 1999) (siehe S. 12, 72).
- [73] Q. Zhang, J. Gong und C. H. Oh. „All-optical imprinting of geometric phases onto matter waves“. *Phys. Rev. A* 79, 043632 (4 2009) (siehe S. 12, 72).
- [74] S. N. Bose. „Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese“. *Z. Phys. A* 26 (1924) (siehe S. 13).
- [75] A. Einstein. „Quantentheorie des einatomigen idealen Gases“. *Sitzungsbericht Kgl. Preuss. Akad. Wiss.* (1924) (siehe S. 13).
- [76] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman und E. A. Cornell. „Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor“. 269, 198–201 (1995) (siehe S. 13, 42).
- [77] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett und R. G. Hulet. „Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions“. *Phys. Rev. Lett.* 75, 1687–1690 (1995) (siehe S. 13, 42).
- [78] K. B. Davis et al. „Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms“. *Phys. Rev. Lett.* 75, 3969–3973 (1995) (siehe S. 13).
- [79] T. Hansch und A. L. Schawlow. „Cooling of gases by laser radiation“. *Optics Communications* 13, 68–69 (1975) (siehe S. 13).
- [80] H. J. Metcalf und P. van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Springer-Verlag, 1999 (siehe S. 13, 39).
- [81] H. Baumann, E. E. Klingelé und I. Marson. „Absolute airborne gravimetry: a feasibility study“. *Geophysical Prospecting* 60, 361–372 (2012) (siehe S. 14).

- [82] A. V. Rakholia, H. J. McGuinness und G. W. Biedermann. „Dual-Axis High-Data-Rate Atom Interferometer via Cold Ensemble Exchange“. *Phys. Rev. Applied* 2, 054012 (2014) (siehe S. 14, 52, 60–62).
- [83] D. C. Aveline et al. „Observation of Bose–Einstein condensates in an Earth-orbiting research lab“. *Nature* 582, 193–197 (2020) (siehe S. 14, 98).
- [84] W. Herr. „Eine kompakte Quelle Quantenentarteter Gase Hohen Flusses für die Atominterferometrie unter Schwerelosigkeit“. Diss. Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2013 (siehe S. 15, 23, 25, 28, 44).
- [85] J. Rudolph. „Matter-Wave Optics with Bose-Einstein Condensates in Microgravity“. Diss. QUEST-LFS, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2016 (siehe S. 15, 96).
- [86] J. Rudolph et al. „A high-flux BEC source for mobile atom interferometers“. *New Journal of Physics* 17, 065001 (2015) (siehe S. 15, 23, 35, 39).
- [87] G. M. Tino et al. „Precision Gravity Tests with Atom Interferometry in Space“. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* 243-244. Proceedings of the IV International Conference on Particle and Fundamental Physics in Space, 203–217 (2013) (siehe S. 21, 99).
- [88] P. Touboul und M. Rodrigues. „The MICROSCOPE space mission“. *Classical and Quantum Gravity* 18, 2487–2498 (2001) (siehe S. 21).
- [89] H. Dittus. „Why Doing Fundamental Physics on the ISS?—The Experimental Conditions“. *General Relativity and Gravitation* 36, 601–614 (2004) (siehe S. 21).
- [90] C. Lotz, T. Froböse, A. Wanner, L. Overmeyer und W. Ertmer. „Einstein-Elevator: A New Facility for Research from μg to 5g “. *Gravitational and Space Research* 5, 11–27 (2017) (siehe S. 23).
- [91] B. Barrett et al. „Dual matter-wave inertial sensors in weightlessness“. *Nature Communications* 7, 13786 (2016) (siehe S. 23).
- [92] J. Ettl und E. de Barros. „Vibration evaluation of the first flight of the VSB 30“. *Technical Report* (2005) (siehe S. 24, 53).
- [93] J. Grosse. „Thermal and Mechanical Design and Simulation for the First High Precision Quantum Optics Experiment on a Sounding Rocket“. Diss. Universität Bremen, 2016 (siehe S. 24, 25, 29, 56).

