

Eine Quelle für die Interferometrie mit Bose-Einstein-Kondensaten auf Höhenforschungsraketen

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

zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften
Dr. rer. nat. -

genehmigte Dissertation von

Dipl.-Phys. Stephan Tobias Seidel
geboren am 24.02.1985 in Hamburg.

2014

Referent: Prof. Dr. Ernst M. Rasel
Korreferent: Prof. Dr. Wolfgang Ertmer
Korreferent: Prof. Dr. Kai Bongs
Tag der Promotion: 12.12.2014

Zusammenfassung

Eine Quelle für die Interferometrie mit Bose-Einstein-Kondensaten auf Höhenforschungsraketen

Ein Test des Postulats der Universalität des freien Falls, eines Eckpfeilers unserer physikalischen Beschreibung der Natur, ermöglicht die Überprüfung von Theorien zur Vereinheitlichung von Standardmodell und Relativitätstheorie. Bei bisherigen Messungen konnte keine Verletzung dieses Postulats festgestellt werden, weshalb eine weitere Steigerung der Genauigkeit von Interesse ist. Ein neuer Ansatz dazu ist eine differentielle Messung der relativen Beschleunigung zweier atomarer Ensembles mit Hilfe der Materiewelleninterferometrie. Die Sensitivität dieser Messung ist proportional zum Quadrat der Propagationsdauer im Interferometer, weshalb die Durchführung der Messungen in Schwerelosigkeit von großem Vorteil ist. Die Nutzung von Bose-Einstein-Kondensaten als Quelle ist auf Grund ihrer geringen Ausbreitungsgeschwindigkeit und initialen räumlichen Ausdehnung essentiell für Messungen auf Zeitskalen von mehreren Sekunden Länge. Mit derzeit geplanten Satellitenmissionen soll so die bisher bei Messungen der Universalität des freien Falls erreichte Genauigkeit um einen Faktor 50 gesteigert werden.

Ein Schritt hin zu Tests der Universalität des freien Falls mit Materiewelleninterferometern im Weltraum ist die Höhenforschungsraketenmission MAIUS-1, deren Zielsetzung die erstmalige Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten im Weltraum und die Nutzung dieser makroskopischen Quantenobjekte als Ausgangszustand für die Materiewelleninterferometrie ist. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Quelle von Rubidium-87 Bose-Einstein-Kondensaten für den Einsatz auf MAIUS-1 entworfen, aufgebaut und in Betrieb genommen. Zur Qualifikation für den Einsatz auf einer Höhenforschungsrakete wurde der Aufbau einer Reihe von Vibrationstests unterzogen. Dabei konnte gezeigt werden, dass das Experiment Vibrationen mit einer quadratisch gemittelten Amplitude von 5,4 g standhält.

Während der Inbetriebnahme der Quelle wurden die Schritte zur Erzeugung des Bose-Einstein-Kondensats optimiert. Innerhalb einer Sekunde konnten $5 \cdot 10^8$ Atome aus einer zweidimensionalen magneto-optischen Falle mit einer anfänglichen Rate von $9 \cdot 10^8$ Atomen pro Sekunde in eine dreidimensionale magneto-optische Falle transferiert werden. Die Phasenraumdichte des Ensembles konnte anschließend mittels Polarisationsgradienten- und evaporativer Kühlung um sieben Größenordnungen gesteigert und so Bose-Einstein-Kondensate mit bis zu $1 \cdot 10^5$ Atomen erzeugt werden.

Schlagwörter: Bose-Einstein-Kondensation, Weltraumforschung, Materiewelleninterferometrie

Abstract

A source of Bose-Einstein condensates for the interferometry on a sounding rocket

A test of the universality of free fall gives rise to the possibility of validating theories aiming for the unification of the standard model and general relativity. To date no violation of this postulate has been observed and increasing of the achievable accuracy is therefore of great interest. A novel method for such tests is the differential measurement of the relative acceleration of two atomic ensembles using atom interferometry. Because the sensitivity the measurement is proportional to the squared interrogation time of the interferometer, conducting these experiments in microgravity is of great advantage. To extend the interrogation time of the interferometer to the range of multiple seconds, the use of a Bose-Einstein Condensate as source for the interferometer is essential because of their low expansion rate and their small initial size. A fiftyfold increase of the currently achievable accuracy of tests of the universality of free fall is planned with future satellite based measurements.

The sounding rocket mission MAIUS-1 is a step towards a test of the universality of free fall with an atom interferometer in space. Its goal is the first creation of a Bose-Einstein condensate in space and the use of these macroscopic quantum objects as the source of atom interferometry. In this work an apparatus with the purpose of creating Rubidium 87 Bose-Einstein condensates on MAIUS-1 was constructed, built and put into service. To qualify the apparatus for the use on a sounding rocket, a series of vibration tests were conducted and it could be shown that the experiment can withstand accelerations with a root mean square amplitude of 5,4 g.

Afterwards, the steps necessary to create a Bose-Einstein condensate were optimized. With the apparatus it is possible to load $5 \cdot 10^8$ atoms a three dimensional magneto-optical trap with an initial loading rate of $9 \cdot 10^8$ atoms per second from cold atomic beam created in a two dimensional magneto-optical trap. Using a sequence of polarization gradient and evaporative cooling the phase space density of the ensemble was increased by seven orders of magnitude to create Bose-Einstein condensates containing up to $1 \cdot 10^5$ atoms.

Key words: Bose-Einstein condensation, micro gravity research, atom interferometry

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Materiewelleninterferometrie zur Messung der Universalität des freien Falls	3
1.2	Materiewelleninterferometrie im Weltraum	6
1.3	Das Verbundprojekt QUANTUS	7
1.4	Die Mission MAIUS-1	7
1.5	Aufbau der Arbeit	8
2	Die Höhenforschungsraketenmission MAIUS-1	9
2.1	Flugkonfiguration der Mission MAIUS-1	9
2.1.1	Flugsequenz	10
2.2	Umgebungsbedingungen während des Fluges	12
2.2.1	Umgebungsbedingungen während Start und Landung	12
2.2.2	Umgebungsbedingungen während der Mikrogravitationsphase	15
2.3	Aufbau der wissenschaftlichen Nutzlast	18
2.3.1	Batterieminimodul	18
2.3.2	Elektronikpaket	19
2.3.3	Lasersystem	22
3	Eine Atomchipapparatur für den Betrieb auf einer Höhenforschungsrakete	23
3.1	Vakuumsystem	24
3.1.1	Rubidiumreservoir	25
3.1.2	Quellkammer	26
	Messung des Rubidium-Partialdrucks	28
3.1.3	Differentielle Pumpstufe	28
3.1.4	Wissenschaftskammer	31
	Messung der durch die Spulen erzeugten Magnetfelder	32
3.2	Atomchip	34
3.3	Kollimatoren	39

3.4	Abbildungssystem	43
3.4.1	Fluoreszenzabbildung	43
3.4.2	Absorptionsabbildung	44
3.4.3	Pumpensystem	46
3.5	Magnetischer Schild	48
3.6	Werkstoffwahl	49
3.7	Qualifikationsprozess	50
3.7.1	Tests von Einzelkomponenten	51
	Vakuumpkomponenten	51
	Atomchipaufbau	54
	Kollimatoren	54
	Rubidiumreservoir	54
	Andere Einzelkomponenten	54
3.7.2	Tests der Baugruppen	55
	Atomchipapparatur	55
	Andere Baugruppen	55
3.7.3	Test der integrierten wissenschaftlichen Nutzlast	56
4	Erzeugung und Charakterisierung von Bose-Einstein-Kondensaten	57
4.1	Magneto-optische Fallen	57
4.1.1	Magnetfeldgradienten der 2D ⁺ -MOT	58
4.1.2	Magnetfelder der 3D-MOT	60
4.1.3	Lichtfelder	60
4.1.4	Lichtleistung von 2D ⁺ - und 3D-MOT	61
4.1.5	Zusammenfassung	62
4.2	Kompressions-MOT	63
4.3	Optische Melasse	63
4.4	Optische Zustandspräparation	65
4.5	Magnetfallen	66
4.6	Evaporative Kühlung	69
4.6.1	Radiofrequenzevaporation	70
4.6.2	Theoretische Beschreibung des Evaporationsprozesses	73
	Kinematik der Evaporation	76
	Verlustprozesse bei der Evaporation	77
	Adiabatische Kompression und Dekompression	78
4.6.3	Experimentelle Ergebnisse zur evaporativen Kühlung	80
	Charakterisierung der Evaporationsfallen	80
	Optimierung der evaporativen Kühlung	81
4.7	Bose-Einstein-Kondensation	83
4.7.1	Theoretische Beschreibung der Bose-Einstein-Kondensation	83
	Beschreibung der freien Expansion	85

4.7.2	Experimentelle Ergebnisse zur Bose-Einstein-Kondensation	86
4.8	Zusammenfassung und Einordnung der Ergebnisse	89
	Einordnung der Ergebnisse	91
5	Ortsaufgelöste Materiewelleninterferometrie auf einer Höhenforschungs-	
	raketenmission	93
5.1	Grundlagen der Materiewelleninterferometrie	94
	5.1.1 Der Strahlteilerprozess	94
	5.1.2 Die Interferometerphase	96
5.2	Scherinterferometer	97
5.3	Effekte der Rotation	98
	5.3.1 Fünfpulsinterferometer	100
5.4	Versatz im Interferometer	104
5.5	Zusammenfassung	104
6	Ausblick	105
6.1	Magnetische Linse	105
6.2	Adiabatisch-rapide Passage	107
6.3	Materiewelleninterferometrie	107
6.4	Flugsequenz	108
6.5	MAIUS-2 & MAIUS-3	109
	6.5.1 Materiewelleninterferometrie mit doppelter Beugung	109
	6.5.2 Mischbarkeitsstudien	110
6.6	Die Satellitenmission STE-QUEST	111
	Literatur	113
	Anhang	135
A	Laborsystem zur Charakterisierung der Atomchipapparatur	135
	A.1 Lasersystem	135
	A.2 Treiberelektronik	138
	A.3 Kontrollsystem	139
B	Verwendete physikalische Konstanten	141
	Veröffentlichungen	143
	Curriculum Vitae	145

KAPITEL 1

Einleitung

Eine vereinheitlichte Theorie der physikalischen Grundkräfte [Geo74] stellt einen Schwerpunkt der Forschung der letzten Jahrzehnte dar. Nach der gemeinsamen Beschreibung der elektrischen und magnetischen Kräfte durch Maxwell [Max63] gelang es Glashow, Weinberg und Salam die so entstandene Theorie des Elektromagnetismus mit einer Beschreibung der schwachen Wechselwirkung zu einer einheitlichen Theorie zusammenzuführen, wofür sie 1979 den Nobelpreis für Physik erhielten [Gla80]. Durch die Integration der starken Wechselwirkung und des Higgs-Mechanismus [Eng64; Gur64; Hig64] wurde das Standardmodell gebildet. Dieses stellt eine umfassende quantenmechanische Eichtheorie dar, mit der die Prozesse in Kernen und Atomen erklärt und eine Vielzahl von Beobachtungen der Teilchenphysik vorhergesagt werden konnte [Oli14].

Das Standardmodell ist jedoch mit der durch Einstein zu Beginn des 20. Jahrhunderts entwickelten allgemeinen Relativitätstheorie [Ein16] fundamental unvereinbar. Mit der allgemeinen Relativitätstheorie lässt sich Gravitation als geometrische Eigenschaft der gekrümmten Raumzeit erklären. Aus dieser Annahme folgt die Vorhersage einer Reihe von beobachteten Phänomenen, wie zum Beispiel der Periheldrehung in Doppelsternsystemen [Lyn04], dem Gravitationslinseneffekt [Wal79] oder der Existenz von schwarzen Löchern [Cel99].

Neben der Problematik der Unvereinbarkeit von allgemeiner Relativitätstheorie und Standardmodell gibt es eine Reihe von Beobachtungen, die sich weder durch die allgemeine Relativitätstheorie noch durch das Standardmodell erklären lassen. Dazu gehört unter anderem die beschleunigte Expansion des Universums, die durch die Existenz von dunkler Energie erklärt werden könnte [Läm06].

Heutzutage existieren mehrere Ansätze, die Unvereinbarkeit zwischen den beiden Theorien aufzulösen. Dazu zählen zum Beispiel String-Theorien [Bec06] oder die Schleifenquantengravitation [Rov97]. Diese Theorien erlauben prinzipiell eine Verletzung des Äquivalenzprinzips [Dam12; Hoh13]. Dies besagt, dass die schwere Masse, auf welche die Gravitation wirkt, und die träge Masse, auf welche die Trägheitskraft wirkt, äquivalent

sind. Diese Aussage ist gleichbedeutend mit der Annahme, dass alle Objekte unabhängig von ihrer Beschaffenheit am selben Raumzeitpunkt dieselbe Beschleunigung durch die Gravitation erfahren [Ein03]. Diese Unabhängigkeit der Fallbeschleunigung von den Eigenschaften der Testmassen wird als Universalität des freien Falls bezeichnet und ermöglicht einen experimentellen Test des Äquivalenzprinzips durch den Vergleich des freien Falls zweier Körper unterschiedlicher Beschaffenheit. Das Ergebnis einer solchen Messung lässt sich durch das Eötvös-Verhältnis

$$\eta = \left| \frac{g_A - g_B}{(g_A + g_B)/2} \right| \quad (1.1)$$

ausdrücken. Dabei sind g_A die für den einen Körper und g_B die für den anderen Körper gemessenen Schwerebeschleunigungen. Benannt ist das Eötvös-Verhältnis nach dem ungarischen Physiker Loránd Eötvös, der durch Messungen mit von ihm weiterentwickelten Torsionswaagen eine der ersten Präzisionsmessungen der Universalität des freien Falls durchführte [Eöt22], dabei jedoch keine Abweichungen feststellen konnte.

Für mögliche Verletzungen der Universalität des freien Falls ist eine Abhängigkeit der Fallbeschleunigung von der Zusammensetzung der beiden Testmassen vorhergesagt [Hoh13]. Selbiges gilt auch für die Beschaffenheit des Attraktors, in dessen Schwerfeld sich die beiden Testmassen bewegen¹. Dabei wird davon ausgegangen, dass die Wechselwirkung, die eine Verletzung verursacht, an eine bisher unbekannte Ladung koppelt, die zum Beispiel proportional zur Anzahl der Baryonen, Leptonen, Neutronen oder Protonen ist [Ade09]. Somit sind Tests mit einer Vielzahl von verschiedenen Massepaaren nötig, um Grenzwerte für die Kopplungsstärke zu erhalten. Im Speziellen muss bei der Betrachtung von Tests nicht nur die erreichte Genauigkeit der Eötvös-Verhältnismessung, sondern auch ihre Auswirkungen auf verschiedene Verletzungsmodelle betrachtet werden.

Die derzeit höchste Genauigkeit bei der Bestimmung des Eötvös-Verhältnisses wird bei Messungen mit weiterentwickelten Torsionswaagen und dem Vergleich des freien Falls von Erde und Mond im Schwerfeld der Sonne erreicht. In einer Torsionswaage wird die Summe aus Schwerkraft und Fliehkraft durch die Erdrotation für zwei verschiedene Massen verglichen. Mit einer Torsionswaage mit Gewichten aus Beryllium und Titan konnte das Eötvös-Verhältnis auf $(0,3 \pm 1,8) \cdot 10^{-13}$ bestimmt werden [Sch08]. Beim *Lunar Laser Ranging*, also der Vermessung des Abstandes zwischen Erde und Mond, wird eine Laufzeitmessung von auf dem Mond befindlichen Spiegeln reflektierten Laserpulsen durchgeführt [Wil76]. Aus dem daraus berechneten Vergleich der Schwerebeschleunigungen im System, bestehend aus Sonne, Mond und Erde, lässt sich das Eötvös-Verhältnis auf

¹ In diesem Abschnitt wird jeweils das Eötvös-Verhältnis für zwei Testmassen im Schwerfeld der Erde angegeben. In einigen der zitierten Publikationen findet sich jedoch auch das Eötvös-Verhältnis für die Sonne oder das Zentrum der Milchstraße als Attraktor.

$(0,8 \pm 1,3) \cdot 10^{-13}$ bestimmen [Wil12]¹. Mit den beiden Verfahren konnte somit keine Verletzung der Universalität des freien Falls nachgewiesen werden.

1.1 Materiewelleninterferometrie zur Messung der Universalität des freien Falls

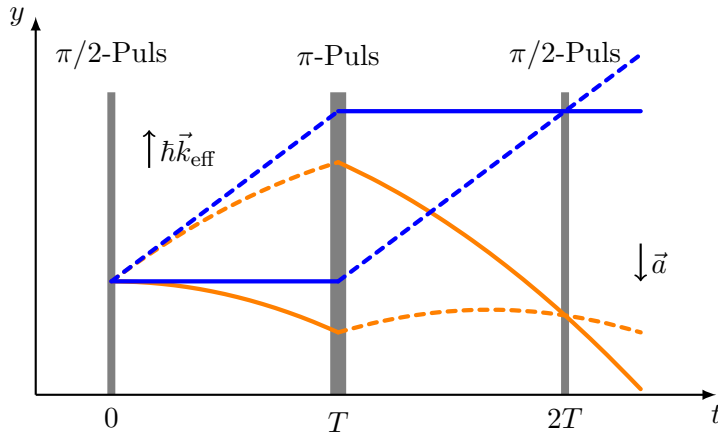


Abbildung 1.1: Raum-Zeit-Diagramm eines Mach-Zehnder-Interferometers in Abwesenheit äußerer Beschleunigungen (blau) und für eine konstante Beschleunigung (orange). Der Liniestil stellt den Zustand der Atome dar, dabei steht eine gestrichelte Linie für den angeregten Zustand und eine durchgängige Linie für den Ausgangszustand. Zusätzlich sind die Richtungen der konstanten Beschleunigung \vec{a} und des Impulsübertrags durch die Strahlteiler $\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$ eingetragen. Durch die grauen Markierungen werden Zeitpunkt und Dauer der Wechselwirkung der Atome mit den Lichtpulsen verdeutlicht.

Die Materiewelleninterferometrie bietet eine zu den eben dargelegten und auf klassischen Testmassen beruhenden Messungen komplementäre Methode zur Bestimmung des Eötvös-Verhältnisses. Dazu werden die Welleneigenschaften von Atomen genutzt, wodurch präzise Messungen inertialer Kräfte durchgeführt werden können. Abhängig von der dabei gewählten Abfolge der Lichtpulse zur Manipulation der Atome können verschiedene Größen gemessen werden. Dabei werden π - und $\pi/2$ -Pulse aneinandergereiht, die das Analogon zu Spiegeln und Strahlteilern in einem Lichtinterferometer darstellen [Bor89].

In Abbildung 1.1 ist ein vereinfachtes Raum-Zeit-Diagramm eines Mach-Zehnder-Interferometers [Kas91] dargestellt. Seine Geometrie kann unter anderem zur Messung einer linearen Beschleunigung verwendet werden. Mit einem ersten $\pi/2$ -Puls wird ein atomares Wellenpaket in eine kohärente Superposition zweier Impulszustände mit gleicher Besetzungszahl versetzt. Dabei unterscheidet sich der Impuls der beiden Zustände gerade

¹ Streng genommen wird hier die Differenz des Verhältnisses von schwerer zu träger Masse für Erde und Mond $(m_S/m_T)_{\text{Erde}} - (m_S/m_T)_{\text{Mond}}$ berechnet, dies entspricht aber in guter Näherung dem Eötvös-Verhältnis.

um $\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$, dem effektiven Impuls des Lichtpulses. Demnach propagieren die Wellenpakete entlang zwei sich voneinander entfernender Pfade. Nach einer Propagationszeit T wird mit Hilfe eines weiteren Lichtpulses (π -Puls) der Impuls der Pfade umgekehrt und die Wellenpakete laufen wieder zusammen. Geschlossen wird das Interferometer durch die Wechselwirkung mit einem zweiten $\pi/2$ -Puls, der nach einer weiteren Propagationszeit T eingestrahlt wird, wenn die Pfade sich kreuzen. Hierdurch werden die Wellenpakete zur Interferenz gebracht und es bilden sich zwei Ausgangszustände, deren Besetzung mit der Differenz $\delta\phi$ der während der Propagation entlang der Pfade aufgesammelten Phasen oszilliert. Die an einem der Ausgänge gemessene, auf die Gesamtzahl der Atome normierte Atomzahl ist

$$P = \frac{1}{2}(1 + K \cos(\delta\phi)) \quad , \quad (1.2)$$

wobei K der Kontrast der Messung ist. In einem Mach-Zehnder-Interferometer erzeugt eine konstante Beschleunigung \vec{a} in erster Ordnung [Bor04] eine Phasendifferenz

$$\delta\phi_a = -\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a}T^2 \quad . \quad (1.3)$$

Somit lässt sich über diese Zusammenhänge eine auf die Atome wirkende Beschleunigung durch eine Vermessung der Besetzung der Ausgänge ermitteln. Wird mit einem solchen Materiewelleninterferometer die lokale Erdbeschleunigung gemessen wird es als Gravimeter bezeichnet. Erstmals wurde ein solches Messgerät 1991 mit lasergekühlten Natrium-Atomen demonstriert und eine Auflösung von $3 \cdot 10^{-5} \text{ m/s}^2$ für die Erdbeschleunigung nach 1000 s Integration erreicht [Kas91]. Bis zum Jahr 2014 konnte die Auflösungen solcher Messungen auf $5 \cdot 10^{-9} \text{ m/s}^2$ nach 100 s Integration gesteigert werden [Hu13].

Für einen Test der Universalität des freien Falls liegt es nahe die Materiewelleninterferometrie zur zeitgleichen Messung der Fallbeschleunigung zweier Ensembles zu verwenden. Dies bietet Vorteile gegenüber Tests mit klassischen Testmassen. So sind bei einem Materiewelleninterferometer die Testmassen isotopenrein und können mit definierten Quantenzahlen präpariert werden. Dies ist insbesondere interessant, wenn die Testmassen einen unterschiedlichen Spin besitzen [Läm98]. Des Weiteren können die beiden für die Tests verwendeten Atomwolken überlagert werden und sind somit während ihrer Propagation dem selben Gravitationsfeld ausgesetzt. Außerdem kann in der Materiewelleninterferometrie eine Reihe von chemischen Elementen für die Tests verwendet werden, die zum Beispiel für Tests mit Torsionswaagen ungeeignet sind.

In Tabelle 1.1 ist eine Übersicht von Äquivalenzprinzip tests mit Materiewelleninterferometern dargestellt. Die bisher durchgeführten Tests lassen sich in drei Kategorien einteilen. Die Erste bildet den Vergleich eines Materiewellengravimeters und einem Gravimeter mit klassischen Testmassen. Hierbei wurden die bisher höchsten Genauigkeiten von Eötvös-Verhältnismessungen mit Materiewellen erreicht. Einige der oben genannten

Tabelle 1.1: Zusammenfassung aller bisherigen Tests der Universalität des freien Falls mit kalten Atomen.

Experiment	Testprinzip	η	T (ms)
Peters <i>et al.</i> [Pet99]	Klassisches Gravimeter und Materiewelleninterferometer (Cs)	$(7 \pm 7) \cdot 10^{-9}$	160
Merlet <i>et al.</i> [Mer10]	Klassisches Gravimeter und Materiewelleninterferometer (^{87}Rb)	$(4.4 \pm 6.5) \cdot 10^{-9}$	100
Fray, Weitz [Fra04]	Materiewelleninterferometer (^{85}Rb & ^{87}Rb)	$(1.2 \pm 1.7) \cdot 10^{-7}$	40
Bonnin <i>et al.</i> [Bon13]	Materiewelleninterferometer (^{85}Rb & ^{87}Rb)	$(1.2 \pm 3.2) \cdot 10^{-7}$	40
Tarallo <i>et al.</i> [Tar14]	Bloch-Spektroskopie (^{87}Sr & ^{88}Sr)	$(0.2 \pm 1.6) \cdot 10^{-7}$	^a
Schlippert <i>et al.</i> [Sch14]	Materiewelleninterferometer (^{87}Rb & ^{39}K)	$(0.3 \pm 5.4) \cdot 10^{-7}$	20

^a Da diese Messung auf der Bloch-Spektroskopie in einem optischen Gitter beruht, ist die Angabe einer Propagationszeit nicht möglich.

Vorteile gelten in diesem Fall jedoch nur eingeschränkt. So befinden sich die Testmassen weder am selben Raumzeitpunkt noch ist die klassische Testmasse isotopenrein. Eine zweite Kategorie bilden die Tests mit zwei Isotopen des selben chemischen Elements. Dies hat den Vorteil, dass viele Effekte, die zu einer systematischen Verschiebung oder Unsicherheit führen, durch die ähnlichen Eigenschaften der Isotope unterdrückt werden. Bei dem in [Tar14] beschriebenen Test wurde kein frei propagierendes Materiewelleninterferometer genutzt, sondern eine spektroskopische Messung der Blochfrequenz der Atome in einer stehenden Lichtwelle durchgeführt. Die dritte Kategorie sind Tests mit zwei unterschiedlichen chemischen Elementen, bei denen der Unterschied in der Ladungs- und Neutronenzahl der Testmassen zu einer hohen Sensitivität auf die damit verbundenen Kopplungsstärken von Verletzungsmodellen führt [Sch14].

Limitierend für die erreichbare Auflösung heutiger Äquivalenzprinziptests mit Materiewelleninterferometern ist technisches Rauschen [Bon13; Fra04], wie Fluktuationen der Leistung oder Frequenz der Strahlteilerlaser. Inertiale Rauschbeiträge dagegen sind bei differentiellen Messungen stark unterdrückt [Che14; Var09]. Wie aus Gleichung 1.3 hervorgeht, ist die durch eine konstante Beschleunigung bedingte Phase in einem Mach-Zehnder-Interferometer proportional zum Quadrat der Propagationszeit T zwischen den Pulsen. Für technische Rauschbeiträge gilt dies nicht, weshalb eine relative Verringerung

des technischen Rauschens durch eine Verlängerung der Propagationszeit zu erreichen ist.

Tabelle 1.2: Übersicht über derzeit geplante Tests der Universalität des freien Falls mit kalten Atomen in Großgeräten. Als Fallstrecke ist die Experimentstrecke innerhalb der magnetisch geschirmten Region angegeben.

Experiment	Fallstrecke	Spezies	T in s	Zielgenauigkeit (η)
Palo Alto [Dim07]	8.8 m	^{85}Rb & ^{87}Rb	1,2	10^{-15}
Wūhàn [Zho11]	10 m	^6Li & ^{85}Rb	1,3	keine Angabe
Hannover [Har14]	9 m	^{87}Rb & ^{174}Yb	1,3	$3,3 \cdot 10^{-13}$

Ein Ansatz, die Propagationszeit zu erhöhen, ist die Realisation von großen Freifallstrecken. In Tabelle 1.2 ist eine Übersicht der derzeit geplanten Tests der Universalität des freien Falls in solchen bodengebundenen Apparaturen gegeben. Bei allen drei Tests ist eine Fallstrecke der Atome von ≈ 10 m Länge vorgesehen und eine Messgenauigkeit für das Eötvös-Verhältnis kleiner als 10^{-12} angestrebt. Aus diesem Ziel ergibt sich eine Reihe von Herausforderungen, wie zum Beispiel die genaue Kontrolle des Magnetfeldes auf der Fallstrecke, des Versatzes der beiden Spezies zu Beginn der Interferometrie und ihrer Startgeschwindigkeit [Har14].

1.2 Materiewelleninterferometrie im Weltraum

Eine weitere Steigerung der Genauigkeit von Äquivalenzprinzipmessungen bietet die Durchführung der Versuche auf einer Satellitenmission. Da bei einem solchen Experiment die Atome im Bezugssystem des Satelliten nicht fallen, sind viele der für große Fallkammern kritischen Anforderungen abgeschwächt. So kommt es zum Beispiel in erster Näherung zu keinem Versatz zwischen den beiden Spezies auf Grund der Gravitation und das Magnetfeld muss in einem kleineren Volumen kontrolliert werden. Der wesentliche Vorteil von Satellitenmissionen ist jedoch die Möglichkeit Messungen in unterschiedlichen Ausrichtung zur lokalen Gravitation durchzuführen, denn der Vergleich von Messung parallel beziehungsweise antiparallel zur Gravitation und Nullmessungen senkrecht dazu vereinfacht die Charakterisierung der systematischen Fehler und Unsicherheiten deutlich. Idealerweise würden Messungen auf einem Satelliten daher in einem zirkularen Orbit mit einer inertial-stabilen Ausrichtung durchgeführt werden.

Eine wesentliche Quelle von systematischen Abweichungen resultieren aus Wellenfronten des zur kohärenten Manipulation der Atome verwendeten Lichts [Fil05]. Diese Abweichung skalieren mit der Größe des Ensembles. Daher eignen sich besonders Bose-Einstein-Kondensate¹ als Quelle für die Materiewelleninterferometrie im Weltraum auf Grund

¹ Bei einem Bose-Einstein-Kondensat handelt es sich um eine makroskopische Besetzung des Grundzustandes eines Systems ununterscheidbarer Bosonen. Vorhergesagt wurde die Existenz dieses makroskopischen Quantenzustandes von Bose und Einstein [Bos24; Ein24]. Eine experimentelle Demonstration gelang erstmals 1995 durch Cornell und Wieman [And95] und unabhängig davon durch Ketterle [Dav95a].

ihrer geringen initialen Größe und Ausdehnungsgeschwindigkeit.

1.3 Das Verbundprojekt QUANTUS

Zur Forschung an der Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten und deren Nutzung für die Materiewelleninterferometrie in der Schwerelosigkeit wurde das Projekt QUANTUS (*Quantengase unter Schwerelosigkeit*) ins Leben gerufen. Die Studien werden am Fallturm Bremen durchgeführt, in dem die sich in Fallkapseln befindenden Experimente für 4,7 s in einer evakuierten Röhre frei fallen. Somit bieten Experimente am Fallturm die Möglichkeit, Messungen in der Schwerelosigkeit durchzuführen, ohne den technologischen oder finanziellen Aufwand einer Satellitenmission zu erfordern.

Die erstmalige Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensates unter Schwerelosigkeit wurde mit der Apparatur QUANTUS-1 demonstriert [Zoe10]. Verwendet wurde dabei ^{87}Rb , aus dem innerhalb von 12 s ein Kondensat mit 10^4 Atomen erzeugt wurde. Mit dem System wurde auch erstmals Interferometrie im Fallturm demonstriert. Dabei wurden Bragg-Strahlteiler mit Pulseseparationszeiten von bis zu 700 ms genutzt. Der Erhalt der Kohärenz des Ensembles konnte durch eine Messung des Kontrastes des Interferometers bestätigt werden [Mün13].

Als nächster Schritt soll die simultane Materiewelleninterferometrie mit zwei Spezies in der Schwerelosigkeit demonstriert werden. Dazu wurde das Experiment QUANTUS-2 entwickelt, mit dem zeitgleich Bose-Einstein-Kondensate aus ^{87}Rb und ^{41}K als Quelle für die Interferometrie erzeugt werden sollen. Das System befindet sich derzeit in der Erprobungsphase im Fallturm. Mit ihm können Bose-Einstein-Kondensate mit 10^5 ^{87}Rb -Atomen in 1 s erzeugt werden. Aufgrund seiner geringeren Größe ermöglicht der Aufbau außerdem den Einsatz im Katapult des Fallturms und so die Verdopplung der Zeit unter Schwerelosigkeit auf 9,4 s [Her13].

1.4 Die Mission MAIUS-1

Parallel zu den Experimenten am Fallturm wurde 2011 mit der Planung der Höhenforschungsraketenmission MAIUS-1 begonnen. Diese soll das in den Fallturmexperimenten gesammelte Wissen für den Einsatz im Weltraum nutzen und stellt daher das Bindeglied zwischen Messungen am Boden und solchen auf orbitalen Weltraumplattformen dar. Daraus abgeleitet wurde eine Reihe von Zielen für die Mission MAIUS-1 definiert:

1. Erstmalige Erzeugung eines Rubidium-87 Bose-Einstein-Kondensates im Weltraum
2. Demonstration von Materiewelleninterferometrie im Weltraum auf Basis von Bose-Einstein-Kondensaten
3. Erzeugung von Ensembles mit Ausdehnungsgeschwindigkeiten von unter 0,3 mm/s, entsprechend eines Temperaturäquivalents von unter einem Nanokelvin
4. Beobachtung der Expansion von Bose-Einstein-Kondensaten auf einer Zeitskala von mehreren Sekunden

5. Materiewelleninterferometrie mit Pulsseparationen im Sekundenbereich

Um ein Erreichen dieser Zielsetzung zu ermöglichen und aufgrund der im Vergleich zu den Fallturmprojekten höheren Anforderungen an die wissenschaftliche Nutzlast durch den Raketenstart, musste die bei den QUANTUS-Experimenten verwendete Technologie weiterentwickelt werden. Gleichzeitig sollte eine Übertragbarkeit der im Fallturm erzielten Ergebnisse gewährleistet sein. Deshalb wurde ein zu QUANTUS-2 ähnliches Konzept, bei dem ebenfalls Kondensate aus ^{87}Rb erzeugt werden, ausgewählt. Ziel dieser Arbeit war der Bau der Quelle für die Materiewelleninterferometrie auf der Höhenforschungsraketenmission MAIUS-1 und die Demonstration eines Bose-Einstein-Kondensates mit diesem System. Außerdem sollte die Tauglichkeit des Aufbaus für den Einsatz auf einer Höhenforschungsrakete unter Beweis gestellt werden.

1.5 Aufbau der Arbeit

Im folgenden Kapitel 2 wird die für den Start von MAIUS-1 verwendete Höhenforschungsrakete VSB-30 und insbesondere die aus dem Start resultierenden Anforderungen an die Nutzlast beschrieben. Des Weiteren werden die Umweltbedingungen in der Mikrogravitationsphase und der Aufbau der wissenschaftlichen Nutzlast dargestellt. Kapitel 3 widmet sich einer detaillierten Beschreibung des Aufbaus der Quelle. Zusätzlich dazu ist hier der Qualifikationsprozess und die dazu gehörigen Tests dargestellt. In Kapitel 4 werden die Schritte zur Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten beschrieben und die Vorgehensweise zur Optimierung der Apparatur dargestellt. In Kapitel 5 folgt die Beschreibung einer Methode zur Bestimmung des Interferometerkontrastes mittels orstaufgelöster Materiewelleninterferometrie auf langen Zeitskalen, die auf dem Raketenflug verwendet werden kann. Abschließend wird in Kapitel 6 ein Ausblick auf die für den Flug von MAIUS-1 noch zu implementierenden Techniken und zukünftige Missionen mit ultra-kalten Atomen im Weltraum gegeben.

KAPITEL 2

Die Höhenforschungsraketenmission MAIUS-1

Wie in Kapitel 1.4 beschrieben zielt die Mission MAIUS-1 auf die Erforschung der auf Bose-Einstein-Kondensaten basierenden Materiewelleninterferometrie ab. Im Folgenden wird die für den Flug verwendende Höhenforschungsrakete, die während des Flugs herrschenden Umgebungsbedingungen und die wissenschaftliche Nutzlast vorgestellt.

2.1 Flugkonfiguration der Mission MAIUS-1

Für die MAIUS-1-Mission ist ein Start auf einer VSB-30 (portugiesisch *Veículo de Sondagem Booster – 30*) geplant. Es handelt sich dabei um eine zweistufige Feststoffrakete, die vom Instituto de Aeronáutica e Espaço (IAE) in Kooperation mit der Mobilen Raketenbasis des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR-MORABA) entwickelt wurde. Aufgrund ihres höheren Apogäums und damit verbundenen längeren Zeit in der Mikrogravitation ersetzt die VSB-30 die ursprünglich für MAIUS-1 geplante einstufige VS-30. In Abbildung 2.1 ist eine Zeichnung der Rakete mit der installierten Nutzlast dargestellt.

Die erste Stufe der VSB-30 bildet ein S31-Motor, dieser hat eine Länge von 3,214 m und eine Startmasse vom 998 kg. Angetrieben wird die Rakete von 674 kg des Treibstoffs HTPB/AP/Al, welcher aus Hydroxyl-terminierten Polybutadien als Träger, Ammoniumperchlorat als Oxidationsmittel und Aluminium als Reduktionsmittel besteht. Die Stufe brennt für 13,5 s und erzeugt dabei einen Vakuum-Impuls von 1730 kNs.

Als zweite Stufe dient ein S30-Motor mit einer Länge von 3,294 m und eine Startmasse von 1236 kg. Dieser enthält 883 kg HTPB/AP/Al und erzeugt beim Start einen Impuls, der im Vakuum bei einer Brenndauer von 19 s 2300 kNs beträgt [Pal03; Pal05].

Auf der zweiten Stufe ist der Motoradapter angebracht in dem

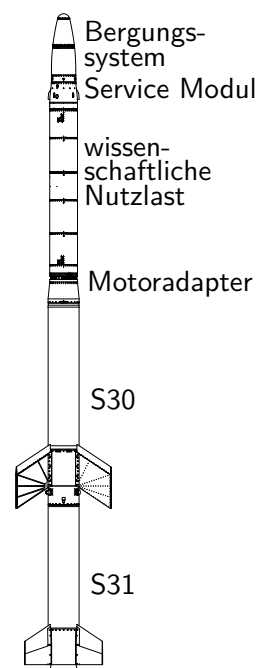


Abb. 2.1: Flugkonfiguration der Mission MAIUS-1

sich zum einem der pneumatische Mechanismus zum Abtrennen des Motors befindet und zum anderem das Yo-Yo zur Drehratenreduktion. Außerdem bildet er durch seine konisch zulaufende Form den Adapter zwischen dem Durchmesser der Motoren und dem der wissenschaftlichen Nutzlast. Diese wird in Abschnitt 2.3 vorgestellt.

Über der wissenschaftliche Nutzlast befindet sich das Servicemodul, welches von der DLR-MORABA speziell für MAIUS-1 entwickelt wurde. In diesem Modul befindet sich das Raten- und Lageregelungssystem in dem sich eine inertielle Messplattform [**Inertial Science DMARS-R-H**] befindet. Die Regelung erfolgt mit einem zweistufigen Kaltgassystem das über Düsen an der Außenwand des Servicemoduls operiert. Des Weiteren beinhaltet das Servicemodul eine GPS-*Wrap-Around*-Antenne und Kommunikationsantennen für Telemetrie und Telekommando.

An der Spitze der Rakete befindet sich das Bergungssystem in dem die Fallschirme und die dazugehörige Elektronik untergebracht sind. Für die Nasenkappe der Rakete wurde eine abgerundete Form gewählt um den Druckpunkt weiter nach unten zu verlagern und so einen stabilen Flug zu gewährleisten.

2.1.1 Flugsequenz

Im Folgenden wird kurz der Ablauf eines Fluges mit einer VSB-30 dargestellt. Dazu findet sich in Abbildung 2.2 eine Darstellung der einzelnen Schritte.

Vor dem Start befindet sich die Rakete im Abschussgebäude *Skylark Tower* und wird dort auf einer dreischiebigen Startrampe bei einem Winkel von $82 - 87^\circ$ gehalten. Durch die Bodenausrüstung (GSE von *Ground Support Equipment*) wird die Nutzlast mit Strom und Kühlwasser versorgt, außerdem besteht über die GSE eine Datenverbindung zum Kontrollzentrum.

Der Start erfolgt durch die Zündung der ersten Stufe, wodurch nach einer halben Sekunde die Verbindung zwischen der GSE und der Nutzlast abgezogen wird. Nach 13,5 s ist die erste Stufe ausgebrannt und wird durch die Zündung der zweiten Stufe von der Rakete getrennt. Die erste Stufe erreicht eine Höhe von 6,5 km und schlägt 1,1 km vom Startpunkt auf.

Während des Aufstiegs wird die Rakete über schräg angestellten Finnen an der ersten und zweiten Stufe sowie über kleine, radiale Feststoffmotoren an der Verbindungsstelle zwischen den beiden Stufen in Rotation versetzt. Dies führt zu einer Spinstabilisierung während des Fluges und zu einem Ausgleich möglicher Fehler in der Ausrichtung des Triebwerkes. Die Rotationsrate um die Rollachse beträgt dabei etwa 2,7 Hz.

Nach 44 s ist auch die zweite Stufe ausgebrannt und der ballistische Flug beginnt. Anschließend wird der Nasenkonus abgeworfen und mit Hilfe des sogenannten Yo-Yos die Rotationsrate der Rakete verringert. Dabei werden zwei mit Stahlseilen am Motoradapter befestigte Massen gelöst und durch die Zentrifugalkraft von der Rakete weg beschleunigt. Die Seile werden vor dem Start um den Motoradapter gewickelt und reduzieren so aufgrund der beim Abwickeln auftretenden Drehmomente die Rotationsrate.

Nach dem Einsatz des Yo-Yos wird der Motor der zweiten Stufe von der Nutzlast mit

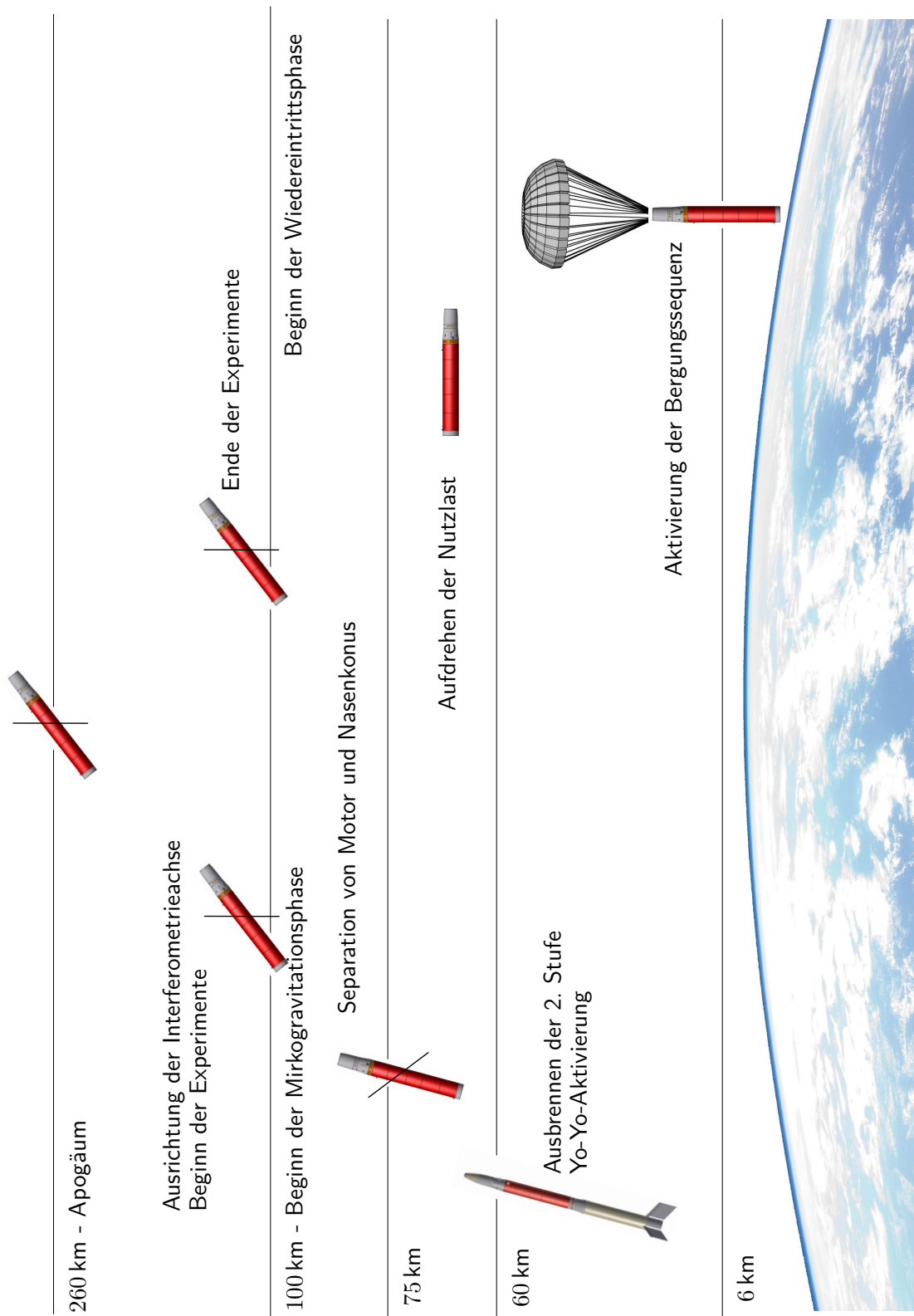


Abbildung 2.2: Diagramm des Flugablaufs. Verändert übernommen aus [Gro14a].

einem pneumatischen Stempel getrennt. Um die zu diesem Zeitpunkt noch bestehende Rotationsrate von nominal bis zu 0,08 Hz weiter zu verringern wird das Drehraten- und Lageregelungssystem aktiviert. Mit diesem wird im Folgenden die Lage des Experimentes ausgerichtet, so dass der maximale Winkel zwischen Interferometrieachse und der lokalen Gravitationsrichtung $0,1^\circ$ und die Restrotationsrate unter $0,03^\circ/\text{s}$ liegt.

1,4 min nach dem Start ist die Drehratenkorrektur abgeschlossen. Zu diesem Zeitpunkt befindet sich die Nutzlast in einer Höhe von 100 km. Ab dieser Höhe liegt die durch den Luftwiderstand und andere Störungen hervorgerufene Beschleunigung unter 10^{-4} g und die Experimente zur Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten und zur Materiewelleninterferometrie werden gestartet. 3 min später erreicht die Nutzlast ihr Apogäum bei 260 km Höhe. 7,4 min nach dem Start wird das Wiedereintrittsmanöver gestartet, somit stehen etwa 6 min für die Experimente in Schwerelosigkeit zur Verfügung.