-
- [94] S. T. Seidel. „Eine Quelle für die Interferometrie mit Bose-Einstein-Kondensaten auf Höhenforschungsraketen“. Diss. QUEST-LFS, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2014 (siehe S. 24, 25, 27–29, 35, 38, 39, 41, 44, 46, 56, 69, 82).
- [95] J. Grosse et al. „Design and qualification of an UHV system for operation on sounding rockets“. *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* 34, 031606 (2016) (siehe S. 25).
- [96] E. W. Collings und J. C. Ho. „Magnetic Susceptibility and Low-Temperature Specific Heat of High-Purity Titanium“. *Phys. Rev. B* 2, 235–244 (1970) (siehe S. 25).
- [97] A. Kubelka-Lange et al. „A three-layer magnetic shielding for the MAIUS-1 mission on a sounding rocket“. *Review of Scientific Instruments* 87, 063101 (2016) (siehe S. 25).
- [98] D. A. Steck. *Rubidium 87 D Line Data*. (Revision 2.2.1, 21. November 2019). 2019 (siehe S. 26, 36, 37).
url: <http://steck.us/alkalidata>.
- [99] M. D. Lachmann. „Aufbau, Charakterisierung und Weltraumqualifizierung von Strahlformungsoptiken“. Bachelor-Arbeit. Leibniz Universität Hannover, 2012 (siehe S. 28, 29).
- [100] V. Schkolnik et al. „A compact and robust diode laser system for atom interferometry on a sounding rocket“. *Applied Physics B* 122 (2016) (siehe S. 30).
- [101] V. Schkolnik. „Probing gravity with quantum sensors“. Diss. Humboldt-Universität zu Berlin, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät, 2017 (siehe S. 30).
- [102] H. Duncker et al. „Ultrastable, Zerodur-based optical benches for quantum gas experiments“. *Appl. Opt.* 53, 4468–4474 (2014) (siehe S. 30).
- [103] M. A. Popp. „Compact, low noise current drivers for Quantum Sensors with Atom Chips“. Diss. QUEST-LFS, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2018 (siehe S. 31, 50).

- [104] B. Weps et al. „A model-driven software architecture for ultra-cold gas experiments in space“. *Proceedings of the 69th International Astronautical Congress*. 2018, 1–10 (siehe S. 31).
- [105] M. A. Hohensee, H. Müller und R. B. Wiringa. „Equivalence Principle and Bound Kinetic Energy“. *Phys. Rev. Lett.* 111, 151102 (2013) (siehe S. 36).
- [106] D. Colladay und V. A. Kostelecký. „CPT violation and the standard model“. *Phys. Rev. D* 55, 6760–6774 (1997) (siehe S. 36).
- [107] D. Colladay und V. A. Kostelecký. „Lorentz-violating extension of the standard model“. *Phys. Rev. D* 58, 116002 (1998) (siehe S. 36).
- [108] V. A. Kostelecký. „Gravity, Lorentz violation, and the standard model“. *Phys. Rev. D* 69, 105009 (2004) (siehe S. 36).
- [109] V. A. Kostelecký und J. D. Tasson. „Prospects for Large Relativity Violations in Matter-Gravity Couplings“. *Phys. Rev. Lett.* 102, 010402 (2009) (siehe S. 36).
- [110] V. A. Kostelecký und J. D. Tasson. „Matter-gravity couplings and Lorentz violation“. *Phys. Rev. D* 83, 016013 (2011) (siehe S. 36).
- [111] M. A. Hohensee, S. Chu, A. Peters und H. Müller. „Equivalence Principle and Gravitational Redshift“. *Phys. Rev. Lett.* 106, 151102 (2011) (siehe S. 36).
- [112] T. G. Tiecke. „Properties of potassium“. Diss. University of Amsterdam, The Netherlands, 2010, 12–14 (siehe S. 36).
- [113] K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller und J. T. M. Walraven. „Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms“. *Phys. Rev. A* 58, 3891–3895 (1998) (siehe S. 38).
- [114] J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji. „Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models“. *J. Opt. Soc. Am. B* 6, 2023–2045 (1989) (siehe S. 39).
- [115] P. D. Lett et al. „Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit“. *Phys. Rev. Lett.* 61, 169–172 (1988) (siehe S. 39).
- [116] H. F. Hess. „Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen“. *Phys. Rev. B* 34, 3476–3479 (1986) (siehe S. 42).

- [117] N. Masuhara et al. „Evaporative Cooling of Spin-Polarized Atomic Hydrogen“. *Phys. Rev. Lett.* 61, 935–938 (1988) (siehe S. 42).
- [118] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. A. Joffe, M. R. Andrews und W. Ketterle. „Evaporative Cooling of Sodium Atoms“. *Phys. Rev. Lett.* 74, 5202–5205 (1995) (siehe S. 42).
- [119] J. M. Doyle et al. „Hydrogen in the Submillikelvin Regime: Sticking Probability on Superfluid ^4He “. *Phys. Rev. Lett.* 67, 1476–1476 (1991) (siehe S. 42).
- [120] O. J. Luiten et al. „Lyman- α spectroscopy of magnetically trapped atomic hydrogen“. *Phys. Rev. Lett.* 70, 544–547 (1993) (siehe S. 42).
- [121] I. D. Setija et al. „Optical cooling of atomic hydrogen in a magnetic trap“. *Phys. Rev. Lett.* 70, 2257–2260 (1993) (siehe S. 42).
- [122] D. J. Han. „Microwave-induced Evaporation in a Crossed Dipole Trap“. *Journal of the Physical Society of Japan* 76, 023301 (2007) (siehe S. 42).
- [123] M. Yamashita, M. Koashi und N. Imoto. „Quantum kinetic theory for evaporative cooling of trapped atoms: Growth of Bose-Einstein condensate“. *Phys. Rev. A* 59, 2243–2249 (1999) (siehe S. 42).
- [124] O. J. Luiten, M. W. Reynolds und J. T. M. Walraven. „Kinetic theory of the evaporative cooling of a trapped gas“. *Phys. Rev. A* 53, 381–389 (1996) (siehe S. 42).
- [125] J. C. Camparo und R. P. Frueholz. „A dressed atom interpretation of adiabatic rapid passage“. *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics* 17, 4169 (1984) (siehe S. 48).
- [126] B. D. Tapley, S. Bettadpur, M. Watkins und C. Reigber. „The gravity recovery and climate experiment: Mission overview and early results“. *Geophysical Research Letters* 31 (2004) (siehe S. 51, 99).
- [127] B. D. Tapley et al. „Contributions of GRACE to understanding climate change“. *Nature Climate Change* 9, 358–369 (5 2019) (siehe S. 51, 99).
- [128] R. Geiger et al. „Detecting inertial effects with airborne matter-wave interferometry“. *Nature communications* 2, 474 (2011) (siehe S. 52).

- [129] B. Barrett et al. „Dual matter-wave inertial sensors in weightlessness“. *Nature Communications* 7, 13786 (2016) (siehe S. 52).
- [130] A. Gauguet, B. Canuel, T. Lévèque, W. Chaibi und A. Landragin. „Characterization and limits of a cold-atom Sagnac interferometer“. *Phys. Rev. A* 80, 063604 (2009) (siehe S. 60, 61).
- [131] H. J. McGuinness, A. V. Rakholia und G. W. Biedermann. „High data-rate atom interferometer for measuring acceleration“. *Applied Physics Letters* 100, 011106 (2012) (siehe S. 60, 62).
- [132] M. Born und E. Wolf. *Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. 7. Aufl. Cambridge University press, 1999 (siehe S. 73, 77, 78).
- [133] F. L. Pedrotti, L. M. Pedrotti und L. S. Pedrotti. *Introduction to optics*. 7. Auflage. Pearson Education, Inc., 2007 (siehe S. 73, 77, 78).
- [134] F. Fitzek et al. „Universal Atom Interferometer Simulator – Elastic Scattering Processes“ (2020) (siehe S. 76).
arXiv: 2002.05148 [quant-ph].
- [135] Z. Pagel et al. „Symmetric Bloch oscillations of matter waves“ (2019) (siehe S. 76).
arXiv: 1907.05994 [physics.atom-ph].
- [136] R. Doornekamp, N. van Druten und S. Lepoutre. „Numerical simulation of diffraction of a Gaussian beam near an atom chip“. Bachelor-Arbeit. Universiteit van Amsterdam, 2012 (siehe S. 77, 78).
- [137] S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, J. P. Gordon und L. W. Hollberg. „Proposal for optically cooling atoms to temperatures of the order of 10^{-6} K“. *Optics letters* 11, 73–75 (1986) (siehe S. 84, 96).
- [138] H. Ammann und N. Christensen. „Delta Kick Cooling: A New Method for Cooling Atoms“. *Phys. Rev. Lett.* 78, 2088–2091 (1997) (siehe S. 84, 96).
- [139] E. Maréchal et al. „Longitudinal focusing of an atomic cloud using pulsed magnetic forces“. *Physical Review A* 59, 4636 (1999) (siehe S. 84, 96).
- [140] T. Kovachy et al. „Matter Wave Lensing to Picokelvin Temperatures“. *Phys. Rev. Lett.* 114, 143004 (2015) (siehe S. 84, 96).