Nach dem Ende der Experimentphase wird eine gezielte Erhöhung der Rotationsrate um die Rollachse auf 0,5 Hz durchgeführt. Dies geschieht um eine gleichmäßigere Verteilung der Wärme zu erreichen und um den Kaltgastank vor dem Wiedereintritt zu leeren. Anschließend gerät die Nutzlast aufgrund der Luftreibung in eine taumelnde Bewegung. Nach dieser ersten Bremsphase werden in 4,6 km Höhe nacheinander der Stabilisierungs- und der Hauptschirm in je zwei Stufen geöffnet.

2.2 Umgebungsbedingungen während des Fluges

Für die Planung eines Experiments auf einer Höhenforschungsrakete sind die Eigenschaften der Umgebungsbedingungen in der Start-, ballistischen Flug- wie auch Landephase von großem Interesse. Im Folgenden werden diese daher kurz vorgestellt, wobei zwischen den Bedingungen während Start und Landung und in der Mikrogravitation unterschieden wird, erstere sind für das Design der Nutzlast und letztere für die Planung der experimentellen Zyklen ausschlaggebend.

2.2.1 Umgebungsbedingungen während Start und Landung

Beim Abbrennen der Raketenmotoren entstehen neben der statischen Last auch Vibrationen. Diese stellen bei Design und Planung des Experiments eine besondere Herausforderung dar, da Vibrationen für Fallturmexperimente vernachlässigbar sind und daher keine Erfahrungen mit ihrem Einfluss auf die Aufbauten bestand.

In Abbildung 2.3 ist in dem linken Graph der zeitliche Verlauf der Vibrationen während des Starts des Jungfernfluges der VSB-30 dargestellt. Zu erkennen sind klar die beiden Maxima bei der Zündung der ersten ($T = 0 \text{ s}$) und der zweiten ($T = 16 \text{ s}$) Stufe, die jeweils bei $1,8 \text{ g}_{\text{RMS}}$ liegen. Interessant ist es auch das Spektrum der Vibrationen zu betrachten, dazu ist im rechten Graph der Abbildung 2.3 das Leistungsdichtespektrum (LDS) der Vibrationen für einen Zeitpunkt während der Brennphase der S31 sowie der S30 dargestellt. Dabei fällt auf, dass für über $1,3 \text{ kHz}$ kaum Vibrationen gemessen wurden.

Neben Vibrationen müssen auch Beschleunigungslasten im niederfrequenten Bereich in Betracht gezogen werden. Diese entstehen zum einen beim Start und zum anderen

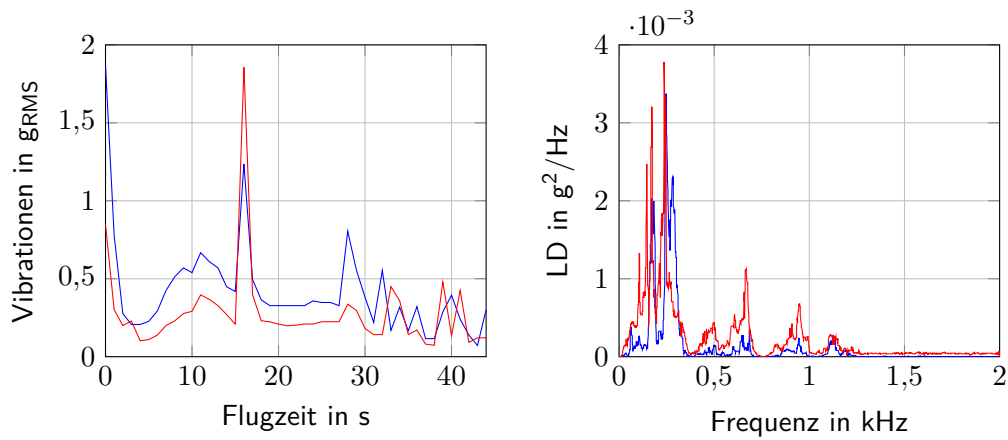


Abbildung 2.3: Vibrationen während des Starts: **Links:** Quadratisches Mittel der Vibrationen in 1 s Inkrementen über die Flugzeit. Blau in longitudinaler und rot in lateraler Richtung. **Rechts:** Leistungsdichte (LD) in longitudinaler Richtung für die Zeitpunkte $T = 12$ s (blau) und $T = 28$ s (rot) über die Frequenz der Vibrationen. Beide Graphen verändert übernommen aus [Ett05].

während des Wiedereintritts. Im linken Teil von Abbildung 2.4 sind die Beschleunigungen während des Starts dargestellt. Dabei sind deutlich die Brenndauern der beiden Stufen erkennbar. Kurz vor dem Verlöschen der zweiten Stufe tritt mit 12,1 g die maximale Beschleunigung entlang der Rollachse auf.

Wie oben beschrieben erfolgt die Stabilisierung der Ausrichtung der Rakete während des

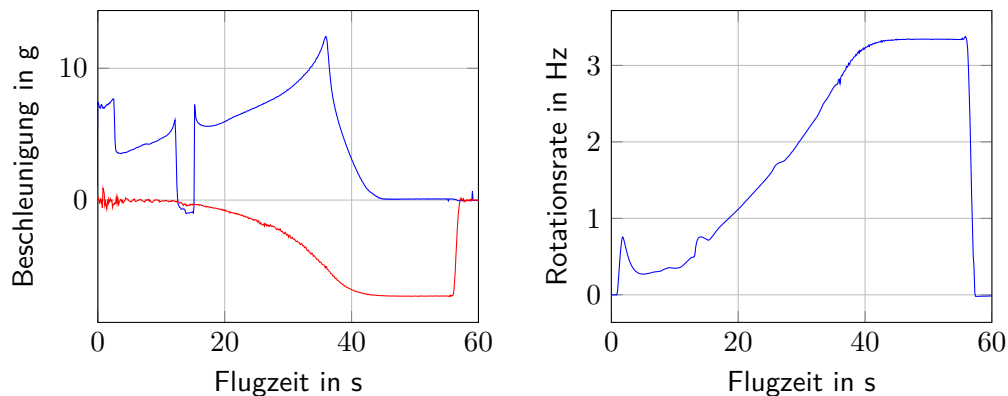


Abbildung 2.4: Beschleunigungen während des Starts: **Links:** Beschleunigung entlang der longitudinalen Achse (blau) und einer lateralen Achse (rot) über die Flugzeit. Das Maximum wird bei $T = 35$ s mit 12,1 g erreicht. **Rechts:** Rotationsraten um die Rollachse (blau) über die Flugzeit. Die maximale Rate beträgt 3,2 Hz. Beide Graphen beruhen auf Messungen auf TEXUS-44 [Pfe08].

Aufstiegs über eine Rotation um die Rollachse, daraus ergeben sich weitere Kräfte die Quer zur Rotationsachse wirken. Im rechten Teil von Abbildung 2.4 sind die Rotationsraten um die Roll- und die Querachse dargestellt. Aus der Drehrate lässt sich über $a = (2\pi f_{rot})^2 r$ die Zentrifugalbeschleunigung errechnen. Bei einer maximalen Rotationsrate von nominal 3.2 Hz und einem größtmöglichen Abstand von der Mittelachse von 0,25 m, was gerade dem Außenradius der Nutzlast entspricht, ergibt sich eine Maximalbeschleunigung von 10.3 g. Im linken Teil von Abbildung 2.4 sind die aus der Rotation entstehenden Beschleunigungen entlang der lateralen Achsen zu sehen.

Auch bei der Landung der Nutzlast treten erhebliche Belastungen an den darin befindlichen Bauteilen auf. Im linken Teil von Abbildung 2.5 sind die Beschleunigungen während dieser Phase dargestellt. Als maximale Beschleunigung entlang der Rollachse wird während des Wiedereintritts ($T = 480 - 520$ s) 40 g erreicht. Für die radialen Achsen liegt dieser Wert bei 30 g.

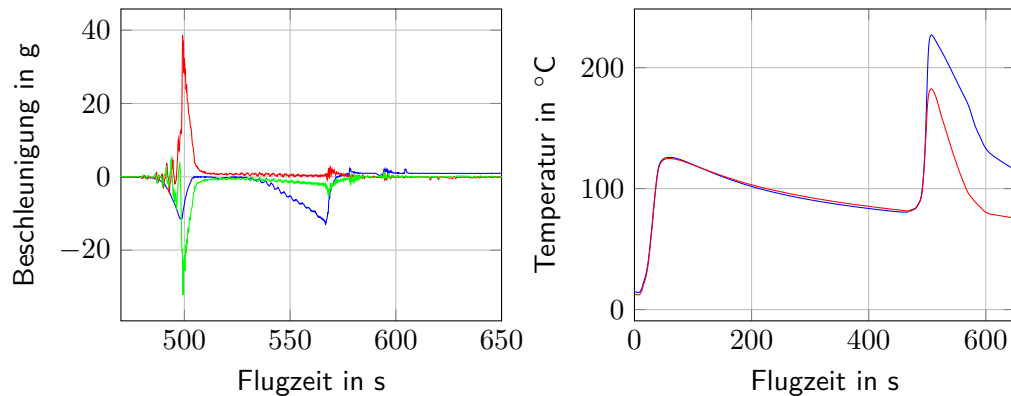


Abbildung 2.5: Beschleunigungen während der Landung und Temperatur während des Flugs: **Links:** Beschleunigung entlang Roll- (blau), Nick- (rot) und Gierachse über die Flugzeit. Das Maximum wird bei $T \approx 500$ s mit 49 g erreicht. **Rechts:** Temperatur an der Hülle des Bergungssystem für zwei verschiedene Sensoren über die Flugzeit. Beide Graphen beruhen auf Messungen auf TEXUS-44 [Pfe08].

Während der Aktivierung des Bergungssystem treten mit dem Absprengen des Hitzeschilds und dem Öffnen der Fallschirme weitere Beschleunigungen auf, welche jedoch kleiner als die vorherigen Lasten sind. Außerdem kann es beim Aufsetzen der Nutzlast abhängig von der Bodenbeschaffenheit zu erheblichen Stoßbelastungen kommen.

Neben inertialen Lasten kommt es durch Luftreibung während es Starts zu einer Erwärmung der Raketenhülle. Im rechten Teil von Abbildung 2.5 sind dazu Messungen des VSB-30-Flugs TEXUS-44 dargestellt. Dabei wurde am Bergungssystem die Temperatur an der Innenseite der Hülle gemessen. Zu erkennen ist eine Erwärmung der Hülle auf 100°C während des Aufstiegs, eine leichte Abkühlung während der Mikrogravitationsphase und ein weiterer starker Anstieg der Temperatur auf über 200°C beim Wiedereintritt. Der Unterschied zwischen den beiden Verläufen lässt sich durch die Lage der Sensoren erklären.

Die in der Nutzlast aufgetretenen Temperaturen liegen jedoch weit unter diesen Werten, so wurden auf TEXUS-44 lediglich Temperaturanstiege von bis zu 10°C gemessen [Pfe08].

Zusammengefasst stellen Start und Landung eine erhebliche Anforderungen an die Apparatur da. Da insbesondere der Einfluss der Vibrationen auf die Komponenten eines atomoptischen Experiments zu Beginn dieser Doktorarbeit unbekannt war, wurden dazu eine Reihe von Tests durchgeführt, die in Abschnitt 3.7 beschrieben sind.

2.2.2 Umgebungsbedingungen während der Mikrogravitationsphase

Für die Planung der experimentellen Zyklen während des ballistischen Flugs, aber auch zur Auslegung des von Teilen des Aufbaus wie zum Beispiel der magnetische Schild, sind die Umgebungsbedingungen während der Mikrogravitationsphase von großer Bedeutung. Im Folgenden werden diese daher dargestellt.

Die Beschleunigungen während Mikrogravitationsphase wurden im Rahmen der Mission TEXUS-44 mit Hilfe von drei Messaufnehmern [Q-Flex Q-1400] mit einer Rate von 32 Hz gemessen. Aus diesen Daten wurde das quadratische Mittel über die Intervalle Δt beziehungsweise Δf mit

$$g_{rms}(t) = \sqrt{\sum_{t'=t-\Delta t}^{t+\Delta t} g(t')^2} \quad \text{und} \quad g_{rms}(f) = \sqrt{\sum_{f'=f-\Delta f}^{t+\Delta f} SLD(f')^2} \quad (2.1)$$

mit $SLD(f') = 2DFT(g(t'))^2$ der spektralen Leistungsdichte berechnet. Hierbei ist $DFT(t)$ die diskrete Fouriertransformation. Das Ergebnis dieser Analyse ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Man sieht, dass während der Mikrogravitationsphase Restbeschleunigungen kleiner als $10^{-5} g_{rms}$ herrschten.

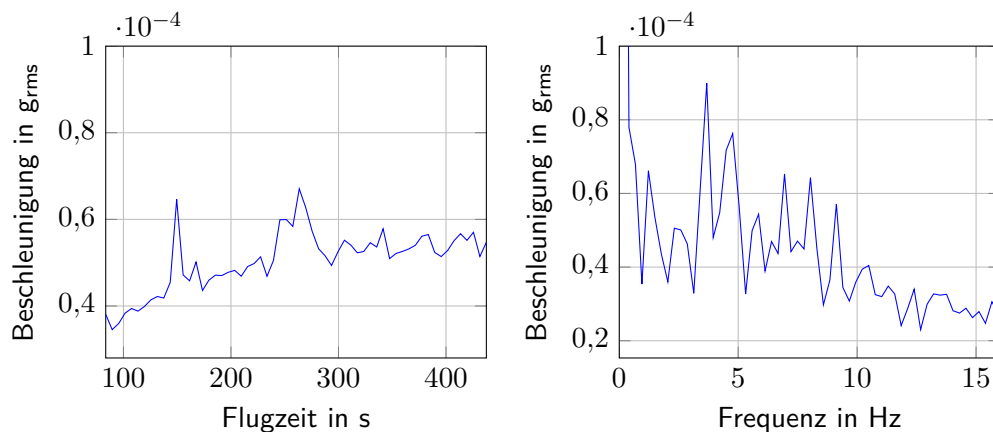


Abbildung 2.6: Vibrationen während der Mikrogravitationsphase: **Links:** Über 6 s Intervalle quadratisch gemittelte Vibrationen entlang Rollachse über die Flugzeit. **Rechts:** Über 0,27 Hz Intervalle quadratisch gemittelte Vibrationen entlang Rollachse über die Frequenz. Beide Graphen beruhen auf Messungen auf TEXUS-44 [Pfe08].

Aus den Daten lässt sich außerdem eine mittlere Beschleunigung von $1,56 \cdot 10^{-4} \text{ g}$ ermitteln. Da der Messaufnehmer auf der Mission TEXUS-44 nicht im Schwerpunkt der Nutzlast lag, ist zu beachten, dass ein Teil dieser Beschleunigungen über die Rotationsraten erklärbar ist.

Zur Verbesserung dieser Messungen werden auf MAIUS-1 drei Beschleunigungsaufnehmer vom Typ [iMAR INN-202] fliegen. Diese sollen mit einer höheren Rate ausgelesen werden und somit eine bessere Zeitauflösung ermöglichen. Außerdem befinden sie sich auf der Rollachse wodurch die Zentrifugalkraft verringert wird.

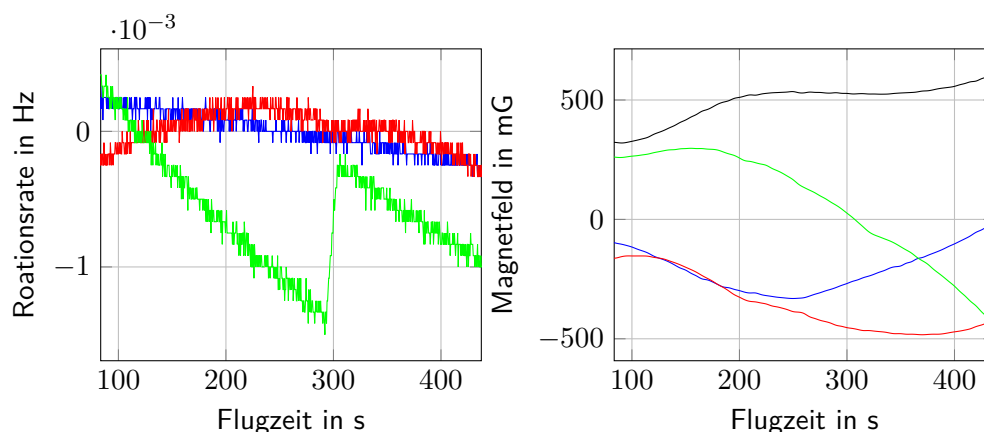


Abbildung 2.7: Rotationsraten und Magnetfeld während der Mikrogravitationsphase: **Links:** Rotationsraten um die Roll- (blau), Nick- (rot) und Gierachse (grün) über die Flugzeit. Die Graphen beruhen auf Messungen auf TEXUS-44 [Pfe08]. **Rechts:** Magnetfeldkomponente entlang der Roll- (blau), Nick- (rot) und Gierachse (grün) und Betrag des Magnetfeldes (schwarz) über die Flugzeit. Die Graphen beruhen auf Messungen auf TEXUS-42 [Ett06].

Während der Mikrogravitationsphase kann es durch Störungen zu Restrotationen der Nutzlast kommen. Diese erzeugen zum einem Beschleunigungen von vom Schwerpunkt entfernten Teilen, stören aber auch direkt die Materiewelleninterferometrie auf dem Flug. Der erste Effekt lässt sich durch eine geschickte Positionierung der Atomwolke im Schwerpunkt der Nutzlast mitigieren für den zweiten gilt dies jedoch nicht. Hier ist eine wie in Kapitel 5.3 darstellte Anpassung der experimentellen Sequenz nötig.

In Abbildung 2.7 sind links die auf TEXUS-44 während der Mikrogravitationsphase gemessenen Rotationsraten abgebildet. Zu erkennen ist, dass für zwei der Achsen der Betrag der Rotationsraten unter $5 \cdot 10^{-4} \text{ Hz}$ liegt. Für die Gierachse wurde jedoch Raten von bis zu $1,5 \cdot 10^{-3} \text{ Hz}$ gemessen, woraufhin bei $T = 292 \text{ s}$ das Ratenkontrollsystem aktiviert wurde.

Auch bei MAIUS-1 werden die Rotationsraten um die drei Achsen sowie deren Ausrichtung während der Mikrogravitationsphase durch das Drehratenkontrollsystem ständig überwacht. Sollte es zu einer Überschreitung eines Grenzwertes von $0,1 \text{ }^\circ/\text{s}$ für die Raten

und $0,5^\circ$ für die Ausrichtung kommen, wird die Regelung aktiviert und ein Korrekturma-
növer von 10 – 20s Dauer ausgeführt.

Auch die Veränderung des äußeren Magnetfeldes während des Fluges ist von hohem
Interesse, da es hierdurch zu direkten Beeinflussungen des Experiments kommen kann.
Im rechten Teil der Abbildung 2.7 ist das auf der Mission TEXUS-42 gemessene Ma-
gnetfeld aufgetragen. Man sieht, dass es während des Fluges zu einer Änderung der
Magnetfeldrichtung wie auch des Betrages kam. Dies macht deutlich, dass eine Schir-
mung des Magnetfeldes von Nöten ist, wie sie bei MAIUS-1 in Form eines dreilagigen
Weicheisenschildes realisiert ist (siehe Abschnitt 3.5).

2.3 Aufbau der wissenschaftlichen Nutzlast

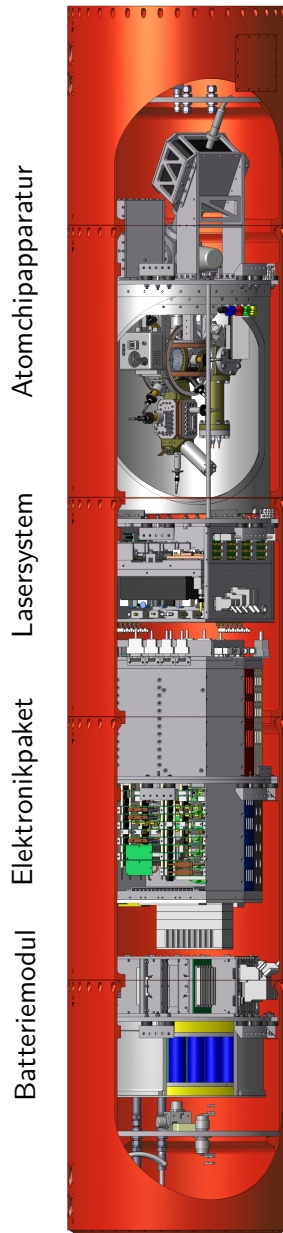


Abb. 2.8: Übersichtszeichnung der wissenschaftlichen Nutzlast

Wie bereits in Kapitel 1 dargestellt, sind die erstmalige Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensates im Weltraum und die Nutzung dieses Zustandes als Quelle für die Materiewelleninterferometrie die Ziele der Mission MAIUS-1. Zu deren Realisierung wurde eine wissenschaftliche Nutzlast (siehe Abbildung 2.8) gebaut, die ein komplettes atomoptisches Experiment enthält und den in Kapitel 2.2 aufgelisteten Umgebungsbedingungen standhält. Diese Nutzlast besteht aus vier Subsystemen: dem Batteriemodul, dem Elektronikpaket, dem Lasersystem und der Atomchipapparatur.

Die gesamte wissenschaftliche Nutzlast befindet sich in einem aus fünf Segmenten bestehenden Druckbehälter, dessen Innendruck während des Fluges bei 1,1 bar gehalten wird. Diese Segmente haben einen Außendurchmesser von 500 mm und eine Wandstärke von 5 mm und werden mit O-Ring-gedichteten RADAX-Verschraubungen verbunden. Am unteren und oberen Ende des Druckbehälters befindet sich je ein ebenfalls mit einem O-Ring gedichtetes Schott, in der Durchführungen für Kühlwasser, Stromversorgung und Datenübertragung angebracht sind. Diese Verbindungen führen entweder zum Servicemodul oder werden über Versorgungskabel und Leitungen zur Bodenausrüstung geleitet. Dazu sind an der Außenhülle ober- und unterhalb der Schotten Steckverbinder angebracht die beim Start durch den Bewegung der Rakete abgezogen werden.

Die einzelnen Subsysteme der wissenschaftlichen Nutzlast sind auf Zwischenböden, die an den Wänden des Druckbehälters befestigt sind, montiert. Die Aufhängung erfolgt dabei mit elastisch über Vibrationsdämpfer (englisch *Shock Mount*). Diese führen zu einer Reduktion der beim Start auf die Bauteile wirkenden Vibrationen, was in Tests nachgewiesen werden konnte [Gro14a].

Die gesamte wissenschaftliche Nutzlast mit der Hülle hat ein Gewicht von 275 kg und eine Länge von 2,79 m. Im Folgenden werden die einzelnen Subsysteme beschrieben, wobei der Atomchipapparatur mit Kapitel 3 ein eigenes Kapitel gewidmet ist.

2.3.1 Batteriemodul

Das Batteriemodul enthält zwei für die Durchführung des Experiments unabdingbare Komponenten, zum einen die Akku-

mulatoren die das System mit Elektrizität versorgen und zum anderen das Schaltmodul zum Ein- und Ausschalten des Experimentes.

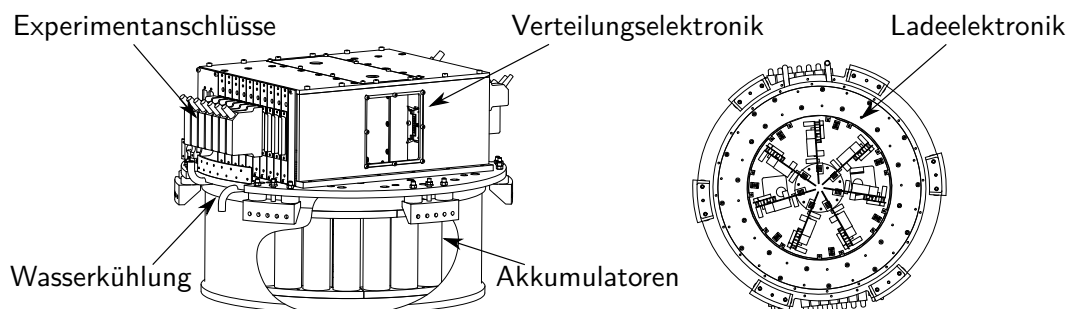


Abbildung 2.9: CAD-Zeichnung des Batteriemoduls. Verändert übernommen aus [Gro14b].

Im unteren Teil des Batteriemoduls sind insgesamt 25 Lithium-Eisen-Phosphat-Akkumulatoren vom Typ [Headway 38120SE] verbaut, die jeweils eine Kapazität von 10 Ah bei einer Zellenspannung von 3,2 V haben. Für den Betrieb des Experiments ist eine Vielzahl von Spannungen nötig, daher sind die Zellen in sieben Gruppen in Reihe geschaltet, die so die Spannungen $\pm 19,2\text{ V}$, $\pm 12,8\text{ V}$, $\pm 6,4\text{ V}$ und $+3,2\text{ V}$ bereitstellen. Im unteren Teil des Batteriemoduls befindet sich außerdem Elektronik zur Zellladung und Überwachung.

Der obere Teil des Batteriemoduls bildet die Verteilungselektronik mit der die wissenschaftliche Nutzlast an- und abgeschaltet werden kann. Dies ist nötig, da während des Einbaus der Zünder in die Raketenmotoren eine komplette Abschaltung aller auf der Startrampe befindlicher Teile vorgeschrieben ist. Die Verteilungselektronik ist der einzige Teil der wissenschaftlichen Nutzlast, der über das Servicemodul mit Spannung versorgt wird, so dass ein ferngesteuertes Anschalten über dieses möglich ist. Insgesamt befinden sich 20 Ausgänge an der Verteilungselektronik die über einen Mikrocontroller geschaltet werden können. Da während des Ladevorgangs und durch das Regeln der Batteriespannungen durch lineare Wandler eine erhebliche Wärmeentwicklung entsteht, wird das Batteriemodul vor dem Start wassergekühlt.

2.3.2 Elektronikpaket

Die gesamte für den Betrieb des Experimentes benötigte Elektronik ist im Elektronikpaket untergebracht. Im unteren Teil des System befindet sich der Flugrechner. Es handelt sich dabei um einen auf höhere Belastung ausgelegten Computer im PCIe/104-Standard. Der Computer besteht aus vier übereinander gesteckten Modulen, einem Netzteil [rtd IDAN-ATX3510HR-190W], einem analogen Ein- und Ausgabemodul [rtd IDAN-DM35520HR], einem Firewire-Modul [rtd IDAN-FW35208HR] und einem Einplatinencomputermodul [rtd IDAN-CME34MCS1200HR].

Auf dem Computer läuft eine Linux-Distribution, wobei die Software zum Ansteuern des Experiments derzeit speziell für den Einsatz auf MAIUS-1 entwickelt wird. Ziel dieses

Systems ist eine autonome Durchführung der gesamten Flugsequenz mit der Möglichkeit des Eingriffes der Experimentatoren am Boden über ein Telekommando. Die Experimente werden dazu in Gruppen organisiert und die Gruppen in einer Baumstruktur angeordnet. Nach jedem Durchlauf des Experimentes werden die erfassten Daten, wie zum Beispiel die Absorptionsaufnahmen oder Messwerte zum Zustand des Systems ausgewertet, um festzustellen ob die Experimente erfolgreich war. Danach wird abhängig vom Ergebnis dieser Auswertung entweder die Messung mit anderen, vorher definierten Parametern wiederholt oder zum nächsten Schritt übergegangen. Gleichzeitig findet eine Übertragung eines Teils der Daten zum Boden statt, von wo nach deren Auswertung in das System eingriffen werden kann um in einen anderen Ast der Baumstruktur zu wechseln. Wichtig ist dabei jedoch, dass dieser Eingriff bei einem planmäßigen Verlauf der Experimente nicht nötig ist, da die Möglichkeit zur Kommunikation zwischen Rakete und Bodenstation nicht garantiert ist.

Über dem Flugrechner befindet sich die Treiberelektronik für die Ansteuerung des Lasersystems und der Atomchipapparatur. Diese bestehen aus quadratischen Modulen mit 100 mm Kantenlänge die über ein Stecksystem verbunden werden können. Dazu dienen zwei Steckverbinder auf den Modulen, wobei sich auf der einen Seite ein Verbinder mit 2×20 Pins für analoge Signale und auf der anderen Seite ein Stecker mit 2×32 Pins für die digitale Kommunikation befindet. Dabei wird ein paralleler Bus mit 8 Bit Adress- und Datenregistern verwendet. Zusätzlich zur digitalen Kommunikation werden die Module über den 64 Pin Steckverbinder auch mit den nötigen Spannungen versorgt.

Die Treiberelektronik ist in sechs Blöcke aufeinander gesteckter Module aufgeteilt. In jedem dieser Blöcke befindet sich ein Modul zur Spannungsversorgung und ein Modul zur Kommunikation mit dem Flugrechner über Ethernet. Im Elektronikpaket gibt es 11 verschiedene Modultypen, mit denen alle Funktionen die in einem atomoptischen Experiment benötigt werden abgedeckt werden. Dazu zählt zum Beispiel die Ansteuerung der Laser und deren Frequenzstabilisierung und das Schalten des Stroms für die Magnetfelderzeugung durch Atomchip und Spulen. Insgesamt befinden sich 57 Steckmodule im Elektronikpaket.

Im mittleren Teil des Elektronikpaketes befinden sich neben den Modulblöcken auch Lithium-Eisen-Phosphat-Akkumulatoren vom Typ [Headway 40152SE] mit denen die Treiber für Ströme zur Magnetfelderzeugung versorgt werden. Diese Akkumulatoren sind galvanisch von der restlichen Nutzlast getrennt.

Den obersten Teil des Elektronikpaketes bildet die Sicherungselektronik in der unabhängig von der Treiberelektronik die Ströme, die durch den Atomchip fließen, überwacht werden. Die Sicherungen werden vom Flugrechner freigeschaltet um die Verbindung zwischen Treibern und Chip zu schließen. Nach 2 s oder bei überschreiten eines Grenzstroms wird die Verbindung wieder getrennt.

Das Elektronikpaket verfügt über zwei Kühlwendeln, die am oberen und unteren Ende der Treibermodulblöcke verbaut sind. Vor dem Start der Rakete wird hierüber die Wärme an einen Umwälzthermostat [Huber Ministat 240] abgeführt. Zwei Lüfter im Inneren

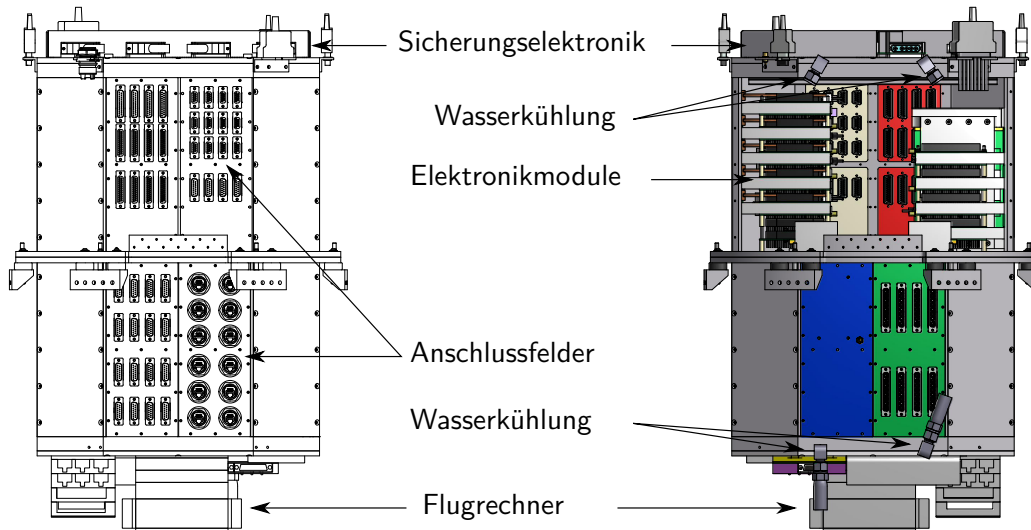


Abbildung 2.10: CAD-Zeichnung des Elektroniksystems. Verändert übernommen aus [Gro14b].

des Elektronikmoduls sorgen für eine gleichmäßige Verteilung der Temperatur. Da das System für einen Betrieb ohne Wärmeabfuhr für mehrere Minuten ausgelegt ist, muss während des Flugs keine aktive Kühlung stattfinden.

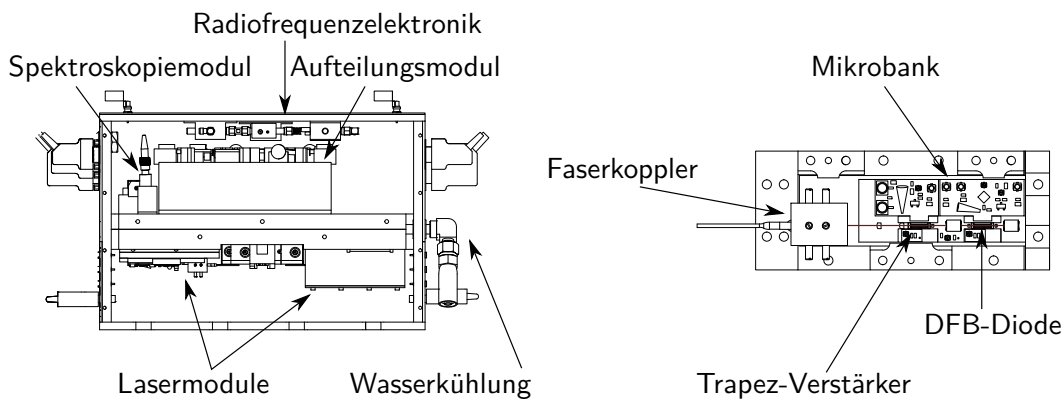


Abbildung 2.11: CAD-Zeichnung des Lasersystems (**links**) und eines Lasermoduls (**rechts**). Verändert übernommen aus [Gro14b].

2.3.3 Lasersystem

Im Lasersystem befinden sich sowohl die Laserquellen wie auch die Optik für die Aufteilung und Frequenzstabilisierung. Als Laserquellen für dieses System dienen acht hochintegrierte Diodenlasermodule die am Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik gebaut wurden.

Fünf dieser Module (siehe Abbildung 2.11 rechts), die je eine Größe von 104 mm mal 42 mm haben, beinhalten eine *Distributed Feedback* Laserdiode (DFB) deren Ausgangsleistung mit einem optischen Verstärker auf bis zu 1 W Leistung verstärkt wird.¹ Von dieser Leistung können bis zu 50% in eine optische Faser gekoppelt werden. Je eines dieser Module mit Verstärker wird für das Treiben des Kühlüberganges in 2D- und 3D-MOT und für das Treiben des Rückpumpüberganges verwendet. Die zwei weiteren dienen als Redundanz. Dazu kommt ein Modul, in dem lediglich eine DFB-Laserdiode verbaut ist. Dieses Modul dient als Referenzlaser auf den alle anderen Lasermodule über Schwebungsmessungen stabilisiert werden. Der Referenzlaser selbst wird über eine Spektroskopie auf einen Rubidium-Übergang stabilisiert. Dazu wird das Licht des Referenzlasers auf das Stabilisierungsmodul geleitet. Dieses ist aus [Schott ZERODUR] hergestellt, einem Glas mit einem geringen thermischen Ausdehnungskoeffizienten bei Raumtemperatur. Dabei ist nicht nur die Grundplatte, sondern auch die meisten optischen Elemente darauf aus [ZERODUR] gefertigt [Dun14]. Für die Frequenzstabilisierung wird Frequenz-Modulations-Spektroskopie [Bjo79] verwendet.

Die letzten zwei Lasermodule sind Diodenlaser mit einem externen Oszillator und fliegen bei MAIUS-1 als Demonstratoren der Tauglichkeit dieser Technologie für zukünftige Raketenmissionen mit. Durch ihre schmalere Frequenzbreite ist ihr Einsatz für die Interferometrie von großem Vorteil.

Zur Aufteilung der Lichtleistung und zum Überlagern der verschiedenen Frequenzen werden im Lasersystem faseroptische Aufteiler verwendet. Diese besitzen inhärent eine hohe Stabilität in Bezug auf Vibrationen und thermische Veränderungen und sind daher für den Einsatz auf MAIUS-1 besonders geeignet. Durch akustooptische Modulatoren und mechanische Verschlüsse die auf dem Schaltmodul angebracht sind lassen sich die Lichtfelder schalten. Das Modul ist, wie das Spektroskopiemodul, aus [Zerodur] gefertigt und beinhaltet die einzige Freistrahloptik, die die Strahlen vor Erreichen der Vakuumkammer durchlaufen. Zur Aufteilung des Lichtes wird wiederum Faseroptik verwendet. Mit 11 polarisationserhaltenden Lichtwellenleitern wird das Licht anschließend vom Lasersystem zur Atomchipapparatur geführt.

Auch das Lasersystem wird vor dem Start wassergekühlt, dazu befindet sich eine Kühlwendel in der Mitte des Moduls. Hierüber wird die Wärme zu einem Umwälzthermostat [Huber Ministat 240] abgeführt, mit dem das System mit einer maximalen Abweichung von ± 1 °C stabilisiert wird.

¹ Eine Beschreibung ähnlicher Module mit einer Wellenlänge von 1056 nm findet sich in [Spi11].

KAPITEL 3

Eine Atomchipapparatur für den Betrieb auf einer Höhenforschungsrakete

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Atomchipapparatur für den Betrieb auf der Höhenforschungsraketenmission MAIUS-1 entworfen und gebaut. Darunter wird der Teil der wissenschaftlichen Nutzlast verstanden, in dem die Erzeugung und die Manipulation des ultra-kalten Ensembles stattfindet. Die Sektion wurde mit dem Ziel geplant, während des Parabelfluges der Rakete Bose-Einstein-Kondensate mit 10^5 Atomen zu erzeugen und diese als Quelle zur Demonstration für die Materiewelleninterferometrie zu nutzen.

Das verwendete Design basiert in großen Teilen auf dem Vorgängerexperiment QUANTUS-2 [Her13], wobei dieses für den Einsatz auf der Raketenmission modifiziert wurde. Durch die Wahl eines ähnlichen Designs soll die einfache Übertragbarkeit der in QUANTUS-2 erzielten Ergebnisse auf die MAIUS-1-Mission gewährleistet werden. Eine CAD-Zeichnung der Atomchipapparatur ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

In der Atomchipapparatur befindet sich die Vakuumkammer in der die atomaren Ensembles erzeugt und anschließend für die Interferometrie genutzt werden. Verwendet wird dabei ein Zweikammerdesign, bestehend aus der Quell- und der Wissenschaftskammer. An der Quellkammer ist als Quelle der im Experiment verwendeten Rubidiumatome das Rubidiumreservoir angebracht. Zwischen den beiden Kammern ist eine differentielle Pumpstufe verbaut. Durch die Bohrung in der Pumpstufe ist ein Transfer der in der Quellkammer vorgekühlten Atome in die Wissenschaftskammer möglich, während gleichzeitig der kleiner Pumpquerschnitt der Pumpstufe die Aufrechterhaltung eines Druckgefälles zwischen den beiden Kammern ermöglicht. In der Wissenschaftskammer befindet sich der Atomchip, mit dem, zusammen mit den außerhalb des Vakuums befindlichen Spulen, die zum Fangen der Atome nötigen Magnetfelder erzeugt werden. Durch drei Pumpen wird das Vakuum in den Kammern aufrechterhalten. Der Restdruck im System wird durch einen Kaltkathoden-Sensor überwacht. Die Vakuumkammer ist abgesehen zweier Pumpen und des Sensors von einem dreilagigen Magnetschild umgeben, welcher zur Abschirmung externer magnetischer Felder dient.

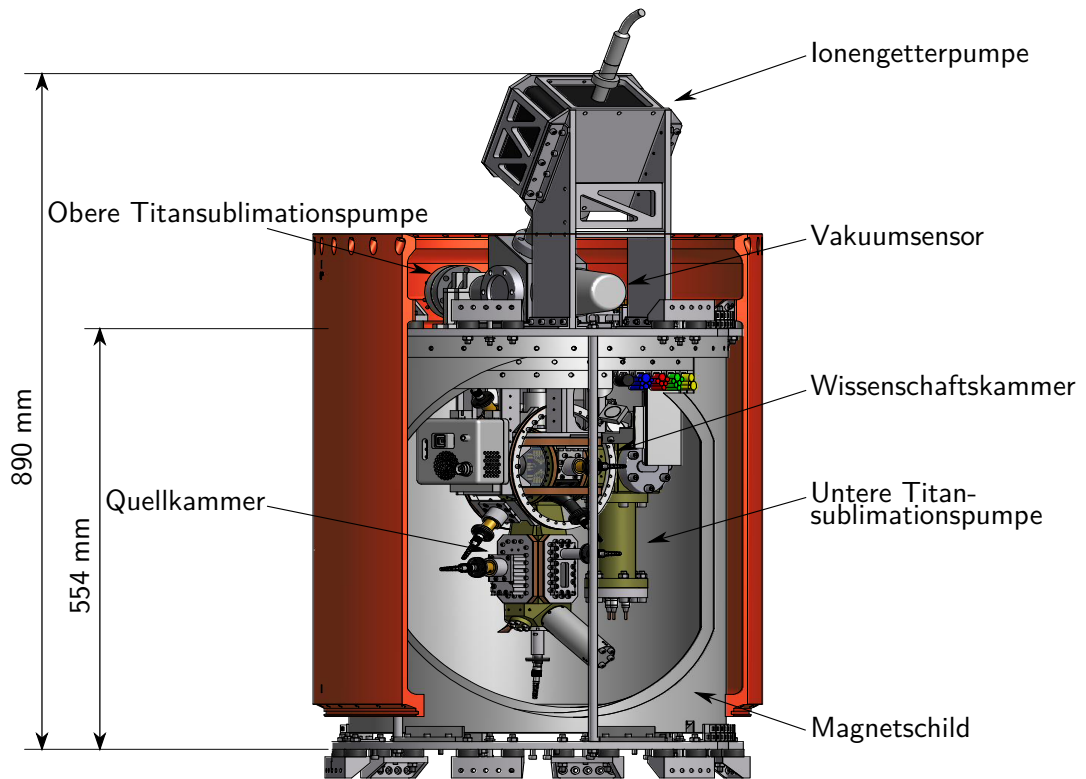


Abbildung 3.1: Übersichtszeichnung der Atomchipapparatur basierend auf einem CAD-Model des Systems.

3.1 Vakuumsystem

Zur Durchführung von Experimenten mit ultra-kalten Gasen wird eine Umgebung benötigt in der die atomaren Ensembles wechselwirkungsfrei erzeugt, beobachtet und für die Interferometrie genutzt werden können. Dazu müssen insbesondere Stöße mit Restgasatomen vermieden werden, da diese die Lebensdauer des Ensembles reduzieren. Daher werden die Experimente im Ultrahochvakuum durchgeführt. Es handelt sich dabei um einen Druckbereich von unter 10^{-9} mBar. Dies entspricht einer Dichte von weniger als 10^7 Teilchen/cm³ und einer freien Weglänge von $> 10^5$ m [Jou10].

Zur Initialisierung des Vakuums wird das System mit einem Turbopumpstand [Pfeiffer HiCube 80 Classic/DUO 2.5] abgepumpt. Dieser wird über Wellschläuche an eine Kupferröhre [VPEI Cu-12-6.0-CFP-P] an der Pumpensektion sowie an einer weiteren Kupferröhre [Huntington Vac. CPT-133-037] an der Quellkammer angeschlossen. Währenddessen wird das System für mehrere Wochen auf einer Temperatur von $65 - 80$ °C gehalten. Das Ausbacken der Kammer führt zu einem schnelleren Verdampfen von Verunreinigungen und ermöglicht somit ein schnelleres Abpumpen. Nach dem anschließenden

Abkühlen des System werden die Kupferröhren mit Hilfe einer hydraulischen Zange [Custom Products & Services HY750] abgeklemmt. Dabei kommt es zu einer Kaltverschweißung der Röhre und somit zu einer hermetischen Versiegelung des Systems. Die Kupferröhren ersetzen somit die an Vakuumkammern gewöhnlich eingesetzten Ventile, welche sich in Vibrationstests für den Einsatz auf der Forschungsrakete als ungeeignet herausgestellt haben (siehe 3.7).

3.1.1 Rubidiumreservoir

Die für die Experimente verwendeten Rubidiumatome werden mit einem Rubidiumreservoir in das Vakuumsystem eingebracht. Dabei handelt es sich um eine heizbare Vakuumkammer in der sich 1 g Rubidium in elementarer Form befindet. Dieses liegt im natürlichen Isotopenverhältnis vor. Der Rubidium-Partialdruck der Probe lässt sich durch die Temperatur des Reservoirs variieren und somit an die folgenden Schritte in der Erzeugung ultra-kalter Ensembles anpassen.

Alternativ zu einem Reservoir werden in Experimenten mit kalten Atomen *Dispenser* (von englisch *to dispense* - abgeben) verwendet. Dabei handelt es sich um circa $0,75 \text{ cm}^3$ große, längliche Metallreservoir in denen die Atome in einer Chromatverbindung gebunden sind. Der *Dispenser* wird durch einen Strom durch das Gehäuse erhitzt, wodurch bei 550 °C die Atome in einer chemischen Reaktion freigesetzt werden. Der Aufbau ist damit kleiner als das hier verwendete Reservoir. Nachteilig dabei ist jedoch, dass es bei der Reaktion zu einer Verunreinigung des Aufbaus durch freigesetzte Fremdatome kommen kann. Bei dem hier gebauten Vakuumsystem wird die Quellkammer lediglich über die differentielle Pumpstufe evakuiert, wodurch beim Erhitzen der *Dispenser* freigesetzte Verunreinigungen nur langsam aus dem System gepumpt werden können. Daher besteht das Risiko einer Verschmutzung des System. Außerdem konnte bei QUANTUS-2 mit *Dispensern* keine magneto-optische Falle erzeugt werden [Her13]. Aus diesen Gründen wurde in MAIUS-1 ein Reservoir einem *Dispenser* vorgezogen.

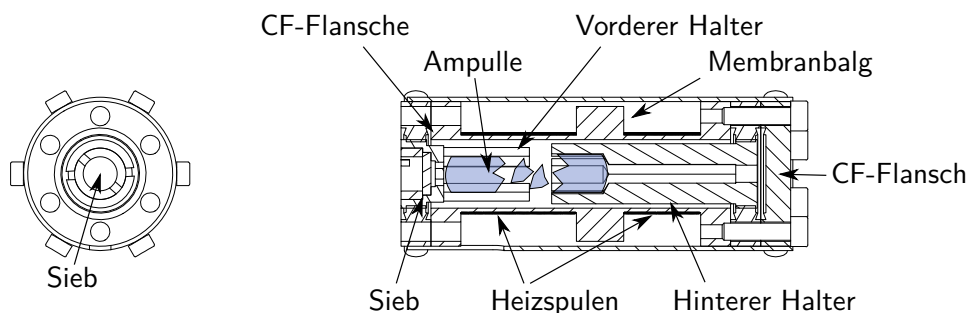


Abbildung 3.2: CAD-Zeichnung des Rubidiumreservoirs. Eine Beschreibung der Funktion der Bauteile findet sich in Abschnitt 3.1.1

Im Folgenden soll kurz der Aufbau des Reservoirs dargestellt werden. Dazu findet sich eine Zeichnung des Rubidiumreservoirs in Abbildung 3.2. Das Rubidium befindet sich vor dem Öffnen des Reservoirs in einer mit Helium gefüllten Glasampulle der Firma [ChemPur]. Diese wird in einem Membranbalg aus Titan Grade 2 der Firma [Metallic Flex] verbaut und beidseitig mit Aluminiumklammern gehalten. Nach der Evakuierung des Systems wird der Membranbalg mit einer Schraube komprimiert und so die Ampulle gebrochen. Auf der Anschlussseite zur Quellkammer befindet sich ein gesintertes Bronzesieb [ggt Gleittechnik CA200]. Dieses ist porös und dient dazu das zähflüssige Rubidium unabhängig von der Schwerkraft im Reservoir zu halten und gleichzeitig einen Durchfluss von gasförmigen Atomen zuzulassen. Zum Heizen des Reservoirs ist um die beiden Rohrstücke des Wellbalges ein Kupferdraht [ETCOM Cu1-0,25 V180] gewickelt. Dabei wurden jeweils die gleiche Anzahl an Windungen rechts- wie links herum gewickelt, um somit das durch die Heizspulen erzeugte Feld zu minimieren.

Zum Test des Reservoirdesigns wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein Prototyp gebaut und mit Hilfe eines Massenspektrometers [AMETEK Dycor LC-D] getestet. Dabei ließen sich durch eine Variation der Temperatur von Raumtemperatur bis zu $65\text{ }^{\circ}\text{C}$ Rubidium-Partialdampfdrücke im Bereich von $1 \cdot 10^{-10}$ mBar bis $4 \cdot 10^{-7}$ mBar erzeugen.

Außerdem wurde getestet, ob sich das Reservoir mit der Öffnung nach unten benutzen lässt, ohne dass sich Rubidium außerhalb sammelt und ob das Design den Vibrationslasten des Starts stand hält (siehe Abschnitt 3.7). Beide Tests vielen positiv aus.

3.1.2 Quellkammer

Aus dem vorher beschriebenen Reservoir gelangen die Atome in die Quellkammer. Hier wird in einem ersten Schritt ein Strahl von Atomen erzeugt, der sowohl lateral wie auch longitudinal gekühlt wird. Das hierzu verwendete Konzept wird 2D^+ -MOT genannt [Die98]. Hierbei wird eine Kombination aus vier lateralen und zwei longitudinalen Strahlen und ein mit vier Spulen erzeugtes zweidimensionales Quadrupolmagnetfeld benutzt. Die lateralen Strahlen werden als Kühlstrahlen bezeichnet während der entlang der Austrittsrichtung der 2D^+ -MOT propagierende Strahl *Pusher*-Strahl (von englisch *to push* für drücken) und der entgegen gerichtete Strahl als *Retarder*-Strahl (von englisch *to retard* für verzögern) bezeichnet wird. Für eine detailliertere Darstellung der Funktionsweise der 2D^+ -MOT siehe Abschnitt 4.1.

In Abbildung 3.3 ist eine Schnittansicht der Quellkammer dargestellt. An den langen Seiten der Kammer ist die Optik für die Kühlstrahlen angebracht. Zuerst wird das aus einer Faser kommende Licht in einem Kollimator (siehe Kapitel 3.3) aufgeweitet und kollimiert und anschließend in einem polarisationsunabhängigen Strahlteilerwürfel in zwei Teile gleicher Lichtleistung geteilt. Der abknickende Teil des Lichts wird mit einem Prisma mit dreieckiger Grundfläche abgelenkt, so das zwei parallele Strahlen gleicher Intensität mit je einem Durchmesser von 18 mm erzeugt werden. Bevor die Strahlen die Vakuumkammer durchlaufen, passieren sie eine 20 mm mal 40 mm große $\lambda/4$ -Platte. Somit weisen die Strahlen eine zirkulare Polarisation auf. Auf der anderen

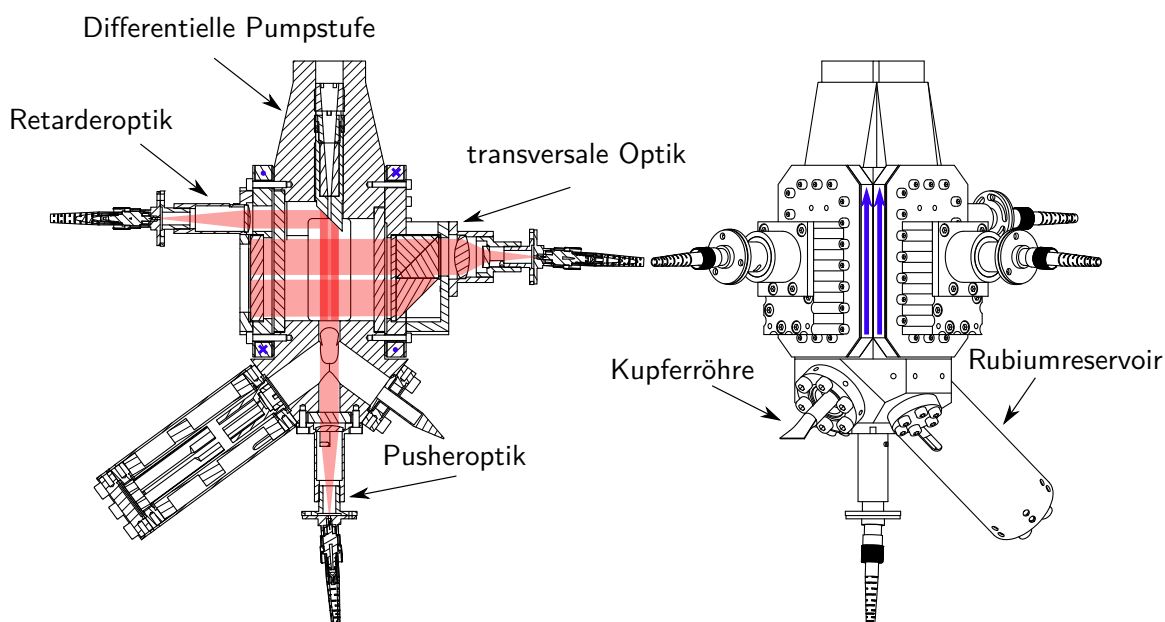


Abbildung 3.3: CAD-Zeichnung der Quellkammer. Im linken Bild ist eine Schnittansicht mittig durch die Kammer und im rechten Bild eine Außenansicht dargestellt. In rot ist der Strahlengang und in blau die Stromrichtung eingezeichnet. Eine Beschreibung der Funktion der einzelnen Bauteile findet sich in Abschnitt 3.1.2.

Seite der Kammer befindet sich eine 20 mm mal 40 mm große $\lambda/4$ -Platte welche auf der der Kammer abgewandten Seite hochreflektiv und auf der ihr zugewandten Seite anti-reflex beschichtet ist. Somit werden die beiden Strahlen zurückgeworfen und haben beim zweiten Durchqueren der Kammer wiederum eine zirkulare Polarisation. Auf der zweiten transversalen Achse wird dieser Aufbau ebenfalls verwendet. Somit können die Kühlstrahlen mit nur zwei Fasern erzeugt werden. Die für die transversalen Strahlen verwendete Optik ist eine Sonderanfertigung der Firma [FocTek].

Der *Pusher*- und der *Retarder*-Strahl werden mit jeweils einer eigenen Faser betrieben und mit Ein-Linsen-Kollimatoren (siehe Kapitel 3.3) zu Strahlen mit 9 mm Durchmesser geformt. Der *Pusher*-Strahl wird durch ein Fenster am unteren Ende der Quellkammer eingekoppelt, während der *Retarder*-Strahl von der Seite eingestrahlt wird und an der polierten Fläche der differentiellen Pumpstufe reflektiert wird, so dass er in entgegengesetzter Richtung kollinear zum *Pusher*-Strahl verläuft. Durch das kleine Loch in der Pumpstufe (siehe Abschnitt 3.1.3) bildet sich ein dunkler Bereich im *Retarder*-Strahl.

Um die Halterung der transversalen Optik sind vier Spulen zur Erzeugung des inhomogenen Feldes für die $2D^+$ -MOT gewickelt. Die Spulen haben eine Größe von 47 mm mal 83 mm, einen Abstand von 62 mm und acht mal acht Windungen eines 0,8 mm starken Kupferdrahtes [ETCOM Cu1-0,8 V180]. Die Spulen sind in der sogenannten *Racetrack*-

Konfiguration geschaltet. Dabei fließt der Strom in nebeneinander liegenden Spulen jeweils in die selbe Richtung und in gegenüberliegenden Spulen in die entgegengesetzte Richtung. Das so erzeugte Magnetfeld ist lateral ein Quadrupolfeld mit einer Magnetfeldnull entlang der Symmetrieachse.

Am unteren Ende der Kammer sind das Rubidiumreservoir und eine Kupferröhre zum initialen Abpumpen über zwei CF-16-Zugänge angebracht. Des Weiteren befinden sich an der Quellkammer zwei CF-10-Zugänge, die mit Blindflanschen verschlossen sind. An diese können bei Bedarf weitere Öfen oder *Dispenser* angebracht werden.

Messung des Rubidium-Partialdrucks

Der Rubidium-Partialdruck in der Quellkammer kann optisch überwacht werden. Dazu wird die Leistung des zurück laufenden Lichts in einer der beiden transversalen Richtungen mit einer Photodiode [Hamamatsu S5107] gemessen. Wird die Frequenz des Kühllasers über die Absorptionslinie der Atome gefahren, entsteht das in Abbildung 3.4 links dargestellte Signal auf dem zwei dopplerverbreiterte Resonanzen mit Lamb-Dips für die beiden natürlich vorkommenden Rubidium-Isotope zu erkennen sind. Aus einfallender (I_{in}) und transmittierter (I_{trans}) Intensität lässt sich nach [Lou91] der Rubidium-Partialdruck in der Kammer berechnen:

$$P_{87\text{Rb}} = nk_{\text{B}}T \quad (3.1)$$

$$\text{mit } n = \frac{1}{l \cdot \sigma_0} \frac{\Delta\omega_{\text{Doppler}}}{\Delta\omega_{\text{nat}}} \left[\ln \left(\frac{I_{\text{in}}}{I_{\text{Trans}}} \right) + \frac{I_{\text{in}} - I_{\text{trans}}}{I_{\text{Sat}}} \right] \quad (3.2)$$

$$\text{und } \Delta\nu_{\text{Doppler}} = 2\omega_0 \sqrt{\frac{2k_{\text{B}}T \ln(2)}{mc^2}} . \quad (3.3)$$

dabei ist $l = 8,4$ cm die Länge der Kammer, σ_0 der resonante Streuquerschnitt, $\Delta\omega_{\text{nat}}$ die natürliche Linienbreite, ω_0 die Kreisfrequenz des resonanten Lichtes und I_{Sat} die Sättigungsintensität des Übergangs.

Zur Charakterisierung des Rubidiumreservoirs wurde mit solchen Messungen der Partialdruck in der Kammer über mehrere Tage nach dem erstmaligen Erwärmen der Reservoirs vermessen (siehe Abbildung 3.4 rechts). Am Nullpunkt der Zeitachse wurde die Leistung in den Heizspulen von 0 W auf 3,82 W erhöht, worauf die Temperatur am Reservoir innerhalb von 30 min von Raumtemperatur auf 50 °C anstieg. Bei der Messung wurde eine Verzögerung von 49 h zwischen dem Erhitzen des Reservoirs und dem Anstieg des Drucks beobachtet.

3.1.3 Differentielle Pumpstufe

Zwischen Quell- und Wissenschaftskammer ist eine differentielle Pumpstufe angebracht und dient als deren Verbindung. Sie ist so aufgebaut, dass der in der 2D⁺-MOT erzeugte Atomstrahl in die Kammer gelangen kann und gleichzeitig eine Druckdifferenz zwischen den beiden Kammern aufrechterhalten wird. Dies wird durch eine 63,5 mm lange Röhre

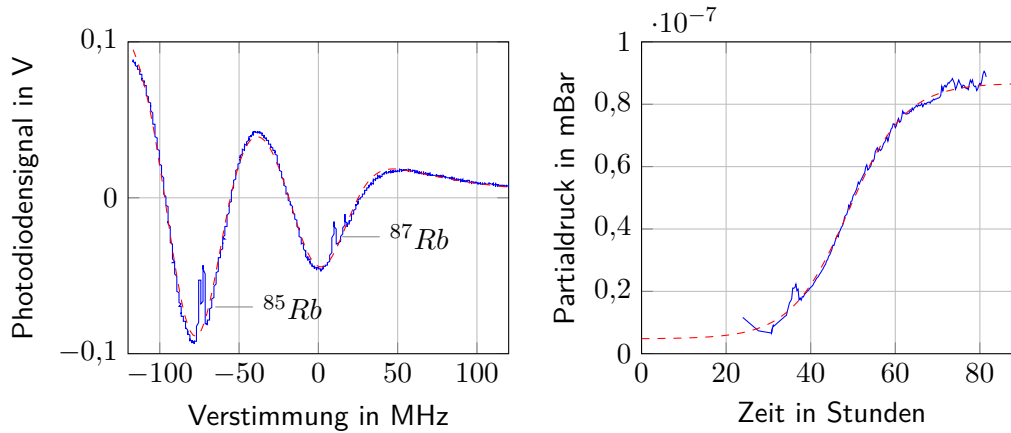


Abbildung 3.4: Links: Aufnahme des Photodiodensignals über die Verstimmung des Kühl lasers gegenüber dem Übergang $5^2\text{S}_{1/2} \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2}$ für ^{87}Rb für einen Rubidium-Partialdruck von $\approx 8 \cdot 10^{-8}$ mBar. In der Graphik sind die dopplerverbreiterten D_2 -Linien für ^{85}Rb und ^{87}Rb hervorgehoben. Rechts: Anschaltverhalten des Rubidiumreservoirs beim erstmaligen Erhitzen, dargestellt ist der Partialdruck von ^{87}Rb über die Zeit in Stunden nach dem Erhitzen des Reservoirs. Dazu ist gestrichelt ein an die Daten angepasster Sigmoid abgebildet.

erreicht, welche auf der Quellkammerseite einen Durchmesser von 1,5 mm hat und sich zur Wissenschaftskammer hin öffnet, wo sie eine Öffnung von 8,8 mm hat. In Abbildung 3.5 ist die differentielle Pumpstufe dargestellt. Das Ende an der Quellkammerseite bildet eine 45° abgeschrägte und polierte Fläche. Diese dient zur Reflektion des Retarderstrahls.

Innerhalb der differentiellen Pumpstufe befindet sich ein Graphiteinsatz. Graphit hat eine große Oberfläche und reagiert stark mit Alkalimetallen. Der Einsatz erhöht somit die Absorption von Rubidiumatomen [Bha90], dies führt zu einem kleinerem Pumpquerschnitt und somit zu einer größeren Druckdifferenz zwischen Quell- und Wissenschaftskammer. Da der vorgekühlte Atomstrahl aus der 2D^+ -MOT nicht mit den Wänden in Kontakt kommt, hat der Graphiteinsatz keinen negativen Effekt auf diesen. Ein Nachteil der großen Oberfläche des Einsatzes ist es, dass beim ersten Abpumpen der Apparatur viel im Graphit gebundenes Wasser freigesetzt wird.

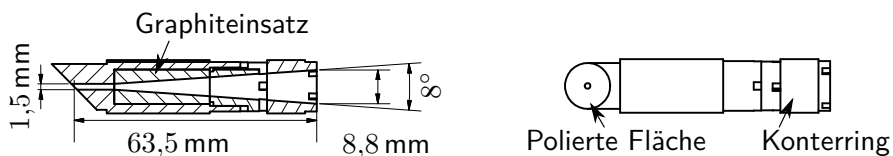


Abbildung 3.5: CAD-Zeichnung der differentiellen Pumpstufe. Links ist eine Schnittansicht auf der der Graphiteinsatz zu erkennen ist und rechts eine Außenansicht mit der Reflektionsfläche abgebildet.

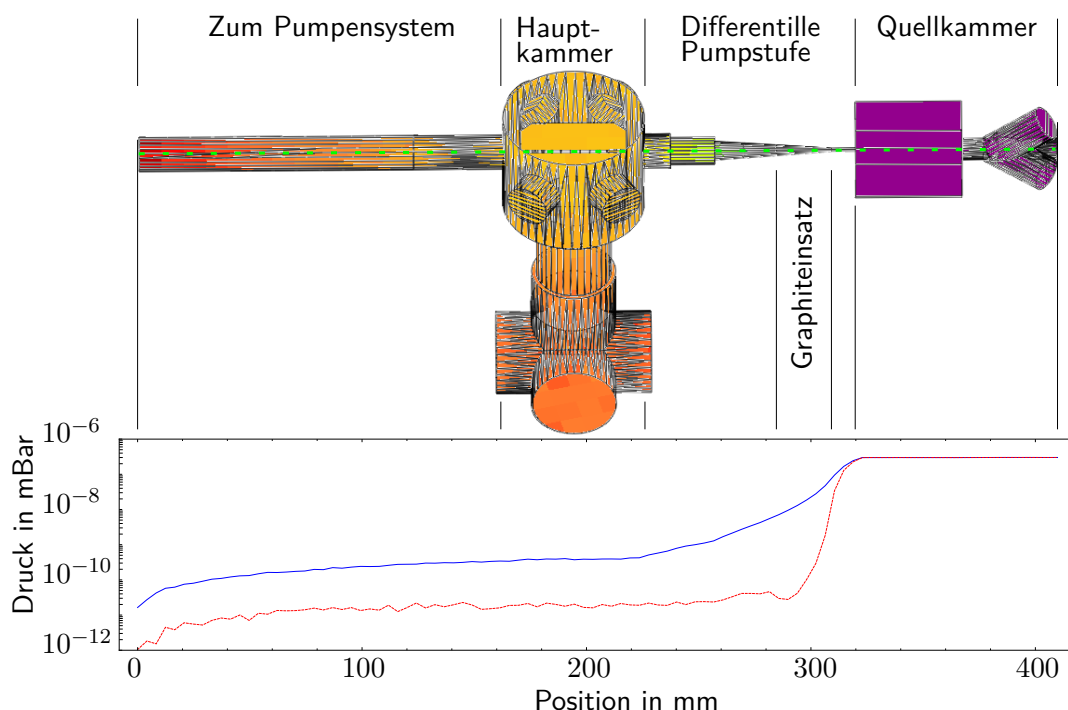


Abbildung 3.6: Simulation des Vakuumsystems: Im oberen Teil ist ein Bildschirmfoto aus dem Programm [Molflow+] abgebildet. Dargestellt ist die verwendete Geometrie zur Simulation mit den verschiedenen Abschnitten. Die Einfärbung der Fläche stellt den Druck an diesen dar. Im unteren Teil des Bildes sind als Ergebnis der Simulation der Druckverlauf entlang der Mittelachse (grüne, gepunktete Linie) über die Position auf dieser Achse dargestellt. Bei den beiden Graphen wurde eine unterschiedliche Absorption im Graphiteinsatz angenommen: In blau ist der Verlauf für keine Absorption und in rot, gestrichelt für eine Absorption von 30% dargestellt.

Zur Auslegung des Pumpensystems und der differentiellen Pumpstufe wurden Monte-Carlo-Simulationen mit dem Programm [Molflow+ 2.5]¹ durchgeführt. Dazu wurde eine vereinfachte Geometrie erstellt, welche die Innenwände der Vakuumkammer darstellt (siehe Abbildung 3.6). Dabei war besonders der Einfluss des Graphiteinsatzes auf die erreichbaren Druckdifferenzen von Interesse, weshalb eine Simulation mit und ohne Einsatz durchgeführt wurde.

Zur Simulation wurde ein Zufluss von $9,8 \cdot 10^{10}$ Rubidiumatomen pro Sekunde aus dem Reservoir angenommen. Damit bildet sich in der Quellkammer ein Rubidium-Partialdruck von $3,0 \cdot 10^{-7}$ mBar. Des Weiteren wurde die Übergangsfläche zum Pumpensystem als absorbierend und die Übergangsfläche zur unteren Titansublimationspumpe als zu 30%

¹ test-molflow.web.cern.ch

absorbierend angenommen um das dort befindliche Gitter zu simulieren. Für jeden Durchgang wurden mehr als 20000 Teichen simuliert, wobei diese durchschnittlich 72000 mal mit den Wänden der Kammer kollidieren.

In Abbildung 3.6 ist das Ergebnis der Simulation dargestellt: Man sieht, dass sich bei der Annahme, dass es keine Absorption innerhalb des Graphiteinsatzes gibt, ein Rubidium-Partialdruck von $3,8 \cdot 10^{-10}$ mBar in der Wissenschaftskammer einstellt während dieser bei Annahme einer Absorption von 30% auf $1,9 \cdot 10^{-11}$ mBar sinkt. Da keine Literaturangaben über die Absorptionsrate vorliegen kann diese nur geschätzt werden. Aufschluss könnte eine Messung der Partialdrücke in den beiden Kammern bringen.

3.1.4 Wissenschaftskammer

In der Wissenschaftskammer wird der aus der Quellkammer kommende Atomstrahl in einer dreidimensionalen magneto-optischen Falle (3D-MOT von englisch *Magneto-Optical Trap*) gefangen. Anschließend werden die Atome in sukzessiven Schritten weiter gekühlt bis es beim Erreichen einer kritischen Dichte im Phasenraum zur Bose-Einstein Kondensation kommt. Mit den so erzeugten Kondensaten sollen dann in dieser Kammer die atominterferometrischen Messungen durchgeführt werden.

Eine Übersichtsdarstellung der Wissenschaftskammer ist in Abbildung 3.7 gegeben. Im Zentrum der Kammer befindet sich der Atomchip (siehe Abschnitt 3.2). Dieser wird zur Erzeugung der inhomogenen Magnetfelder zum Fangen der Atome, sowie dessen

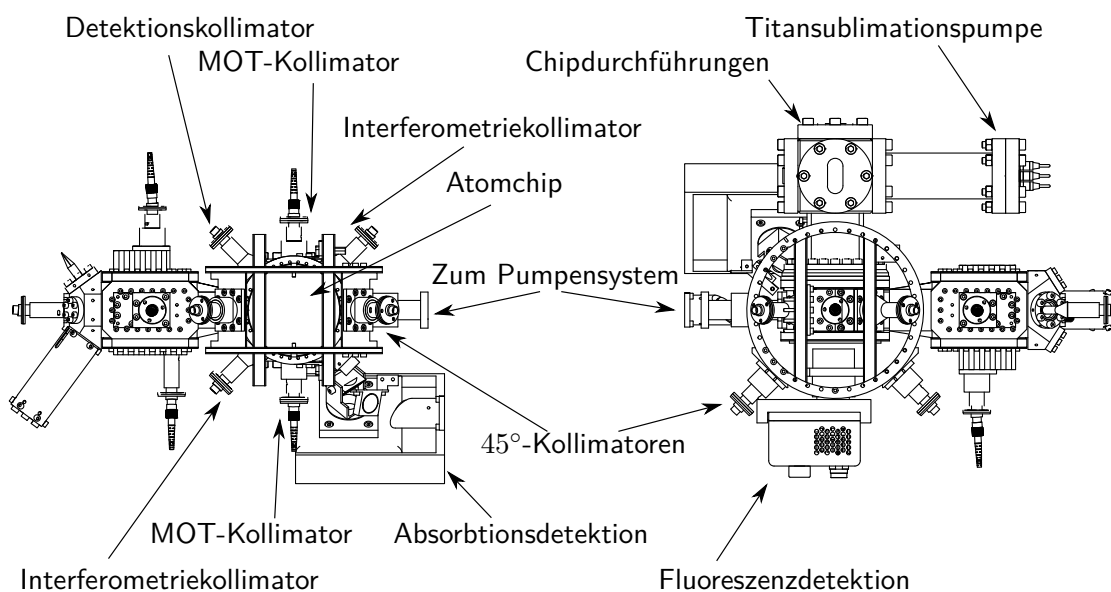


Abbildung 3.7: Übersichtsdarstellung der Wissenschaftskammer basierend auf einem CAD-Modell des Systems. Eine Beschreibung der dargestellten Komponenten befindet sich in Kapitel 3.1.4.

Oberfläche als Spiegel für die Spiegel-MOT verwendet.

Um die Wissenschaftskammer sind drei zueinander orthogonale Spulenpaare in Helmholtz-Konfiguration angeordnet, mit denen die homogenen Felder für die Fallen erzeugt werden. Die Spulen werden nach der Richtung des erzeugten Feldes als X-, Y- und Z-Spulen bezeichnet. Zum Wickeln der Spulen wurde ein Kupferdraht mit Kaptonisolierung [MENTING MIKROELEKTRONIK Cu11-1.00] verwendet. Dieser wurde für die X- und Y-Spulen auf einen Körper aus einem Glassfaser-Hartgewebe [ROTEK GFK-HGW2372.4] gewickelt. Das Material ist elektrisch nicht leitend, daher können beim An- und Abschalten der Spulen, keine Wirbelströme induziert werden, welche zu einer Verlängerung der Schaltzeiten führen würden. Die Z-Spulen wurden direkt auf die Titankammer gewickelt um eine geringe Größe der Spulen zu ermöglichen. Eine Übersicht über die Spulen findet sich in Tabelle 3.1. Der Maximalstrom, der durch die Spulen geleitet werden sollte beträgt 5 A. Dabei ist die Leistungsaufnahme der Spulen niedrig genug, dass keine aktive Kühlung nötig ist.

Messung der durch die Spulen erzeugten Magnetfelder

Zur Vermessung der Spulen wurde das von ihnen erzeugte Magnetfeld mit Hilfe von Radiofrequenzspektroskopie untersucht. Dazu wird eine kurz vor dem Phasenübergang zum Bose-Einstein-Kondensat stehende Atomwolke präpariert (siehe Kapitel 4), dabei befinden sich die Atome im Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$. Während durch eines oder mehrere der Spulenpaare Strom fließt, wird für 0,1 ms ein Radiofrequenzfeld über eine der Radiofrequenzstrukturen des Atomchips (siehe Abschnitt 3.12) eingestrahlt. Anschließend wird mit der mesoskopischen U-Struktur für 2 ms ein inhomogenes Magnetfeld erzeugt, in dem die Atome abhängig von ihrem m_F -Zustand einen Stoß erhalten. Nach einer Fallzeit von 16 ms werden die Atome detektiert. Auf der Aufnahme sind die verschiedenen Zustände räumlich getrennt. Somit lässt sich eine zustandsaufgelöste Detektion realisieren.

Verändert man nun die Frequenz des Radiofrequenzfeldes f erhält man einen wie in Abbildung 3.8 links dargestellten Verlauf für die Besetzung der Zustände mit $m_F \neq 2$ über die eingestrahlte Radiofrequenz. Durch die Anpassen einer $Sinc^2$ -Funktion, die der Fouriertransformierten der rechteckigen Pulsform entspricht, erhält man die Position der Resonanz. Die Energie pro Photon bei dieser Resonanz entspricht gerade dem durch den Zeeman-Effekt erzeugten energetischen Abstand der Hyperfeinzustände bei dem

Tabelle 3.1: Übersicht über die Spulen der Wissenschaftskammer.

Spulenpaar	X	Y	Z
Radius	81 mm	65 mm	49 mm
Windungen	22	100	29
Magnetfeldfluss (gemessen)	2,47 G/A	13,92 G/A	5,31 G/A
Magnetfeldfluss (berechnet)	2,45 G/A	13,94 G/A	5,35 G/A

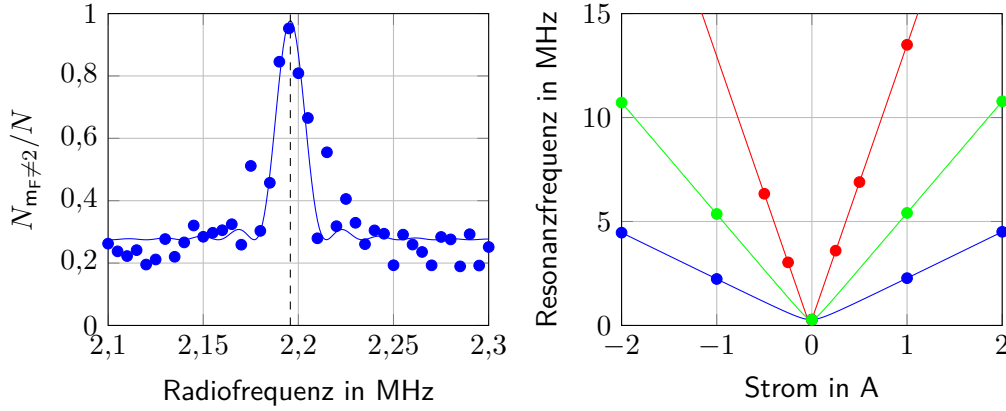


Abbildung 3.8: Links: Messung des aus dem $m_F = 2$ -Zustand entfernten Anteils an Atomen normiert auf die Gesamtatomzahl über die Radiofrequenz zur Eichung der Spulen. Dabei wurde wie in Abschnitt 3.1.4 beschrieben, ein thermisches Ensemble in einem festen Feld präpariert und mit einer zwischen den Messpunkten variierten Radiofrequenz bestrahlt. Für diese Messreihe wurde ein Strom von 1 A in der X- und 0,4 A in der Y-Spule angelegt. **Rechts:** Übersicht über die Messungen zur Spuleneichung. Dargestellt sind Schnitte entlang der Achsen mit nur einer aktiven Spule und die Messwerte auf diesen Achsen. Die Messungen mit mehreren aktiven Spulen sind nicht dargestellt.

angelegten Feld. Somit lässt sich aus dieser Frequenz das Magnetfeld mit $f = \frac{\mu_B g_f}{h} \cdot B \approx 2\pi \cdot 0,7 \text{ MHz/G} \cdot B$ [Ste10b] berechnen. Der quadratische Zeeman-Effekt ist für die vermessenen Feldstärken vernachlässigbar, da seine Größe weniger als 1% des linearen Zeeman-Effekts entspricht.

Das am Ort der Atome herrschende Magnetfeld für eine beliebige Kombination von Spulenströmen lässt sich durch die quadratische Summe der durch die Spulen erzeugten Feldern $\vec{\beta}_{x,y,z} \cdot I_{x,y,z}$ und dem Hintergrundmagnetfeld \vec{B}_0 ausdrücken:

$$|B| = \sqrt{(\vec{\beta}_x \cdot I_x)^2 + (\vec{\beta}_y \cdot I_y)^2 + (\vec{\beta}_z \cdot I_z)^2 + \vec{B}_0^2} \quad , \quad (3.4)$$

wobei $\vec{\beta}_{x,y,z}$ die Proportionalitätsfaktoren der Spulen in Einheiten von G/A sind.

Durch eine Anpassung an 17 Messungen mit verschiedenen Spulenströmen konnten diese Proportionalitätsfaktoren (siehe Tabelle 3.1) sowie das Hintergrundfeld auf $\vec{B}_0 = (20 \text{ mG}, 280 \text{ mG}, 29 \text{ mG})$ bestimmt werden¹. Außerdem konnte bestätigt werden, dass das durch die Spulenpaare erzeugte Feld zu über 99,99% aus der Komponente entlang der

¹ Die Messung wurde mit nur teilweise installiertem magnetischen Schild durchgeführt. Außerdem lässt sich durch diese Messung nicht zwischen einem Hintergrundfeld und einem Fehler in der Nullung der Stromtreiber unterscheiden.

jeweiligen Symmetrieachse besteht.

3.2 Atomchip

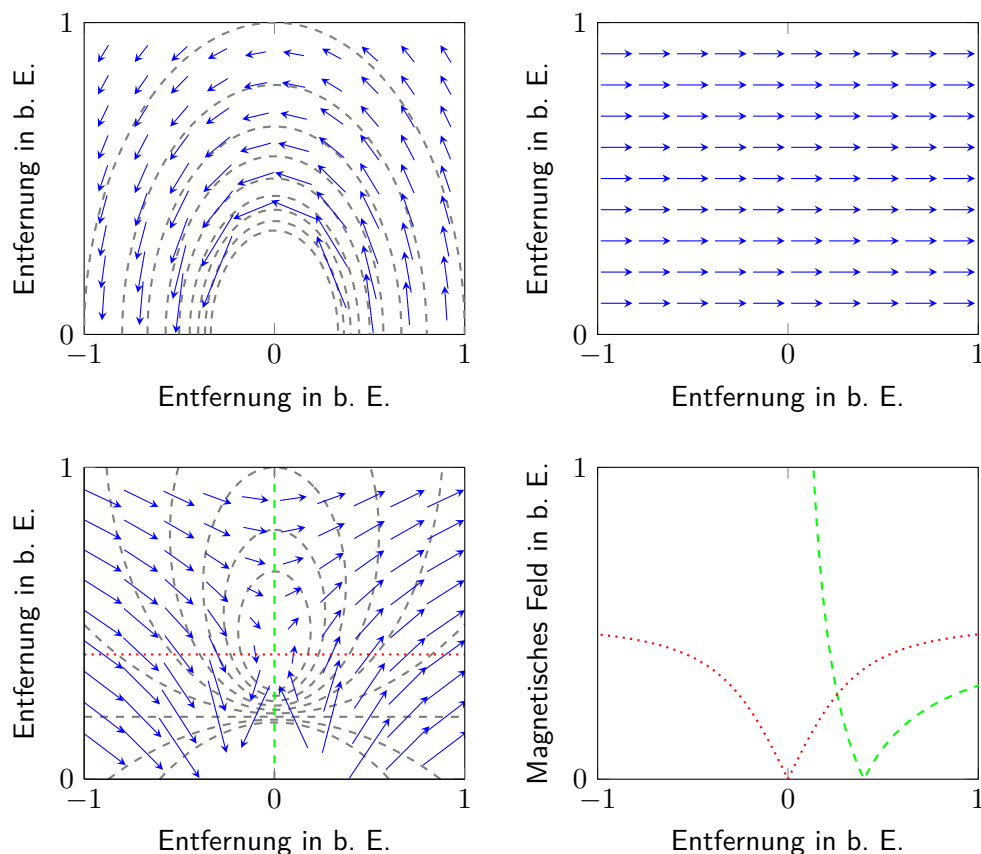


Abbildung 3.9: Links oben: Feldverlauf eines stromdurchflossenen Leiters an den Koordinaten $(0,0)$: Auf dem Graphen sind Linien gleicher magnetischer Feldstärke sowie Pfeile entlang des lokalen Magnetfeldes eingezeichnet. Rechts oben: Feldverlauf eines homogenen Magnetfeldes. Links unten: Feldverlauf einer Überlagerung von stromdurchflossenem Leiter und homogenem Feld. Über dem Leiter bildet sich ein Magnetfeldminimum in dem Atome gefangen werden können. Rechts unten: Schnitt durch das Feld entlang der gestrichelten beziehungsweise gepunkteten Linie.

Ein zentrales Bauteil zur Erzeugung von ultra-kalten Ensembles innerhalb der Wissenschaftskammer bildet der Atomchip. Es handelt sich dabei um eine Reihe von planaren Leiterstrukturen die zur Erzeugung der inhomogenen Anteile der Magnetfelder zum Fangen und Kühlen benötigt werden. Im Vergleich zu konventionellen Aufbauten, bei dem die Felder zum Fangen der Atome ausschließlich mit Spulen erzeugt werden, hat ein Atomchip-basierter Aufbau die Vorteile einer geringeren Größe, Leistungsaufnahme, sowie

der Möglichkeit die erzeugten Felder und damit Fallen schnell zu schalten. Außerdem lassen sich höhere Fallenfrequenzen realisieren, wodurch eine schnellere Evaporation möglich ist. Nachteile stellen ein kleineres Volumen der erzeugten Fallen sowie eine höhere Komplexität des Vakuumsystems dar.

Im Folgenden soll kurz dargestellt werden, wie mit einem solchen Chip Atome gefangen werden können. Energieniveaus von Atomen in magnetischen Feldern werden verschoben, was bei niedrigen Feldstärken durch den Zeeman-Effekt beschrieben wird. Daraus folgt, dass in inhomogenen Feldern eine Kraft auf Atome wirkt, wobei sie abhängig von ihrem Zustand zu hohen (sogenannte eng. *high-field seeker*) oder niedrigen Feldern (sogenannte eng. *low-field seeker*) gezogen werden.

In einem statischen Magnetfeld können lediglich low-field seeker gefangen werden, da nach den Maxwell-Gleichungen nur Magnetfeldminima jedoch keine Maxima erzeugt werden können. Für das hier betrachtete Rubidium-87 im Hyperfeinzustand $F = 2$ sind das die Projektionszustände $m_F = +1, +2$.

In Abbildung 3.9 ist dargestellt wie mit planaren Strukturen ein Magnetfeldminimum erzeugt werden kann. Wird das Feld eines stromdurchflossenen Leiters (oben links) mit einem homogenen Magnetfeld (oben rechts) überlagert bildet sich ein Magnetfeld (unten links), das eine Nullstelle dort hat wo die beiden Felder antiparallel und gleichen Betrages sind.

Mit einem einfachen Leiter wird lediglich eine Falle in zwei Dimensionen erzeugt, da entlang des Leiters die Feldstärke konstant ist. Um auch einen Einschluss entlang dieser Achse zu realisieren, können zwei zum ersten Leiter senkrechte Leiter hinzugefügt werden (3.10(c)). Damit kann, wenn die Stromrichtung anti-parallel gewählt wird, ein Quadrupolfeld mit einem Nulldurchgang der Magnetfeldstärke im Zentrum und einem linearen Feldverlauf in allen drei Raumrichtungen erzeugt werden. Mit einem solchen Feld kann zum Beispiel eine magneto-optische Falle realisiert werden. Für das rein magnetische Fangen von kalten Atomen ist diese Konfiguration jedoch nur bedingt geeignet, da es am Magnetfeldnullpunkt zu Majorana-Übergängen kommt. Diese geschehen, wenn das magnetische Moment der Atome nicht mehr adiabatisch dem Magnetfeld folgen kann und daher der m_F -Zustand der Atome wechselt, was zu einem Verlust der Atome aus der Falle führt [Bri06]. Zum magnetischen Fangen der Atome wird daher eine Konfiguration verwendet, in dem die beiden Leiter in paralleler Richtung betrieben werden. Hierbei entsteht ein Feld das im Minimum ein Restfeld aufweist, dessen Höhe als Fallenboden bezeichnet wird. Der Feldverlauf nahe des Zentrum ist quadratisch und die Falle kann daher als ein harmonischer Oszillator beschrieben werden [Rei11].

Die oben beschriebenen Konfigurationen einer H-Struktur können durch einen einzelnen Leiter nachgebildet werden. Für die Quadrupolfalle geschieht das durch eine U-Geometrie (3.10(b)) und für die harmonische Falle durch eine Z-Geometrie (3.10(a)). Der Vorteil dabei ist, neben der Vereinfachung des Aufbaus die teilweise Unterdrückung des Einflusses von Stromrauschen.

Im Experiment werden eine Reihe von solchen planaren Strukturen in drei Lagen

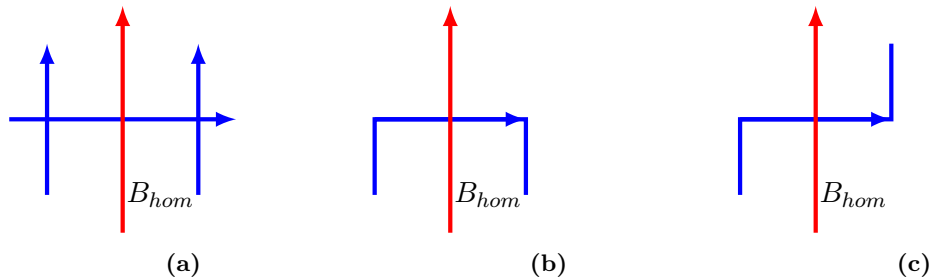


Abbildung 3.10: Verschiedene Geometrien zur Erzeugung von Atomchip-Fallen.

verwendet, welche in Abbildung 3.12 in einer Explosionszeichnung dargestellt sind. Alle Ebenen sind auf einem Halter aus sauerstofffreiem Kupfer [Luvata Cu-0FE EN CW009A OFHC] befestigt, der zum Abführen der erzeugten Wärme dient. Sauerstofffreies Kupfer hat gegenüber gewöhnlichem Kupfer den Vorteil einer höheren Wärmeleitfähigkeit sowie einer niedrigen Ausgasrate. Für einen guten thermischen Kontakt ist dieser Kupferhalter mit einer Presspassung mit der Vakuumkammer verbunden und mit acht Titanschrauben befestigt.

Die unterste Lage des Chips bilden die mesoskopischen Strukturen. Es handelt sich dabei um mit Kapton isolierte Drähte [Alectra 311-KAP2] mit 0,6 mm Leiterdurchmesser, die mit einem vakuumtauglichen, thermisch leitfähigen Kleber [Epotek H77] in Vertiefungen im Kupferhalter geklebt sind.

Die in den Halter geklebten Drähte bilden eine U und eine H-Struktur. Zur Verminderung der zur Erzeugung der Fallen benötigten Ströme wurden die Drähte mehrfach gewickelt. Beim U laufen sechs Leiter parallel, während die drei Drähte zur Bildung des H jeweils doppelt gewickelt sind.

Die nächste Lage ist der sogenannte Basischip (siehe Abbildung 3.11 links), ein quadratisches Aluminiumnitrid-Substrat mit 10 μm hohen, galvanisch erzeugten Goldstrukturen. Dieses Substrat hat eine Kantenlänge von 48 mm und eine Dicke von 635 μm . Aluminiumnitrid wurde gewählt, da es eine hohe thermische Leitfähigkeit von 180 $\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ besitzt und gleichzeitig elektrisch isolierend ist. Auf dem Substrat befinden sich ein mittiger Golddraht und vier, dazu senkrechte Drähte. Im Zentrum des Chips haben diese Drähte eine Breite von 500 μm und werden zum Rand hin ausgeweitet. In den hier vorgestellten Messungen wurde ein aus diesen Strukturen gebildetes Z verwendet, das im linken Teil von Abbildung 3.11 hervorgehoben ist. Dieses hat einen Abstand von 7,5 mm zwischen den beiden Seitendrähten. In Zukunft könnten jedoch komplexere Konfigurationen benutzt werden, um damit mehr Möglichkeiten in der Erzeugung der Potentiale zu eröffnen.

Zusätzlich zu den Strukturen zur Erzeugung der statischen Magnetfelder sind drei Leiter zum Einbringen von Radiofrequenzsignalen auf dem Basischip verbaut: Zwei U-förmige Strukturen mit einer Breite von 50 μm die parallel zum Mitteldraht mit einem

Abstand von $25\ \mu\text{m}$ positioniert sind. Mit einer dieser Strukturen wird in den vorgestellten Experimenten das Radiofrequenzsignal für die Evaporation und die adiabatisch-rapide Passage eingestrahlt. Außerdem könnten beide Strukturen zusammen zum Erzeugen von Radiofrequenzfallen genutzt werden [Hof06], was eine interessante Möglichkeit für zukünftige Studien darstellt. Zusätzlich zu den beiden U-Strukturen befindet sich entlang der Außenkante des Basischips eine $1\ \text{mm}$ breite Ringstruktur, welche alternativ zum Einstrahlen der Radiofrequenzfelder verwendet werden kann.

Auf den Basischip ist wiederum ein Aluminiumnitrid-Substrat geklebt, welches als Experimentchip bezeichnet wird (siehe Abbildung 3.11 rechts). Das Substrat hat eine Dicke von $635\ \mu\text{m}$ und eine Kantenlänge von $25\ \text{mm}$. Auf dem Chip befinden sich fünf parallele Goldstrukturen und ein dazu senkrechter Mitteldraht mit einer Breite von $50\ \mu\text{m}$. Zum Rand hin werden diese Strukturen breiter um eine Kontaktierung zu ermöglichen. In den hier vorgestellten Messungen wurde auch auf dem Experimentchip eine Z-Struktur verwendet, die im rechten Teil von Abbildung 3.11 dargestellt ist. Diese hat eine Breite von $2,2\ \text{mm}$. In Zukunft könnte durch die Verwendung von weiteren Strukturen eine höhere Flexibilität in den erzeugten Potentialen erreicht werden. Besonders der mittlere der fünf Drähte könnte dabei von Interesse sein, da mit diesem eine Kompression der Falle entlang der schwachen Achse erreicht werden kann.

Auf den Experimentchip ist eine Spiegelschicht geklebt, welche für die Erzeugung der magneto-optischen Falle genutzt wird. Zwei der MOT-Strahlen treffen unter einem Winkel von 45° auf die Oberfläche und werden an dieser reflektiert. Eine nähere Beschreibung der so erzeugten Spiegel-MOT findet sich in Kapitel 4.1. Die Spiegelschicht wird aus einem dielektrischen Vielschichtsystem [OIB HR780] gebildet, das mit einem optischen Kontaktkleber [Epotek 353ND] befestigt wird. Die Reflektivität beträgt über $99,5\%$ für das einfallende Licht bei $780\ \text{nm}$.