-
- [141] S. M. Dickerson, J. M. Hogan, A. Sugarbaker, D. M. S. Johnson und M. A. Kasevich. „Multi-axis Inertial Sensing with Long-Time Point Source Atom Interferometry“. *Phys. Rev. Lett.* 111, 083001 (2013) (siehe S. 88).
- [142] G. Modugno et al. „Bose-Einstein Condensation of Potassium Atoms by Sympathetic Cooling“. *Science* 294, 1320–1322 (2001) (siehe S. 95).
- [143] D. Guéry-Odelin et al. „Shortcuts to adiabaticity: Concepts, methods, and applications“. *Rev. Mod. Phys.* 91, 045001 (2019) (siehe S. 95).
- [144] J.-F. Schaff, X.-L. Song, P. Capuzzi, P. Vignolo und G. Labeyrie. „Shortcut to adiabaticity for an interacting Bose-Einstein condensate“. *EPL (Europhysics Letters)* 93, 23001 (2011) (siehe S. 95).
- [145] S. Amri et al. „Optimal control of the transport of Bose-Einstein condensates with atom chips“. *Scientific Reports* 9, 5346 (2019) (siehe S. 95).
- [146] R. Corgier et al. „Fast manipulation of Bose-Einstein condensates with an atom chip“. *New Journal of Physics* 20, 055002 (2018) (siehe S. 96).
- [147] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson und C. Wieman. „Very cold trapped atoms in a vapor cell“. *Phys. Rev. Lett.* 65, 1571–1574 (1990) (siehe S. 96).
- [148] S. Hartmann et al. „Regimes of atomic diffraction: Raman versus Bragg diffraction in retroreflective geometries“. *Phys. Rev. A* 101, 053610 (2020) (siehe S. 96, 98).
- [149] D. S. Hall, M. R. Matthews, J. R. Ensher, C. E. Wieman und E. A. Cornell. „Dynamics of Component Separation in a Binary Mixture of Bose-Einstein Condensates“. *Phys. Rev. Lett.* 81, 1539–1542 (1998) (siehe S. 96).
- [150] C. Chin, R. Grimm, P. Julienne und E. Tiesinga. „Feshbach resonances in ultracold gases“. *Rev. Mod. Phys.* 82, 1225–1286 (2010) (siehe S. 96).
- [151] G. Thalhammer et al. „Double Species Bose-Einstein Condensate with Tunable Interspecies Interactions“. *Phys. Rev. Lett.* 100, 210402 (2008) (siehe S. 96).
- [152] C. A. Stan, M. W. Zwierlein, C. H. Schunck, S. M. F. Raupach und W. Ketterle. „Observation of Feshbach Resonances between Two Different Atomic Species“. *Phys. Rev. Lett.* 93, 143001 (2004) (siehe S. 96).

- [153] S. Inouye et al. „Observation of Heteronuclear Feshbach Resonances in a Mixture of Bosons and Fermions“. *Phys. Rev. Lett.* 93, 183201 (2004) (siehe S. 96).
- [154] T. Lévèque, A. Gauguet, F. Michaud, F. Pereira Dos Santos und A. Landragin. „Enhancing the Area of a Raman Atom Interferometer Using a Versatile Double-Diffraction Technique“. *Phys. Rev. Lett.* 103, 080405 (2009) (siehe S. 97).
- [155] E. Giese, A. Roura, G. Tackmann, E. M. Rasel und W. P. Schleich. „Double Bragg diffraction: A tool for atom optics“. *Phys. Rev. A* 88, 053608 (2013) (siehe S. 97).
- [156] H. Ahlers et al. „Double Bragg Interferometry“. *Phys. Rev. Lett.* 116, 173601 (2016) (siehe S. 97).
- [157] E. Giese. „Mechanisms of matter-wave diffraction and their application to interferometers“. *Fortschritte der Physik* 63, 337–410 (2015) (siehe S. 97).
- [158] K. Frye et al. „The Bose-Einstein Condensate and Cold Atom Laboratory“ (2019) (siehe S. 98).
arXiv: 1912.04849 [physics.atom-ph].
- [159] B. Altschul et al. „Quantum tests of the Einstein Equivalence Principle with the STE-QUEST space mission“. *Advances in Space Research* 55, 501–524 (2015) (siehe S. 99).
- [160] C. Schubert et al. „Differential atom interferometry with ^{87}Rb and ^{85}Rb for testing the UFF in STE-QUEST“ (2013) (siehe S. 99).
arXiv: 1312.5963 [physics.atom-ph].
- [161] K. Bongs et al. „The STE-QUEST M4 proposal“. *Proceedings, 50th Rencontres de Moriond Gravitation: 100 years after GR: La Thuile, Italy, March 21-28, 2015*. 2015, 137–140 (siehe S. 99).
- [162] B. Battelier et al. „Exploring the Foundations of the Universe with Space Tests of the Equivalence Principle“ (2019) (siehe S. 99).
arXiv: 1908.11785 [physics.space-ph].
- [163] A. Trimeche et al. „Concept study and preliminary design of a cold atom interferometer for space gravity gradiometry“. *Classical and Quantum Gravity* 36, 215004 (2019) (siehe S. 99).

-
- [164] O. Carraz, C. Siemes, L. Massotti, R. Haagmans und P. Silvestrin. „Spaceborne Gravity Gradiometer Concept Based on Cold Atom Interferometers for Measuring Earth’s Gravity Field“. *Microgravity Science and Technology* 26, 139–145 (2014) (siehe S. 99).
- [165] K. Douch, H. Wu, C. Schubert, J. Müller und F. Pereira dos Santos. „Simulation-based evaluation of a cold atom interferometry gradiometer concept for gravity field recovery“. *Advances in Space Research* 61, 1307–1323 (2018) (siehe S. 99).
- [166] T. Lévêque et al. „Correlated atom accelerometers for mapping the Earth gravity field from Space“. *International Conference on Space Optics — ICSSO 2018*. Bd. 11180. International Society for Optics und Photonics. SPIE, 2019, 344–352 (siehe S. 99).
- [167] R. Floberghagen et al. „Mission design, operation and exploitation of the gravity field and steady-state ocean circulation explorer mission“. *Journal of Geodesy* 85, 749–758 (2011) (siehe S. 99).

ANHANG

Übersicht der Messungen während der MAIUS-1 Mission

Im Folgenden soll zur Einordnung der Ergebnisse ein tabellarischer Überblick über die Messreihen während des Fluges der MAIUS-1 Mission gegeben werden. Die Experimente sind zeitlich chronologisch nummeriert.

Die Aufzählung beginnt mit dem Start der Flugsoftware. Die Messungen, welche während des Countdowns durchgeführt wurden, sind in Tabelle 6.1 nicht aufgeführt. Die Experimente 190-226 zu den hochdynamischen Umgebungsbedingungen wurden bereits 30s vor dem Start aufgenommen. Die ersten Datenpunkte werden als Referenz für die Bedingungen am Boden genutzt. Dabei wurde jeweils nur ein Bild der Fluoreszenz-Signals des atomaren Ensembles aufgenommen. Mit dem Erreichen der Kármán-Linie wurde die Rotation der Nutzlast mit dem Yo-Yo verlangsamt und anschließend mit der Rotationskontrolle unter den definierten Grenzwert geregelt. Gleichzeitig wurde die Nutzlast gegenüber der Gravitationsrichtung ausgerichtet. In diesem Zeitraum wurden Funktionstests bezüglich der Laserfrequenzen und -intensitäten durchgeführt. Außerdem wurde ein Hintergrundbild aufgenommen, welches später zur Auswertung der nachfolgenden Absorptionbilder genutzt wurde. Für alle Experimente danach wurde mit der Absorptionsdetektion ein Bild der Atome und eines des Detektionsstrahls gemacht.

Während der weiteren Phasen der Positions- und Rotationskontrolle zum Regeln der Bewegung der Nutzlast im freien Fall wurde stets das zuletzt ausgeführte Experiment wiederholt.

Mit der Vorbereitung auf den Wiedereintritt der Nutzlast in die Atmosphäre wurden die Messungen ab dem Datenpunkt 311 initiiert. Allerdings war die Nutzlast erst ab dem Experiment 314 außerhalb der vordefinierten Spezifikationen für die Mikrogravitationsumgebung.

| Exp. | Messung |
|----------------------|---|
| 190-226 | Kühlen und Fangen während Start und Aufstieg der Rakete |
| 227-229 | Positions- und Rotationskontrolle: Hintergrundbild, MOT-Test |
| 230 | BEC ohne Transport |
| 231-233 | Phasenübergang mit kurzer TOF von 36,6 ms, analog zu Sequenz am Boden |
| 234, 235 | BEC mit Variation der TOF : 50 ms und 100 ms |
| 236, 237 | Strahlteiler-Prozesse $\pi/2$ - und π -Puls |
| 238-240 | AMZ mit Variation der TOF : 35 ms, 70 ms, 105 ms |
| 241-243 | BEC mit s-förmigem Transport |
| 244-249 | Phasenübergang zum Kondensat |
| 250 | BEC ohne Transport |
| 251 | in-situ-Detektion des Ensembles in Falle nach Transport |
| 252-255 | Positions- und Rotationskontrolle: Wiederholung Datenpunkt 251 |
| 256-261 | Charakterisierung Magnetfalle durch Variation der Haltedauer |
| 262-266 | ARP-Optimierung |
| 267-269 | ARP mit Variation der TOF : 100 ms, 200 ms, 300 ms |
| 270, 271 | Transport durch STA |
| 272-276 | Rabi-Oszillation mit Frequenzverstimmung von 15,1 kHz |
| 277-281, 285, 288 | Phasenscan MZ-Interferometer |
| 282-284, 286-287 | Positions- und Rotationskontrolle: Wiederholung der vorherigen Messung |
| 289-293 | AMZ mit Variation von T zwischen 2 ms und 102 ms |
| 294-296 | STA Transport und DKC |
| 297-301 | s-förmiger Transport und DKC mit Variation der Dauer |
| 302 | s-förmiger Transport und DKC für $TOF = 1$ s |
| 303-307 | Scan Resonanzfrequenz Bragg-Beugung |
| 309-310 | Rabi-Oszillation mit Frequenzverstimmung von 18,8 kHz |
| 311-315 | MZ-Interferometer mit $T = 1$ ms |

Tabelle 6.1: Experimentdeklaration der Messungen von der Forschungsraketenmission MAIUS-1. Die Experimentdaten sind chronologisch durchnummeriert. Zusammenhängende Messreihen wurden hier unter einem Punkt zusammengefasst.