Zur Kontaktierung der Strukturen wird ein elektrisch leitfähiger Kleber [Epotek H21D] verwendet mit dem Kupferlitzen auf die Kontaktflächen des Basischips geklebt werden. Die Drähte führen durch die Mitte des Kupferhalters zu vier Vakuumdurchführungen. Diese liegen in zwei Ausführungen vor, eine Variante mit neun Leitern [SRI SRISD5001-9s] und eine Variante mit 15 Leitern [SRI SRISD5002-2-15]. Beide sind für einen Maximalstrom von $10\ \text{A}$ pro Pin und $80\ \text{A}$ pro Flansch ausgelegt. Die Durchführungen sind aus Titan hergestellt und werden mit Hilfe von Explosionsschweißen gefügt.

Der elektrische Kontakt zwischen den Chipebenen wird von $25,4\ \mu\text{m}$ dicken und $381\ \mu\text{m}$

Tabelle 3.2: Maximale Ströme für verschiedene Strukturen des Atomchipaufbaus

Struktur	Strukturbreite	Strukturhöhe	Maximalstrom
Mesoskopische Strukturen	$2 \times 0,6\ \text{mm}$ ($0,6\ \text{mm}$ Separation)	$.6\ \text{mm}$	$10\ \text{A}$
Basischip	$0,5\ \text{mm}$	$10\ \mu\text{m}$	$6\ \text{A}$
Experimentchip	$50\ \mu\text{m}$	$10\ \mu\text{m}$	$2\ \text{A}$

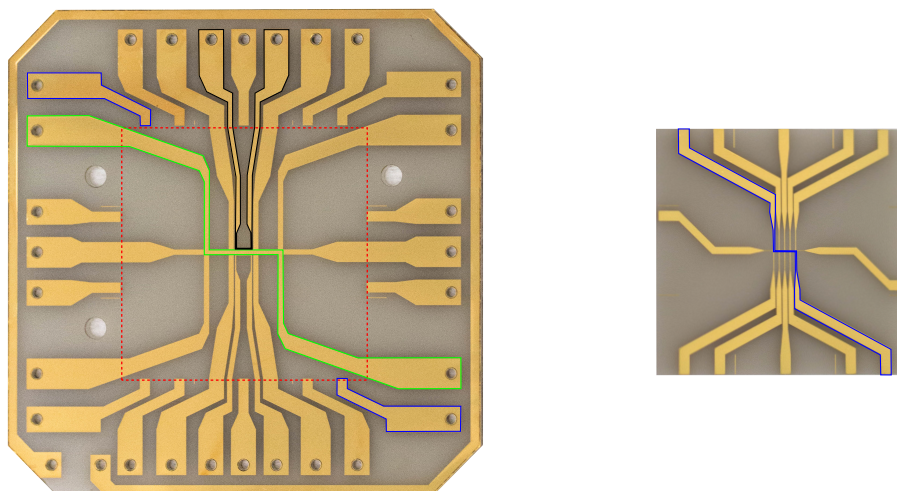


Abbildung 3.11: Aufnahmen des Basis- (links) und des Experimentchips (rechts) mit den in dieser Arbeit verwendeten Strukturen. Basischip: Z-Struktur (grün), Radiofrequenzstrukturen (blau), Zuleitungen für den Experimentchip (blau). In rot ist der Bereich dargestellt in dem sich später der Experimentchip befindet. Experimentchip: Z-Struktur (blau). Die drei Bohrungen auf dem Basischip dienen zur Ausrichtung auf dem Kupferhalter auf dem sich dazu passend drei Erhebungen befinden.

breiten Goldbändern [Materion 71967] hergestellt, die auf dem Basis- und dem Experimentchip mit einer Schweißstelle befestigt sind. Bei dem dazu verwendeten Verfahren, dem *Gap-Welding*, wird das Goldband von zwei Anoden auf eine der Kontaktflächen gedrückt und dann ein Strompuls mit 100 W Leistung durch das Band geleitet. Dadurch wird es punktuell stark erhitzt und verschmilzt so mit der Fläche. Für die Kontaktierung der Experimentchipstrukturen wurden jeweils zwei Bänder benutzt. Messungen zeigten, dass eines der Goldbänder bei einem Strom von 15 A schmilzt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde auch vermessen, bis zu welchen Strömen die Strukturen nutzbar sind. Dazu wurde ein kompletter Atomchipaufbau gebaut und anschließend einzelne Strukturen für jeweils eine Minute mit einem konstanten Strom belastet. In Tabelle 3.2 sind die so ermittelten maximalen Ströme für den regulären Experimentbetrieb aufgelistet, wobei die angebenen Werte jeweils weit unter den Strömen bei denen es zu einer Beschädigung kommt liegen. Die Messungen wurden unter Atmosphäre durchgeführt, da jedoch ein Großteil der Wärme über die aus Kupfer bestehende Halterung des Atomchips abgeleitet wird, sind die hier ermittelten Werte auch für den Einsatz im Vakuum gültig.

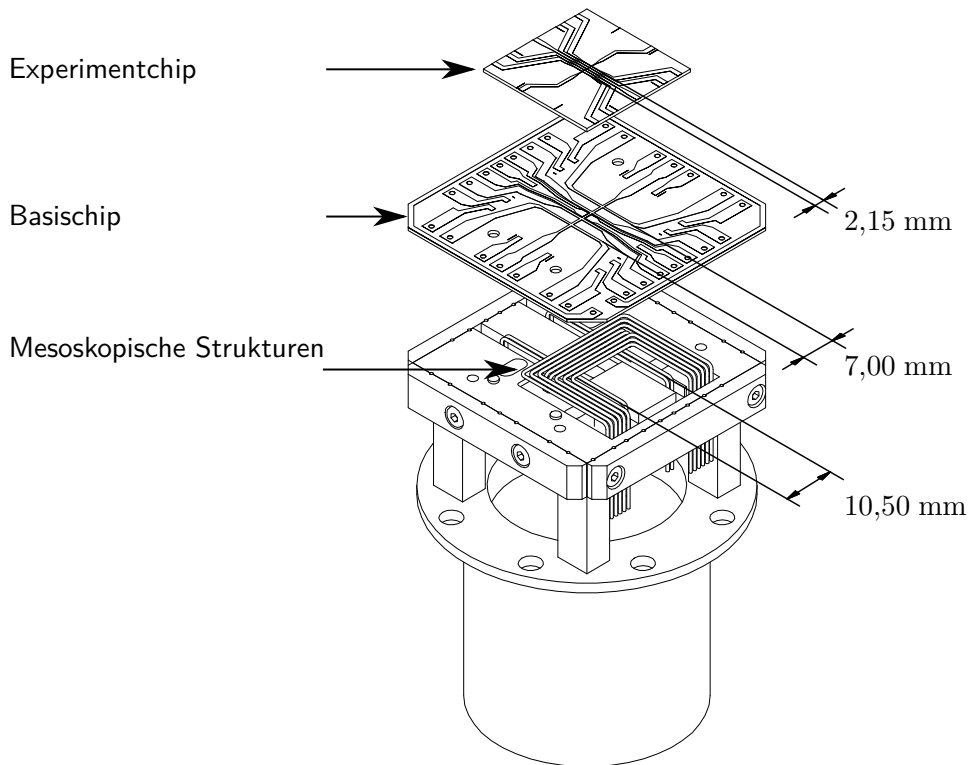


Abbildung 3.12: CAD-Zeichnung des Atomchippaufbaus. Die verschiedenen Ebenen sind zur besseren Sichtbarkeit auseinander gezogen. Die Spiegelschicht auf dem Experimentchip ist nicht dargestellt.

3.3 Kollimatoren

Um das in Lichtwellenleitern an die Vakuumapparatur herangeführte Licht zur Manipulation der Atome zu nutzen muss dieses aufgeweitet und kollimiert werden. Dazu werden drei Typen von Kollimatoren verwendet, die sich je nach Anforderung bei Stahldurchmesser und Qualität der Phasenfront unterscheiden.

Für die beiden longitudinalen Strahlen der $2D^+$ -MOT wird der in Abbildung 3.13 links dargestellte Kollimator verwendet. Hier wird der divergent aus der Faser kommende Strahl mit einer Sammellinse [Thorlabs LA1304-B] mit Brennweite 40 mm kollimiert, so dass ein Strahl mit einem Durchmesser von 9,6 mm entsteht. Das heißt, dass die Intensität des Strahls bei diesem Durchmesser auf 5% abgefallen ist [Kir14]. Durch den

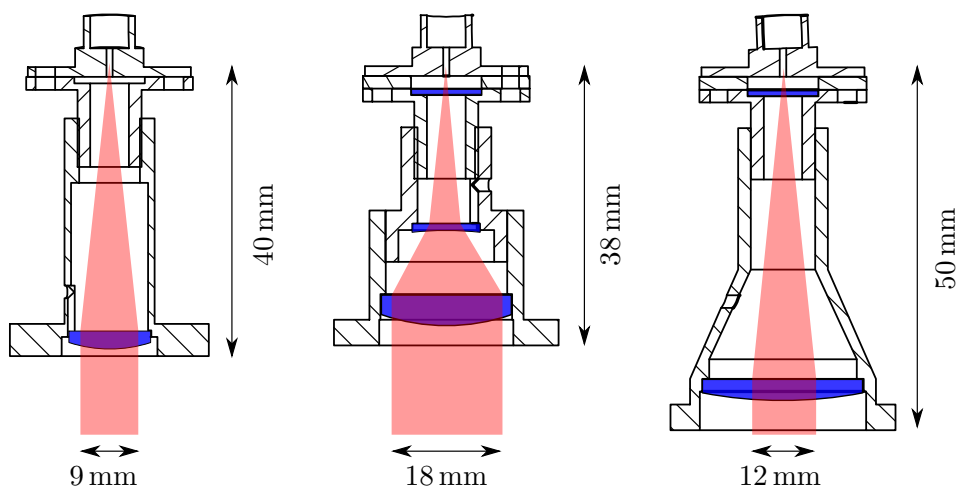


Abbildung 3.13: Schnittzeichnung der verwendeten Kollimatoren

Innendurchmesser des Ringes, mit dem die Linse gehalten wird, ist der Strahl jedoch auf 9 mm begrenzt.

Für die Erzeugung der zwei- sowie dreidimensionalen magnetisch-optischen Fallen wird ein größerer Strahl benötigt um ein großes Einfangvolumen zu erhalten. Da dies in einem Aufbau mit nur einer Linse zu einem langen Kollimator führen würde¹, wurde hier ein Aufbau mit einer Streulinse [Bernhard Halle OBF 0.010] und einer Sammellinse [Bernhard Halle, OBF 020] gewählt (Abb. 3.13 Mitte). Bei richtig gewählten Abständen entsteht so ein kollimierter Strahl mit einem Durchmesser von 20 mm, welcher wiederum durch einen Ring bei 18 mm abgeschnitten wird. Um die für den Betrieb der 3D-MOT nötige zirkulare Polarisierung zu erreichen, ist bei den dafür verwendeten Kollimatoren direkt nach dem Faserkoppler ein $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen [FOCtek $\lambda/4$, low-order, 780 nm, 10mm diameter] verbaut.

Für die zur Interferometrie genutzten Strahlen sowie für die Abbildung der atomaren Wolke ist ein möglichst ungestörtes Profil der Strahlen nötig. Daher wurde hier ein Aufbau mit nur einer asphärischen Linse [Thorlabs AL2550-B] gewählt. Diese hat mit 25 mm einen deutlich größeren Durchmesser als der Strahl mit 12 mm, wodurch dieser im Aufbau nicht abgeschnitten wird. Außerdem ist der Körper des Kollimators schwarz eloxiert um Streuung zu minimieren. Wie bei den MOT-Kollimatoren ist auch bei diesen

¹ Bei einem Durchmesser des kollimierten Strahls von 20 mm würde das zu einer Länge von über 83 mm führen.

Kollimatoren ein $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen [FOCtek $\lambda/4$, low-order, 780 nm, 10mm diameter] verbaut.

Zur Charakterisierung der durch die Kollimatoren geformten Strahlen wurden diese in einer im Rahmen dieser Promotion betreuten Bachelor-Arbeit vermessen [Lac12]. Dazu wurde ein Shack-Hartmann-Sensor [TM, 4200 CL] benutzt. In einem solchen Sensor wird das eintreffende Licht mit einem Linsenarray auf einen CCD-Chip fokussiert. Auf diesem entsteht so eine Matrix von Punkten, welche abhängig von der lokalen Wellenfront verschoben werden. So lässt sich orts aufgelöst die Wellenfront eines Strahles vermessen. In der Messung wird meist die korrigierte Wellenfront betrachtet, wobei die Daten durch eine Summe von Zernike-Polynomen approximiert wird und anschließend die ersten beiden Polynome abgezogen werden. Diese Ordnungen entsprechen einem konstanten Hintergrundwert sowie einer Verkippung zwischen Sensor und Kollimator.

In Abbildung 3.14 sind exemplarisch für je einen Interferometrie- und einen MOT-Kollimator die korrigierte Wellenfront dargestellt: Man sieht bei beiden Messungen eine Abweichung von einer idealen Wellenfront, zu beachten ist jedoch, dass für die Interferometrikollimatoren die Abweichungen um mehr als eine Größenordnung geringer ist. Dies wird auch deutlich, wenn man die gemessenen Wellenfronten durch eine Summe von Zernike-Polynomen darstellt und deren Koeffizienten vergleicht. In Tabelle 3.3 sind diese Koeffizienten für die beiden Messungen aufgelistet. Die typischen Abbildungsfehler Koma, Astigmatismus und sphärische Aberration sind bei den Interferometrikollimatoren

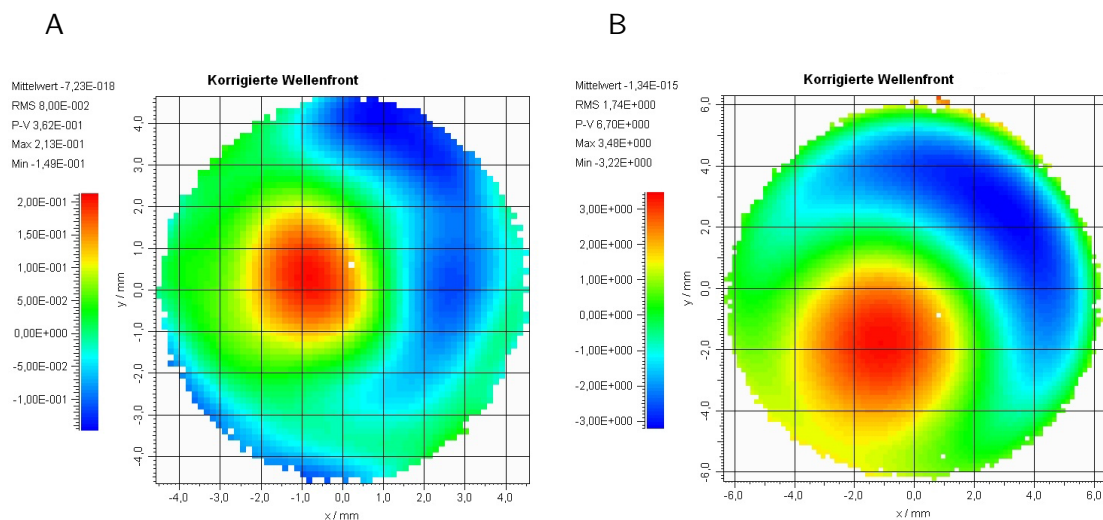


Abbildung 3.14: Korrigierte Wellenfront eines Interferometrikollimators (A) und eines MOT-Kollimators (B). Dargestellt ist dabei die um die ersten beiden Zernike-Polynome korrigierte Wellenfront angegeben in Vielfachen der Wellenlänge 780 nm. Verändert übernommen aus [Lac12].

deutlich geringer. Zu erklären ist dies durch das Abschneiden des Strahls im MOT-Kollimator und die dadurch entstehende Beugung am Rand und eine leichte Verkippung der Linsen. Aus den Messungen lässt sich auch der Wellenfrontradius bestimmen, er beträgt für die Interferometrikollimatoren etwa 300 m.

Tabelle 3.3: Vergleich der Zernike-Koeffizienten für einen Interferometrikollimator und einen MOT-Kollimator. Übernommen aus [Lac12].

Zernike-Koeff.	Interferom.-Koll.	MOT-Koll.	Abbildungsfehler
C0	-0,000430972	0,0258089	Piston
C1	-0,0620662	-0,859392	Tilt, x
C2	0,0178104	-0,193115	Tilt, y
C3	-0,0273996	-0,0299915	Defokus
C4	-0,0549062	0,662707	Astigmatismus 0°, 1ter
C5	-0,0386555	0,487091	Astigmatismus 45°, 1ter
C6	0,0923022	0,857007	Koma und Tilt, x
C7	-0,0381028	0,421664	Koma und Tilt, y
C8	0,0575499	2,89985	Sphärische Aberration
C9	0,00598028	-0,0173163	Trifoil 0°
C10	-0,0381127	0,0133489	Trifoil 30°
C11	0,0126079	0,079971	Astigmatismus 0°, 2ter
C12	0,0121386	0,036546	Astigmatismus 45°, 2ter

3.4 Abbildungssystem

Zur Abbildung der atomaren Wolke sind zwei Abbildungssysteme an der Wissenschaftskammer angebracht (siehe Abbildung 3.15). Die optischen Achsen der Systeme bilden zusammen mit der Interferometriachse ein orthogonales Dreibein, somit ist mit beiden Systemen eine Beobachtung der Ausgänge des Interferometers sowie auftretender Streifen möglich. Für die beiden Abbildungssysteme kann derselbe Lichtstrahl benutzt werden. Für das eine System wird die Absorption von nah resonantem Licht und der daraus resultierende Schattenwurf benutzt, während für das andere die Fluoreszenz der Atome im nah resonanten Licht benutzt wird und das hierbei emittierte Licht abgebildet wird. Alternativ kann zur Erzeugung der Fluoreszenz auch Licht aus den beiden Interferometerkollimatoren genutzt werden. Nach den verwendeten Prozessen werden die beiden Systeme als Absorptionsabbildung und Fluoreszenzabbildung bezeichnet. Das für die Abbildung benötigte Licht wird mit einem der in Kapitel 3.3 beschriebenen Interferetriekollimatoren bereitgestellt.

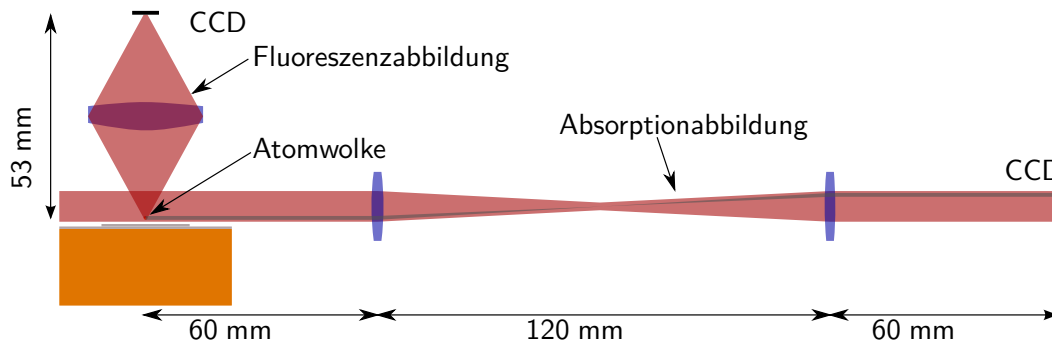


Abbildung 3.15: Schematische Darstellung der Abbildungssysteme. In dem von links eintreffenden Lichtstrahl wird durch die Atome ein Schatten erzeugt, der durch zwei Linsen auf einen CCD abgebildet wird. Das von den Atomen emittierte Licht wird mit einer Linse auf einen weiteren CCD abgebildet.

3.4.1 Fluoreszenzabbildung

Für eine Fluoreszenzabbildung ist eine große numerische Apertur A_n äußerst wichtig, da von dieser neben dem Auflösungsvermögen auch die Amplitude des Signales abhängt. Für eine wie hier verwendete $2f$ -Abbildung mit nur einer Linse gilt $A_n \approx \frac{D}{4f}$, wobei D der Durchmesser der Linse ist und f deren Brennweite. Das Verhältnis vom durch die Atome emittierten Licht und dem aufgefangenen Licht ist in einem solchen System gegeben durch $\frac{I_{em}}{I_{col}} = \frac{A_n^2}{4}$. Die Auflösung der Fluoreszenzabbildung ist durch das Rayleigh-Kriterium $\delta l = 0,61 \frac{\lambda}{A_n}$ gegeben. Dies beschreibt das Auflösungsvermögen eines selbstleuchtenden

1 Dies lässt sich leicht aus dem Raumwinkel der Linse $\Omega = \frac{\pi D^2/4}{(2f)^2}$ und dem Raumwinkel des emittierten Lichtes $\Omega = 4\pi$ erkennen.

Objektes [Mes05].

Um eine möglichst hohe numerische Apertur zu realisieren muss daher eine große Linse nah an der Wolke platziert werden. Dies ist hier durch eine asphärische Linse [Melles Griot LAG-30.0-26.5-C] mit Brennweite $f = 26,5\text{ mm}$ und freiem Durchmesser $D = 28\text{ mm}$ realisiert, damit ergibt sich $A_n \approx 0,264$ und $\frac{I_{em}}{I_{col}} \approx 0,017$. Das durch die Abbildung gegebene Auflösungsvermögen beträgt $\delta l \approx 1,80\ \mu\text{m}$. Da jedoch die Pixelgröße der für die Fluoreszenzdetektion verwendete Kamera [Andor Luca R] $8\ \mu\text{m}$ beträgt, ist dieses die effektive Auflösung des Systems.

3.4.2 Absorptionsabbildung

Bei der Absorptionsabbildung wird der Schattenwurf der Atomwolke mit Hilfe von zwei Linsen vom Typ [Melles Griot LA0-60.0-18.0] in f - $2f$ - f -Konfiguration auf eine Kamera vom Typ [PC0 PC01400] abgebildet. Dabei liegt die Atomwolke im Fokus der ersten Linse und der CCD-Chip im Fokus der zweiten Linse. Zwischen den beiden Linsen ergibt sich dabei ein Brennpunkt. Der Vorteil der Abbildung mit zwei Linsen ist, dass die gesamte Gegenstandsebene auf dem Kamerachip abgebildet wird.

Da die Linsen eine Brennweite f von 60 mm haben ist die Gesamtlänge des optischen Weges 240 mm . Um diesen Weg innerhalb des magnetischen Schildes unterzubringen, muss er gefaltet werden. Dies geschieht mit zwei Spiegeln, von denen sich einer zwischen den beiden Linsen und der zweite zwischen Linse und Kamera befinden. In Abbildung 3.16 ist eine Aufnahme des gefalteten Strahlenganges dargestellt. Um Fehler durch die Faltung zu verringern liegt der erste Spiegel im Fokus der beiden Linsen. Beim zweiten Spiegel ist dies nicht möglich, wodurch ein Versatz des optischen Weges entsteht.

Das Auflösungsvermögen der Abbildung wurde in einem externen Aufbau mit Hilfe einer Auflösungsstesttafel nach USAF1951 [Newport, RES 1] vermessen [Mön14]. Auf dieser finden sich Gruppen von drei Linien verschiedener Größe. Im linken Teil von Abbildung 3.17 ist das so aufgenommene Bild abgebildet. Um das Auflösungsvermögen der Abbildung zu Quantifizieren wurde deren Modulationstransferfunktion ermittelt. Dazu wird zuerst der Kontrast der Streifengruppen $K_{G,E} = \frac{I_{Hell} - I_{Dunkel}}{I_{Hell} + I_{Dunkel}}$ bestimmt und anschließend über ihre räumliche Frequenz $f_{G,E} = 2^{G+(E-1)/6}$ Lp/mm aufgetragen. Hier ist G die Gruppennummer und E die Elementnummer auf der Auflösungsstesttafel. Im rechten Teil von Abbildung 3.17 ist die Modulationstransferfunktion dargestellt. Zu sehen ist ein Verlust des Kontrastes zwischen 64 Lp/mm und $71,8\text{ Lp/mm}$. Dies entspricht einem Auflösungsvermögen zwischen $6,96\ \mu\text{m}$ und $7,81\ \mu\text{m}$. Das nach dem Abbe-Limit errechnete theoretische Auflösungsvermögen der Optik ist mit $\delta l = \frac{f\lambda}{D} \approx 1,8\ \mu\text{m}$ deutlich geringer¹. Diese Abweichung ist durch die Pixelgröße der Kamera zu erklären, die bei $6,45\ \mu\text{m}$ liegt. Die Auflösung ist bei an der Vakuumkammer angebaute Optik niedriger

¹ Der Durchmesser der Linse beträgt 18 mm . Apertur wird jedoch von dem die Linse haltenden Ring limitiert, der einen Innendurchmesser von 16 mm hat.



Abbildung 3.16: Aufnahme der gefalteten Strahlenganges der Absorptionsdetektion: Das Licht kommt von links aus der Vakuumkammer und durchläuft kurz danach eine in der Aufnahme verdeckte Linse. Verändert übernommen aus [Mön14].

zu erwarten, da sich bei der Charakterisierung weder die Vakuumfenster noch die Spiegel im Strahlengang befanden.

Zur Eichung des Abbildungsverhältnisses beider Systeme wurde eine kurz vor dem Phasenübergang befindliche Wolke aus der magnetischen Falle ausgekoppelt und deren Bewegung im freien Fall beobachtet. In Abbildung 3.18 ist die dabei die vom Bild der Wolke zurückgelegte Distanz auf beiden Kameras dargestellt. Anschließend wird die Funktion $A + B \cdot x + \frac{C}{2} \cdot x^2$ an die Daten angepasst und C mit der bekannten

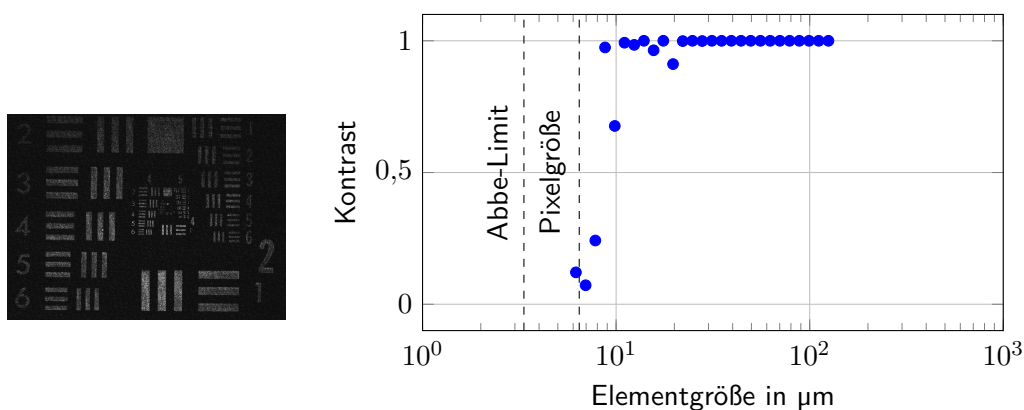


Abbildung 3.17: Links: Aufnahme der Auflösungstesttafel übernommen aus [Mön14].
Rechts: Modulationstransferfunktion der Absorptionsabbildung

Erdbeschleunigung verglichen. Zu beachten ist, dass die Absorptionsabbildung um 45° gegenüber der Gravitation verkippt ist. So erhält man eine Vergrößerung von 0,98 für die Absorptionsdetektion und 0,95 für die Fluoreszenzdetektion.

3.4.3 Pumpensystem

Zur Erhaltung des Ultrahochvakuums werden durchgehend Pumpen benötigt, welche Atome und Moleküle aus dem System entfernen, die durch Dichtungen in das System eindringen, aus den Bauteilen im Vakuum ausgasen oder durch die Wände diffundieren. Insgesamt sind im System drei Pumpen verbaut. Es befinden sich eine Ionengetterpumpe [Agilent VacIon 20 Plus Diode] und eine Titansublimationspumpe [VG Scienta ZST22 110mm] außerhalb des magnetischen Schildes und eine Titansublimationspumpe innerhalb des magnetischen Schildes. Die Titansublimationspumpe im Schild ist ein Eigenbau, um auf magnetisierbare Materialien möglichst zu verzichten, wie sie bei kommerziell verfügbaren Pumpen verbaut werden. Beide Titansublimationspumpen befinden sich in einem CF-40-Rohr, das auf der dem System zugewandten Seite mit einem Aluminiumgitter versehen ist. Dieses soll sich von den Pumpen lösende Titanflocken zurückhalten, wie sie im Fallturmexperiment QUANTUS-1 beobachtet wurden.

In Titansublimationspumpen wird ein Draht aus einer Titanlegierung durch Strom erhitzt und dadurch Titan aus dem Draht abgeschieden, welches an den umliegenden Wänden der Vakuumapparatur resublimiert. Restgasmoleküle die mit der reinen Titanschicht stoßen werden chemisch an diese gebunden und somit aus dem System entfernt. Die Titansublimationspumpen werden um eine gleichmäßige Pumprate zur gewährleisten in einem Abstand von zwei Wochen aktiviert. Dabei wird bei beiden Pumpen je eines der jeweils drei Titanfilamente durch einen Strom von 48 A für eine Minute erhitzt.

In Ionengetterpumpen werden die Moleküle zuerst durch Elektronenstöße ionisiert und durch ein elektrisches Feld auf eine Anode beschleunigt und dort gebunden. Bei

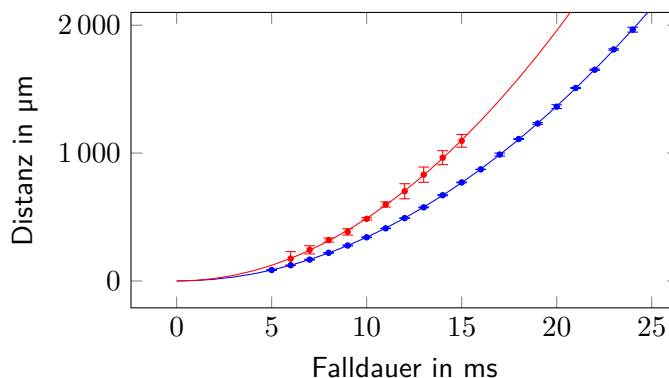


Abbildung 3.18: Messungen zur Eichung der Vergrößerungsfaktoren. Die mit der Fluoreszenz- (rot) und Absorptionsabbildung (blau) Position frei fallender Wolken. Zu beachten ist, dass die Absorptionsdetektion mit einem Winkel von 45° zur Gravitation steht.

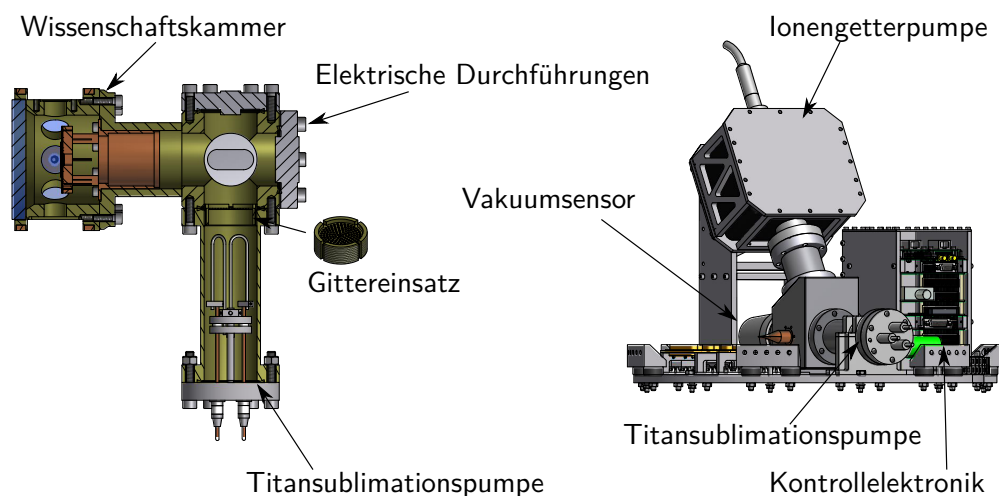


Abbildung 3.19: Links: Selbstgebaute Titansublimationspumpe mit den Vakuumteilen zum elektrischen Anschluss des Atomchips. Der Gittereinsatz ist gesondert dargestellt. Rechts: Pumpensystem mit Vakuumsensor, Pumpen und Kontrollelektronik.

diesem Prozess werden wiederum Elektronen freigesetzt die weitere Moleküle ionisieren können. Um ein möglichst großes Volumen für die Stöße zwischen den Molekülen und den Elektronen zu erreichen werden die Elektronen mit Hilfe eines Magnetfeldes abgelenkt und somit auf eine schraubenähnliche Bahn gebracht.

Zur Verbindung des Pumpensystems mit der Wissenschaftskammer ist ein CF-16-Wellbalg der Firma [Metallic Flex] verbaut. Dieser dient zur mechanischen Entkopplung der beiden Systeme und verhindert eine Überbestimmung der Fixierung der Vakuumkammer. Würde an dieser Stelle eine starre Verbindung verbaut werden, könnten Fertigungstoleranzen der Halterung sowie der Vakuumteile zu Kräften auf den Vakuumdichtungen führen.

Neben dem oberen Pumpensystem ist die Elektronik zum Betrieb der Ionengeretterpumpe und des Vakuumsensors angebracht. Diese besteht aus denen in Kapitel 2.3.2 beschriebenen Elektronikmodulen. In dem Modulblock zur Vakuumkontrolle sind eine Netzwerk-, ein Ionengeretterkontroll-, eine Vakuumsensor-, eine Stromversorgungs- und eine Akkumulatorkarte verbaut. Letzte dient der Sicherstellung der Spannungsversorgung der Ionengeretterpumpe. Diese kann damit auch aktiv bleiben, während die restliche Nutzlast ausgeschaltet ist. Benötigt wird dies vor allem beim Transport der Nutzlast sowie in der Startvorbereitung.

3.5 Magnetischer Schild

Externe magnetische Felder können zu Störungen der Experimente führen. So kann es zu Änderungen der Position der Magnetfalle, der Frequenzen für die Evaporation oder der optimalen Magnetfeldkonfiguration für die optische Melasse kommen. Sich nicht verändernde, homogene Felder können leicht durch magnetische Spulen kompensiert werden. Da jedoch im Fall eines sich bewegenden Experimentes eine ständige Änderung der Feldstärken und Richtungen zu erwarten ist (siehe Abschnitt 2.2.2), wäre eine Messung des derzeit wirkenden magnetischen Feldes und eine anschließende Regelung der Kompensationsfelder nötig. Daher ist diese Methode nur wenig praktikabel. Alternativ dazu kann der Magnetfeldeintrag passiv durch einen magnetischen Schild verringert werden.

Da der magnetische Fluss dem energetisch günstigsten Weg folgt, wird ein Objekt, welches sich in einem Zylinder aus einem Material mit hoher magnetischer Permeabilität befindet, von einem äußeren Feld abgeschirmt. Eine einfache Abschätzung des so erreichbaren Abschirmfaktors senkrecht S_{\perp} und parallel S_{\parallel} zur Achse liefert die Formeln aus [Koh96]:

$$S_{\perp} = \mu_r \frac{d}{D} + 1 \quad , \quad S_{\parallel} = 4N \frac{S_{\perp} - 1}{1 + d/(2l)} + 1 \quad . \quad (3.5)$$

Hierbei ist μ_r die magnetische Permeabilität, d die Wandstärke, D der Durchmesser und l die Länge des Zylinders. N ist der Entmagnetisierungsfaktor der für $1 < l/D < 10$ genähert $N \approx 0,38(L/D)^{-1,3}$ ist. Für $D = 0,5$ m, $d = 0,001$ m, $l = 1$ m und $\mu_r = 30000$ werden so Abschirmfaktoren von $S_{\perp} = 61$ und $S_{\parallel} \approx 31$ erreicht. Um eine bessere Abschirmung zu erreichen, kann entweder die Materialstärke erhöht oder mehrere Lagen von Abschirmung kombiniert werden. Bei einem hinreichend großen Abstand der Einzellagen ist der so erreichbare Abschirmfaktor nahezu das Produkt der Einzelfaktoren [Koh96].

Die Quell- und die Wissenschaftskammer mitsamt Kollimatoren und Abbildungssystemen sind von einem dreilagigen Schild aus Mu-Metall der Firma [Seke1s] umgeben, einer weichmagnetischen Legierung, die vor allem aus Nickel und Eisen besteht. Diese zeichnet sich durch eine sehr hohe magnetische Permeabilität von $\mu_r = 30000$ bis 50000 aus.

Für die magnetische Abschirmung der Atomchipapparatur wurde als Designziel ein Abschirmfaktor von $S > 1000$ gewählt. Um diesen Faktor zu erreichen, wurden Finite-Elemente-Simulationen am Zentrum für angewandte Raumfahrttechnik und Mikrogravitation in Bremen durchgeführt. Es wurde ein Design mit drei Lagen gewählt, wobei die beiden äußeren Lagen eine Wandstärke von 1 mm und die innerste Lage eine Wandstärke von 2 mm hat. Der Innendurchmesser der innersten Lage beträgt 380 mm und der Abstand

zwischen den Lagen 6 mm. Für dieses Design wurden in Simulationen Abschirmfaktoren¹ von $S = (13521, 24653, 6996)$ entlang der Hauptachsen des Systems vorhergesagt.

Zur Überprüfung des Designs wurden anschließend Messungen des Abschirmfaktors durchgeführt. Dazu wurde der Schild in drei orthogonale Helmholtzspulenpaare gestellt und im Schild der magnetische Fluss gemessen, während durch die Spulen verschiedene Felder erzeugt werden. So wurden Abschirmfaktoren von $S = (10614, 10348, 2189)$ in den drei Raumrichtungen gemessen.

Nach der Installation des magnetischen Schildes kann eine Magnetisierung des Schildes vorliegen. Diese entsteht wenn es zu Kräfteinwirkungen kommt, während der Schild einem Magnetfeld ausgesetzt ist. Um die Magnetisierung abzubauen wird die Hysterese des magnetischen Momentes ausgenutzt in dem ein oszillierendes Magnetfeld angelegt und dessen Amplitude langsam verringert wird. Dazu wurde eine Spule mit 50 Windungen vertikal um die Wand der innersten Schildlage gewickelt. Zur Endmagnetisierung wird mit einem Trenntransformator [EA-STT 2000] die mit 50 Hz schwingende Netzspannung innerhalb von 30 s von 60 V auf 0 V reduziert. Der Maximalstrom beträgt dabei 1,2 A.

3.6 Werkstoffwahl

Ein wesentliches Kriterium bei der Materialauswahl war eine geringe magnetische Suszeptibilität. Diese gibt die Magnetisierbarkeit von Materialien in einem äußeren Magnetfeld an. Da eine Magnetisierung zu einer Verformung der erzeugten Magnetfelder und durch Hysterese zu Störfeldern führen kann, wurde für alle innerhalb des magnetischen Schildes befindlichen Bauteile, wenn möglich, amagnetische Materialien verwendet. So wurde die Vakuumkammer aus Titan [Ti-6Al-4V] und die meisten Teile der Halterung aus der Aluminiumlegierung [EN AW-7075] gefertigt.

Für die optischen Zugänge wurden Vakuumschaufenster aus Borosilikat-Kronglas [Schott N-KB7] gewählt. Dieses hat für nahinfrarotes Licht eine Transmission von über 99%/cm. Außerdem hat es einen zu Titan nahezu identischen thermischen Ausdehnungskoeffizienten. Die Fenster sind beidseitig für unter 0° eintreffendes Licht antireflex beschichtet [Laseroptik AR767-1000nm/0°]. Eine Ausnahme bilden die Fenster an der Quellkammer, die nur von außen beschichtet sind. Grund dafür ist das Risiko einer Reaktion zwischen dem Rubidium und der Beschichtung.

Zur Dichtung der Vakuumkammer wurden drei verschiedene Methoden verwendet. Für das Dichten der Übergänge zwischen Fenster und Kammer sowie der des Überganges zwischen Chiphalter und Wissenschaftskammer wurden Indium-Pressdichtungen benutzt. Dabei wird ein 0,5 mm dicker Indiumdraht der Firma [Sigma Aldrich] zwischen den beiden Dichtflächen verpresst. Das hoch duktile Material bildet eine hermetische Dichtung zwischen den beiden Bauteilen, die Leckraten von unter 10^{-11} (mBar · l)/s

¹ Die hier angegebenen Abschirmfaktoren gelten für langsam variierende Felder und daher insbesondere nicht für Radiofrequenz- oder Mikrowellenfelder. Für solche hochfrequenten Felder funktioniert der Schild jedoch als faradayscher Käfig.

zeigen [Str12]. Ein Vorteil dieser Dichttechnik ist eine im Vergleich zur CF-Dichtungen kleine Bauform. Von Nachteil ist, dass es zu Reaktionen zwischen Rubidium und Indium kommen kann [Hul13], was wiederum zum Auftreten von Lecks führen kann.

Für die Verbindung zwischen Quell- und Wissenschaftskammer wurde eine Silberlot-Verbindung gewählt. Dabei wird zwischen den beiden Dichtflächen ein Silberdraht gelegt und die Bauteile in einem Vakuumofen bei mehreren hundert Grad Celsius zusammen gepresst. Der Lötprozess wurde durch das Günter-Köhler-Institut für Füge- und Werkstoffprüfung in Jena durchgeführt. Ein Vorteil dieser Technik ist es, dass die Verbindung eine gute mechanische Stabilität aufweist, welche aufgrund der beim Start wirkenden Kräfte besonders zwischen den beiden Kammern nötig ist.

Für alle anderen Dichtungen wurde das CF-System verwendet, bei dem ein Kupferring zwischen zwei Schneidkanten gepresst wird. Derzeit werden am DLR Institut für Raumfahrtssysteme die verschiedenen Dichtsysteme auf den Einfluss von mechanischen Kräften auf ihre Dichtheit getestet.

3.7 Qualifikationsprozess

Eine besondere Belastung während des Raketenfluges stellen die beim Aufstieg herrschenden Vibrationen (siehe Abschnitt 2.2) dar. Um sicherzustellen, dass die Nutzlast diese unbeschadet übersteht, wurden insgesamt 18 Vibrationstests durchgeführt. Die Testphilosophie dabei ist es zuerst Tests von Einzelteilen, anschließend der Baugruppen und abschließend von der gesamten Nutzlast durchzuführen. Dabei werden unterschiedliche Belastungsniveaus verwendet. In Tabelle 3.4 sind für die verschiedenen Niveaus das Leistungsdichtespektrum (LDS) und das quadratische Mittel aufgeführt.

Die Tests wurden am Zentrum für angewandte Raumfahrttechnik und Mikrogravitation in Bremen durchgeführt. Dort steht ein Vibrationstisch vom Typ [LDS V875 HBT 600] zur Verfügung mit dem Tests in horizontaler, wie auch vertikaler Richtung durchgeführt werden können. Die Tests auf Einzelteilebene wurden in alle drei Raumrichtungen durchgeführt, während die Tests auf Baugruppenebene nur in vertikaler Richtung durchgeführt wurden, da die Masse der Baugruppen die Spezifikationen des horizontalen Testbetriebs überschreiten.

Tabelle 3.4: Spektrale Leistungsdichten der Testniveaus

	Frequenz	Qualifikation	Akzeptanz	Flugsimulation
LDS	20 Hz - 400 Hz	0,0045 g ² /Hz	0,002 g ² /Hz	0,00027 g ² /Hz
	400 Hz - 600 Hz	0,0675 g ² /Hz	0,03 g ² /Hz	0,0041 g ² /Hz
	600 Hz - 1300 Hz	0,0045 g ² /Hz	0,002 g ² /Hz	0,00027 g ² /Hz
	1300 Hz - 2000 Hz	0,0675 g ² /Hz	0,03 g ² /Hz	0,0041 g ² /Hz
	Quadratisches Mittel	8,106 g _{rms}	5,4 g _{rms}	2 g _{rms}

Während des Tests wird die Beschleunigung des Aufbaus mit piezoelektrischen Aufnehmern [Endevco 2226C & Endevco 226C] gemessen. Diese werden an verschiedenen Positionen des Prüflings angebracht und ermöglichen so eine Messung der lokalen Beschleunigung. Hinzu kommen weitere piezoelektrischen Sensoren, die zur Regelung des Vibrationstisches benutzt werden.

Vor und nach dem eigentlichen Belastungslauf werden Resonanzsuchläufe durchgeführt. Dabei wird die Anregungsfrequenz bei $0,5 g_{\text{rms}}$ von 5 Hz auf 2 kHz erhöht und gleichzeitig die lokalen Beschleunigungen durch die am Prüfling angebrachten Sensoren aufgezeichnet. Aus diesen Messungen kann Aufschluss über die mechanischen Resonanzen des Systems gewonnen werden. Außerdem kann durch einen Vergleich der vor und nach dem Belastungslauf aufgenommenen Resonanzprofile Aufschluss über mögliche Veränderungen oder Beschädigungen des Prüflings erlangt werden.

3.7.1 Tests von Einzelkomponenten

Wie oben beschrieben, wurden als erstes Tests an Einzelkomponenten durchgeführt, wobei hier das Qualifikationsniveau (siehe Tabelle 3.4) verwendet wurde. Um eine Vorschädigung des Flugmodells zu vermeiden, wurden die Tests dieser Qualifikationsphase mit baugleichen Kopien der im Flugmodell verbauten Teile durchgeführt.

Vakuumkomponenten

Wie in Kapitel 3.1 dargestellt, sind mehrere Vakuumpumpen nötig, um das Ultrahochvakuum in der Kammer zu erhalten. Im Rahmen der Tests wurden verschiedene kommerziell erhältliche Pumpentypen getestet, die in Bezug auf Größe, Gewicht, und Pumprate für den Einsatz sinnvoll erschienen. Außerdem wurden die für das Vakuumsystem nötigen Sensoren, Dichtungen, Ventile und Metallbälge getestet.