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

| | | |
|-----|---|----|
| 1.1 | Interferometer-Konfigurationen | 4 |
| 1.2 | Schematische Darstellung eines Zwei-Photonenübergangs | 9 |
| 1.3 | Flugablauf | 17 |
| 2.1 | Akku | 22 |
| 2.2 | Atomchip-Apparatur | 26 |
| 2.3 | Lichtkonfiguration in Experimentkammer | 29 |
| 2.4 | Lasersystem | 30 |
| 2.5 | Kontrollelektronik | 32 |
| 2.6 | Akkumodul | 33 |
| 3.1 | Ladekurve der magneto-optischen Falle | 38 |
| 3.2 | Expansionskurve des Melasse-gekühlten Ensembles | 40 |
| 3.3 | Atomzahl in Magnetfalle durch optisches Pumpen | 42 |
| 3.4 | Atomzahl in der Magnetfalle für MOT-Ladekurve | 43 |
| 3.5 | Phasenübergang zum BEC | 45 |
| 3.6 | Fallenoszillation der Atome | 47 |
| 3.7 | Adiabatisch Rapide Passage | 48 |
| 3.8 | Zustandsbesetzung nach ARP | 49 |
| 4.1 | Sequenzen während des Vibrationstests | 53 |
| 4.2 | Anzahl der erneut in der MOT gefangenen Atome für verschiedene freie Entwicklungszeiten | 54 |
| 4.3 | Atomzahl in der initialen MOT über die Flugzeit | 56 |
| 4.4 | Sequenzen während des Starts und Aufstiegs der Rakete | 57 |
| 4.5 | Atomzahl in der initialen MOT und die normierte Frequenzabweichung der drei Laser über die Flugzeit | 58 |
| 4.6 | Wiedereinfangeffizienz für verschiedene quasi-statische Beschleunigungen | 59 |

| | | |
|------|--|----|
| 4.7 | Abschätzung des auf das Signal normierten Detektionsrauschens und der Sensitivität auf Beschleunigungen pro Messung für variierende Atomzahlen | 61 |
| 5.1 | Ausrichtung der Lichtstrahlen für die Interferometrie und der Detektion zur Erdgravitation | 64 |
| 5.2 | Rabi-Oszillation am Boden | 65 |
| 5.3 | Phasenscan eines Mach-Zehnder-Interferometers im Labor | 67 |
| 5.4 | Dichteverteilung der Ausgänge eines symmetrischen und asymmetrischen Mach-Zehnder-Interferometers | 68 |
| 5.5 | Lichtkonfiguration für Interferometrie | 70 |
| 5.6 | Dichteverteilung atomarer Ensembles nach Strahlteiler | 71 |
| 5.7 | Schema eines stehenden Gitters im Lichtfeld durch eine Reflexion an der Chipoberfläche | 73 |
| 5.8 | Schematische Darstellung der Entstehung eines laufenden Gitters durch die Überlagerung von zwei verstimmtten, leicht verkippten Lichtfeldern | 75 |
| 5.9 | Etaloneffekt durch Reflexionen an optischen Komponenten in der Detektionsachse | 76 |
| 5.10 | Simulationsergebnis für einzelnen Strahlteiler mit laufendem Gitter | 77 |
| 5.11 | Schematische Darstellung eines einlaufenden Lichtstrahls mit Beugung am Atomchip | 77 |
| 5.12 | Amplitudenprofil des Lichtfeldes gebeugt an Atomchip | 79 |
| 5.13 | Atomare Dichteverteilung des ungebeugten Ensembles für verschiedene magnetische Unterzustände | 82 |
| 5.14 | Vergleich der Simulationsergebnisse mit und ohne Schwerkraft . . . | 83 |
| 5.15 | Rabioszillationen und Resonanzmessung der Bragg-Prozesse | 84 |
| 5.16 | Relative Besetzung der zwei Impulszustände für vier verschiedene Ausschnitte der Wolke über der Lichtintensität im Strahl B | 86 |
| 5.17 | Scherinterferometer | 87 |
| 5.18 | Atomare Dichteverteilung aus Strahlteilerexperimenten und Scherinterferometern mit $\Delta = 18,8$ ms | 89 |
| 5.19 | Atomare Dichteverteilung aus Experimenten zur Analyse einzelner Strahlteiler-Prozesse und Scherinterferometer mit $\Delta = 15,1$ kHz . . | 91 |
| 6.1 | Wissenschaftliche Nutzlast MAIUS-B | 94 |
| 6.2 | Schematische Darstellung eines Doppelten Raman-Prozesses | 97 |

TABELLENVERZEICHNIS

| | | |
|-----|--|-----|
| 6.1 | Experimentdeklaration der Messungen von der Forschungsraketenmission MAIUS-1 | 118 |
|-----|--|-----|

DANKSAGUNG

Es gibt viele Leute ohne deren Mitwirken diese Arbeit niemals zustande gekommen wäre.

Zunächst möchte ich mich bei **Ernst Rasel** für die Unterstützung und das Vertrauen bedanken. Das beinhaltet alle Chancen und Herausforderungen, die du mir geboten hast. Neben den ganzen wirklich schönen Aufgaben, hast du mich auch so manches Mal dazu gebracht aus meiner Komfortzone raus zu kommen und es hat mich immer voran gebracht. Auch **Wolfgang Ertmer** bin ich für die nicht müde werdende Unterstützung und nicht zuletzt die Formung dieses Instituts und allen sich daraus ergebenden Möglichkeiten dankbar.

Ein riesengroßer Dank geht an **Stephan Seidel** und **Dennis Becker** für alles was ihr mir beigebracht habt und die freundschaftliche Aufnahme ins MAIUS-Team. **Holger Ahlers** bin ich besonders für die enge Zusammenarbeit dankbar und dafür, dass du so viele meiner Probleme gelöst hat. Dem MAIUS-1 Team: **Stephan, Dennis, Holger, Thijs, Jens, Hauke, Aline, Vladimir, André, Ortwin** und **Benjamin**, werde ich ewig durch diese einmaligen elf Wochen in Schweden verbunden sein. Stay Schwifty!

Den zweiten Teil meiner Doktorandenzeit durfte ich dann im gleichen Labor mit frisch motivierten Kollegen verbringen. Ein großes Dankeschön an **Baptist Piest, Wolfgang Bartosch** und **Jonas Böhm**, auf die ich mich immer verlassen konnte und die alles so wunderbar weiterführen. Ich konnte wieder viel von euch lernen und bin froh Teil eines solchen Teams zu sein.

In der QUANTUS-Kollaboration habe ich mich immer sehr wohl gefühlt. Es ist großartig eine Gemeinschaft von so viel Expertise und Hilfsbereitschaft im Hintergrund zu haben. Dabei seien vor allem neben den schon genannten Personen noch **Waldemar Herr, Sven Abend, Manuel Popp** und **Naceur Gaaloul** zu erwähnen. Großen Dank an das DLR, welches unsere Projekte in finanzieller und

politischer Hinsicht unterstützt und fördert. Und sorry für die ganzen Verspätungen. Manchmal dauert es halt länger...

Das Institut für Quantenoptik der LU Hannover ist aufgrund der Menschen, die hier arbeiten, etwas ganz Besonderes. Ich bedanke mich herzlichst bei **Étienne Wodey**, **Henning Albers**, **Matthias Gersemann**, **Nina** und **Hendrik Heine**, **Christian Schubert**, **Dorothee Tell** und allen anderen für die konstruktive und offene Zusammenarbeit. Alle Diskussionen, Korrekturen und guten Ratschläge haben entscheidend zu dieser Arbeit beigetragen. Für mich haben sich im IQO nicht nur gute Arbeitsbedingungen sondern auch viele Freundschaften entwickelt.

Mein größter Dank geht an meine Familie und Freunde. Ihr habt mein Gejammer ertragen, meine Laune gehoben und mich immer unterstützt. Ohne euch hätte alles nicht mal halb so viel Spaß gemacht!

Und diese Arbeit wäre definitiv nicht die, die sie heute ist ohne die vielen Stunden, die **Sabine Gersemann** investiert hat. Du bist ein Schatz!

Merci beaucoup à **Étienne** pour ton soutien et pour me faire sourire après des longues journées.

Besonderer Dank geht an meine Eltern **Carmen** und **Dirk Lachmann** sowie an meine Schwester **Saskia** für eure Liebe und Unterstützung auf die ich mich immer verlassen kann. Meinen Omas **Adelheid deWeber** und **Erika Lachmann** danke ich dafür, dass sie alles für mich möglich gemacht haben und immer für mich da waren.

Vielen Dank!