Erste Tests wurden an einer [SAES NextTorr] durchgeführt. Diese ist eine Kombination aus einer nicht- evaporativen Getter- und einer Ionen-Getterpumpe, wodurch ein kompaktes System gebaut werden kann. Während der Vibrationstests wurden jedoch Einbrüche der Hochspannung für den Ionen-Getterteil festgestellt, diese sind höchstwahrscheinlich auf Überschläge zwischen den Elektroden zurückzuführen. Durch diese Einbrüche ist ein Betrieb der Pumpe während des Startes nicht möglich, was als inakzeptable identifiziert wurde. Des Weiteren zeigte sich bei einer Untersuchung nach den Vibrationstests ein Bruch der Aufhängung der nicht- evaporativen Getterscheiben und eine starke Staubentwicklung (siehe Abbildung 3.20) an der Pumpe. Dieser Pumpentyp wurde daher als nicht geeignet für den Einsatz während des Raketenfluges befunden.

Parallel zu den Tests an der kombinierten Pumpe wurde auch Tests an einer reinen nicht- evaporativen Getterpumpe [SAES CapaciTorr] durchgeführt. Auch hierbei konnte eine Zerstörung der Aufhängung des Gettermaterials festgestellt werden, wodurch eine Verwendung dieses Pumpentyps ausgeschlossen wurde. In Zukunft könnte eine Modifikation der Aufhängung der Pumpenteile sowohl eine [SAES CapaciTorr] wie auch eine [SAES NextTorr] nutzbar machen.

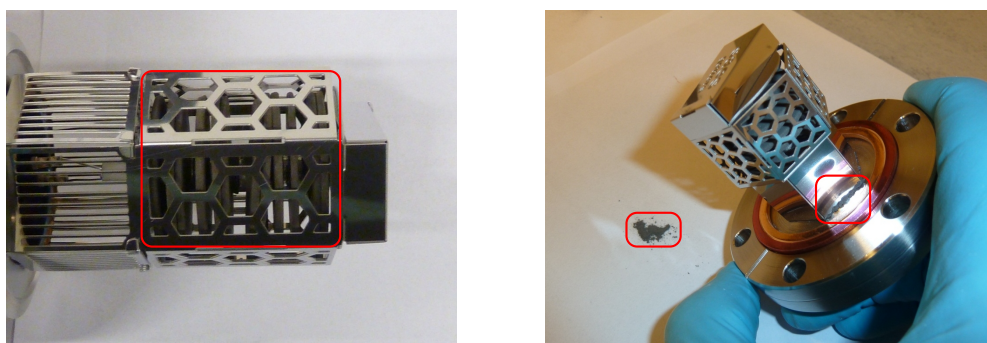


Abbildung 3.20: Nicht- evaporative Getterpumpen nach den Vibrationstests. **Links:** Aufnahme des nicht- evaporativen Getterteils eines [SAES NextTorr] nach den Vibrationstests. In dem hervorgehobenen Teil sind die losen Scheiben aus dem Gettermaterial zu erkennen. **Rechts:** Aufnahme einer [SAES CapaciTorr] nach den Vibrationstests. Hervorgehoben ist an der Pumpe gefundene Staub.

Als Ersatz für die nicht- evaporativen Getterpumpen wurde eine Titansublimationspumpe gewählt und eine kommerziell verfügbare Pumpe [VG Scienta ZST22 110mm] sowie ein Eigenbau getestet. Bei beiden Pumpen traten keine Probleme während der Tests auf und auch bei einer Inspektion nach den Tests zeigten sich keine Beschädigungen oder Staubentwicklung.

Als Ersatz für den Ionen-Getterteil der kombinierten Pumpe wurde eine reine Ionen-Getterpumpe vom Typ [Agilent VacIon 20 Plus Diode] getestet. Bei diesem Typ zeigten sich keine Spannungseinbrüche während der Tests und ein gleichbleibende Funktionalität über mehrere Tests.

Zur Messung des Drucks während der Tests kamen zwei Sensoren zum Einsatz, ein Kaltkathoden-Sensors [Pfeiffer IKR 270] und ein kombinierter Pirani- und Kaltkathoden-Sensor [Pfeiffer PKR 251]. Auf den Messungen mit beiden Sensoren zeigten sich Ausreißer während der Vibrationstests, deren Grund nicht abschließend geklärt werden konnte. Denkbar als Grund ist ein Schwingen des Elektrode. Da sich jedoch direkt nach den Tests eine verlässliche Messung wieder einstellte, sind beide Sensoren für den Einsatz während des Fluges geeignet.

Zum Test der Dichtungen wurden Vibrationstests an einer aus Aluminium gefertigten Kammer durchgeführt. Dabei wurden sowohl die Fenster wie auch die Verbindung zwischen Quell- und Wissenschaftskammer mit Indium gedichtet. Während der Tests trat ein Leck an der Verbindung zwischen den beiden Kammern auf, welches bei anschließenden Lecktests bestätigt werden konnte. Zu erklären ist ein Leck an dieser Verbindungsstelle durch die auf Grund der Masse der Kammer auftretenden Kräfte. Daher wurde die Indiumdichtung an dieser Stelle durch eine Silberlotverbindung ersetzt.

An den ebenfalls mit Indium gedichteten Fenstern traten keine Lecks auf und auch nach mehreren Tests konnte keine Schwächung der Dichtung festgestellt werden. Bei

diesen Tests wurden die Fenster nicht durch Anpressringe gehalten sondern lediglich durch den Luftdruck angepresst. Bei den verwendenden CF-Dichtungen traten keine Lecks auf, obwohl mit diesen teilweise Bauteile mit mehreren Kilogramm Masse befestigt waren.

Zu den weiteren getesteten Komponenten gehören auch Well- und Membranbälge. Diese sind zwischen Ionen-Getter-Pumpe und Pumpensektion beziehungsweise Wissenschaftskammer und Pumpensektion verbaut um dort eine mechanische Überbestimmung zu verhindern. Bei den Tests fiel auf, dass in Systemen in denen Membranbälge verbaut sind ein Anstieg des Druck auf bis zu 10^{-8} mBar auftritt. Es wird vermutet, dass der Grund dafür das Ablösen von Verunreinigen aus dem Membranbalg ist. Dies konnte durch eine direkte mechanische Anregung der Bälge bestätigt werden. Bei den alternativ getesteten Wellbälgen traten diese Probleme nicht auf.

Des Weiteren fiel bei diesen Tests auf, dass an den verwendeten Ventilen [VAT 54032-GE02] während der Tests Lecks auftraten, die zu einer kurzzeitigen Verschlechterung des Vakuums führen. Hinzu kam ein dauerhaftes Versagen der Ventile nach mehreren Testläufen. Als Konsequenz daraus wurden die Ventile durch Kupferklemmröhren ersetzt.

Zum Abschluss der Qualifikationstests der Vakuumkomponenten wurde der in Abbildung 3.21 dargestellte Aufbau verwendet, bei dem die oben genannten Komponenten verbaut sind. Bei den Tests wurde direkt nach den Vibrationsläufen ein Druck von $5 \cdot 10^{-10}$ mBar gemessen. Dieser fiel innerhalb von 60 s auf unter $3 \cdot 10^{-10}$ mBar und nach einigen Minuten auf das Ausgangsniveau von unter 10^{-10} mBar.

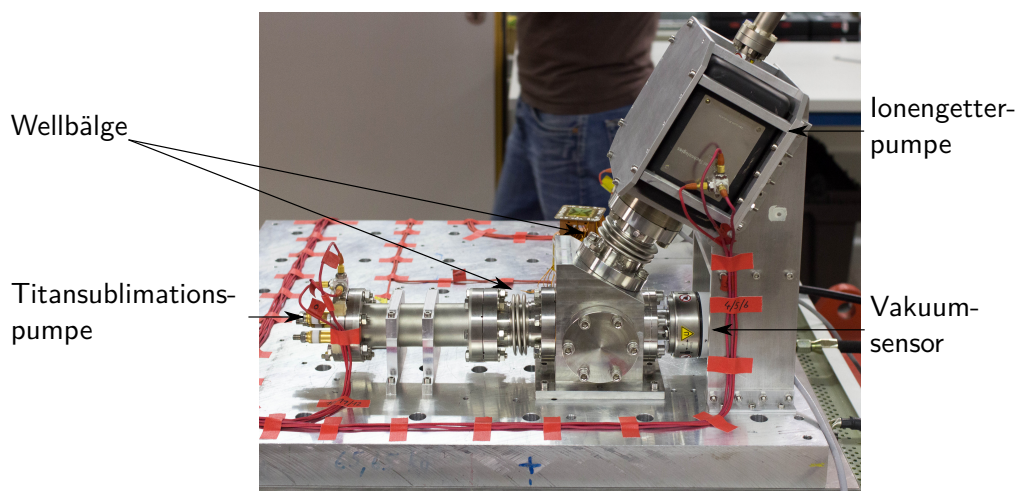


Abbildung 3.21: Aufbau während des letzten Vakuumkomponententests. Nicht zu sehen ist die Kupferklemmröhre auf der Rückseite.

Atomchipaufbau

In einem ersten Test wurde ein Atomchipaufbau in dem Design des Fallturmexperimentes QUANTUS-2 getestet. Bei diesem wird die Verbindung zwischen den mikroskopischen Chips und den Kabeln mit Beryllium-Kupfer-Pins realisiert, die in einem Macor-Halter befestigt werden und mit Bonddraht kontaktiert sind [Her13]. Während des Tests kam es zu einem Bruch des Macor-Halters. Daher wurde im Folgenden eine Anpassung des Designs durchgeführt, in dem die Pins durch geklebte Verbindungen ersetzt wurden.

Während eines zweiten Tests wurde das adaptierte Design des Atomchipaufbaus geprüft. Dabei war ein besonderer Augenmerk auf elektrischen Verbindungen zwischen den Lagen und zu den elektrischen Durchführungen gerichtet. Dazu wurde ein Atomchip mit angeklebten Kabeln sowie geschweißten Verbindungen zwischen den Lagen getestet. Bei keiner der Strukturen konnte eine Veränderung der elektrischen Eigenschaften festgestellt werden und eine optische Inspektion zeigte keine Schäden.

Kollimatoren

Zur Qualifikation der Strahlformungsoptik wurden sowohl ein Interferometrie- und zwei MOT-Kollimatoren getestet. Dazu wurden die Wellenfronten der erzeugten Strahlen vor und nach dem Test charakterisiert (siehe Abschnitt 3.3). Nach den Tests zeigte sich, dass sich bei einem der getesteten MOT-Kollimatoren eine Linse gelöst hatte. Dies kann auf eine mangelnde Verklebung eines Konterringes zurückgeführt werden. Daraufhin wurde eine verstärkte Kontrolle der Klebestellen durchgeführt. Der zweite getestete MOT-, sowie der Interferometrikollimator zeigte keine Veränderung der Phasenfronten und keine sichtbaren Beschädigungen. Eine genaue Beschreibung des Tests findet sich in [Lac12].

Rubidiumreservoir

Bei den Tests des Rubidiumreservoirs wurde ein Prototyp verwendet, der sich lediglich in der Länge des Membranbalg von dem in Abbildung 3.2 dargestellten Flugmodell unterscheidet. Diese Tests wurden mit einem System bestehend aus dem Reservoir, einem Kaltkathoden-Sensor [Pfeiffer IKR 270] und einem Ventil [VAT 54032-GE02] durchgeführt. Vor und nach den Tests wurde das Rubidiumreservoir mit einem Massenspektrometer [AMETEK Dycor LC-D] charakterisiert, dabei kam es zu keinen Veränderungen. Dabei ist zu bemerken, dass im Rubidiumreservoir ein Membranbalg verbaut ist, die oben geschilderten Probleme jedoch nicht beobachtet werden konnten. Dies ist dadurch zu Erklären, dass der Balg im Reservoir vollständig komprimiert verbaut ist.

Andere Einzelkomponenten

Neben den Komponenten des Vakuumsystems wurden auch die Bestandteile der anderen Subsysteme Vibrationstests unterzogen. So wurden unter Anderem für das Lasersystem die Laserquellen und die optischen Bauteile wie akusto-optische Modulatoren, Faseraufteiler und mechanische Verschlüsse qualifiziert. Für das Elektroniksystem wurden Gruppen von Elektronikmodulen und insbesondere das Modul zum Betrieb der Ionen-Getter-Pumpe

getestet. Da in diesem Modul Hochspannung von bis zu 4kV auftreten, galt es als besonders kritisch.

3.7.2 Tests der Baugruppen

Nach Abschluss der Tests auf Komponentenebene wurden Tests an den Subsystemen durchgeführt. Bei den Prüflingen handelte es sich um die Flugmodelle der Systeme und die Tests wurden auf dem Akzeptanzniveau (siehe Tabelle 3.4) durchgeführt.

Atomchipapparatur

Nach dem Aufbau des Vakuumsystems wurden zwei Tests mit dem System durchgeführt, wobei sich lediglich der Ausgangsdruck der beiden Tests unterschied. Für die Tests wurde die Atomchipapparatur in einem Aluminiumzylinder montiert, der der im Flug verwendeten Hülle ähnelt und für die Montage auf den Vibrationstisch angepasst ist. In dem Zylinder war das System mit zu denen im Flug verwendeten Stoßdämpfern befestigt. Die Tests wurden ohne den magnetischen Schild und ohne das darunter montierte Lasersystem durchgeführt.

Ziel der Tests war es zu zeigen, dass ein für die Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensates ausreichendes Druckniveau nach Abschluss der ersten Lageregelungsphase (siehe 2.1.1) erreicht werden kann. Daher wurde als Anforderung das Erreichen von unter $5 \cdot 10^{-10}$ mBar nach 40 s definiert.

In Abbildung 3.23 ist der Druckverlauf während eines Tests auf Akzeptanz- und auf Flugniveau dargestellt. Bei dem Test auf Akzeptanzniveau steigt der Druck auf bis zu $9 \cdot 10^{-9}$ mBar und fällt nach dem Abschalten in 38 s unter $5 \cdot 10^{-10}$ mBar. Für das Flugniveau steigt der Druck nur knapp über $1 \cdot 10^{-9}$ mBar und ist nach 5 s bereits unter dem definierten Druck.

Neben der Druckmessung spielt für die Qualifikation auch eine Inspektion des System nach den Tests eine entscheidende Rolle. Da hierbei keine Beschädigungen festgestellt und in der auf die Tests folgenden Inbetriebnahme des Systems eine Bose-Einstein-Kondensat erzeugt wurde, ist die Atomchipapparatur für den Einsatz auf der Mission MAIUS-1 qualifiziert.

Andere Baugruppen

Die Tests der weiteren Subsysteme sind teilweise abgeschlossen. Es wurden bereits die Tests am Lasersystem und am Batteriemodul durchgeführt. Für beide Tests wurden die Systeme in den schon beim Test der Atomchipapparatur verwendeten Aluminiumzylinder verbaut und mit Stoßdämpfern befestigt.

Beim Lasersystem wurde überprüft, ob sich während der Tests die Lichtleistungen der Lasermodule oder an den Ausgängen verändert. Dazu wurde vor und nach dem Test alle

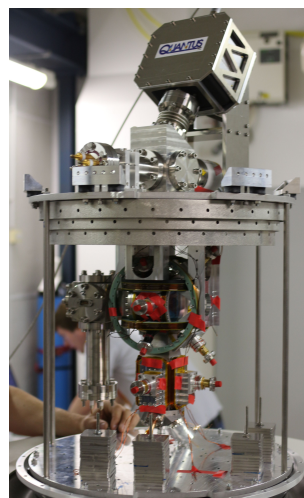


Abb. 3.22: Atomchipapparatur auf dem Vibrationstisch

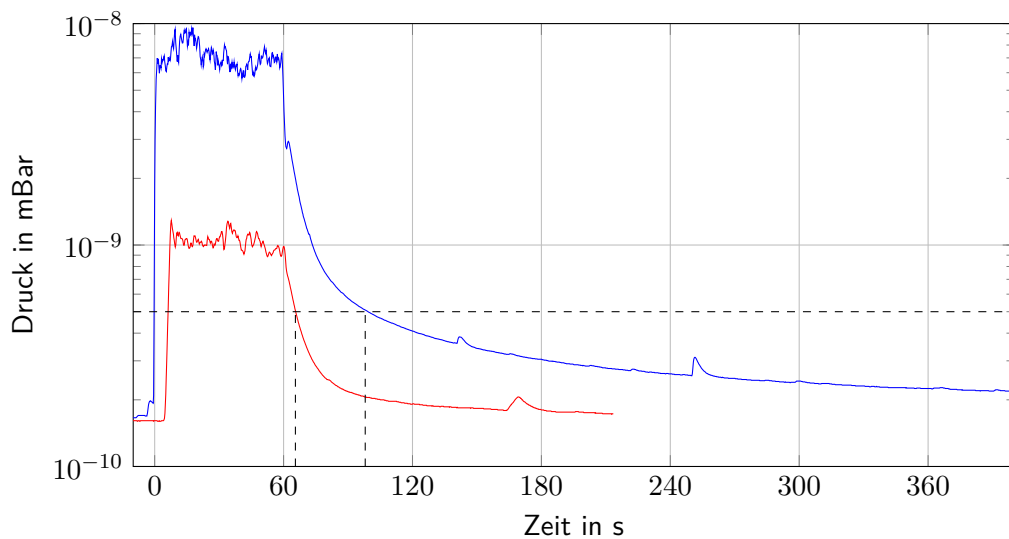


Abbildung 3.23: Druckverlauf während des Vibrationstests der Atomchipapparatur auf Akzeptanz- (blau) und Flugniveau (rot). Als gestrichelte Linien ist das Niveau von $5 \cdot 10^{-10}$ mBar und die Zeitpunkte bei denen die Druckverläufe diesen Druck erreichen hervorgehoben.

Lichtleistungen vermessen und während dessen exemplarisch ein Lasermodul überwacht. Es wurden keine Änderungen der überwachten Lichtleistung festgestellt und auch bei der nachträglichen Überprüfung aller Kanäle wurden keine Verschlechterungen gemessen.

Das Batteriemodul wurde auf seine mechanische Stabilität geprüft. Gleichzeitig wurde an mehreren Kanäle überwacht, ob es zu einer Schwankung der Ausgangsspannung kommt. Nach Abschluss der Integration der Elektronikmodule in das Elektronikpaket soll dessen Test die Subsysteme abschließen.

3.7.3 Test der integrierten wissenschaftlichen Nutzlast

Der noch ausstehende Tests des Gesamtsystems wird nach der Integration aller Komponenten stattfinden. Da die integrierte Nutzlast in Gewicht und Größe die Spezifikationen des Vibrationstisches am ZARM überschreitet, werden diese Tests bei IABG in Ottobrunn durchgeführt. Geplant ist ein Test auf Akzeptanzniveau in Flugkonfiguration und eine anschließende vollständige Überprüfung der Funktionsfähigkeit des Experimentes.

KAPITEL 4

Erzeugung und Charakterisierung von Bose-Einstein-Kondensaten

Ein Grundstein zur erfolgreichen Durchführung der Raketenmission MAIUS-1 ist die Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten in der Atomchipapparatur. Dieser Prozess besteht aus einer Reihe von Schritten, deren einwandfreie Funktion während des Fluges essentiell ist. Diese werden im Folgenden in der Reihenfolge der experimentellen Sequenz vorgestellt.

4.1 Magneto-optische Fallen

Der erste Schritt zur Erzeugung ultra-kalter Ensembles ist das Fangen und Kühlen der Atome mit zwei magneto-optischen Fallen. Hierzu wird die durch Licht auf Atome ausgeübte Spontankraft verwendet, die aus der Kombination von gerichteter Absorption und isotroper Reemission der Photonen resultiert und somit entlang der Propagationsrichtung des Lichts wirkt. Der Betrag der Kraft ist proportional zur Streurate. Durch eine Rotverstimmung des Lichts gegenüber dem zur Kühlung genutzten Übergang, kann eine Abhängigkeit der Streurate von der Bewegungsrichtung und Geschwindigkeit der Atome erzeugt werden. Somit kann durch zwei gegenläufige und rot verstimzte Strahlen ein atomares Ensemble gekühlt werden. Befinden sich die Atome zusätzlich in einem magnetischen Quadrupolfeld und sind die beiden Strahlen zirkular polarisiert, kommt es durch die energetische Verschiebung der magnetischen Unterzustände zu einer Ortsabhängigkeit der Kraft. Eine solche Kombination aus einem Quadrupolfeld und gegenläufigen, rot verstimzten Lichtstrahlen wird als magneto-optische Falle bezeichnet [Met99].

Bei MAIUS-1 wird eine Kombination aus zwei magneto-optischen Fallen verwendet, wobei mit der einen Falle ein Einschluss der Atome in alle drei Raumrichtungen realisiert und diese daher als 3D-MOT (von englisch *magneto-optical trap*) bezeichnet wird. Die 3D-MOT wird in der Wissenschaftskammer gebildet, in der das benötigte inhomogene Magnetfeld mit den mesoskopischen U-Drähten in Kombination mit den äußeren Spulen erzeugt wird. Die Achsen des so erzeugten Quadrupolfeldes sind um 45° gegenüber der Chipoberfläche verdreht. Das zum Fangen der Atome benötigte Licht wird entlang dieser Achsen eingestrahlt, wobei zwei der Strahlen an der Chipoberfläche reflektiert werden.

Die so gebildete Falle wird auch als Spiegel-MOT bezeichnet [Rei99]. Eine Darstellung der Wissenschaftskammer befindet sich in Abbildung 3.7.

Bei dem in MAIUS-1 verwendeten ^{87}Rb werden für den Betrieb einer magneto-optischen Falle zwei Lichtfelder verschiedener Frequenz benötigt. Mit dem ersten Lichtfeld wird der Übergang $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 3\rangle$ getrieben. Hiermit wird die zum Kühlen und Fangen benötigte Spontankraft erzeugt und wird deshalb als Kühllicht bezeichnet. Es ist jedoch auch möglich, dass durch das Kühllicht eine Anregung in den Zustand $|5^2P_{3/2}, F' = 2\rangle$ stattfindet, aus dem die Atome mit einer nicht verschwindenden Wahrscheinlichkeit in den Zustand $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$ übergehen können. Atome in diesem Zustand können durch das Kühllicht nicht angeregt werden, weshalb ein zweites Lichtfeld zum Treiben des Überganges $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 2\rangle$ benötigt wird. Mit diesem Licht werden die Atome dem Kühlkreis wieder zugefügt und es wird als Rückpumplicht bezeichnet. Aufgrund der niedrigen Wahrscheinlichkeit eines Übergangs in den Zustand $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$ wird für das Rückpumplicht eine um drei Größenordnungen geringere Leistung als für das Kühllicht benötigt [Ste10b].

Für eine schnelle Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensates ist eine hohe Laderate der dreidimensionalen magneto-optischen Falle nötig. Um diese zu erreichen, wird in der Quellkammer ein vorgekühlter Atomstrahl erzeugt und dieser durch die differentielle Pumpstufe in die Wissenschaftskammer transferiert. Zur Erzeugung des Atomstrahls wird die zweite magneto-optische Falle verwendet, die aufgrund ihres zweidimensionalen Einschlusses der Atome als $2D^+$ -MOT [Cha06; Die98] bezeichnet wird. Dabei bilden zwei anti-parallele Strahlenpaare, die zueinander orthogonal stehen, zusammen mit vier Spulen eine magneto-optische Falle in zwei Raumrichtungen. Die Spulen befinden sich dabei in der *racetrack*-Konfiguration mit der ein zylindrisches Quadrupolfeld erzeugt wird. Entlang der Symmetrieachse dieses Feldes bilden zwei weitere Strahlen eine optische Melasse, mit der durch eine ungleiche Lichtleistung in den Strahlen ein gerichteter Atomstrahl durch die differentielle Pumpstufe gebildet wird. Eine Darstellung der Quellkammer findet sich in Abbildung 3.3.

Im Folgenden wird die Optimierung der beiden magneto-optischen Fallen vorgestellt. Dabei wurde über die Ströme in Spulen und Atomchip die Position des Nulldurchgangs und der Gradient des Magnetfeldes und durch die Leistung und Verstimmung des Kühllichts die Stärke der Lichtkraft angepasst. Da die Optimierung der $2D^+$ -MOT bereits in einer Bachelorarbeit [Mie13] und die der $3D$ -MOT in einer Masterarbeit [Lac14] beschrieben wurde, wird hier lediglich ein Überblick über die Ergebnisse gegeben.

4.1.1 Magnetfeldgradienten der $2D^+$ -MOT

Für einen Transfer der Atome von der Quell- in die Experimentkammer ist es nötig, dass die Trajektorie des gebildeten Atomstrahls durch die differentielle Pumpstufe zur Position der $3D$ -MOT führt. Die Position des Atomstrahl ist durch den Lichtdruck der seitlichen Kühlstrahlen und durch den Nulldurchgang des Magnetfeldes der vier Spulen gegeben. Da die Fenster an der Quellkammer von innen nicht entspiegelt sind,

um eine mögliche Reaktion zwischen den Rubidiumatomen und der Beschichtung zu vermeiden, und aufgrund des Schattenwurfs der Atome in der $2D^+$ -MOT ist mit einem Ungleichgewicht der Lichtleistung der gegenläufigen Strahlen zurechnen. Da das an den Fenstern reflektierte Licht das $\lambda/4$ -Plättchen nicht passiert, hat es eine gegensinnige Polarisation und trägt daher nicht zum Fangen und Kühlen der Atome bei.

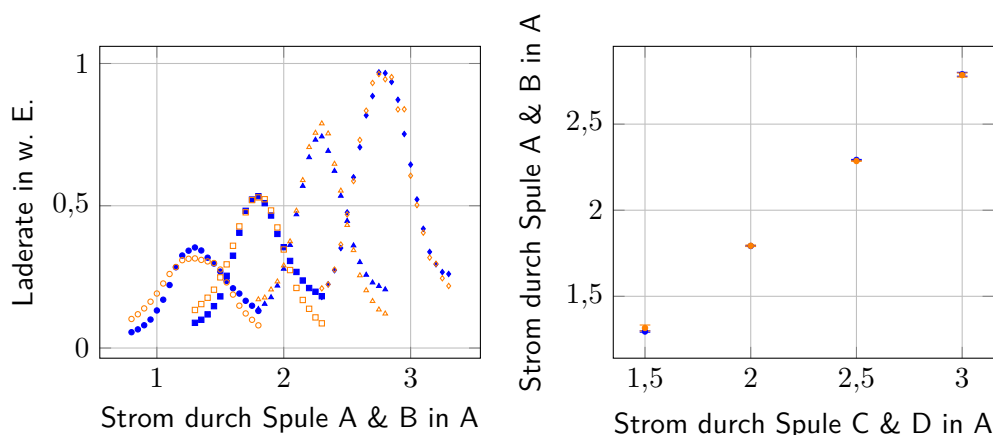


Abbildung 4.1: Abhängigkeit der Laderate der 3D-MOT von dem Magnetfeldverhältnis der $2D^+$ -MOT: **Links:** Laderate der 3D-MOT in willkürlichen Einheiten über den Strom in Spule A (blau) und Spule B (orange) für Ströme in den Spulen C und D von 1,5 A (Kreise), 2 A (Quadrate), 2,5 A (Dreiecke) und 3 A (Rauten). Dabei wurde der Strom der jeweils nicht variierten Spule am zuvor ermittelten Optimum gehalten. **Rechts:** Optimaler Strom in Spule A (blau) und Spule B (orange) über Strom in den Spulen C und D.

Um das optimale Verhältnis zwischen den Strömen in den Spulen der $2D^+$ -MOT zu bestimmen, wurde der Strom in zwei nebeneinander liegenden Spulen (A und B) variiert, während der Strom in den beiden anderen Spulen (C und D) gehalten wurde und jeweils für eine Ladezeit von 250 ms die Atomzahl in der 3D-MOT gemessen wurde. Im linken Teil von Abbildung 4.1 ist das Ergebnis dieser Messung für vier verschiedene Werte des Stromes in den Spulen C und D dargestellt.

Bei dem Vergleich des Optimums für alle Messungen zeigt sich, dass es ein von der Stromstärke unabhängiges Verhältnis zwischen den optimalen Strömen gibt und für einen Transfer durch die differentielle Pumpstufe der Strom durch die Spulen A und B $90 \pm 0,3\%$ des Stromes durch die Spulen C und D betragen muss.

Mit diesem festen Verhältnis wurde eine Messung für unterschiedliche durch die Spulen erzeugte Magnetfeldgradienten und eine feste Verstimmung der Lichtfelder durchgeführt und jeweils die Atomzahl in der 3D-MOT nach 200 ms Ladedauer gemessen. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Die beste Laderate wird für einen Gradienten von 17,6 G/cm erreicht. Der Gradient wurde aus den Strömen in den Spulen über eine Adaption des in [Her13] vorgestellten Magnetfeldmodells berechnet.

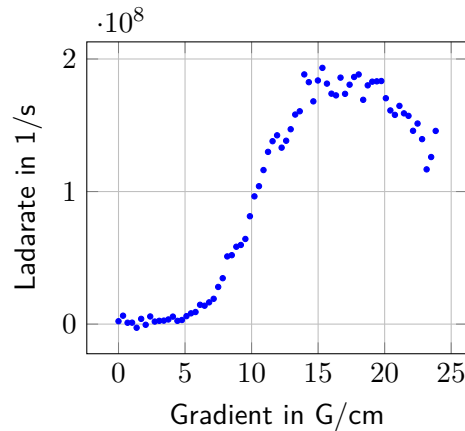


Abbildung 4.2: Abhängigkeit der Laderate der 3D-MOT von dem Magnetfeldgradienten der 2D⁺-MOT: Dargestellt ist die über eine Messung der Atomzahl nach 200 ms ermittelte Laderate der 3D-MOT über die Stärke des Gradienten.

4.1.2 Magnetfelder der 3D-MOT

Auch für die 3D-MOT wurde eine Optimierung des Magnetfeldes durchgeführt. Dabei wird die Ausrichtung der Achsen und die Position des Quadrupolfeldes den Lichtstrahlen angepasst und die Stärke der Gradienten variiert. Gleichzeitig ist jedoch eine gute räumliche Überlappung mit dem Atomstrahl aus der 2D⁺-MOT und mit der magnetischen Falle (siehe Abschnitt 4.5) nötig. Wie bereits oben beschrieben, werden zur Erzeugung des Magnetfeldes der 3D-MOT neben dem mesoskopischen U-Draht auch die externen Spulen an der Wissenschaftskammer verwendet. Dabei kann durch eine Veränderung des durch die y-Spulen erzeugten Feldes der in der 3D-MOT vorliegende Gradient und mit einem Feld in z-Richtung die Verkippung des Quadrupolfeldes angepasst werden.

Im linken Teil der Abbildung 4.3 ist die Anzahl der in der 3D-MOT gefangenen Atome über die Stärke dieser Felder dargestellt. Hierbei wurde jeweils der Wert des nicht variierten Magnetfeldes am Optimum gehalten. Zu sehen ist, dass eine maximale Anzahl an Atomen über einen Bereich von mehreren Gauß nur wenig verändert wird. Daher wird die Operation der MOT nur wenig von äußeren Feldern beeinflusst.

4.1.3 Lichtfelder

Zur weiteren Optimierung der magneto-optischen Fallen wurde der Einfluss der Verstimmung des Kühllichts in der 2D⁺- und der 3D-MOT untersucht. Da wie in Abschnitt A.1 dargestellt das Kühllicht für die 2D⁺- und die 3D-MOT mit dem selben Diodenlaser erzeugt wird, ist eine unabhängige Veränderung der Verstimmung für beide Fallen nicht ohne Weiteres möglich. Zur Charakterisierung der Verstimmung wurde daher genutzt, dass das Licht für die 3D-MOT durch einen akustooptischen Modulator geschaltet wird. Durch eine Veränderung der Frequenz, mit der der Modulator gespeist wird, kann so die

optimale relative Verstimmung des Kühllichts von 3D- und 2D⁺-MOT bestimmt werden.

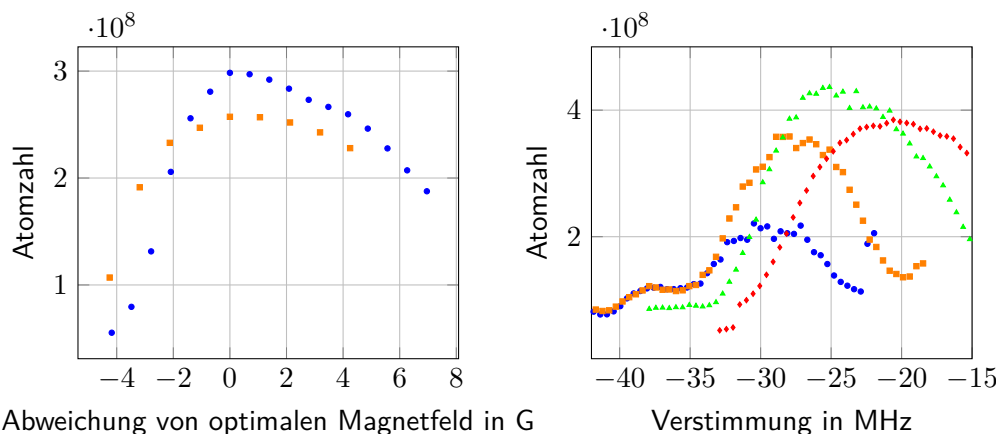


Abbildung 4.3: Einfluss der Magnetfelder der 3D-MOT und der Verstimmung von 2D⁺- und 3D-MOT auf die Atomzahl in der 3D-MOT: **Links:** Atomzahl in der 3D-MOT in Abhängigkeit der Stärke der durch die y-Spulen (blau, Kreis) und z-Spulen (orange, Quadrat) erzeugten Felder. Dabei entspricht der Nullpunkt der Magnetfeldachse jeweils dem Optimum von $-13,9$ G für das y-Feld und $4,248$ G für das z-Feld. **Rechts:** Atomzahl in der 3D-MOT über die Verstimmungen des Kühllichts der 3D-MOT für unterschiedliche dazu relative Verstimmungen des Kühllichts der 2D⁺-MOT. Dabei entsprechen blaue Kreise 12 MHz, orange Quadrate 9 MHz, grüne Dreiecke 0 MHz und rote Rauten -5 MHz.

Im rechten Teil von Abbildung 4.3 ist die Atomzahl in der 3D-MOT für unterschiedliche relative Verstimmungen zwischen 3D- und 2D⁺-Kühllicht über die Verstimmung des Kühllichts der 3D-MOT dargestellt. Das Optimum wird hierbei für die selbe Verstimmung in 2D⁺- und 3D-MOT von -25 MHz erreicht.

4.1.4 Lichtleistung von 2D⁺- und 3D-MOT

Das Verhalten der magneto-optischen Fallen bei einer Veränderung der Lichtleistungen ist für die Durchführung von MAIUS-1 von besonderem Interesse, da nach dem Zusammenbau des Flugmodells des Lasersystem eine weitere Justage nicht möglich ist. Daher wurde der Einfluss einer Abnahme der Lichtleistung an der 2D⁺- und 3D-MOT auf die Laderate der 3D-MOT und die maximale Atomzahl untersucht.

Im linken Teil von Abbildung 4.4 ist die Laderate der 3D-MOT für verschiedene Lichtleistungen in den Kühlstrahlen der 2D⁺-MOT dargestellt. Man sieht, dass Laderate und maximale Atomzahl bei einer Verringerung der Lichtleistung von 25% nicht signifikant einbrechen. Eine Verringerung der Lichtleistung in der 3D-MOT hat einen deutlicheren Einfluss, da die Laderate und die maximale Atomzahl mit der Lichtleistung steigen und es in dem betrachteten Bereich zu keiner Sättigung kommt. Bei höheren Lichtleistungen ist hier jedoch mit einer Sättigung zu rechnen [Her13].

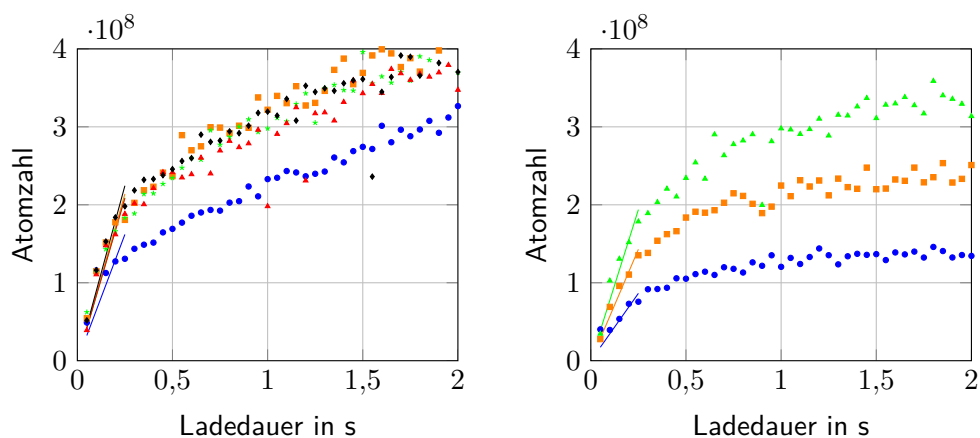


Abbildung 4.4: Ladekurven der 3D-MOT für verschiedene Lichtleistungen: **Links:** Atomzahl über Ladedauer für verschiedene Lichtleistung pro Kühlstrahl der 2D⁺-MOT. Dabei entsprechen schwarze Rauten 44 mW, rote Dreiecke 39 mW, grüne Sterne 33 mW, orange Quadrate 30 mW und blau 16 mW. **Rechts:** Atomzahl über Ladedauer für verschiedene Lichtleistungen pro Kühlstrahl der 3D-MOT, dabei entsprechen grüne Dreiecke 23,8 mW, orange Quadrate 12,9 mW und blau Kreise 7,9 mW. Bei beiden Graphen entsprechen die dargestellten Linien einer linearen Näherung der ersten 250 ms zur Bestimmung der Laderate.

4.1.5 Zusammenfassung

Eine mit den den optimierten Parametern für 2D⁺- und 3D-MOT aufgenommene Ladekurve der 3D-MOT ist in Abbildung 4.5 links dargestellt. Es konnten $5 \cdot 10^8$ Atome innerhalb von 1 s mit einer Laderate von $9 \cdot 10^8$ Atomen/s in den ersten 200 ms geladen werden. Hierbei wurde jedoch die Optimierung mit dem Ziel einer hohen Atomzahl in der magnetischen Falle durchgeführt.

Werden die magneto-optischen Fallen allein auf die Laderate und die maximale Atomzahl der 3D-MOT optimiert, lassen sich beide Werte steigern. Dabei konnten bis zu $2 \cdot 10^9$ Atome mit einer Laderate von $4 \cdot 10^9$ Atomen pro Sekunde in den ersten 200 ms gefangen werden. Eine mit dieser Konfiguration aufgenommenen Ladekurve ist in Abbildung 4.5 rechts dargestellt.

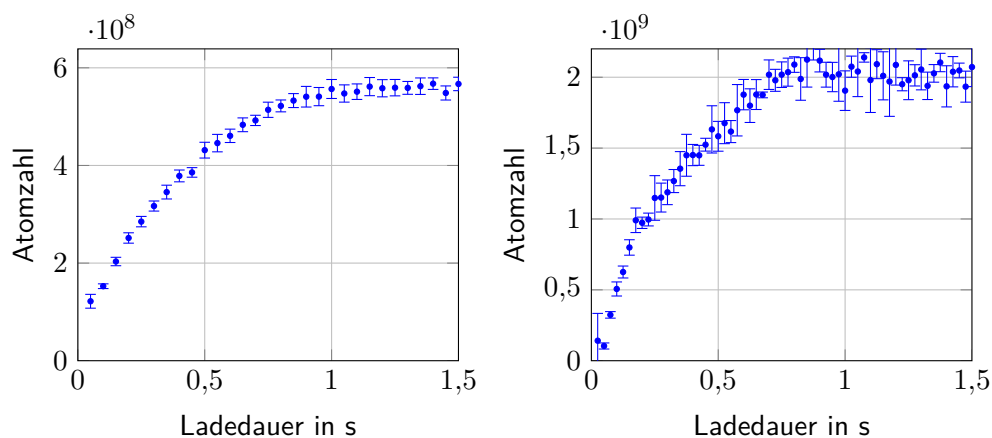


Abbildung 4.5: Ladekurven der 3D-MOT für eine Optimierung auf die Magnetfalle (links) und eine Optimierung auf die magneto-optischen Fallen (rechts). Dargestellt ist jeweils die Atomzahl in der 3D-MOT über die Ladedauer

4.2 Kompressions-MOT

Zum effizienten Umladen der Atome von der 3D-MOT in die Magnetfalle ist neben einer niedrigen Temperatur und der Präpartation der Atome im magnetisch-fangbaren Zustand (siehe Abschnitt 4.4) der räumliche Überlapp der beiden Fallen wichtig. Daher muss sowohl die Scherpunktsposition wie auch die Größe der Fallen aneinander angepasst werden. Da das Volumen der magneto-optischen Falle das der Magnetfalle weit überschreitet, wird ein Kompressionsschritt benutzt, um eine Anpassung durchzuführen. Für das Volumen einer 3D-MOT ist das Gleichgewicht aus der von außen nach innen wirkenden Spontankraft und des von innen nach außen wirkenden Strahlungsdrucks maßgebend. Dieser entsteht, da die von Atomen im Zentrum der Wolke emittierten Photonen reabsorbiert werden und ist proportional zur Streurrate der Photonen in der Wolke [Ste92].

Gewöhnlich wird zur Kompression von magneto-optischen Fallen der Magnetfeldgradient erhöht, um so den räumlichen Einschluss zu steigern [Pet94]. In einem auf einen Atomchip basierenden Aufbau ist dies jedoch nicht ohne weiteres möglich, da eine Erhöhung der Gradienten mit einer Verringerung des Abstandes zwischen Fallenminimum und Chipoberfläche einher geht. Daher wurde die K-MOT durch eine Erhöhung der Verstimmung der Kühlstrahlen auf 140 MHz und eine gleichzeitige Veränderung des Magnetfeldes realisiert. Hierdurch wird der Abstand zwischen dem Schwerpunkt der Wolke und der Chipoberfläche von etwa 2,5 mm auf 1 mm reduziert.

4.3 Optische Melasse

Die mit der magneto-optischen Falle erreichbaren Temperaturen sind für einen effektiven Transfer der Atome in die Magnetfalle zu hoch. Daher wird zur weiteren Senkung der Temperatur die Polarisationsgradientenkühlung [Dal89; Met99] verwendet. Dabei werden

die für die 3D-MOT verwendeten Strahlen benutzt, welche die nötige zirkulare Polarisation aufweisen. Die niedrigste Temperatur wird mit dieser Kühlmethode, die auch als optische Melasse bezeichnet wird, erreicht, wenn sich die Atome an einem Magnetfeld-freien Ort befinden [Let88].

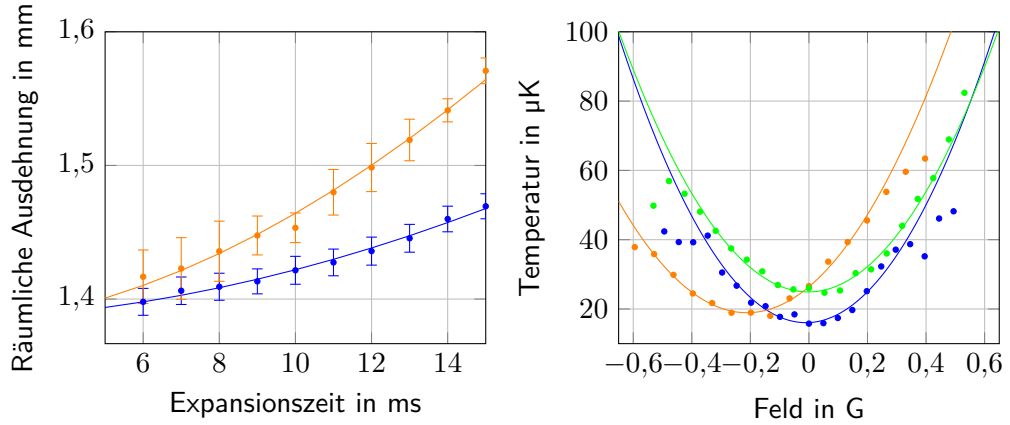


Abbildung 4.6: Expansionsmessung zur Temperaturbestimmung und Temperatur der Atome nach der Melasse für verschiedene Magnetfelder: **Links:** Räumliche Ausdehnung über die Expansionszeit für ein Ensemble mit 15 µK (blau) und 25 µK (orange) Temperatur. Die Linien sind per Ausgleichsrechnung angepasste Verläufe der Größe nach Gleichung 4.1. **Rechts:** Ensembletemperatur nach der Melasse über das angelegte Feld in x- (blau), y- (orange) und z- (grün) Richtung. Die Linien sind per Ausgleichsrechnung angepasste Parabeln zur Bestimmung des Minimums.

Daher wurde zur Optimierung der Melasse das Magnetfeld am Ort der Atome mit den um die Wissenschaftskammer angebrachten Spulenpaaren variiert und jeweils die Temperatur des Ensembles über eine Flugzeitmessung bestimmt. Dabei wird durch eine Detektion des Ensembles nach einer unterschiedlichen freier Expansionszeit die räumliche Ausdehnung der Gaußschen Dichteverteilung der Wolke ermittelt. Die Ausdehnung des Ensembles $\sigma_r(t)$ in Abhängigkeit der Expansionszeit t ist gegeben durch

$$\sigma_r(t) = \sqrt{\frac{k_B T}{m} t^2 + \sigma_r(0)^2} \quad . \quad (4.1)$$

Dabei ist m die Masse der Atome und $\sigma_r(0)$ der Anfangsradius des Ensembles. Über diesen Zusammenhang lässt sich mit Hilfe der Anpassung der Parameter an die gemessenen Ausdehnungen die Temperatur bestimmen. Eine detaillierte Darstellung der verwendeten Bildauswertung findet sich in [Sei09].

In Abbildung 4.6 rechts ist der gemessene Verlauf der so bestimmten Temperatur über die Feldstärke entlang der Spulenachsen dargestellt. Die unterschiedlichen Minimaltemperaturen erklären sich durch die sequenzielle Durchführung der Messungen, wobei das in

einer Achse bestimmte Optimum für die Magnetfeldstärke bei den nächsten Messungen als Wert für diese Achse verwendet wurde. Der im Vergleich zu den anderen Achsen hohe Wert der optimalen Feldestärke entlang der y-Achse, könnte durch eine Abweichung der Lage der Laserstrahlen oder eine nicht vollständige Demagnetisierung des oberen Teils des magnetischen Schildes begründet sein.

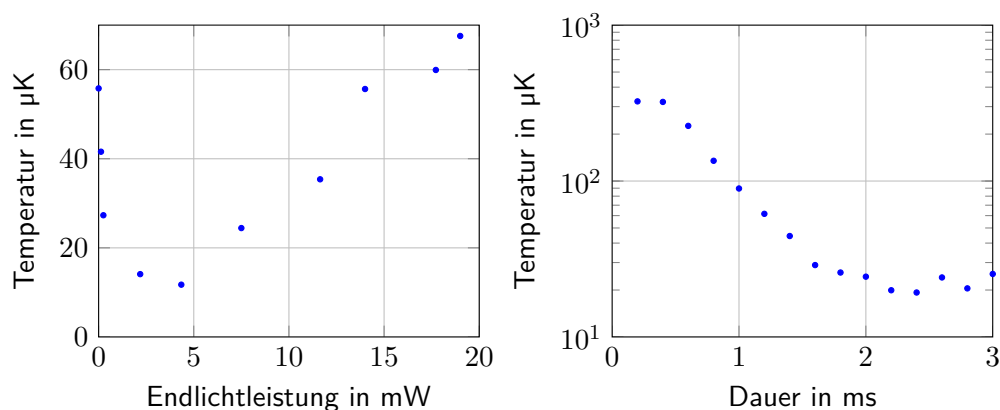


Abbildung 4.7: Bestimmung der optimalen Lichtleistung und Dauer für die Melasse: **Links:** Temperatur des atomaren Ensembles nach der Polarisationsgradientenkühlung über die Endlichtleistung. **Rechts:** Temperatur des atomaren Ensembles nach der Polarisationsgradientenkühlung über die Dauer der Polarisationsgradientenkühlung.

Um eine möglichst geringe Ensembletemperatur zu erreichen, wurde neben den Magnetfeldern auch die Verstimmung und die Intensität des Kühllichtes (siehe Abbildung 4.7 links) und die Dauer des Polarisationsgradientenkühlen (siehe Abbildung 4.7 rechts) optimiert. Dazu wurden diese Parameter verändert und wie oben beschrieben eine Messung der Temperatur über eine Expansionsmessung durchgeführt. Die niedrigste Temperatur ergab sich bei einer linearen Veränderung der Verstimmung von anfangs -40 MHz auf -130 MHz und der Lichtleistung von anfangs 20 mW auf 3 mW, sowie einer Dauer dieses Vorgangs von $2,4$ ms. Mit den optimalen Parametern konnte mit dem Polarisationsgradientenkühlen eine Ensembletemperatur von $14,8$ μK erreicht werden.

4.4 Optische Zustandspräparation

Nach der Polarisationsgradientenkühlung befinden sich die Atome in einem Gemisch der Spinprojektionszustände des Hyperfeinzustands $|F = 2\rangle$. In der Magnetfalle können aber lediglich Atome gefangen werden, die in einem magnetischen Feld zu einem Feldminimum gezogen werden. Für ^{87}Rb sind das in diesem Hyperfeinzustand die Projektionszustände $|F = 2, m_F = 1\rangle$ und $|F = 2, m_F = 2\rangle$. Dabei ist der Zustand mit $m_F = 2$ als Ausgangszustand für die weiteren Schritte in der magnetischen Falle vorteilhaft, da zum einen Atome in diesem Zustand bei gleichen Magnetfeldern eine doppelt so hohes Potential wie Atome im $m_F = 1$ -Zustand erfahren und zum anderen inelastische Zweikörperstöße

unterdrückt sind [Mer06; Söd99].

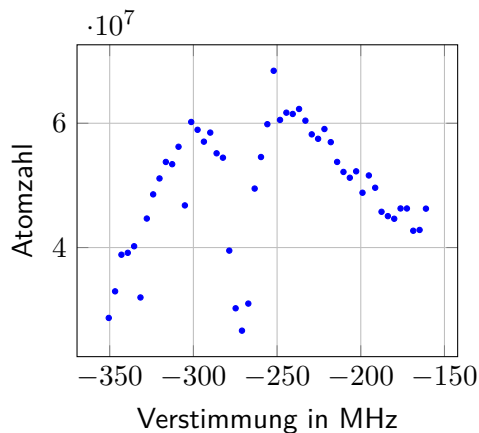


Abb. 4.8: Bestimmung der optimalen Verstimmung zur optischen Zustandspräparation: Anzahl der in der Magnetfalle gefangenen Atome über die Verstimmung des für die Zustandspräparation verwendeten Lichts.

Zur Optimierung der Zustandspräparation wurde die Atomzahl in der Magnetfalle für verschiedene Verstimmung des Lichtfeldes gemessen. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Das Maximum wird für eine Verstimmung von -237 MHz erreicht. Dabei wird die Atomzahl in der Magnetfalle um einen Faktor 2,3 gegenüber einer Sequenz ohne optische Zustandspräparation erhöht.

Bei einer Verstimmung von etwa -270 MHz werden kaum noch Atome in die Magnetfalle transferiert. Dies kann durch eine Abweichung zwischen der Ausrichtung des Lichtfeldes und des Magnetfeldes oder durch Streulicht erklärt werden. Hierdurch sind π -Übergänge nicht vollständig unterdrückt [Her13].

4.5 Magnetfallen

Die mit den oben vorgestellten Techniken zur Kühlung von Atomen mit Lichtfeldern erreichbaren Temperaturen sind fundamental limitiert. Die niedrigste erreichbare Temperatur entspricht gerade der kinetischen Energie, die ein Atom durch die Emission eines Photons erhält. Um das Ensemble weiter zu kühlen wird die evaporative Kühlung verwendet (siehe Abschnitt 4.6). Dazu werden im magnetisch fangbaren Zustand präparierten Atome in eine durch Atomchip (siehe Abschnitt 3.2) und Spulen erzeugte Falle transferiert.

Um das Ensemble in den Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$ zu transferieren wird eine optische Zustandspräparation verwendet. Hierbei wird ein zum Übergang $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ resonantes Lichtfeld mit einer $\sigma+$ -Polarisation verwendet. Dieses Licht koppelt jeweils den Zustand $|F = 2, m_F = i\rangle$ mit dem Zustand $|F' = 2, m_F = i + 1\rangle$ (für $i = -2 - 2$). Somit interagiert der Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$ nicht mit dem Lichtfeld und die Atome sammeln sich dort.

Experimentell realisiert wird die optische Zustandspräparation durch ein Einstrahlen des auch für die Absorptionsdetektion verwendeten Lichts, das hierzu um etwa -250 MHz verstimmt wird. Durch die Wahl eines zu dem Lichtfeld parallelen Quantisierungsfeldes sind π -Übergänge unterdrückt, wodurch sicher gestellt wird, dass Imperfektionen in der Polarisation des Lichts nicht zu einer Verschlechterung der Transfereffizienz führen. Dieses Magnetfeld wird im Experiment durch eine Kombination der durch die x- und y-Spulen erzeugten Felder gebildet.

Das durch Chip und Spulen erzeugte Potential kann nahe dessen Zentrum durch eine harmonisch approximiert werden. Die Magnetfalle wird dabei durch ihre Frequenzen in drei Raumrichtungen ω_i mit $i = x, y, z$, die Falltiefe beziehungsweise das Fallenvolumen und den Fallboden, das Magnetfeld im Zentrum der Falle, beschrieben. Im Folgenden werden diese Größen kurz vorgestellt.

Durch die Fallenfrequenzen lässt sich die Stärke des Einschlusses der Atome beschreiben. Dabei sind hohe Fallenfrequenzen essentiell für eine schnelle Evaporation, während geringe Fallenfrequenzen zu einer langsameren Expansion des Ensembles nach dem Abschalten der Falle führen. Zur Messung der Frequenzen wird eine Schwerpunktsbewegung durch eine Veränderung der Falle hervorgerufen und die Haltezeit der Wolke in der Falle variiert. Anschließend wird die Falle abgeschaltet und die Position des Ensembles bestimmt. Im linken Teil von Abbildung 4.9 ist das Ergebnis einer solchen Messung dargestellt.

Die Falltiefe ist die Höhe der Potenzialbarriere um das Fallenzentrum. Atome deren Energie über der Falltiefe liegt können nicht gefangen werden. In der experimentellen Praxis wird die Falltiefe oft als Temperatur angegeben. Das von der Äquipotentialfläche, an der das Potential der Falltiefe entspricht, eingeschlossene Volumen wird als Fallenvolumen bezeichnet.

Der Fallboden bezeichnet die magnetische Feldstärke im Zentrum der Falle. Im Gegensatz zu Quadrupolfallen lässt sich bei harmonischen Fallen hier ein nicht verschwindendes Feld realisieren. Durch das Magnetfeld im Fallenzentrum ist den Atomen immer eine Quantisierungsachse vorgegeben und es kommt zu keinen Verlusten durch Änderungen der Projektion des Spins der Atome [Ber87]. Zur Messung des Fallbodens wird ein Ensemble in der Falle präpariert und für etwa 200 ms über den Atomchip ein Radiofrequenzfeld eingestrahlt. Anschließend wird für unterschiedliche Frequenzen des Feldes die Atomzahl des verbleibenden Ensembles gemessen. Im rechten Teil von Abbildung 4.9 ist das Ergebnis einer solchen Messung dargestellt. Aus der Frequenz beim Einbruch der Atomzahl lässt sich das Fallbodenfeld berechnen.

In der Sequenz zum Bose-Einstein-Kondensat wird eine Reihe von magnetischen Fallen unterschiedlicher Konfiguration verwendet. Die grundlegende Idee dabei ist, dass zum effektiven Laden aus den optischen Fallen eine grundsätzlich andere Konfiguration als zur Evaporation benötigt wird. Begonnen wird die Abfolge mit einer Falle die mit einer Kombination aus der mesoskopischen H-Struktur und der Z-Struktur auf dem Basischip gebildet wird. Diese Falle hat eine geometrisch gemittelte Fallenfrequenz von $2\pi \cdot 38$ Hz und eignet sich aufgrund eines Fallenvolumens von etwa 220 mm^3 und einer Falltiefe von etwa $500 \mu\text{K}$, um die zuvor optisch präparierten Atome zu fangen.

Von dieser ersten Falle werden die Atome in eine durch eine Kombination aus den z-Strukturen auf dem Basis- und Wissenschaftschip gebildete Falle umgeladen. Diese wird anschließend über eine Erhöhung des Feldes in y-Richtung komprimiert. Sie hat eine geometrisch gemittelte Fallenfrequenz von etwa $2\pi \cdot 220$ Hz und ermöglicht daher eine schnelle evaporative Kühlung der Atome (siehe Abschnitt 4.6.2).

Um den Umladevorgang zwischen magneto-optischer und komprimierter magnetischer

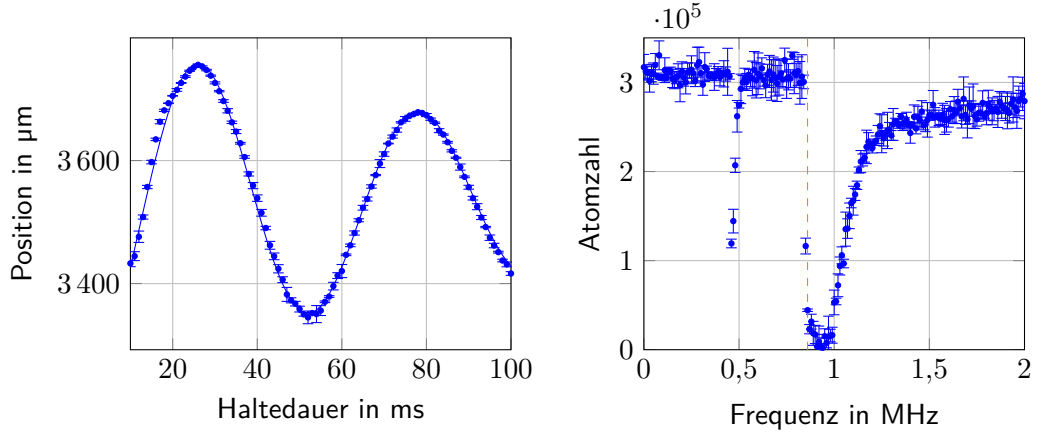


Abbildung 4.9: Bestimmung von Fallenfrequenz und Fallenboden: **Links:** Position der atomaren Wolke nach 6 ms Flugzeit über die Haltedauer in der magnetischen Falle. Die Linie ist eine Regression mit einem gedämpften Sinus. Die Fallenfrequenz beträgt hierbei auf $2\pi \cdot 19,2$ Hz bestimmt werden. **Rechts:** Atomzahl in der magnetischen Falle für unterschiedliche Frequenzen des während der Haltephase eingestrahlten Radiofrequenzsignals. Die orange Linie ist die Position des so bestimmten Fallenbodens von 0,86 MHz. Dies entspricht einem Magnetfeld von 196 mG. Der bei 0,43 MHz sichtbare Einbruch der Atomzahl kann durch die Erzeugung der zweiten Harmonischen durch den Frequenzgenerator erklärt werden.

Falle zu vermessen, wurde die Ladedauer der 3D-MOT variiert und jeweils die Atomzahl in beiden Fallen vermessen. Wie im linken Teil von Abbildung 4.10 zu erkennen ist, sättigt die Atomzahl in der magnetischen Falle bereits nach 800 ms während die Atomzahl in der 3D-MOT bis zu einer Ladedauer von 1,1 s steigt. Dies könnte durch Erhöhung der räumlichen Ausdehnung der 3D-MOT durch den nach außen wirkenden Strahlungsdruck erklärt werden.

In der Sequenz zur Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats wird daher eine Ladezeit von 800 ms gewählt und so können $1,6 \cdot 10^8$ Atome in der komprimierten Magnetfalle gefangen werden. Deren Temperatur wurde über eine Flugzeitmessung auf $110,1 \mu\text{K}$ bestimmt.

Für das in der komprimierten Falle gefangene Ensemble wurde außerdem die Phasenraumdichte ρ (PSD von englisch *Phase-Space Density*) gemessen. Hierfür wird über Flugzeitmessungen nach Gleichung 4.1 die initiale Größe der Wolke $\sigma_i(0)$ mit $i = x, y, z$ bestimmt und daraus die Dichte im Zentrum der Wolke

$$n_0 = N / \left(\frac{4\pi}{3} (\sigma_x(0) \cdot \sigma_y(0) \cdot \sigma_z(0)) \right) \quad (4.2)$$

berechnet. Dabei ist N die Atomzahl des Ensembles. Nach [Ket99] kann so aus der Dichte

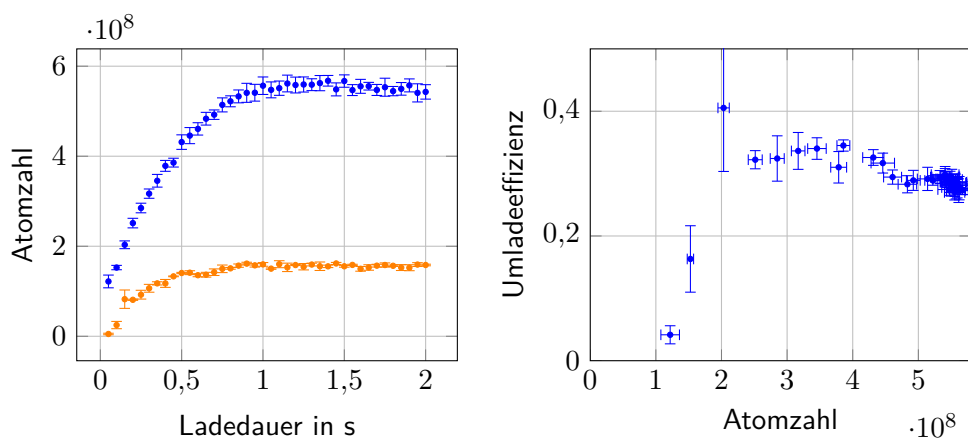


Abbildung 4.10: Bestimmung der Umladeeffizienz von 3D-MOT in die magnetische Falle. **Links:** Atomzahl in der 3D-MOT (blau) und in der magnetischen Falle (orange) über die Ladedauer der 3D-MOT. **Rechts:** Umladeeffizienz von 3D-MOT in die magnetische Falle über die Atomzahl in der 3D-MOT.

im Zentrum und der Temperatur die Phasenraumdicke des Ensembles

$$\rho = n_0 \Lambda^3 \quad (4.3)$$

berechnet werden, Hierbei ist

$$\Lambda = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{mk_B T}} \quad (4.4)$$

die thermische De-Broglie-Wellenlänge der Atome. Auf diese Art wurde die Phasenraumdicke des Ensembles in der komprimierten Magnetfalle auf $2 \cdot 10^{-5}$ bestimmt.

4.6 Evaporative Kühlung

Mit den bisher beschriebenen Kühlritten konnte eine Phasenraumdicke von $\rho \approx 10^{-5}$ in der Magnetfalle erreicht werden. Die Bildung eines Bose-Einstein-Kondensats setzt bei Phasenraumdichten von $\rho > 1$ ein [Ket99]. Um eine Erhöhung der Phasenraumdicke um fünf Größenordnungen zu erreichen wird die evaporative Kühlung verwendet. Die grundlegende Idee dabei ist es, mittels eines selektiven Prozesses Atome mit einer Energie E_t zu entfernen, welche über der durchschnittlichen Energie aus dem System liegt. Entscheidend für die Funktion der Evaporation ist die kontinuierliche Rethermalisierung des Ensembles durch elastische Zweikörperstöße.

Erstmals wurde diese Technik zur Kühlung von spin-polarisiertem Wasserstoff 1986 von Hess vorgeschlagen [Hes86] und zwei Jahre später realisiert [Mas88]. Knapp zehn Jahre danach wurde die evaporative Kühlung auf Alkalimetalle übertragen und dort für

die erste Erzeugung von Bose-Einstein-Kondenstaten genutzt [And95; Bra95; Dav95b]. Dabei wurden Erhöhungen der Phasenraumdichte von sechs Größenordnungen erreicht und lediglich ein Faktor 1000 in der Atomzahl verloren.

Zur Realisierung des selektiven Prozesses zur Entfernung von Atomen wurde eine Vielzahl von Mechanismen wie z.B. der Adsorption an einer Oberfläche [Doy91], dem Überschreiten eines Sattelpunktes des Fallenpotentials [Lui93] oder dem Transfer der Atome in nicht gefangene Zustände mittels optischer [Set93] oder Mikrowellenübergänge [Han07] demonstriert. In MAIUS-1 wird die Evaporation mittels Radiofrequenzübergängen realisiert, die erstmals 1995 von Ketterle [Dav95b] benutzt wurden. Dabei werden mit einem Radiofrequenzfeld die benachbarten Spinprojektionszustände der Atome gekoppelt und so bei richtiger Wahl der experimentellen Parameter ein adiabatischer Übergang von dem gefangenen zu dem anti-gefangenen Zustand induziert. Diese Technik hat den Vorteil, dass über die Frequenz des Feldes die Evaporationsschwelle ohne eine Veränderung der Falle variiert werden kann. Außerdem erfolgt die Evaporation unabhängig von der Gravitation und ist daher zum einem dreidimensional und zum anderen auch in Schwerelosigkeit möglich.

Im Folgenden wird die Funktionsweise der Radiofrequenzevaporation dargestellt und eine obere und untere Grenze der Radiofrequenzleistung für eine effiziente Funktion der Evaporation abgeschätzt. Anschließend wird eine theoretische Beschreibung der Prozesse während der Evaporation und die experimentellen Ergebnisse dazu vorgestellt.

4.6.1 Radiofrequenzevaporation

In MAIUS-1 wird die evaporativen Kühlung realisiert, indem ein Radiofrequenzfeld mit Frequenz ω_{RF} eingestrahlt wird. Die Energie der verschiedenen m_F -Zustände in einem Magnetfeld B kann durch die Breit-Rabi-Formel beschrieben werden, die genähert für kleine Magnetfelder

$$E_{m_F}(B) = \hbar(w'_L m_F B + w''_Q Q_{m_F} B^2) \quad (4.5)$$

ist [Sei09], mit $Q_{m_F} = (1 - (\frac{2m_F}{2I+1})^2)$, $w'_L = \mu_B/(2\hbar) \approx 2\pi 700 \text{ kHz/G}$ und $w''_Q = \mu_B^2/(2\hbar^2 A) \approx 2\pi 143 \text{ Hz/G}^2$. Entspricht Energie der Radiofrequenzphotonen $\hbar\omega_{RF}$ gerade der Energiedifferenz zwischen zwei benachbarten m_F -Zuständen, werden diese gekoppelt.

Das Gesamtsystem aus Feld und Atomen lässt sich durch den Hamilton-Operator

$$\mathcal{H} = \hbar \begin{pmatrix} 2\Delta & \Omega_{Rabi}/2 & 0 & 0 & 0 \\ \Omega_{Rabi}/2 & \Delta + 3/4 w''_Q B^2 & \sqrt{3/8} \Omega_{Rabi} & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{3/8} \Omega_{Rabi} & w''_Q B^2 & \sqrt{3/8} \Omega_{Rabi} & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{3/8} \Omega_{Rabi} & -\Delta + 3/4 w''_Q B^2 & \Omega_{Rabi}/2 \\ 0 & 0 & 0 & \Omega_{Rabi}/2 & -2\Delta \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

mit $\Delta = w'_L B - \omega_{RF}$ und $\Omega_{Rabi} = g_F \mu_B B_{RF}/\hbar$ beschreiben [Sei09]. Hierbei ist B_{RF} die

zum Magnetfeld B senkrechte Komponente des oszillierenden Magnetfeldes.

Um die Entwicklung eines Zustandes in diesem System zu betrachten, ist es nützlich dieses im Bild der adiabatischen Zustände (auch englisch *dressed states*) zu beschreiben. Dies sind die Eigenzustände des Systems, denen die Atome folgen wenn die Änderungen der Parameter adiabatisch erfolgen. In Abbildung 4.11 sind die Energien dieser Zustände dargestellt. Läuft ein Teilchen im $m_F = 2$ -Zustand vom Fallenzentrum adiabatisch über die resonanten Bereich, so verlässt es diesen im $m_F = -2$ -Zustand und ist daher nicht mehr gefangen.

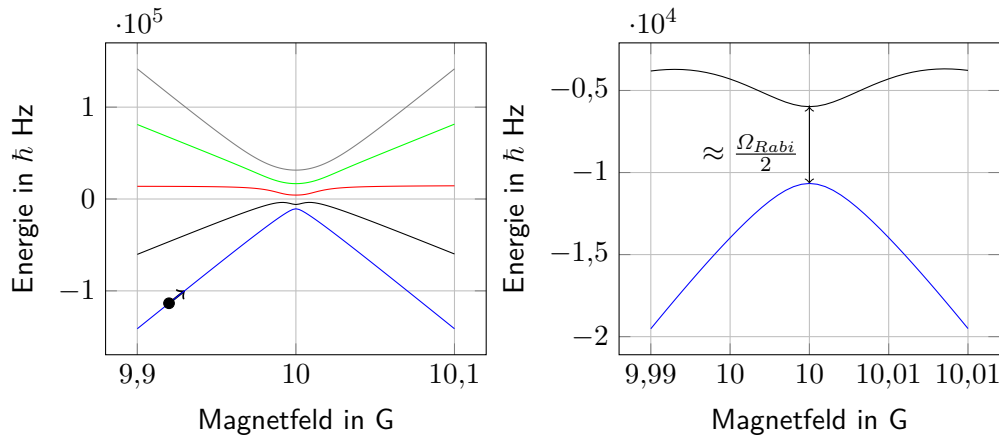


Abbildung 4.11: Links: Energien der adiabatischen Zustände gegen das Magnetfeld aufgetragen. **Rechts:** Ausschnitt des Verlaufes für die beiden untersten Zustände mit der verbotenen Kreuzung. Beide Graphen mit $\omega_{RF} = 2\pi \cdot 7$ MHz und $\Omega_{Rabi} = 2\pi \cdot 20$ kHz.

Um die maximale Geschwindigkeit v eines Teilchens abzuschätzen bei der dieses adiabatisch aus dem System entfernt wird, betrachten wir die Energieunschärfe an dem verbotenen Übergang nach der Heisenbergschen Unschärferelation. Ist die durch die begrenzte Aufenthaltszeit des Atoms an der verbotenen Kreuzung entstehende Energieunschärfe größer als die energetische Separation der adiabatischen Zustände, verlässt das Atom den Kopplungsbereich in einer Mischung der Zustände. Der Abstand der beiden untersten adiabatischen Zustände an der verbotenen Kreuzung ist $\hbar\Omega_{Rabi}/2$ und nach [Gre07] ist die Energieunschärfe der Passage des Kopplungsbereichs $\frac{2\hbar\omega'_L b \cdot v}{\Omega_{Rabi}}$. Dabei ist b der Gradient des linear genäherten Magnetfelds.¹

Durch Einsetzen der thermischen Geschwindigkeit der zu entfernenden Atome $v = \sqrt{8\nu k_b T/m}$ erhält man eine untere Grenze für das Radiofrequenzmagnetfeld am Ort der

¹ Genauer lässt sich das Verhalten des Systems durch den Landau-Zener-Formalismus beschreiben, siehe zum Beispiel [Gre07]. Das so erhaltene Ergebnis für die Übergangswahrscheinlichkeit von dem gefangenen in den anti-gefangenen Zustand ist $P_{trans} = 1 - e^{-\frac{\pi\Omega_{Rabi}^2}{8\omega'_L b \cdot v}}$.

Atome in Abhängigkeit der Temperatur der Wolke

$$B_{RF} > \sqrt{\frac{8\hbar^2 w'_L b \sqrt{8\eta k_B T/m}}{\mu_B^2}}, \quad (4.7)$$

hierbei ist

$$\eta = \frac{E_t}{k_B T} = m_F \frac{\hbar(\omega_{RF} - w'_L B_0)}{k_B T} \quad (4.8)$$

das Verhältnis von der Evaporationsschwelle zur Temperatur der Wolke und B_0 das Magnetfeld im Zentrum der Falle.

Aus der Breite des verbotenen Überganges resultiert außerdem eine obere Grenze des Radiofrequenzmagnetfelds am Ort der Atome. Im linken Teil von Abbildung 4.12 ist die Zusammensetzung des untersten adiabatischen Zustands in der Basis der m_F -Zustände dargestellt. Liegt das Magnetfeld am Ort der Atome weit unter der Resonanz ist der unterste adiabatische Zustand mit dem $m_F = 2$ -, liegt es weit darüber mit dem $m_F = -2$ -Zustand identisch. Nahe der Resonanz besteht der adiabatische Zustand jedoch aus einer Mischung der Zustände. Ist die Breite dieses Bereiches nach [Gre07] gegeben durch $\frac{\hbar\Omega_{Rabi}}{2}$ mit der Evaporationsschwelle E_t vergleichbar, kommt es zu erheblichen Verlusten innerhalb der Falle, daraus folgt die Bedingung

$$B_{RF} < \frac{\hbar}{\mu_B} \sqrt{8w'_L b \sqrt{\frac{8\eta k_B T}{m}}}. \quad (4.9)$$

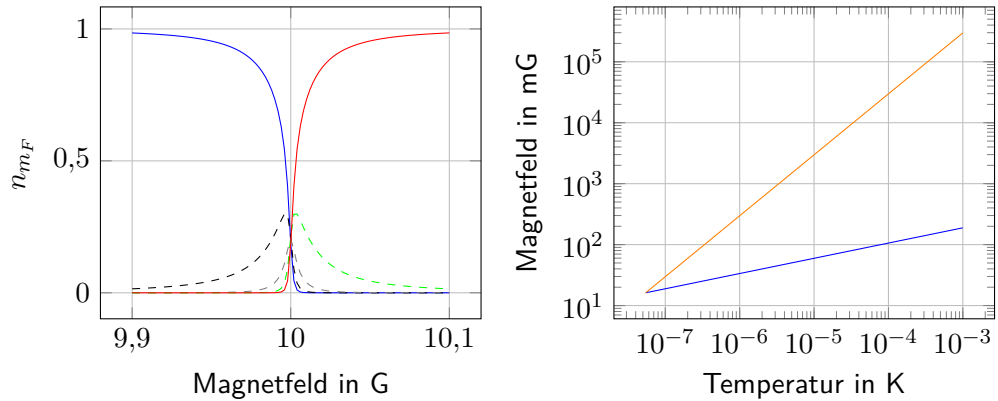


Abbildung 4.12: Links: Zusammensetzung des untersten adiabatischen Zustands in der Basis der m_F -Zustände. Blau: $m_F = 2$ -Zustand, Rot: $m_F = -2$ -Zustand, gestrichelt: intermediäre Zustände. Parameter siehe Abbildung 4.11. **Rechts:** Verlauf des oberen und unteren Grenzwertes für das Radiofrequenzmagnetfeld über die Temperatur mit $\eta = 5$ und $b = 40$ G/cm, dies entspricht typischen Parametern der dekomprimierten Evaporationsfalle.

Im rechten Teil von Abbildung 4.12 sind die Grenzwerte für die Radiofrequenzmagnetfeld für typische experimentelle Parameter aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass für eine effiziente Evaporation über den gesamten Temperaturbereich eine Anpassung Radiofrequenzmagnetfeld über die Radiofrequenzleistung nötig ist.

Im vorliegenden Experiment wird das Radiofrequenzfeld durch eine der beiden U-Strukturen auf dem Basischip eingestrahlt (siehe Kapitel 3.2). Bei einer Wellenlänge des Radiofrequenzfeldes zwischen 15 m und 400 m und einem Abstand der Atome zur Chipoberfläche von einigen hundert Mikrometern befinden sich diese im Nahfeld des durch den Chip erzeugten Feldes. Die Feldstärke am Ort der Atome wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht bestimmt und es wurde lediglich eine experimentelle Anpassung der Radiofrequenzleistung durchgeführt.

In Abbildung 4.13 ist dazu eine Messung dargestellt. Hierbei wurde die Radiofrequenzleistung und damit die Stärke des Radiofrequenzmagnetfeldes am Ort der Atome bei der letzten Frequenzrampe der Evaporation variiert. Dabei ist das Ensemble teilweise kondensiert. Man sieht, dass für eine geringe Radiofrequenzleistung keine effektive Evaporation stattfindet. Es werden kaum Atome entfernt und die Atomzahl im Bose-Einstein-Kondensat ist gering. Für hohe Leistungen wiederum werden nahezu alle Atome entfernt, was durch die Leistungsverbreiterung des Übergangs erklärt werden kann.

4.6.2 Theoretische Beschreibung des Evaporationsprozesses

Zum besseren Verständnis der Evaporation soll im Folgenden dazu eine kurze theoretische Beschreibung gegeben werden. Diese basiert auf der Boltzmann-Statistik und ist daher eine

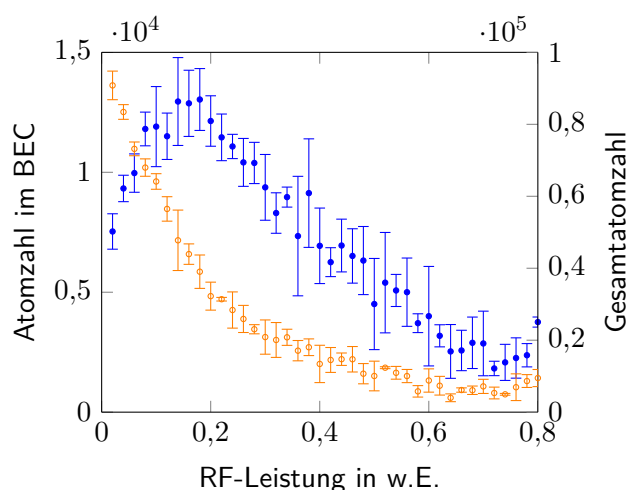


Abbildung 4.13: Einfluss der Radiofrequenzleistung auf die Evaporation. Atomzahl im Bose-Einstein-Kondensat (blau, linke Ordinate) und Gesamtatomzahl (orange, rechte Ordinate) über die Radiofrequenzleistung bei der letzten Frequenzrampe der Evaporation. Die Endfrequenz der Evaporationsrampe lag dabei 900 kHz über dem Fallenboden.

Näherung für Phasenraumdichten weit unter dem Übergang zum Bose-Einstein-Kondensat. Eine Beschreibung unter Einbezug der Bose-Einstein-Statistik befindet sich zum Beispiel in [Yam99]. Außerdem wird davon ausgegangen, dass Atome die aus dem Ensemble entfernt werden keine weiteren Stöße mit den noch gefangenen Atomen vollführen, also die freie Weglänge größer als die Abmaße der Wolke ist.

Wir wollen zuerst die Verteilung eines Ensembles von Atomen in einer beschnittenen Falle beschreiben. Wir nehmen dazu an, dass es sich um eine harmonische Falle handelt. Das durch die Radiofrequenzübergänge beschnittene Potential ist gegeben durch

$$U_\eta(\vec{r}) = U_\infty(\vec{r})\Theta(U(\vec{r}) - E_t) \quad (4.10)$$

mit der Heaviside-Funktion $\Theta(x)$ und dem unbeschnittenen Potential

$$U_\infty(\vec{r}) = \frac{m}{2}(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) \quad (4.11)$$

Dabei sind ω_i mit $i = x, y, z$ die drei Fallenfrequenzen und m die Masse der Atome.

Unter der Annahme von Ergodizität¹ der Ensembledynamik sind alle Informationen über die Falle durch die Zustandsdichte gegeben [Lui96]. Für eine dreidimensionale harmonische Falle ist diese durch

$$\rho(E) = \frac{1}{2(\hbar\omega_{geo})^3} E^2 \quad (4.12)$$

gegeben. Hier ist $\omega_{geo} = (\omega_x \cdot \omega_y \cdot \omega_z)^{1/3}$ das geometrische Mittel der Fallenfrequenzen.

Zur Beschreibung des Ensembles ist es nötig die zeitliche Entwicklung der Energieverteilung über die Boltzmann-Gleichung. Aus numerischen Rechnungen folgt, dass die Energieverteilung durch eine an der Evaporationsschwelle beschnittene Boltzmann-Verteilung beschrieben werden kann [Lui96]

$$f_\eta(\vec{r}, \vec{p}) = f_\infty(\vec{r}, \vec{p})\Theta(E_t - U(\vec{r}) - \vec{p}^2/2m) \quad (4.13)$$

$$\text{mit } f_\infty(\vec{r}, \vec{p}) = n_0 \Lambda^3 e^{\frac{-U(\vec{r}) - \vec{p}^2/2m}{k_B T}}, \quad (4.14)$$

hier ist $n_0 = N \sqrt{\frac{m^3 \omega_{geo}^6}{8\pi^3 (k_B T)^3}}$ die zentrale Dichte. Diese Verteilung bleibt während des Evaporationsprozesses erhalten und wird lediglich mit T skaliert.

Durch eine Integration über den Impulsraum erhält man aus dieser Gleichung die

¹ In diesem Fall ist unter Ergodizität zu verstehen, dass ein Teilchen den gesamten Phasenraum für Teilchen mit seiner Energie ausfüllt. Das heißt, dass die verschiedenen Achsen des Systems nicht separierbar sind und die Dynamik unabhängig von den Anfangsbedingungen ist.

Ortsverteilung der Atome in der Falle

$$n_\eta(\vec{r}) = n_\infty(\vec{r})P(3/2, E_t - U(\vec{r})/k_B T) \quad (4.15)$$

$$\text{mit } n_\infty(\vec{r}) = n_0 e^{\frac{-U(\vec{r})}{k_B T}} \quad (4.16)$$

mit der regularisierten, unvollständigen Gammafunktion der oberen Grenze

$$P(a,b) = \frac{1}{\Gamma(a)} \int_0^b dt t^{a-1} e^{-t} \quad \text{und} \quad \Gamma(a) = \int_0^\infty dt t^{a-1} e^{-t} \quad (4.17)$$

der Eulerschen Gammafunktion.

In Abbildung 4.14 sind die beschnittene und die unbeschnittene Ortsverteilung dargestellt. Zu beachten ist dabei, dass zwar $n_\eta(\vec{r})$ durch eine Temperatur T und eine Dichte n_0 beschrieben wird, da sich das System jedoch nicht im thermischen Gleichgewicht befindet, es sich um keine echte Temperatur handelt und n_0 nicht der Dichte im Zentrum der Wolke entspricht.

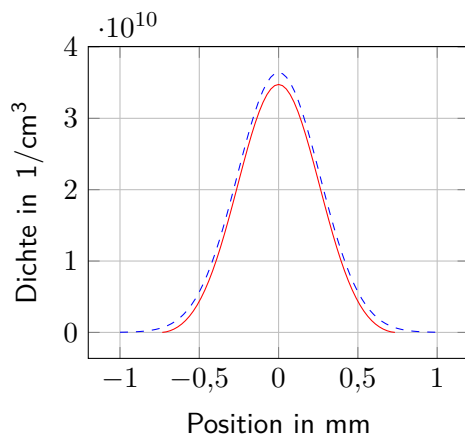


Abbildung 4.14: Dichteverteilung einer thermischen Wolke in einer unbeschnittenen (blau, gestrichelt) und einer beschnittenen (rot) harmonischen Falle für 10^8 Atome, bei $100 \mu\text{K}$ und $\eta = 4$.

Die Energie des Ensembles in der beschnittenen Falle ist ebenfalls von η abhängig und kann über die Zustandssumme berechnet werden (und ist für eine thermische Wolke in einer harmonischen Falle)

$$E_\eta = E_\infty R(3,\eta) \quad (4.18)$$

$$\text{mit } E_\infty = 3Nk_B T \quad (4.19)$$

wobei $R(a,b) = P(a+1,b)/P(a,b)$ ist [Lui96].

Durch die Energieverteilung $f_\eta(\vec{r}, \vec{p})$, die Dichteverteilung $n_\eta(\vec{r})$ und die Energie E_η lässt sich das Ensemble während des Evaporationsprozesses beschreiben. Im Folgenden soll auf Basis dieser Größen dessen zeitliche Entwicklung dargestellt werden.

Kinematik der Evaporation

Entscheidend für die evaporative Kühlung sind zwei Körperstöße zwischen den gefangenen Atomen. Bei diesen Stößen kommt es zu einem Impulsaustausch zwischen den Atomen. Liegt nach dem Stoß die Energie eines der beiden Atome über der Evaporationsschwelle wird es aus dem System entfernt. Die kinetische Energie des entfernten Atoms liegt dabei über der durchschnittlichen kinetischen Energie, wodurch das Ensemble gekühlt wird.

Man erhält die Rate mit der dieser Prozess stattfindet durch Einsetzen der beschnittenen Boltzmann-Verteilung in die Boltzmann-Gleichung und eine anschließende Integration über die nicht gebundenen Zustände [Wal96]

$$\dot{N}_{ev} = -N \cdot n_0 \sigma v \cdot e^{-\eta} \frac{V_{ev}}{V_e} = -\frac{N}{\tau_{ev}} \quad (4.20)$$

Die Evaporationsrate τ_{ev} kann als Produkt der Zweikörperstreurate $\tau_{el} = n_0 \sigma v$ und der Wahrscheinlichkeit $e^{-\eta} \frac{V_{ev}}{V_e}$, dass bei einem Stoß eines der Atome über die Evaporationsschwelle gehoben wird, verstanden werden. Hierbei ist $\frac{V_{ev}}{V_e} = \eta - 4R(3, \eta)$ das Verhältnis der beiden charakteristischen Volumina für die Falle V_e und die Evaporation V_{ev} und σ der elastische Streuquerschnitt [Lui96].

Die bei der Evaporation aus dem System entfernte Energie erhält man analog zur Teilchenzahländerung durch Einsetzen der Energiedichte in die Boltzmann-Gleichung:

$$\dot{E}_{ev} = \dot{N}_{ev} \cdot k_B T \left(\eta + 1 - \frac{X_{ev}}{V_{ev}} \right) \quad (4.21)$$

mit $\frac{X_{ev}}{V_{ev}} = \frac{P(5, \eta)}{P(3, \eta)(\eta - 4R(3, \eta))} \leq 1$ [Wal96].

Die dem System pro entferntem Atom entzogene Energie liegt somit über der Evaporationsschwelle $E_t = \eta k_B T$, ein Umstand, der sich mit dem Bild der zwei stoßenden Atome gut verstehen lässt.

Mit Gleichungen 4.20 und 4.21 ist eine Beschreibung der zeitlichen Entwicklung des Systems für eine konstante Evaporationsschwelle $E_t = \eta k_B T$ möglich. In diesem Falle kommt es jedoch schnell zu einem Versiegen der Evaporationsrate, da der Term $e^{-\eta} = e^{-E_t/(k_B T)}$ bei sinkender Temperatur gegen Null geht. Um diesem entgegen zu wirken wird die Evaporationsgrenze kontinuierlich gesenkt. Dies führt zu einem zusätzlichen Verlust von Atomen, da neben den durch Zweikörperstöße über die Evaporationsschwelle gehobenen Atomen auch jene entfernt werden, deren Energie nach dem Senken der

Schwelle über dieser liegen. Die Rate für diesen Prozess ist [Wal96]

$$\dot{N}_t = \xi \frac{\dot{E}_t}{E_t} = \xi \frac{\dot{\eta}T + \eta\dot{T}}{\eta T} \quad (4.22)$$

mit $\xi = 3(1 - R(3,\eta))$ und einer Änderung der Energie des Systems von

$$\dot{E}_t = \dot{N}_t E_t = \dot{N}_t \eta k_B T \quad . \quad (4.23)$$

Somit ist, um eine effiziente Evaporation zu gewährleisten ein kontinuierliches Absenken der Evaporationsschwelle nötig. Wird der Prozess aber zu schnell durchgeführt kommt es zu einer Verringerung der Effizienz. Um dies zu vermeiden ist es entscheidend das die in Gleichung 4.21 gegebene Evaporationsrate \dot{N}_{ev} über der Verlustrate durch das Absenken der Radiofrequenz \dot{N}_{ev} liegt. Da \dot{N}_{ev} im Gegensatz zu \dot{N}_{ev} von der Dichte des Ensembles abhängt ist es von Vorteil die evaporative Kühlung in einer komprimierten Falle durchzuführen, solange dichteabhängige Verlustprozesse zu vernachlässigen sind. Diese sind unter anderem im folgenden Abschnitt beschrieben.

Verlustprozesse bei der Evaporation

Neben den oben genannten gewollten elastischen Zweikörperstößen gibt es weitere Prozesse die zur Entfernung von Atomen aus der Falle führen. Da daraus jedoch keine Absenkung der durchschnittlichen Energie des Systems resultiert, sind sie unerwünscht und müssen für eine effiziente Kühlung gering gehalten werden.

Ein Verlustkanal ist das Stoßen mit Atomen aus dem Hintergrundgas in der Vakuumkammer. Die Rate dieser Verluste ist unabhängig von den Eigenschaften der gefangenen Wolke und nur von dem Hintergrunddruck in der Vakuumkammer abhängig. Da für alle Atome in der Wolke die Wahrscheinlichkeit einer Entfernung gleich ist, wird pro Stoß die Durchschnittsenergie entfernt von

$$\dot{N}_{bg} = -\frac{N}{\tau_{bg}} \quad (4.24)$$

$$\dot{E}_{bg} = 3k_B T R(3,\eta) \dot{N}_{bg} \quad (4.25)$$

Dabei ist τ_{bg} die Stoßrate mit Atomen aus dem Hintergrundgas. Diese ist für ^{87}Rb -Atome

$$\tau_{bg} P = 3,68 \cdot 10^7 \text{ 1/(mbar} \cdot \text{s)} \cdot P \quad , \quad (4.26)$$

wobei P der Druck am Ort der Atome ist.

Neben den elastischen Zweikörperstößen kann es auch zu inelastischen Zweikörperstößen kommen. Dabei treffen zwei Atome auf einander und ändern dabei ihren Spin. Für Rubidium-Atome im Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$ ist dieser Verlust vernachlässigbar, da

eine Spinänderung bei einem Stoß durch die Drehimpulserhaltung verboten ist. Es können jedoch auch Atome im Zustand $|F = 2, m_F = 1\rangle$ gefangen werden, für die dieser Verlustmechanismus nicht zu vernachlässigen ist. Die Verlustrate ist proportional zur Dichte der Wolke und daher ist der Verlust im Zentrum höher. Die pro Stoß aus dem System entfernte Energie liegt unter der Durchschnittsenergie, da für Zustände niedriger Energie die Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Zentrum der Falle höher ist. Für diesen Prozess erhält man

$$\dot{N}_{dip} = -K_{dip}N \langle n \rangle = -K_{dip}N \frac{n_0}{\sqrt{8}} \quad (4.27)$$

$$\dot{E}_{bg} = \frac{9}{4}k_B T R(3, \eta) \dot{N}_{dip} \quad . \quad (4.28)$$

Dabei ist K_{dip} die Geschwindigkeitskonstante der inelastischen Zweikörperstöße die von dem verwendeten chemischen Element und dem Zustand der Atome abhängig ist. Für ^{87}Rb -Atome im Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$ ist $K_{dip} \approx 0$ [Tho04].

Ein weiterer Verlustprozess ist die Bildung von binären Molekülen innerhalb der Wolke, wofür werden drei Atome benötigt. Neben den zwei Atomen zur Bildung des Moleküls, wird ein Drittes zur Erhaltung der Energie und des Impulses benötigt. Daher ist die Rate für diesen Prozesses proportional zum Quadrat der Dichte und die Mehrzahl der Stöße findet im Zentrum der Falle statt, wodurch die pro Stoß davon getragene Energie ein Bruchteil der Durchschnittsenergie ist. Man erhält für die Teilchen- und Energieänderung

$$\dot{N}_3 = -K_3N \langle n^2 \rangle = -K_3N \frac{n_0^2}{\sqrt{27}} \quad (4.29)$$

$$\dot{E}_3 = 2k_B T R(3, \eta) \dot{N}_3 \quad . \quad (4.30)$$

Hierbei ist K_3 die Geschwindigkeitskonstante der inelastischen Dreikörperstöße, die wiederum von Element und Zustand abhängig ist [Tho04]. Für ^{87}Rb -Atome im Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$ ist $K_3 = 1,8 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$ [Söd99].