Curriculum Vitae

Angaben zur Person

Maike Diana Lachmann
geboren am 13.03.1990 in Langenhagen
ledig, deutsch

Promotion

seit 10/2014 Wissenschaftliche Mitarbeiterin in der Arbeitsgruppe von Prof.
Dr. Ernst M. Rasel
am Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover

Studium

10/2012 - 09/2014 Master-Studium der Physik an der Leibniz Universität Hannover
Abschluss: Master of Science
Thema Masterarbeit: Implementierung und Charakterisierung
einer BEC-Apparatur für eine Forschungsraketenmission

10/2009 - 10/2012 Bachelor-Studium der Physik an der Leibniz Universität Hannover
Abschluss: Bachelor of Science
Thema Bachelorarbeit: Realisierung, Charakterisierung und Welt-
raumqualifizierung von Strahlformungsoptiken

Praktikum

06/2009 - 09/2009 ContiTech AG
Forschung und Entwicklung, Abteilung für Antriebsriemen

Schulbildung

06/2009 Abitur, allgemeine Hochschulreife
am Geschwister-Scholl-Gymnasium Berenbostel

Stipendien

10/2013 - 09/2014 Deutschlandstipendium für begabte und leistungsstarke Studie-
rende

10/2009 - 09/2010 Niedersachsenstipendium für begabte und leistungsstarke Studie-
rende

Publikationsliste

Publikationen in peer-reviewed Journalen:

- D. Becker, **M. D. Lachmann**, S. T. Seidel, H. Ahlers, A. N. Dinkelaker, J. Grosse, O. Hellmig, H. Müntinga, V. Schkolnik, T. Wendrich, A. Wenzlawski, B. Weps, R. Corgier, T. Franz, N. Gaaloul, W. Herr, D. Lüdtke, M. Popp, S. Amri, H. Duncker, M. Erbe, A. Kohfeldt, A. Kubelka-Lange, C. Braxmaier, E. Charron, W. Ertmer, M. Krutzik, C. Lämmerzahl, A. Peters, W. P. Schleich, K. Sengstock, R. Walser, A. Wicht, P. Windpassinger and E. M. Rasel, „Space-borne Bose-Einstein condensation for precision interferometry“, *Nature* **562**, 391-395 (2018)
- J. Grosse, S. T. Seidel, D. Becker, **M. D. Lachmann**, M. Scharringhausen, C. Braxmaier and E. M. Rasel, „Design and qualification of an UHV system for operation on sounding rockets“, *Journal of Vacuum Science & Technology A* **34**, 031606 (2016)

Proceedings:

- **M. D. Lachmann**, H. Ahlers, D. Becker, S. T. Seidel, T. Wendrich, E. M. Rasel and W. Ertmer, „Creating the first Bose-Einstein condensate in space“, *Proc. SPIE 10549, Complex Light and Optical Forces XII*, 1054909 (2018); <https://doi.org/10.1117/12.2289686>
- M. Elsen, J. Grosse, T. Wendrich, W. Bartosch, **M. D. Lachmann**, D. Becker, B. Piest, K. Döringshoff, E. M. Rasel and C. Braxmaier „Final Design of the MAIUS-2/3 Payload - An Atominterferometer on a Sounding Rocket“, *Proceedings of the 69th International Astronautical Congress, IAC*. in Bremen (2018)
- J. Grosse, S. T. Seidel, **M. D. Lachmann**, D. Becker, A. Wenzlawski, V. Schkolnik, A. N. Dinkelaker, O. Hellmig, H. Müntinga, M. Elsen, H. Ahlers, B. Weps, T. Wendrich, A. Stamminger, M. Krutzik, A. Peters, P. Windpassinger, E. M. Rasel and C. Braxmaier „The MAIUS Sounding Rocket Missions – Recent Results, Lessons Learned and Future Activities“, *Proceedings of the 68th International Astronautical Congress, IAC*. in Adelaide, Australia (2017)

- J. Grosse, S. T. Seidel, **M. D. Lachmann**, D. Becker, A. Wenzlawski, V. Schkolnik, A. N. Dinkelaker, O. Hellmig, H. Müntinga, H. Ahlers, B. Weps, T. Wendrich, A. Stamminger, M. Krutzik, C. Braxmaier and E. M. Rasel
„Lessons Learned from the First Flight of an Atom Interferometer Payload on a VSB-30 Sounding Rocket “,
Proceedings of the 23rd PAC Symposium. (2017)
- S. T. Seidel, **M. D. Lachmann**, D. Becker, J. Grosse, M. A. Popp, J. B. Wang, T. Wendrich, E. M. Rasel and Quantus Collaboration,
„Atom Interferometry on Sounding Rockets “,
Proceedings of the 22nd ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research, ESA Special Publications **730**, 309 (2015)

Andere:

- **M. D. Lachmann** and E. M. Rasel,
News&Views: „Quantum matter orbits the earth“,
Nature **582**, 186-187 (2020)

Erklärung der Selbstständigkeit

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate deutlich kenntlich gemacht zu haben.

Maike D. Lachmann