Die vorgestellten Verlustprozesse müssen für die eine effiziente evaporative Kühlung geringer als die zuvor in Gleichung 4.21 dargestellte Evaporationsrate sein. Dabei kann der Verlust durch Stöße mit dem Hintergrundgas durch eine Verbesserung des Drucks am Ort der Atome erreicht werden. Die Raten der inelastischen Zwei- und Dreikörperstöße dagegen lassen sich durch eine Dekompression der Falle verringern, wie sie im folgenden vorgestellt wird.

Adiabatische Kompression und Dekompression

Da sowohl die elastische Stoßrate, wie auch ein Teil der inelastischen Stoßraten von der Dichte der Wolke abhängen, kann das Verhältnis von Evaporations- und Verlustraten durch eine adiabatische Veränderung der Falle optimiert werden. Im Falle eines Atomchipexperiments kann man durch eine Änderung der Ströme in Chip und Spulen die

Fallenfrequenzen über einen weiten Bereich anpassen.

Tabelle 4.1: Skalierung der verschiedenen Stoßraten mit der Fallenfrequenz

Bezeichnung	Rate	Skalierungsverhalten
elastische Zweikörperstöße	$n_0\sigma v$	$\propto \omega_{geo}^2$
Hintergrundstöße	$\frac{1}{\tau_{bg}}$	$\propto \omega_{geo}^0$
inelastische Zweikörperstöße	$K_{dip}n_0/\sqrt{8}$	$\propto \omega_{geo}^{3/2}$
Dreikörperstöße	$K_3n_0^2/\sqrt{27}$	$\propto \omega_{geo}^3$

Eine solche Veränderung erhält die Phasenraumdichte, woraus folgt, dass eine Änderung der Temperatur erfolgt, wobei gilt

$$\frac{T(t_1)}{T(t_0)} = \frac{\omega_{geo}(t_1)}{\omega_{geo}(t_0)} \quad (4.31)$$

Hierbei ist $\omega_{geo}(t_0)$ geometrisch gemittelte Fallenfrequenz vor und $\omega_{geo}(t_1)$ nach der adiabatischen Veränderung der Falle.

$$\text{Daraus folgt für die Dichte des Ensembles } n_0 = N \sqrt{\frac{m^3 \omega_{geo}^6}{8\pi^3 (k_B T)^3}}$$

$$\frac{n_0(t_1)}{n_0(t_0)} = \left(\frac{\omega_{geo}(t_1)}{\omega_{geo}(t_0)} \right)^{3/2} \quad (4.32)$$

und die thermische Geschwindigkeit $v = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}}$

$$\frac{v(t_1)}{v(t_0)} = \sqrt{\frac{\omega_{geo}(t_1)}{\omega_{geo}(t_0)}} \quad (4.33)$$

Mit diesen Skalierungsverhalten lassen sich die Veränderungen der verschiedenen elastischen und inelastischen Prozesse leicht errechnen. Diese sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Abhängig von welchen Verlustraten das System dominiert wird, kann es daher von Vorteil sein die Fallenfrequenzen zu senken oder zu erhöhen.

Zu beachten ist dabei, dass bei einer zu schnellen Änderung der Fallenfrequenzen das Ensemble nicht adiabatisch folgen kann. Die Kriterien für eine adiabatische Verformung der Falle sind [Lan96]

$$\dot{\omega}_{geo} \ll \omega_{geo}^2 \quad \text{und} \quad \dot{\omega}_{geo} \ll 1/\tau_{el}^2 = (n_0\sigma v)^2 \quad (4.34)$$

In Abbildung 4.15 ist beispielhaft zur adiabatischen Kompression die Ensembletemperatur für verschiedene Fallenfrequenzen aufgetragen. Dazu wurden Ensembles in einer magnetischen Falle mit unterschiedlichen Strömen in den y-Spulen präpariert und jeweils

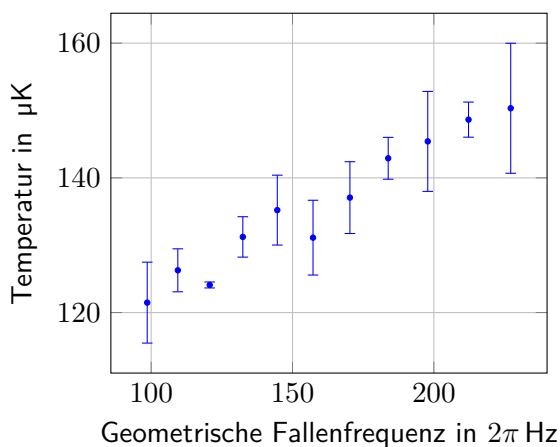


Abbildung 4.15: Veränderung der Ensembeltemperatur durch adiabatische Kompression: Temperatur des Ensemble über die geometrisch gemittelte Fallenfrequenz.

die Temperatur über eine Expansionsmessung bestimmt. Anschließend wurde aus den experimentellen Parametern mit einem Magnetfeldmodell [Her13] die Fallenfrequenzen berechnet.

4.6.3 Experimentelle Ergebnisse zur evaporativen Kühlung

Die experimentelle Realisierung der evaporativen Kühlung findet in der in Abschnitt 4.5 beschriebenen Magnetfalle statt, die durch eine Kombination der Z-Strukturen auf dem Basischip und dem Wissenschaftschip gebildet wird. Im Folgenden wird die Charakterisierung der Evaporationsfalle und die Optimierung der evaporativen Kühlung vorgestellt.

Charakterisierung der Evaporationsfallen

Die zur Charakterisierung der Bedingungen während der evaporativen Kühlung wurden die Heizrate und die Lebensdauer des Ensembles für verschiedene Fallenkonfigurationen vermessen. Hierzu wird die Temperatur beziehungsweise die Atomzahl der Wolke nach unterschiedlichen Haltedauern in der Falle gemessen. Im linken Teil von Abbildung 4.16 sind die Messungen der Lebensdauern dargestellt. Dabei sinkt die Lebensdauer des Ensembles von 2,7 s bei einer geometrisch gemittelten Fallenfrequenz von $\omega_{geo} = 2\pi \cdot 102$ Hz über 2,3 s bei $\omega_{geo} = 2\pi \cdot 141$ Hz auf 1,9 s bei $\omega_{geo} = 2\pi \cdot 208$ Hz. Die im rechten Teil von Abbildung 4.16 dargestellte Messwerte der Temperatur des Ensemble zeigen für diese Fallenfrequenzen eine Steigerung der Heizrate von 76 nK/s über 210 nK/s auf 671 nK/s.

Dieses Verhalten lässt sich weder allein durch Stöße mit dem Hintergrundgas, aufgrund der Abhängigkeit der Lebensdauer von den Fallenfrequenzen, noch durch inelastische Dreikörperstöße erklären, da die nach Gleichung 4.30 aus der Heizrate errechnete Rate dieses Prozesse eine Lebensdauer bedingt, die unter der gemessenen Lebensdauer liegt. Vielmehr

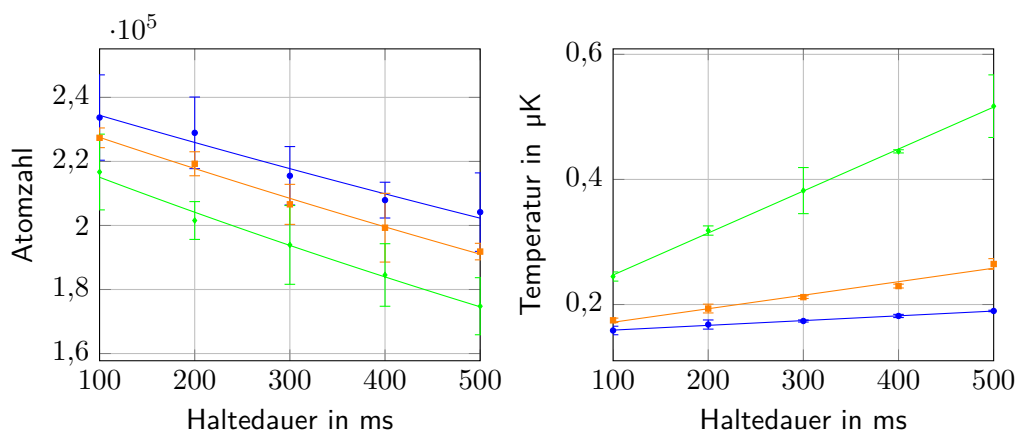


Abbildung 4.16: Lebensdauer und Heizrate für verschiedene Fallenkonfigurationen. **Links:** Atomzahl über die Haltezeit in der Magnetfalle. Die Linien sind das Ergebnis des Ausgleichsrechnung unter Annahme einer exponentiellen Abnahme der Atomzahl. **rechts:** Temperatur über die Haltezeit in der Magnetfalle. Die Linien sind das Ergebnis des Ausgleichsrechnung unter Annahme einer lineare Zunahme der Temperatur. Die Parameter dabei sind: **blaue Kreise:** $\omega_{geo} = 2\pi \cdot 102 \text{ Hz}$, Lebensdauer 2,7 s, Heizrate 76 nK/s, **orange Quadrate:** $\omega_{geo} = 2\pi \cdot 141 \text{ Hz}$, Lebensdauer 2,3 s, Heizrate 216 nK/s, **grüne Rauten:** $\omega_{geo} = 2\pi \cdot 208 \text{ Hz}$, Lebensdauer 1,9 s, Heizrate 671 nK/s. Die Temperaturen wurden dabei jeweils nach einer adiabatischen Dekompression in die Auskoppelfalle bestimmt.

ist davon auszugehen, dass hier eine Mischung der beiden vorgestellten Verlustprozesse und einem aus technischem Rauschen resultierenden Heizen des Ensembles vorherrscht. Sowohl eine Schwankung des Fallenzentrums, wie auch der Fallenfrequenzen führt zu einem Heizen des Ensembles und auf Grund der begrenzten Falltiefe auch zu einem Teilchenverlust [Geh98]. Solche Schwankungen können in dem hier vorgestellten Aufbau aus einem Rauschen der Ströme zur Erzeugung der Magnetfelder resultieren. In Zukunft könnte somit eine Verringerung der Heizrate und eine Verbesserung der Lebensdauer durch verbesserte Stromtreiber und eine niedrigeren Hintergrunddruck erreicht werden.¹

Optimierung der evaporativen Kühlung

Wie oben beschrieben wird die evaporative Kühlung durch ein kontinuierliches Absenken der Radiofrequenz realisiert. Zur Optimierung des Kühlprozesses wurde dieser in eine Reihe von Teilschritten unterteilt und diese jeweils einzeln optimiert. Dazu wurde für verschiedene Zeitdauern, Anfangs- und Endwerte der Frequenzrampen und Stärken des Radiofrequenzfeldes die Atomzahl und die Phasenraumdicke bestimmt. Das Ziel

¹ Die Messung wurde bei einem am Sensor gemessenen Druck von $5 \cdot 10^{-10} \text{ mBar}$ durchgeführt. Dies stellt den durchschnittlichen während der Experimente herrschenden Druck dar, der möglicherweise durch das Ausgasen des Systems nach Reparaturarbeiten an der Quellkammer begründet ist.

der Anpassung ist dabei ein hohes logarithmisches Verhältnis aus dem Zuwachs der Phasenraumdichte $\Delta\rho$ und dem Verlust der Atomzahl ΔN

$$\Gamma = \frac{\ln(\Delta\rho)}{-\ln(\Delta N)} \quad (4.35)$$

zu erreichen. Γ wird auch als Evaporationseffizienz bezeichnet.

Zur Messung dieser von Phasenraumdichte und Atomzahl wurde nach den jeweiligen Evaporationsschritten eine adiabatische Dekompression durchgeführt und gleichzeitig die Entfernung zwischen Fallenzentrum und Chipoberfläche erhöht. Diese Auskoppelfalle wird durch einen Strom von 4,4 A in Basis- und 2 A im Wissenschaftschip, sowie ein Feld von 224 mG in x- und 7,27 G in y-Richtung gebildet und hat gemessene Fallenfrequenzen von $2\pi(24, 81, 86)$ Hz und einen Abstand zu Chipoberfläche von etwa 900 μm . Der Transfer in diese Auskoppelfalle erleichtert die Beobachtung der frei fallenden Ensembles und ermöglicht einen direkten Vergleich zwischen Temperaturen der in unterschiedlichen Fallenkonfigurationen präparierten Wolken.

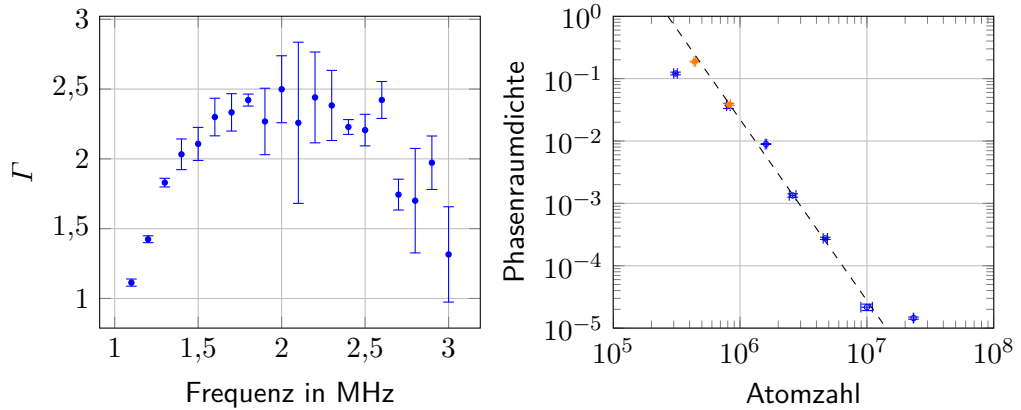


Abbildung 4.17: Links: Evaporationseffizienz Γ über Endradiofrequenz einer Radiofrequenzrampe (siehe Text). **Rechts:** Phasenraumdichte über Atomzahl der verschiedenen Evaporationsschritte in der komprimierten (blau) und der dekomprimierten (orange) magnetischen Falle. Die Linie ist das Ergebnis einer Regression zur Bestimmung der Evaporationseffizienz.

Im linken Teil von Abbildung 4.17 ist beispielhaft eine Messung zur Optimierung der evaporativen Kühlung dargestellt. Dabei wurde die Endfrequenz einer Evaporationsrampe mit 150 ms Dauer und einer Startfrequenz von 3 MHz optimiert. Im Bereich über 2 MHz ist die Evaporation wenig effektiv, da die Evaporationsschwelle zu hoch ist und nur wenig Atome aus dem Ensemble entfernt werden. Hierbei ist die Evaporationsrate \dot{N}_{ev} (siehe Gleichung 4.21) geringer als die Verlustraten und es kommt zu keiner Kühlung. Für Endfrequenzen unter 1,7 MHz ist die Evaporationsschwelle zu niedrig gewählt und die Entfernung von Atomen durch das Bescheiden des Potentials (siehe Gleichung 4.22) wird

dominant.

Neben der Optimierung der einzelnen Frequenzrampen muss auch die Fallenkonfiguration angepasst werden. Da es durch das Abkühlen des Ensembles nach Gleichung 4.16 zu einer Erhöhung der Dichte kommt, steigt die Rate der verlustbehafteten Dreikörper im Ensemble. Die Stoßrate dieses Prozessen kann durch eine adiabatische Dekompression der Falle (siehe Tabelle 4.1) angepasst werden. Diese Anpassung geschieht über eine Veränderung des Feldes in die y -Richtung, ein senken der Feldstärke führt dabei zu niedrigeren Fallenfrequenzen. Dabei ist zu beachten, dass es hierbei auch zu einer Veränderung des Fallenbodenfeldes kommt, die gegebenenfalls über eine Anpassung des Feldes in x -Richtung kompensiert werden muss.

Im rechten Teil von Abbildung 4.17 ist die Entwicklung von Atomzahl und Phasenraum-dichte für die verwendeten Evaporationsschritte dargestellt. Hierbei ist der Effekt der Dekompression nach dem fünften Schritt zu erkennen. In der verwendeten experimentellen Sequenz wurde die Dekompression über eine Verringerung des Feldes in y -Richtung von 33,1 G auf 23,8 G realisiert.

Auffällig ist, dass der erste Evaporationsschritt nur eine geringe Erhöhung der Phasenraum-dichte bewirkt. Der Grund dafür könnte eine zu geringe Fallentiefe oder eine zu geringe elastische Stoßrate sein. Für die folgenden Schritte kann eine Evaporationseffizienz von $\Gamma = 2,91$ erreicht werden.

Mit der wie oben beschriebenen optimierten Sequenz der evaporativen Kühlung ist es möglich ein Ensemble mit einer Phasenraum-dichte von $\rho = 1,9 \cdot 10^{-1}$ und einer Anzahl von $4,4 \cdot 10^5$ Atomen zu erzeugen. Dabei hat das Ensemble in der Auskoppelfalle eine Temperatur von 330 nK.

4.7 Bose-Einstein-Kondensation

Wird die Phasenraum-dichte des Ensembles durch ein weiteres Absenken der Evaporationsfrequenz weiter erhöht, kommt es zum Phasenübergang zum Bose-Einstein-Kondensat. Im Folgenden werden die Eigenschaften dieses nicht klassischen Zustandes erläutert und einige experimentelle Ergebnisse dargestellt.

4.7.1 Theoretische Beschreibung der Bose-Einstein-Kondensation

In diesem Teil sollen kurz die für die Interpretation der experimentellen Ergebnisse benötigten Eigenschaften eines Bose-Einstein-Kondensates hergeleitet werden. Diese Herleitung ist dabei nicht vollständig, sondern stellt lediglich eine Zusammenfassung der in der Literatur gegebenen Abhandlungen dar. Für eine genauere Erläuterung siehe zum Beispiel [Pit03] und [Pet02].

Die Beschreibung des Bose-Einstein-Kondensates erfolgt im Hartree-Fock-Ansatz. Dabei wird angenommen, dass die Wellenfunktion aller Atome im kondensierten Zustand $\Psi(\vec{r})$

als Produkt der Einteilchenwellenfunktion $\psi(\vec{r})$ beschrieben werden kann:

$$\Psi(\vec{r}) = \prod_{i=1}^N \psi(\vec{r}_i) \quad . \quad (4.36)$$

Die Wechselwirkung kann für dünne Gase bei tiefen Temperaturen durch ein Pseudopotential, dem *mean field*, genähert werden

$$U_{\text{mean field}}(\vec{r}) = g\delta(\vec{r}) \quad , \quad (4.37)$$

wobei $g = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m}$ ist und $|\vec{r}|$ den Abstand zwischen zwei Atomen bezeichnet. Dabei gibt die s-Wellenstreuungslänge a die Stärke und das Vorzeichen der Wechselwirkungen der Teilchen an [Hua87]. Der Hamiltonian \mathcal{H} für die Einteilchenwellenfunktion $\psi(\vec{r})$ kann in der *mean field*-Näherung als

$$\mathcal{H} = \sum_{i=1}^N \left[\frac{\vec{p}_i^2}{2m} + U(\vec{r}_i) \right] + g \sum_{i<j} \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \quad (4.38)$$

geschrieben werden. Durch Variationsrechnung zur Minimierung der mittleren Energie erhält man die zeitunabhängige Gross-Pitaevskii-Gleichung der Einteilchenwellenfunktion [Gro61; Pit61]

$$\mu\psi(\vec{r}) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U(\vec{r}) + Ng|\psi(\vec{r})|^2 \right] \psi(\vec{r}) \quad . \quad (4.39)$$

Dabei wird die Teilchenzahlerhaltung durch Lagrange-Multiplikation mit dem chemischen Potential μ erzwungen.

Generell lässt sich durch das Lösen dieser Gleichung die Wellenfunktion des Kondensates in einem beliebigen Potential $U(\vec{r})$ numerisch berechnen. Im Experiment sind Lösungen für den Fall der oben bereits genannten harmonischen Näherung der Fallengeometrie

$$U(\vec{r}) = \frac{m}{2} (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) \quad (4.40)$$

interessant.

In dieser Näherung lässt sich Gleichung 4.39 für schwache oder starke Wechselwirkungen analytisch lösen. Im Fall schwacher Wechselwirkungen gilt die Schrödinger-Approximation¹ und der Term $Ng|\psi(\vec{r})|^2$ fällt weg. Die Lösung für den Grundzustand

¹ Gleichung 4.39 wird in diesem Fall zur Schrödinger-Gleichung.

ist dann eine Gauß-Verteilung

$$\psi(\vec{r}) \approx \psi_{\text{Gauss}}(\vec{r}) \frac{1}{\pi^{3/4}(a_x a_y a_z)} e^{-1/2(x^2/a_x^2 + y^2/a_y^2 + z^2/a_z^2)}, \quad (4.41)$$

mit den Oszillatorlängen $a_i = \frac{\hbar}{m\omega_i}$. In diesem Fall beträgt das chemische Potential $\mu \approx \frac{3}{2}\hbar\bar{\omega}$.

Im Fall starker Wechselwirkungen dominieren die Interaktionen zwischen den Atomen, sodass $Ng|\psi(\vec{r})|^2 \approx \mu \gg \hbar\omega_j$ für $j = x, y, z$ ist. In diesem Regime kann die Thomas-Fermi-Approximation [Bay96] benutzt werden, bei der die kinetische Energie $-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi(\vec{r})$ vernachlässigt wird. Die Lösung für Gleichung 4.39 ist dann

$$\psi(\vec{r}) \approx \psi_{TF}(\vec{r}) = \max\left(\left(\frac{\mu - U(\vec{r})}{Ng}\right)^{1/2}, 0\right). \quad (4.42)$$

Für eine harmonische Falle entspricht Gleichung 4.42 einer umgedrehten Parabel, die bei einer charakteristischen Entfernung, dem Thomas-Fermi-Radius,

$$R_{TF,i} = \sqrt{\frac{2\mu}{m\omega_i^2}}, \quad (4.43)$$

abgeschnitten ist. In der Thomas-Fermi-Approximation lässt sich das chemische Potential aus der Normierung von Gleichung 4.42 ermitteln

$$\mu = \frac{1}{2}\hbar\omega_{geo} \left(15Na\sqrt{\frac{m\omega_{geo}}{\hbar}}\right)^{2/5}. \quad (4.44)$$

Der mittlere Thomas-Fermi-Radius ist damit

$$\bar{R}_{TF} = \left(\frac{15Na}{\bar{a}}\right)^{1/5} a_{geo}, \quad (4.45)$$

mit der geometrisch gemittelten Oszillatorlänge $a_{geo} = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega_{geo}}}$.

Beschreibung der freien Expansion

Zur Beschreibung der zeitlichen Entwicklung des Bose-Einstein-Kondensates wird ein von Castin und Dum [Cas96] entwickelter Formalismus benutzt. Analog zu der zeitunabhängigen Gross-Pitaevkii-Gleichung 4.39 lässt sich eine zeitabhängige Form herleiten [Noz90; Pet02]

$$i\hbar\partial_t\psi(\vec{r},t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U(\vec{r},t) + Ng|\psi(\vec{r},t)|^2\right]\psi(\vec{r},t). \quad (4.46)$$

Diese lässt sich in der generalisierten Thomas-Fermi-Näherung durch

$$\psi_{TF}(\vec{r}, t) = \text{max} \left(\sqrt{\frac{\mu - \sum_{j=x,y,z} \frac{1}{2} m \omega_j(0)^2 r_j^2 / \lambda_j^2(t)}{N g \lambda_x(t) \lambda_y(t) \lambda_z(t)}}, 0 \right) \quad (4.47)$$

lösen, wobei die Skalenfaktoren $\lambda_i(t)$ das Differentialgleichungssystem

$$\ddot{\lambda}_j = \frac{\omega_j^2(0)}{\lambda_j \lambda_x \lambda_y \lambda_z} - \omega_j^2(t) \lambda_j \quad \text{mit } j = x, y, z \quad (4.48)$$

erfüllen müssen. Hervorzuheben ist dabei, dass die Skalenfaktoren unabhängig von der Teilchenzahl und dem chemischen Potential sind.

Aus Gleichung 4.46 lässt sich ablesen, dass die Entwicklung des Thomas-Fermi-Radius durch

$$R_j(t) = \lambda_j(t) R_j(0) \quad \text{mit } j = x, y, z \quad (4.49)$$

gegeben ist.

Für den im Experiment interessanten Fall, dem Abschalten der Falle bei $t = 0$, vereinfacht sich das Gleichungssystem 4.48 auf

$$\partial_\tau^2 \lambda_j = \frac{\varepsilon_j}{\lambda_j \lambda_{geo}^3} \quad \text{mit } j = x, y, z \quad (4.50)$$

mit dem dimensionslosen Fallenparameter $\varepsilon_j = \frac{\omega_j(0)}{\omega_{geo}(0)}$, dem mittleren Skalenfaktor $\lambda_{geo} = (\lambda_x \lambda_y \lambda_z)^{1/3}$ und der dimensionslosen Zeit $\tau = \bar{\omega}(0)t$.

Somit kann die Expansion eines Bose-Einstein-Kondensates in der Thomas-Fermi-Näherung durch die Multiplikation der Größe in der Falle mit den oben berechneten Skalenfaktoren kommen. Die paraboloidale Form des Ensembles bleibt dabei erhalten.

4.7.2 Experimentelle Ergebnisse zur Bose-Einstein-Kondensation

Experimentell wird die Bose-Einstein-Kondensation durch ein weiteres Absenken der Evaporationsfrequenz realisiert. Dadurch wird die Temperatur des Ensembles weiter verringert und unterschreitet den von Fallenkoffiguration und Atomzahl abhängige den kritischen Wert [Pet02]

$$T_c = \frac{\hbar \omega_{geo}}{k_B} \left(\frac{N}{\zeta(3)} \right)^{1/3} \quad (4.51)$$

Dabei ist $\zeta(x)$ die Riemannsche Zeta-Funktion [Pet02]. Unter diesem Wert bildet sich im Zentrum der Wolke das Kondensat aus. In Abbildung 4.18 ist zu erkennen wie sich abhängig von dem Endwert der Evaporationsfrequenz die Dichterverteilung von einer

Gauss-Verteilung über eine bimodale Verteilung zu einer Parabel verändert.

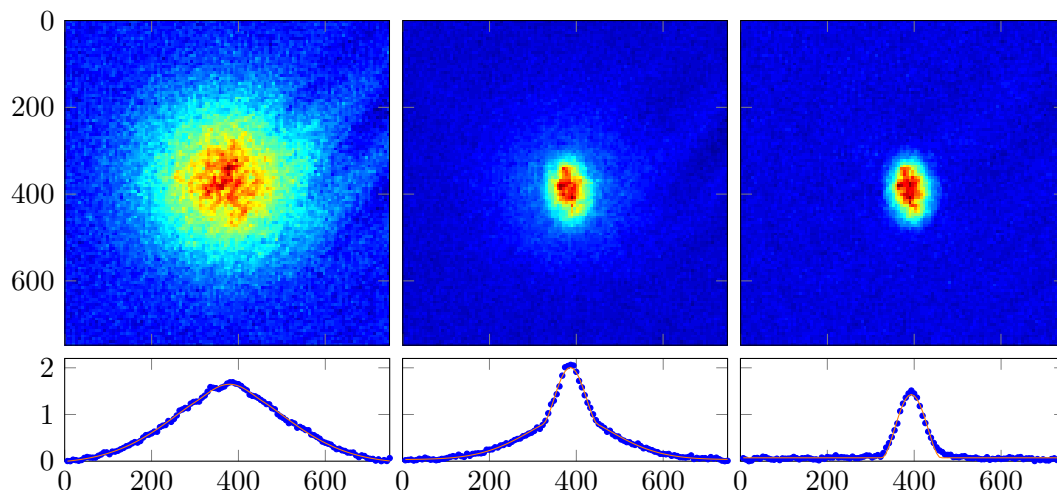


Abbildung 4.18: Absorptionaufnahmen für verschiedene Endfrequenzen der Evaporation. Dabei ist im oberen Teil jeweils ein Ausschnitt des aufgenommenen Bildes dargestellt und im unteren Teil die entlang der y -Achse integrierte Dichteverteilung. Die Bildkoordinaten sind in μm und die integrierte Dichte ist in willkürlichen Einheiten angegeben. **Links:** Thermisches Ensemble mit $5,6 \cdot 10^5$ Atomen, Endfrequenz 1,093 MHz. **Mitte:** Teilweise kondensiertes Ensemble mit $2,4 \cdot 10^5$ Atomen im thermischen und $7,1 \cdot 10^4$ Atomen im kondensierten Anteil, Endfrequenz 1,05 MHz. **Rechts:** Bose-Einstein-Kondensat mit $9,8 \cdot 10^4$ Atomen, Endfrequenz 1,03 MHz. Die Aufnahmen wurden jeweils nach 25 ms Expansionszeit und mit einer Verstimmung des Detektionslichts von 3,8 MHz gemacht. Die Linien in den unteren Graphen sind entlang der y -Achse integrierten durch Ausgleichsrechnung angepassten Dichteverteilungen, im linken Bild wurde eine Bose-modifizierte Gaußverteilung, im mittleren Bild eine bimodale Verteilung bestehend aus Bose-modifizierter Gaußverteilung und Thomas-Fermi-Verteilung und im rechten Bild eine Thomas-Fermi-Verteilung verwendet. Für eine detaillierte Beschreibung der Bildauswertung siehe [Sei09].

Aus der bimodalen Dichteverteilung lässt sich die Atomzahl im Bose-Einstein-Kondensat ermitteln. Im linken Teil von Abbildung 4.19 ist diese über die Endfrequenz der Evaporation dargestellt. Bei einer Frequenz von 1,08 MHz setzt die Kondensation ein und die Atomzahl im Bose-Einstein-Kondensat steigt an. Ab einer Frequenz von ungefähr 1,04 MHz stellt die bimodale Verteilung kein gutes Modell mehr dar und die so ermittelten Atomzahlen schwanken sehr. Für Endfrequenzen sehr nahe dem Fallenboden kann eine reine Thomas-Fermi-Verteilung angenommen werden. Die so bestimmte Atomzahl im Bose-Einstein-Kondensat liegt bei $1,06 \cdot 10^5$ Atomen.

Im rechten Teil von Abbildung 4.19 ist für den Verlauf des Kondensationsanteils über die aus dem thermischen Anteil des Ensembles ermittelte Temperatur dargestellt. Dieser ist das Verhältnis der Anzahl der kondensierten Atomen N_0 zu der Gesamtatomzahl N ,

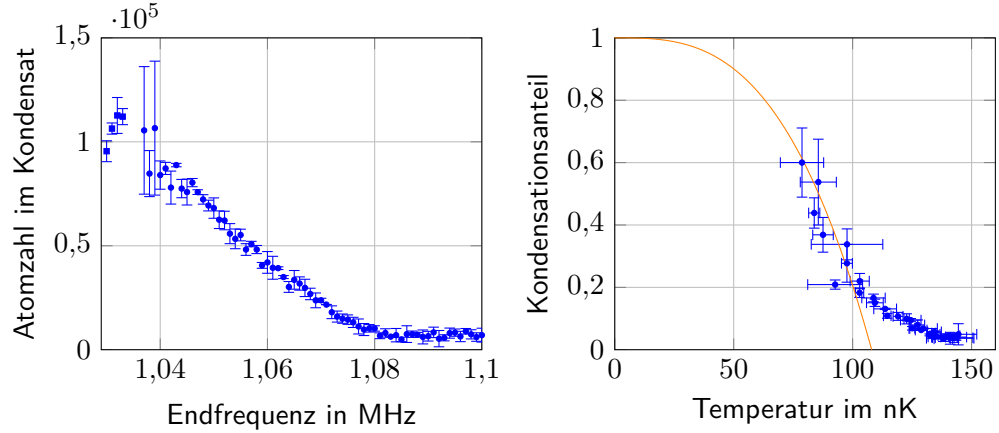


Abbildung 4.19: Atomzahl im Bose-Einstein-Kondensat für verschiedenen Endfrequenzen und Kondensationsanteil für verschiedene Temperaturen. **Links:** Atomzahl im Bose-Einstein-Kondensat über die Endfrequenz der Evaporation. Der Fallenboden liegt hierbei bei 1,01 MHz. Die runden Punkte beruhen auf einer Ermittlung der Atomzahl mit einer bimodalen Dichteverteilung und die quadratischen Punkte auf einer reinen Thomas-Fermi-Verteilung. **Rechts:** Anteil der Atome im Kondensat über die Temperatur. Dabei wurde die Temperatur über den thermischen Anteil des Ensembles ermittelt. Die Linie ist der theoretische Verlauf nach Gleichung 4.52 mit $T_c = 110$ nK.

nach [Pet02] gilt für das Verhältnis

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^3 \quad (4.52)$$

Bei dieser Messung befanden sich $1 \cdot 10^5$ Atome im gesamten Ensemble. Nach Gleichung 4.51 ist die kritische Temperatur $T_c \approx 110$ nK. Der theoretische Verlauf des Kondensationsanteils ist für diese kritische Temperatur im rechten Teil von Abbildung 4.19 eingezeichnet. Das Ansteigen des Kondensationsanteils vor dem Unterschreiten der kritischen Temperatur könnte durch einen Fehler in der Bildauswertung erklärt werden. Bei einem Kondensationsanteil von über 0,6 ist eine Bestimmung der Temperatur nicht mehr verlässlich. Daher konnte der Verlauf nur bis zu einer Temperatur von etwa 70 nK bestimmt werden.

Neben der bimodalen Verteilung des teilweise kondensierten Ensembles stellt die Abhängigkeit der Expansionsraten eines Bose-Einstein-Kondensates von den jeweiligen Fallenfrequenzen eine Methode zum Nachweis der Kondensation dar. Nach Gleichung 4.50 führt das Auskoppeln des Ensembles aus einer anisotropen Falle zu einer anisotropen Expansion. Die Expansion einer thermischen Wolke erfolgt dagegen isotrop, da nach Gleichung 4.1 die Expansionsgeschwindigkeit lediglich von der Temperatur des Ensembles abhängt.

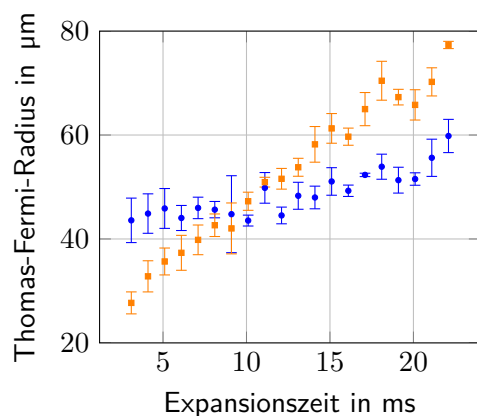


Abbildung 4.20: Zeitliche Entwicklung der räumlichen Ausdehnung eines Bose-Einstein-Kondensates. Dargestellt sind die Thomas-Fermi-Radien entlang eines Bose-Einstein-Kondensates über die Expansionszeit. Das Ensemble wurde dabei in der Auskoppelfalle präpariert. Die blauen Kreise entsprechen den Messwerte entlang der Fallenachse mit $2\pi \cdot 24$ Hz. Die orangenen Quadrate sind die Ausdehnungen des Ensembles entlang der zweiten Bildachse. Diese Messwerte entsprechen auf Grund des Winkels zwischen der Detektionsachse und den Achsen der Magnetfalle einer Mischung aus der Expansion entlang der Fallenachsen mit $2\pi \cdot 81$ Hz und $2\pi \cdot 86$ Hz.

Im linken Teil von Abbildung 4.20 ist sind die räumlichen Ausdehnungen eines aus der Auskoppelfalle fallengelassenen Bose-Einstein-Kondensates dargestellt. Man kann erkennen, dass es eine unterschiedliche Ausdehnungsgeschwindigkeit in den beiden Achsen vorliegt. Nach 9 ms kommt es zu der für ein Bose-Einstein-Kondensat charakteristischen Umkehrung des Aspektverhältnis, dem Verhältnis aus den beiden räumlichen Ausdehnungen.

4.8 Zusammenfassung und Einordnung der Ergebnisse

Mit der in diesem Kapitel beschriebenen experimentellen Sequenz können innerhalb von 2,1 s Bose-Einstein-Kondensate mit $1 \cdot 10^5$ Atomen erzeugt werden. Dabei werden $5 \cdot 10^8$ Atome innerhalb von 800 ms in der 3D-MOT gefangen. Nach der Kompression der 3D-MOT wird die Temperatur des Ensembles mittels Polarisationsgradientenkühlung auf $15 \mu\text{K}$ gesenkt und die Atome durch eine optische Zustandspräparation in den Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$ überführt. Für diese Schritte werden insgesamt 50 ms benötigt. Anschließend wird das Ensemble in die Atomchip-basierte Magnetfalle transferiert und eine Kompression durchgeführt. Nach diesem Schritt, der in 100 ms durchgeführt wird, befinden sich $1,8 \cdot 10^8$ Atome mit einer Phasenraumdichte von $2 \cdot 10^{-5}$ in der Falle. Innerhalb von 1,15 s wird dieses Ensemble durch evaporative Kühlung zur Bose-Einstein-Kondensation gebracht. Im Folgenden sollen einige Möglichkeiten zur weiteren Verbesserung der experimentellen Sequenz vorgestellt werden.

Ein Optimierungspotential könnte sich bei der Polarisationsgradientenkühlung bieten. Die hier erreichte Temperatur von $15\ \mu\text{K}$ liegt eine Größenordnung über den tiefsten bei ^{87}Rb mit einer Melasse erreichten Temperaturen von $1,5\ \mu\text{K}$ [Biz99; Gue10]. Hierbei wurden jedoch keine Atomchipaufbauten sondern Apparaturen mit nicht-reflektierten Lichtfeldern verwendet. Durch eine Verbesserung der zum Aufteilen des Kühllichts genutzte Faseroptik und der optischen Eigenschaften des Spiegels auf dem Atomchip könnte eine Verringerung der Temperatur erreicht werden. Eine Möglichkeit dazu ist zum Beispiel das Auftragen einer chemisch-mechanisch planarisierten Schicht auf den Wissenschaftschip und die anschließende direkte Antireflexbeschichtung. Interessant könnte auch der Einsatz von auf Flüssigkristallen basierenden variablen Verzögerungsplättchen (englisch *liquid crystal variable retarder*) in den Kollimatoren sein. Hiermit ließe sich die Polarisation der Lichtfelder über die angelegte Spannung drehen. So könnte eine Optimierung der Polarisation und in Kombination mit einem hinter dem Flüssigkristall platzierten Polarisator der Lichtleistung in einem kompakten Aufbau realisieren.

Eine weitere Möglichkeit zur Verbesserung des Erzeugungsprozesses bietet der Transfer in die magnetische Falle, der den Schritt mit dem höchsten Teilchenverlust in der experimentellen Sequenz darstellt. Hier ist eine Erhöhung der Transfereffizienz durch eine bessere Überlappung der magneto-optischen Falle mit der durch die mesoskopische H-Struktur erzeugte Magnetfalle möglich. Derzeit wird die H-Struktur mit nur einem Stromtreiber betrieben, wobei die drei Drähte in Reihe geschaltet sind. Zukünftig könnte jeder Draht unabhängig betrieben werden, wodurch die Verkippung der Achsen und die Position des Zentrums der magnetischen Falle unabhängig voneinander an die 3D-MOT angepasst werden könnte. So ist eine Verbesserung der Atomzahl zu Beginn der Evaporation zu erwarten.

Des Weiteren wird eine Verbesserung der Transfereffizienz zwischen den Fallen bei Experimenten in der Schwerelosigkeit erwartet. Dabei ist ein Umladen nahezu aller Atome in die Magnetfalle realisierbar. Hierzu eine genaue Vorhersage des Fallengeometrien unter Schwerelosigkeit und daher ist eine Eichung des Magnetfeldmodels auf die Apparatur nötig [Her13].

Eine Verbesserung der Evaporation könnte durch eine kontinuierliche adiabatische Dekompression erreicht werden. Derzeit findet diese zwischen den Evaporationsrampen statt und nimmt insgesamt $200\ \text{ms}$ in Anspruch. Neben einer Zeitersparnis könnte so außerdem eine durchgehende Anpassung der Stoßraten erfolgen, wodurch eine Erhöhung der Evaporationseffizienz zu erwarten ist.

Eine weitere Erhöhung der Atomzahl nach der Evaporation ist durch eine Verbesserung der Lebensdauer zu erwarten. Dies könnte durch eine Reduktion des Hintergrundgasruck am Ort der Atome erreicht werden. Interessant könnte es dafür sein, den derzeit aus zwei übereinander geklebten Substraten bestehenden Atomchip durch ein mehrlagig strukturiertes Substrat zu ersetzen. So könnte der Einsatz von Klebstoffen im Vakuum reduziert und wenn gleichzeitig eine Durchkontaktierung durch das Substrat realisiert wird eine vollständige Abschirmung der Atome von den noch verwendeten Klebstoffen

realisiert werden.

Einordnung der Ergebnisse

Die hier vorgestellte Apparatur wurde für die erstmalige Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten auf einer Höhenforschungsraketenmission gebaut. Es stellt aufgrund seiner Festigkeit gegenüber den Belastungen während des Raketenstarts ein einzigartiges Experiment zur Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten dar (siehe Abschnitt 3.7). Ein Vergleich ist aus diesem Grund am ehesten mit den QUANTUS-Experimenten möglich, die ebenfalls hohen Anforderungen in Robustheit und Miniaturisierungsgrad unterliegen. Im Vergleich zur QUANTUS-1-Apparatur können mit dem hier vorgestellten System Bose-Einstein-Kondensate mit der zehnfachen Atomzahl in einem Achtel der Sequenzdauer realisiert werden [Zoe08].

Im Vergleich zu QUANTUS-2 fällt auf, dass bei diesem Apparat mit $7 \cdot 10^7$ Atomen in der Magnetfalle eine höhere Teilchenzahl und mit $6 \cdot 10^{-4}$ eine höhere Phasenraumdichte zu Beginn der evaporativen Kühlung erreicht werden kann. Daher wird bei ähnlicher Evaporationsdauer die doppelte Anzahl an Atomen im Bose-Einstein-Kondensat erreicht [Her13]. Hierbei zeigt sich das Verbesserungspotential im Transferschritt.

Es gibt derzeit zwei weitere Initiativen, die sich mit der Erforschung der Materiewelleninterferometrie in der Schwerelosigkeit beschäftigen. Bei dem Experiment ICE (von französisch *Interférométrie Cohérente pour l'Espace*) wird Materiewelleninterferometrie basierend auf thermischen ^{87}Rb -Ensembles an Bord von Parabelflügen durchgeführt. Dazu können innerhalb von 500 ms $1 \cdot 10^9$ Atome in einer 3D-MOT gefangen [Gei11b] und anschließend mittels Polarisationsgradientenkühlung auf einer Temperatur von 10 μK gebracht werden [Gei11a]. In Zukunft soll das System auf die simultane Präparation von optisch gekühlten Kaliumensembles erweitert werden. Eine Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten ist mit dem System nicht möglich.

Die zweite Initiative ist das *Cold Atom Lab* [Sen14; Sor14], das auf der Internationalen Raumstation implementiert werden soll. Die wissenschaftlichen Ziele sind dabei denen der MAIUS-Missionen ähnlich und beinhalten die Erzeugung von Bose-Bose-Mischungen und Bose-Fermi-Mischungen aus ^{87}Rb und $^{40/41}\text{K}$, Materiewelleninterferometrie, sowie der Implementierung einer magnetischen Linse, um Ausbreitungsgeschwindigkeiten mit einem Temperaturäquivalent von unter 100 pK zu erreichen. Da sich das Experiment derzeit noch im Aufbau befindet liegen keine Daten über die erreichten Ergebnisse vor.

KAPITEL 5

Ortsaufgelöste Materiewelleninterferometrie auf einer Höhenforschungsraketenmission

Die Demonstration von Materiewelleninterferometrie im Weltraum ist neben der in Kapitel 4 beschriebenen Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten das zentrale Ziel der Mission MAIUS-1. Dabei sollen Propagationszeiten der Atome im Interferometer von mehreren Sekunden erreicht werden.

Fundamental limitierend für die Genauigkeit eines Materiewelleninterferometers ist das Quantenprojektionsrauschen, das aus der Projektion der kontinuierlichen Besetzungswahrscheinlichkeit auf die diskrete Anzahl von Atomen N resultiert. Für eine Messung der Phasendifferenz eines Interferometers ist der daraus resultierende Fehler nach [Ita93]

$$\sigma_{\phi, \text{QPR}} = \frac{2}{K} \sqrt{\frac{P(1-P)}{N}} \quad . \quad (5.1)$$

Hierbei ist P die Besetzungswahrscheinlichkeit eines der Ausgänge des Interferometers und K der Kontrast der Messung. Dieser ist definiert als

$$K = \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}} \quad , \quad (5.2)$$

wobei P_{\max} und P_{\min} die maximale beziehungsweise minimale gemessene Besetzung eines der beiden Ausgänge des Interferometers ist [Ber97]. Aus dem Quantenprojektionsrauschen folgt ein Fehler bei der Bestimmung einer Beschleunigung a mit einem Mach-Zehnder-Interferometer. Diese kann über den Skalierungsfaktor $|\vec{k}_{\text{eff}}| \cdot T^2$ zwischen Phase und Beschleunigung berechnet werden und ist somit [Kas92]

$$\sigma_{a, \text{QPR}} = \frac{\sigma_{\phi, \text{QPR}}}{|\vec{k}_{\text{eff}}| \cdot T^2} \quad . \quad (5.3)$$

Aufgrund der Abhängigkeit dieser fundamentalen Limitierung vom Kontrast der Mes-

sung ist dessen Bestimmung für große Pulsseparationszeiten T von mehreren Sekunden für zukünftige Weltraummissionen mit Materiewellen essentiell. Ziel von MAIUS-1 ist es daher, eine Messung des Interferometerkontrastes für Pulsseparationszeiten von mehreren Sekunden durchzuführen.

Eine Möglichkeit zur Bestimmung des Kontrastes ist die Veränderung der Phase des letzten Strahlteilerpulses, da hiervon die relative Besetzung der Zustände abhängt. Eine wiederholte Messung mit sukzessive erhöhten Phaseninkrementen ϕ_0 ermöglicht die Aufnahme der Cosinusantwort des Interferometers auf Phasenänderungen über

$$P = \frac{1}{2}(1 + K \cos(\delta\phi + \phi_0)) \quad , \quad (5.4)$$

hierbei ist $\delta\phi$ die Differenz während der Propagation entlang der Pfade aufgesammelten Phasen [Kas91]. Auf der hier vorgestellten Höhenforschungsraketenmission ist eine solche Messung allerdings nicht ohne Weiteres möglich, da hierfür eine Vielzahl von Einzelmessungen nötig ist. Die für eine Bestimmung des Kontrast über eine Veränderung der Strahlteilerphase für eine Reihe von verschiedenen Propagationszeiten benötigte Zeit überschreitet die bei MAIUS-1 zur Verfügung stehende Mikrogravitationszeit. Daher wird in diesem Abschnitt, nach einer Einführung in die grundlegenden Begriffe der Materiewelleninterferometrie, eine komplementäre Methode zur Bestimmung des Kontrastes vorgestellt, welche auf dem Auslesen eines räumlichen Interferenzmusters beruht. Diese Methode ermöglicht die Bestimmung des Interferometerkontrastes mit nur einer einzelnen Messung.

5.1 Grundlagen der Materiewelleninterferometrie

In diesem Abschnitt sollen kurz die für die weitere Behandlung nötigen Grundlagen der Materiewelleninterferometrie vorgestellt werden. Hierbei handelt es sich lediglich um einen kurzen Überblick. Eine ausführlichere Darstellung findet sich zum Beispiel in [Ber97] und [Pet01], an deren Abhandlungen sich dieser Abschnitt orientiert.

5.1.1 Der Strahlteilerprozess

Zur Realisierung der für ein Materiewelleninterferometer benötigten Strahlteiler wird ein Zwei-Photonen-Prozess verwendet. Im linken Teil von Abbildung 5.1 ist dieser schematisch dargestellt. Mit den Lichtfeldern ω_1 und ω_2 werden zwei Zustände $|g_1\rangle$ und $|g_2\rangle$ über ein virtuelles Niveau $|v\rangle$ gekoppelt. Dieser virtuelle Zustand $|v\rangle$ ist gegenüber dem angeregten Zustand $|e\rangle$ um $\hbar\Delta$ verschoben, um eine Anregung in diesen Zustand und die damit verbundenen spontanen Prozesse zu unterdrücken. Die beiden Lichtfelder sind daher gegenüber der jeweiligen resonanten Anregungsfrequenz um Δ verschoben¹. Die Verstimmung zwischen den Lichtfeldern δ entspricht der Energiedifferenz zwischen den beiden Grundzuständen.

¹ Typischerweise wird ein Δ von mehreren hundert MHz bis zu einigen GHz gewählt.

Bei dem Übergang zwischen den beiden Zuständen wird der Rückstoßimpuls $\vec{p}_{\text{rec}} = \hbar(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) = \hbar\vec{k}_{\text{eff}}$ auf das Atom übertragen. Hierbei zeigen die beiden Wellenvektoren $\vec{k}_{1,2}$ senkrecht zur Wellenfront der Lichtfelder und haben einen Betrag von

$$|\vec{k}_i| = \frac{2\pi}{\lambda_i} \text{ mit } i = 1, 2 \quad , \quad (5.5)$$

wobei λ_i die Wellenlänge des jeweiligen Lichtfeldes sind. Für den Fall von gegenläufigen Lichtfeldern $\vec{k}_1 \approx -\vec{k}_2$ ist der übertragene Impuls maximal.

Durch den Impulsübertrag entsteht eine Energieverschiebung zwischen den beiden Zuständen $\hbar\delta_d = \vec{p}_{\text{rec}}^2 / (2m)$, siehe Abbildung 5.1 rechts. Dieser Unterschied muss zusätzlich zu einer aus den unterschiedlichen internen Zuständen resultierenden Energieeffizienz $\hbar\delta_e$ zwischen den beiden Grundzuständen einbezogen werden. Für die Verstimmung der Lichtfelder ergibt sich so $\delta = \delta_e + \delta_d$.

Durch die Kopplung der beiden Grundzustände oszilliert die Besetzung zwischen diesen mit der Rabi-Frequenz Ω_r , so dass durch die richtige Wahl der Wechselwirkungszeit zwischen den Lichtfeldern und dem Atom eine vollständige Besetzungsumkehr (π -Puls) oder eine Superposition der Zustände mit gleichen Anteilen ($\pi/2$ -Puls) erzeugt werden kann.

Für den Fall, dass die beiden Grundzustände sich lediglich durch ihren Impuls unterscheiden, werden diese Strahlteiler auch als Bragg-Strahlteiler bezeichnet. Hierbei ist die Verstimmung zwischen den beiden Lichtfeldern durch die Dopplerverschiebung gegeben, wie im rechten Teil von Abbildung 5.1 dargestellt ist. Wird zusätzlich zu dem Impuls auch der interne Zustand der Atome geändert, werden die Strahlteiler als Raman-Strahlteiler bezeichnet.

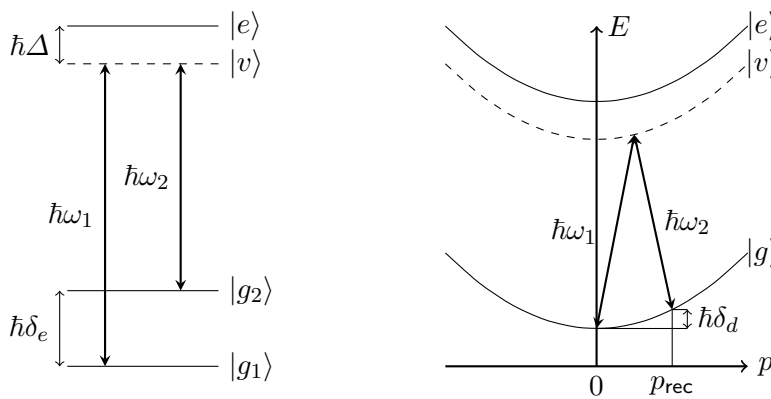


Abbildung 5.1: Schemata zum Rabi-Prozess: **Links:** Kopplung zweier Zustände über einen virtuellen Zustand. **Rechts:** Einfluss der Impulsverschiebung.

Neben dem hier beschriebenen Prozess erster Ordnung sind auch Prozesse mit einem höheren Impulsübertrag möglich. Bei diesen Prozessen sind $2n$ -Photonen beteiligt und es werden somit effektive Wellenvektoren $\vec{k}_{\text{eff}} = n(\vec{k}_1 - \vec{k}_2)$ realisiert [Mül08].

5.1.2 Die Interferometerphase

Nach Gleichung 5.4 führt eine Differenz $\delta\phi$ der während der Propagation entlang der Pfade aufgesammelten Phasen zu einer Veränderung der gemessenen Besetzungswahrscheinlichkeit der Ausgänge eines Materiewelleninterferometers. Diese Phasendifferenz ist nach [Bon06] die Summe von drei Teildifferenzen

$$\delta\phi = \delta\phi_{\text{Propagation}} + \delta\phi_{\text{Separation}} + \delta\phi_{\text{Laser}} \quad , \quad (5.6)$$

welche im Folgenden kurz vorgestellt werden.

Die Propagationsphase $\phi_{\text{Propagation}}$ beschreibt jene Beiträge, die während der freien Propagation zwischen den Strahlteilern auftreten. Sie lässt sich nach [Bon06] in einer semiklassischen Näherung aus der klassischen Wirkung \mathcal{S}_{cl} berechnen

$$\phi_{\text{Propagation}} = \frac{\mathcal{S}_{cl}}{\hbar} \quad \text{mit} \quad \mathcal{S}_{cl} = \int_0^{2T} \mathcal{L}(\vec{r}(t), \vec{v}(t)) \mathbf{d}t \quad . \quad (5.7)$$

Dabei ist \mathcal{L} die Lagrangefunktion, die für den Fall einer konstanten Gravitationsbeschleunigung durch $\mathcal{L} = m\vec{v}^2/2 - m\vec{g} \cdot \vec{r}$ gegeben ist.

Die Separationsphase $\phi_{\text{Separation}}$ resultiert aus einem Versatz $\delta\vec{r}$ der beiden Ensembles am Ende der Interferometersequenz. Dieser Versatz kann zum Beispiel durch einem Gravitationsgradienten verursacht werden [Pet01]. Der aus der Separation resultierende Anteil der Phasendifferenz ist nach [Bon06]

$$\delta\phi_{\text{Separation}} = \frac{\vec{p} \cdot \delta\vec{r}}{\hbar} \quad . \quad (5.8)$$

Dabei ist \vec{p} der Impuls des Ensembles am betrachteten Ausgang des Interferometers.

Bei jedem Puls wird den mit dem Licht interagierenden Atomen die Phase der durch die Lichtfelder gebildeten Stehwelle am Ort der Atome aufgeprägt. Diese ist nach [Pet01]

$$\phi_{\text{Laser}} = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{r} + \phi_{\text{Puls}}(t) \quad . \quad (5.9)$$

Dabei kann der Ursprung des Ortsvektors \vec{r} beliebig gewählt werden, muss aber für die richtige Berechnung des Phasenunterschieds in einem Interferometer für alle Pulse gleich definiert sein. Die Phase $\phi_{\text{Puls}}(t)$ des Pulses wird wiederum zu einer beliebigen aber festen Referenz gemessen.

Nach [Bor04] lassen sich die drei Phasenbeiträge für ein Mach-Zehnder-Interferometers unter Vernachlässigung der nicht inertialen Beiträge zu einer Gleichung zusammenfassen:

$$\delta\phi = -\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \left(\vec{r}_1^I - \vec{r}_2^I - \vec{r}_2^{II} + \frac{\vec{r}_3^I + \vec{r}_3^{II}}{2} \right) . \quad (5.10)$$

Dabei ist \vec{r}_j der Ort der Atome bei der Interaktion mit den Strahlteilerlichtfeldern mit $\vec{r}_1^I = \vec{r}_1^{II}$. Die Indizes I und II bezeichnen dabei den oberen beziehungsweise unteren Pfad des Interferometers.

Über diese Gleichung lässt sich die Abhängigkeit der Phasendifferenz für ein Mach-Zehnder-Interferometer in einem konstanten Gravitationsfeld berechnen:

$$\delta\phi = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \left[0 - \left(\frac{\vec{p}_{\text{rec}} \cdot T}{m} - \frac{\vec{g} \cdot T^2}{2} \right) - \left(-\frac{\vec{g} \cdot T^2}{2} \right) + \left(\left(\frac{\vec{p}_{\text{rec}} \cdot T}{m} - \frac{\vec{g} \cdot (2T)^2}{2} \right) + \left(\frac{\vec{p}_{\text{rec}} \cdot T}{m} - \frac{\vec{g} \cdot (2T)^2}{2} \right) \right) / 2 \right] \quad (5.11)$$

$$= -\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{g} \cdot T^2 \quad (5.12)$$

5.2 Scherinterferometer

Durch einen Versatz der Pfade in den Ausgängen ein Phasengradient über die Ausdehnung der Wolke erzeugt, so dass ein Streifenmuster entsteht. Eine Integration über das gesamte Ensemble führt in diesem Fall zu einem Verlust der Information über die Besetzungswahrscheinlichkeiten, wodurch keine Bestimmung des Kontrastes möglich ist. Wird jedoch eine räumlich aufgelöste Detektion der Ausgangszustände durchgeführt, lässt sich hiermit der Interferometerkontrast aus nur einem Bild bestimmen. Eine Bestimmung der Phase ist jedoch nicht ohne weiteres möglich, da bei einer sich ändernden Phase lediglich das räumliche Interferenzmuster gegenüber dem Schwerpunkt des Ensembles verschoben wird [Rou14]. Über die Ausrichtung und die Wellenlänge der Dichtemodulation ist aber ein Rückschluss auf die auf das System wirkenden inertialen Kräfte möglich [Sug13].

Eine Möglichkeit einen Phasengradienten zu erzeugen ist eine asymmetrische Mach-Zehnder-Konfiguration [Rau96; Tor00]. Dabei sind die Abstände zwischen den drei Strahlteilerpulsen nicht gleich. Beispielsweise kann der dritte Puls um δT verschoben werden. Durch diesen Zeitversatz schließt das Interferometer nicht mehr und es kommt zu einem Versatz der beiden Pfade an den Ausgängen von $\delta\vec{r}_{as} = \hbar\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \delta T/m$.

Ein Versatz zwischen den beiden Pfaden im Phasenraum führt nach [Rou14] zu einer Modulation der Dichteverteilung an den beiden Ausgängen mit einem Wellenvektor von

$$\vec{k}_{\text{mod}} = \frac{1}{\hbar} \left(\delta\vec{p} - \frac{m}{\Delta T} \delta\vec{r} \right) . \quad (5.13)$$

Hierbei ist ΔT die effektive Expansionsdauer. In der Punktquellennäherung, in der die initiale Größe der Wolke gegenüber der Endgröße vernachlässigt werden kann, entspricht dies der Dauer seit dem Auskoppeln aus der Falle. Ist dagegen die Anfangsgröße nicht

vernachlässigbar gilt $\Delta T = \frac{\sigma_r}{\sigma_p/m}$, mit der Ortsbreite σ_r und der Impulsbreite σ_p . Wird die Expansion eines Bose-Einstein-Kondensats im Skalenansatz nach [Cas96] beschrieben ist $\Delta T = \lambda/\dot{\lambda}$.

Der Wellenvektor, der aus der Asymmetrie des Mach-Zehnder-Interferometers resultierenden Modulation ist nach Gleichung 5.13

$$\vec{k}_{\text{as}} = -\frac{m \cdot \delta\vec{r}_{\text{as}}}{\hbar\Delta T} = -\frac{\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \delta T}{\Delta T} \quad (5.14)$$

Anzumerken ist, dass der Wellenvektor der Interferenzstreifen parallel zum effektiven Wellenvektor der die Strahlteiler formenden Stehwelle ist. Wie in Abschnitt 3.4 dargestellt, steht in dem hier beschriebenen Experiment die Detektionsrichtung senkrecht zur Interferometriachse, so dass die durch eine Asymmetrie erzeugten Interferenzstreifen beobachtet werden können, wenn ihre Wellenlänge $\lambda_{\text{mod}} = 2\pi/|\vec{k}_{\text{mod}}|$ über der Auflösung der Abbildung liegt.

5.3 Effekte der Rotation

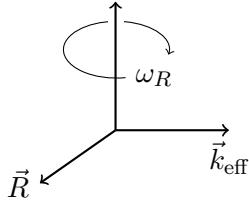


Abb. 5.2: Darstellung des verwendeten Koordinatensystems

Ein wichtiger Aspekt bei der Betrachtung der ortsaufgelösten Materiewelleninterferometrie auf einer Höhenforschungsrakete ist der Einfluss der Bewegungen des Systems auf das Signal. Dabei ist hier vor allem die Rotation des Systems von Interesse, da durch Drehungen ebenfalls ein Versatz im Phasenraum und somit eine Dichtemodulation verursacht wird.

Zur Abschätzung des Wellenvektors der Modulation wird angenommen, dass der zeitliche Abstand zwischen dem Abschalten der Falle und dem ersten Interferometerpuls, sowie zwischen dem letzten Interferometerpuls und der Detektion vernachlässigbar gegenüber dem Abstand zwischen den Interferometerpulsen ist und sich das System in der Punktquellennäherung befindet. Außerdem wird die Rotationsrate ω_R als konstant angenommen. Es wird lediglich eine Rotation um eine Achse senkrecht zu \vec{k}_{eff} betrachtet. Dies ist möglich, da die Rotationskomponenten parallel zu \vec{k}_{eff} unter Vernachlässigung der Wellenfronten keinen Einfluss haben. Das Problem kann so in zwei Dimensionen betrachtet werden, wobei der Raum durch $\vec{k}_{\text{eff}} \hat{=} |\vec{k}_{\text{eff}}|(1,0)^T$ und dem zur Projektion der Rotationsrichtung und \vec{k}_{eff} senkrechten Vektor $\vec{R} \hat{=} (0,1)^T$ aufgespannt wird. Mit diesen Annahmen können $\delta\vec{r}_{\text{rot}}$ und $\delta\vec{p}_{\text{rot}}$ berechnet werden. Das verwendete Koordinatensystem ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Außerdem wird angenommen, dass keine externen Beschleunigungen auf das System wirken. Die Betrachtungen sind jedoch auch im Fall von kleinen Rotationswinkeln gegenüber der Gravitationsrichtung und einer Abwesenheit von Gravitationsgradienten gültig.

Unter diesen Bedingungen lässt sich der Impulsversatz $\delta\vec{p}_{\text{rot}}$ und der Ortsversatz $\delta\vec{r}_{\text{rot}}$ aus der Geometrie der Strahlteiler berechnen:

$$\begin{aligned}\delta\vec{p}_{\text{rot}} &= \{\mathcal{R}(\omega_R 0)\vec{p}_{\text{rec}} - \mathcal{R}(\omega_R T)\vec{p}_{\text{rec}}\} - \{\mathcal{R}(\omega_R T)\vec{p}_{\text{rec}} - \mathcal{R}(\omega_R 2T)\vec{p}_{\text{rec}}\} \\ &= (\mathcal{J} - 2\mathcal{R}(\omega_R T) + \mathcal{R}(\omega_R 2T))\vec{p}_{\text{rec}}\end{aligned}\quad (5.15)$$

$$\begin{aligned}\delta\vec{r}_{\text{rot}} &= \left\{ 2T\mathcal{R}(\omega_R 0)\frac{\vec{p}_{\text{rec}}}{m} - T\mathcal{R}(\omega_R T)\frac{\vec{p}_{\text{rec}}}{m} \right\} - \left\{ T\mathcal{R}(\omega_R T)\frac{\vec{p}_{\text{rec}}}{m} \right\} \\ &= 2T(\mathcal{J} - \mathcal{R}(\omega_R T))\frac{\vec{p}_{\text{rec}}}{m}\end{aligned}\quad (5.16)$$

Hier ist

$$\mathcal{R}(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & \sin(\alpha) \\ -\sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{pmatrix}\quad (5.17)$$

die Drehmatrix um einen Winkel α und \mathcal{J} die Einheitsmatrix. Der Wellenvektor der daraus resultierenden Dichtemodulation ist nach Gleichung 5.13 und mit $\Delta T = 2T$

$$\begin{aligned}\vec{k}_{\text{rot}} &= \frac{1}{\hbar} \left(\delta\vec{r}_{\text{rot}} - \frac{m}{2T}\delta\vec{r}_{\text{rot}} \right) \\ &= \frac{1}{\hbar} \left((\mathcal{J} - 2\mathcal{R}(\omega_R T) + \mathcal{R}(\omega_R 2T))\vec{p}_{\text{rec}} - (\mathcal{J} - \mathcal{R}(\omega_R T))\vec{p}_{\text{rec}} \right) \\ &= (\mathcal{R}(\omega_R 2T) - \mathcal{R}(\omega_R T))\vec{k}_{\text{eff}} \\ &= |\vec{k}_{\text{eff}}| \begin{pmatrix} \cos(\omega_R 2T) - \cos(\omega_R T) \\ \sin(\omega_R T) - \sin(\omega_R 2T) \end{pmatrix} = -|\vec{k}_{\text{eff}}|\omega_R T \vec{R} + \mathcal{O}((\omega_R T)^2) \quad .\end{aligned}\quad (5.18)$$

Die Modulationen stehen also senkrecht zur Rotationsachse und \vec{k}_{eff} und skaliert mit $\omega_R T$. Da die Rotationsrichtung im ballistischen Flug beliebig zu den Achsen des Experiments steht, kann die Ausrichtung der daraus resultierenden Streifen in einer experimentell nicht beobachtbaren Richtung liegen. Dies führt zu einem Kontrastverlust der Aufnahme, welcher von einem echten Kontrastverlust nicht zu unterscheiden ist.

Mit den oben angebenen Annahmen lässt sich der Winkel zwischen \vec{k}_{eff} und den Streifen für eine Kombination aus Asymmetrie und Rotation berechnen. Unter der Annahme von $\delta T \ll T$ und kleinen Rotationswinkeln, ist der gesamte Wellenvektor in guter Näherung das Summe von Gleichung 5.14 und 5.18.

$$\begin{aligned}\vec{k}_{\text{tot}} &= \vec{k}_{\text{rot}} + \vec{k}_{\text{as}} \\ &\approx -|\vec{k}_{\text{eff}}|\omega_R T \vec{R} - \frac{\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \delta T}{2T} = -|\vec{k}_{\text{eff}}| \begin{pmatrix} \delta T / 2T \\ \omega_R T \end{pmatrix}\end{aligned}\quad (5.19)$$

Somit ist der Winkel zwischen \vec{k}_{eff} und \vec{k}_{tot}

$$\angle_{\vec{k}_{\text{eff}}, \vec{k}_{\text{tot}}} = \arctan\left(\frac{2\omega_R T^2}{\delta T}\right) . \quad (5.20)$$

Falls die Rotationsrichtung senkrecht zur Detektionsrichtung steht, verschwindet bei einem Winkel von

$$\angle_{\text{crit}} \approx \arctan(\lambda_{\text{mod}}/l) \quad (5.21)$$

der Kontrast der Modulation einer Wolke mit Größe l komplett.

5.3.1 Fünfpulsinterferometer

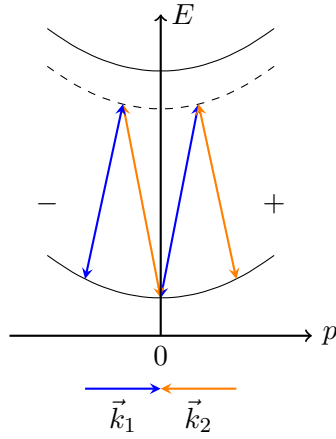


Abb. 5.3: Schema zur positiven und negativen Pulsrichtungen

Zur Mitigation des Effekts der Rotation kann eine andere Interferometergeometrie verwendet werden, wie zum Beispiel die in Abbildung 5.4 dargestellte Fünfpulsgeometrie¹. Dabei wird eine Abfolge von einem $+\pi/2$ -, einem $+\pi$ -, einem $\mp\pi$ -, einem $-\pi$ - und einem $-\pi/2$ -Puls mit einem jeweiligen Abstand von $T/2$ verwendet. Das Vorzeichen des Pulses bezeichnet dabei das Vorzeichen der Verstimmung zwischen den beiden die Strahlteiler erzeugenden Lichtfeldern. Durch ein Umkehren des Vorzeichens werden die Zustände $|\vec{p} = -\vec{p}_{\text{rec}}\rangle$ und $|\vec{p} = 0\rangle$ gekoppelt und somit die Richtung des Impulsübertrags gedreht (siehe Abbildung 5.3).

Der zentrale $\mp\pi$ -Puls besteht aus zwei direkt aneinander gereihten π -Pulsen (siehe den vergrößerten Teil in Abbildung 5.4). Der erste Puls ist ein $-\pi$ -Puls und überträgt auf den ruhenden Pfad einen Impuls von $-\vec{p}_{\text{rec}}$. Der anschließende $+\pi$ überträgt dem mit \vec{p}_{rec} propagierenden Pfad ebenfalls einen Impuls von $-\vec{p}_{\text{rec}}$. Der zeitliche Abstand δT_{\mp} bewirkt einen räumlichen Versatz zwischen den beiden Pfaden. Der gesamte Versatz zwischen den beiden Pfaden bedingt durch den $\mp\pi$ -Puls und die Asymmetrie des Interferometers, ist

$\delta\vec{r}_{\text{as}} = \hbar\vec{k}_{\text{eff}} \cdot (\delta T + \delta T_{\mp})/m$. Wenn ein geschlossenes Interferometer erzeugt werden soll, muss daher $\delta T = -\delta T_{\mp}$ gewählt werden. Bei der Betrachtung der durch eine Asymmetrie hervorgerufenen Dichtemodulation ist leicht zu erkennen, dass sowohl Richtung wie auch Wellenlänge für ein asymmetrisches Fünfpulsinterferometer für $\delta T' = \delta T - \delta T_{\mp}$ denen eines asymmetrischen Mach-Zehnder-Interferometers entsprechen.

¹ Eine Vierpulsgeometrie ohne den zentralen $\mp\pi$ -Puls erzielt die selbe Unterdrückung des Effekts der Rotation ist jedoch auf Grund des Versatzes nach der Propagation durch das Interferometer nicht für längere Zeiten geeignet.

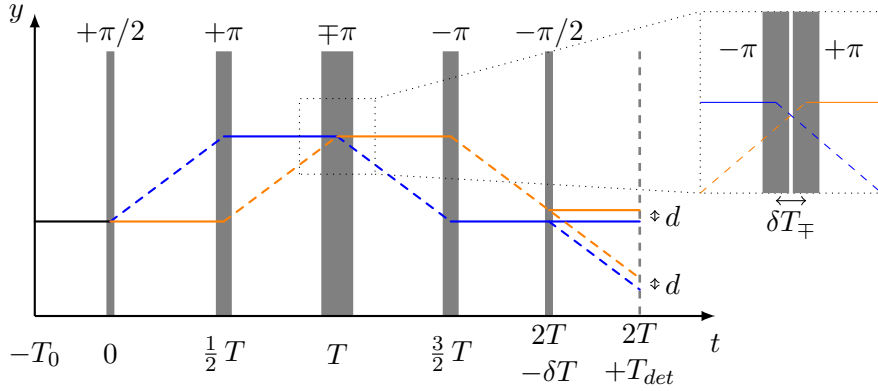


Abbildung 5.4: Raum-Zeit-Diagramm eines asymmetrischen Fünfpulsinterferometers in Abwesenheit äußerer Beschleunigungen. Die Farbe markiert die beiden Pfade des Interferometers. Der Linienstil stellt den Zustand der Atome dar, dabei steht eine gestrichelte Linie für den angeregten Zustand und eine durchgängige Linie für den Ausgangszustand. Durch die grauen Markierungen werden Zeitpunkt und Dauer der Wechselwirkung der Atome mit den Lichtpulsen verdeutlicht.

Der Wellenvektor, der durch eine Rotation hervorgerufenen Dichtemodulation in einem asymmetrischen Fünfpulsinterferometer kann analog zu Gleichung 5.18 hergeleitet werden und ist für $\delta T, \delta T_{\mp}, T_0, T_{det} \ll T$

$$\vec{k}_{\text{rot}} = |\vec{k}_{\text{eff}}| \begin{pmatrix} 2(\cos(\omega_R T) + \cos(\omega_R \frac{3T}{2})) \sin(\omega_R \frac{T}{4})^2 \\ \frac{1}{2}(\sin(\omega_R \frac{T}{2}) - 3 \sin(\omega_R \frac{3T}{2}) + \sin(\omega_R 2T)) \end{pmatrix} \quad (5.22)$$

$$= |\vec{k}_{\text{eff}}| \begin{pmatrix} \frac{3}{8}(\omega_R T)^2 \\ -\frac{1}{2}(\omega_R T)^3 \end{pmatrix} + \mathcal{O}((\omega_R T)^4) \quad (5.23)$$

Die Dichtemodulation des asymmetrischen Fünfpulsinterferometers wird also für kleine $\omega_R T$ in erster Ordnung nicht von konstanten Rotationsraten beeinflusst. Diese Geometrie bietet daher im Vergleich zum asymmetrischen Mach-Zehnder-Interferometer die Möglichkeit auf bei höheren Rotationsraten eine Bestimmung des Kontrastes über eine orts aufgelöste Detektion durchzuführen.

In Abbildung 5.5 ist zum Vergleich zwischen den beiden Geometrien die Wellenlänge und der Winkel der auftretenden Streifen dargestellt. Die Graphen basiert nicht auf den oben genannten Näherungen sondern auf den, unter der Einbeziehung von Asymmetrie und Rotation berechneten, Versatz im Phasenraum. Hierbei wurde keine Näherung durch eine Reihenänderung verwendet. Man erkennt, dass für das Fünfpulsinterferometer im Fall von kleinen $\omega_R T$ der Einfluss der Rotationen verringert ist und somit eine Beobachtung der Interferenzstreifen auch in einem rotierenden System möglich ist.

Für die maximal während des Fluges zu erwartende Drehrate von $0,03^\circ/\text{s} \approx 1 \text{ mrad/s}$ kann mit der für Abbildung 5.5 verwendeten Simulation die Pulsseparationszeit berechnet werden, bei der mit einem Verschwinden des Kontrastes durch die Rotation zu rechnen ist. Dabei wurde als Kriterium das Überschreiten eines Winkels von $10^\circ = \pi/18$ zwischen dem Wellenvektor der Dichtemodulation und \vec{k}_{eff} gewählt. Dies entspricht nach Gleichung 5.21 einem Verhältnis von sechs zu eins zwischen der räumlichen Ausdehnung der Wolke und Wellenlänge der Dichtemodulation. Für ein Mach-Zehnder-Interferometer mit den in Abbildung 5.5 gegebenen Parametern wird dieser Wert bei $T = 0,65 \text{ s}$ überschritten. Bei einem Fünfpulsinterferometer dagegen erst bei $T = 124 \text{ s}$.

Ein Nachteil dieser Interferometergeometrie ist jedoch, dass die durch eine konstante Beschleunigung erzeugte Phasendifferenz zwischen den beiden Pfaden verschwindet und daher die Geometrie für eine Messung der Erdbeschleunigung oder der Universalität des freien Falls ungeeignet ist. Dennoch ermöglicht diese Geometrie mit der Bestimmung des Interferometerkontrastes für Pulsseparationszeiten von mehreren Sekunden wichtige Aspekte eines Materiewelleninterferometers im Weltraum in den Rahmenbedingungen der MAIUS-1-Mission zu demonstrieren. Für zukünftige Äquivalenzprinziptests mit einer Pulsseparationszeit $T = 5 \text{ s}$ in einem symmetrischen Mach-Zehnder-Interferometer müssen die Rotationsraten unter $1 \cdot 10^{-5} \text{ rad/s}$ reduziert werden¹, was auf einem dedizierten

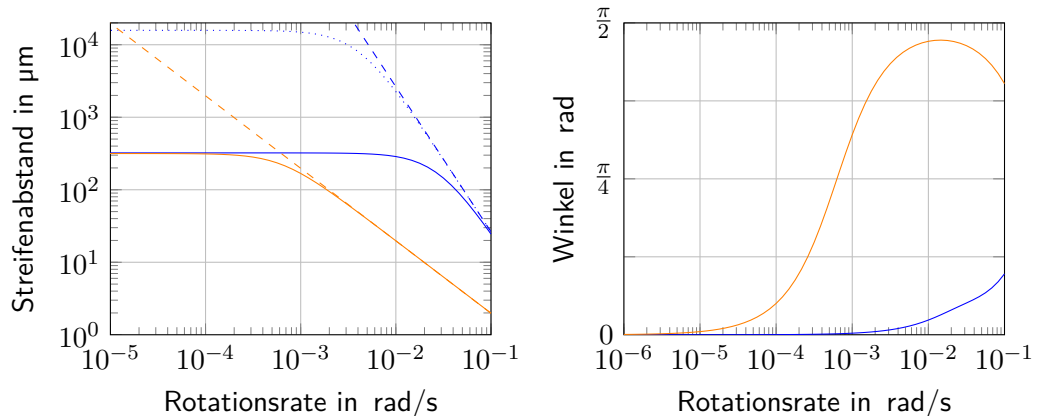


Abbildung 5.5: Winkel und Wellenlänge der Interferenzstreifen in einem asymmetrischen Mach-Zehnder- (orange) und Fünfpulsinterferometer (blau) über die Rotationsrate in der Punktquellennäherung. Gestrichelt ist zusätzlich in rot die Wellenlänge für ein symmetrisches Mach-Zehnder-Interferometer dargestellt. Für das Fünfpulsinterferometer ist die Wellenlänge für eine Interferometer mit $\delta T = 0$ (gestrichelt) und $\delta T = -\delta T_{\mp}$ (gepunktet) abgebildet. Der Winkel ist relativ zur \vec{k}_{eff} angegeben. Verwendete Parameter: $T = 2 \text{ s}$, $\delta T = 5 \cdot 10^{-3} \text{ s}$, $\delta T_{\mp} = 1 \cdot 10^{-4} \text{ s}$, $T_0 = 0$, $T_{\text{det}} = 0,05 \text{ s}$.

¹ In diesem Fall ist die Wellenlänge der Dichtemodulation größer als 1 cm.

Satelliten möglich wäre [Hec14].

5.4 Versatz im Interferometer

Eine Limitierung bei der Materiewelleninterferometrie auf Zeitskalen von mehreren Sekunden ist die Bewegung der Wolke. Durch den Zwei-Photonen-Übergang erhält die Wolke eine Geschwindigkeit von $\vec{v}_{\text{rec}} = \vec{p}_{\text{rec}}/m$. Für die benutzte D₂-Linie in ⁸⁷Rb ist $|\vec{v}_{\text{rec}}| \approx 11,77 \text{ mm/s}$ [Ste10a]. Wie man in Abbildung 1.1 sieht, ist in einem Mach-Zehnder-Interferometer der Ort der Atome nach dem Durchlaufen um $\vec{v}_{\text{rec}} \cdot T$ zum Anfangspunkt verschoben. Dies kann zu einem Verlassen des Blickfeldes der Kamera führen. Bei der hier verwendeten Abbildung (siehe Abschnitt 3.4) würde dies die maximale Propagationsdauer auf $8,98 \text{ mm}/11,77 \text{ mm/s} \approx 0,76 \text{ s}$ begrenzen.

Eine Möglichkeit einen solchen Versatz zu vermeiden ist die Verwendung einer anderen Interferometergeometrie, bei der kein Versatz entsteht, wie zum Beispiel einer Ramsey-Bordé-Interferometer [Bor84; Bor89]. Ein Ramsey-Bordé-Interferometer besteht aus einer Abfolge von zwei $\pi/2$ - und zwei $-\pi/2$ -Pulsen. Es hat daher den Nachteil, dass an jedem Ausgang im Vergleich zu einem Mach-Zehnder-Interferometer nur ein Viertel der Atome zum Signal beitragen. Auch bei der oben vorgestellten Fünfpulsinterferometer findet die Detektion am Ort des erste Strahlteilers statt. Gleichzeitig sind aber keine Atomverluste durch die Verwendung mehrere $\pi/2$ -Pulse zu erwarten.

Alternativ dazu kann die Interferometrie mit doppelter Beugung [Lév09] (englisch *double diffraction*) genutzt werden. Hierbei werden bei einem $\pi/2$ -Puls die Atome in die Impulszustände mit $\vec{p} = \pm \hbar \vec{k}_{\text{eff}}$ transferiert. Hierdurch bildet sich ein räumlich symmetrisches Interferometer (siehe Abbildung 6.2), bei dem Anfangs und Endpunkt nicht zueinander versetzt sind.

5.5 Zusammenfassung

Die hier vorgestellte ortsaufgelöste Bestimmung des Interferometerkontrastes stellt eine komplementäre Methode zur Aufnahme der oszillierenden Besetzungswahrscheinlichkeit über eine Reihe von Messungen mit einer variablen Strahlteilerphase dar. Auf Grund der geringeren Anzahl an Messungen und der Robustheit gegenüber Schwankungen der Strahlteilerphase, ist eine räumliche Bestimmung des Kontrastes besonders für den Einsatz auf der Höhenforschungsraketenmission MAIUS-1 geeignet.

Durch die Verwendung der ebenfalls vorgestellten Fünfpulsgeometrie könnte die Propagationsdauer im Interferometer in den Rahmenbedingungen der Mission MAIUS-1 auf mehrere Sekunden ausgedehnt werden und somit die erstmalige Demonstration der Materiewelleninterferometrie auf solchen Zeitskalen ermöglichen. Dies würde stellt einen wesentlichen Schritt hinzu zukünftigen Messungen mit Materiewelleninterferometern im Weltraum darstellen.

KAPITEL 6

Ausblick

Tests der Universalität des freien Falls eignen sich, um Rückschlüsse auf die Gültigkeit möglicher Theorien zur einheitlichen Beschreibung aller physikalischen Grundkräfte zu gewinnen [Läm06]. In der Zukunft bietet die Materiewelleninterferometrie auf Satelliten die Möglichkeit, solche Tests mit bisher unerreichter Genauigkeit durchzuführen [Agu14]. Die Höhenforschungsraketenmission MAIUS-1 bildet ein wichtiges Bindeglied zwischen atomoptischen Experimenten am Boden und der Durchführung solcher Tests im Weltraum.

Mit der Demonstration der Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten ist ein wesentlicher Meilenstein zur Durchführung der Raketenmission MAIUS-1 erreicht. Für die Experimente in Schwerelosigkeit sind Funktionstests der magnetischen Linse zur Verringerung der Impulsbreite und der adiabatisch-rapiden Passage zur Präparation des magnetisch insensitiven Zustands am Boden nötig. Des Weiteren müssen Tests zur Materiewelleninterferometrie und insbesondere zur Scherinterferometrie durchgeführt werden. Im Folgenden werden diese Techniken vorgestellt und eine Übersicht über die geplante Abfolge der Experimente während des Fluges gegeben. Abschließend werden die Nachfolgemissionen MAIUS-2 und MAIUS-3 sowie die Satellitenmission STE-QUEST vorgestellt.

6.1 Magnetische Linse

Zum Erreichen von Ausdehnungsgeschwindigkeiten des Bose-Einstein-Kondensates von unter 0,3 mm/s, beziehungsweise eines Temperaturäquivalents von unter 1 nK, soll eine magnetische Linse [Mar99; Mon90] verwendet werden. Die Sequenz zur Realisierung einer solchen Linse im Experiment ist im oberen Teil von Abbildung 6.1 dargestellt. Dabei wird nach einer kurzen Expansion T_{ex} des Ensembles die durch den Atomchip erzeugte Magnetfalle kurzzeitig wieder eingeschaltet.

Im unteren Teil von Abbildung 6.1 ist die Entwicklung des Ensembles im p - x -Phasenraum dargestellt. In der Falle hat die Wolke eine sich nicht verändernde Impuls- und Ortsbreite, die hier als rund dargestellt wird. Während der freien Expansion nach Abschalten der Falle kommt es zu einer Scherung der anfänglichen Phasenraumverteilung durch die Bewegung

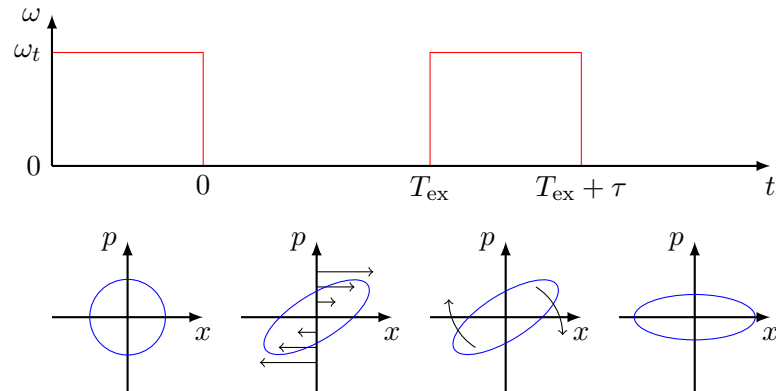


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung zur magnetischen Linse. Im oberen Teil ist beispielhaft der Zeitverlauf der Fallenfrequenz bei einer einfachen magnetischen Linse abgebildet. Im unteren Teil ist die Verteilung im Phasenraum zu den entsprechenden Zeitpunkten dargestellt.

der Atome. Dadurch nimmt die Verteilung eine zu den Achsen gedrehte ellipsoide Form ein.

In der harmonischen Falle rotiert die Verteilung mit der Fallenfrequenz ω_t . Bei richtiger Wahl des Zeitpunkts zum Abschalten der Falle liegt die lange Hauptachse der Ellipse parallel zur x -Achse. Da bei diesem Prozess die Impulsbreite verringert wird, dehnt sich die Wolke anschließend langsamer aus. Zu beachten ist, dass es sich um keinen Kühlprozess handelt, da die Falle konservativ ist und es kommt zu keiner Erhöhung der Phasenraumdicke [Ket92].

Diese Technik konnte bereits mit dem Fallturmexperiment QUANTUS-1 in der Schwerelosigkeit demonstriert werden, wo Expansionsraten mit einem Temperaturäquivalent von 1 nK erreicht wurden [Mün13]. In Laborexperimenten wurden mit einer optisch erzeugten Linse Expansionsraten mit einem Temperaturäquivalent von 50 pK in zwei Raumrichtungen erreicht [Kov14].

Um eine magnetische Linse auf MAIUS-1 zu implementieren sind keine Änderungen am Experiment nötig. Da jedoch während des Fluges die für eine Optimierung der experimentellen Parameter nötige Zeit nicht zu Verfügung steht, müssen das an die Schwerelosigkeit angepasste Potential und die hierfür nötigen experimentellen Parameter mit hoher Präzision durch Simulationen vor der Mission ermittelt werden. Dazu muss eine Reihe von Messungen zur Eichung des Magnetfeldmodells und eine Charakterisierung der magnetischen Linse am Boden durchgeführt werden.

6.2 Adiabatisch-rapide Passage

Um anschließend den Einfluss von Magnetfeldern auf die Entwicklung der Materiewellenpakete im Interferometer zu verringern, sollen diese nach der Anwendung der magnetischen Linse mittels einer adiabatisch-rapiden Passage [Cam84] vom magnetisch sensitiven Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$ in den in erster Ordnung magnetisch insensitiven Zustand $|F = 2, m_F = 0\rangle$ überführt werden. Dazu werden die magnetischen Zustände des Gesamtspins der Atome mittels eines Radiofrequenzfeldes gekoppelt. Wird die Frequenz dieses Feldes langsam über die Resonanzfrequenz der betreffenden Übergänge verstimmt, folgt der Spin der Atome dieser Änderung und es findet ein nahezu perfekter Transfer von dem Ausgangszustand in einen beliebig wählbaren Endzustand statt. Dieser Prozess muss dabei langsam genug für eine adiabatische Entwicklung und zeitgleich schnell im Vergleich zu den Relaxationsprozessen im System sein. Der Transfer in den magnetisch insensitiven Zustand konnte mit QUANTUS-1 in der Schwerelosigkeit demonstriert werden [Wen13].

6.3 Materiewelleninterferometrie

Nach der Implementierung der oben genannten Techniken zur Präparation des Ensembles verbleibt es, die ersten Schritte für die Materiewelleninterferometrie mit der wissenschaftlichen Nutzlast zu testen. Neben der Demonstration der Strahlteilerpulse und der Analyse ihrer Effizienz sind Experimente mit einem symmetrischen Mach-Zehnder-Interferometer geplant.

Zudem ist ein Test der in Abschnitt 5.2 vorgestellten Scherinterferometrie mit einer asymmetrischen Mach-Zehnder-Geometrie vorgesehen. Bei dieser Technik sind die Pfade des Interferometers bei Applikation des letzten Strahlteilerpulses in einem geringen Maße räumlich getrennt, so dass in den Ausgängen des Interferometers räumliche Interferenzmuster auftreten. Dadurch ist es möglich, mit nur einer Aufnahme einen Aufschluss über den Kontrast der Interferometers zu erlangen. Man nutzt dabei, dass der räumliche Kontrast eines asymmetrischen Interferometers dem Kontrast eines symmetrischen Interferometers unter den gleichen Bedingungen entspricht [Rou14]. Die Scherinterferometrie ist aufgrund der im Vergleich zu einer Messung mit einem symmetrischen Interferometer geringeren Anfälligkeit auf mögliche inertialen Störungen und aufgrund der kürzeren Messdauer zur Bestimmung des Kontrastes auf einer Raketenmission besonders geeignet. Mit einem asymmetrischen Mach-Zehnder-Interferometer konnte in der Schwerelosigkeit mit QUANTUS-1 eine Charakterisierung des Interferometerkontrasts für Pulsseparationszeiten bis $T = 350$ ms durchgeführt werden [Mün13].

Eine Herausforderung der Materiewelleninterferometrie auf MAIUS-1 ist die Restrotation der Nutzlast in der Mikrogravitationsphase. Einer Drehung der Nutzlast um eine Achse senkrecht zur Strahlteilerrichtung während die Atome das Materiewelleninterferometer durchlaufen führt ebenfalls zu einem räumlichen Interferenzmuster. Treten diese Interferenzstreifen in einer nicht detektierbaren Richtung auf, ist eine Bestimmung des Kontrastes über eine orts aufgelöste Detektion nicht möglich. Daher ist nach der

Demonstration eines asymmetrischen Mach-Zehnder-Interferometers auf MAIUS-1 eine Erweiterung der Interferometrie auf die in Abschnitt 5.3 dargestellte asymmetrische Fünfpulsgeometrie von Vorteil. Dabei wird das Interferometer mittig gefaltet, so dass zwei zueinander gespiegelte Flächen aufgespannt werden. Bei dieser Geometrie ist der Einfluss von konstanten Rotationsraten auf das räumliche Interferenzmuster in erster Ordnung unterdrückt. Außerdem sind in einem Fünfpulsinterferometer der Start- und Endpunkt der Materiewellen nicht zu einander verschoben. Diese Verschiebung limitiert in einem Mach-Zehnder-Interferometer die maximal beobachtbare Zeit.

6.4 Flugsequenz

Eine vollständige experimentelle Sequenz zur Demonstration eines Materiewelleninterferometers auf langen Zeitskalen besteht aus der Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats, gefolgt von der magnetischen Linse, der adiabatisch-rapiden Passage sowie der anschließenden Interferometrie. Auf MAIUS-1 ist auf Grund der hohen Komplexität dieser Gesamtsequenz eine schrittweise Erhöhung des Umfangs der experimentellen Sequenzen geplant.

Begonnen werden soll dabei mit der Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensates und Beobachtung der Größe und Position nach variablen Expansionszeiten zwischen $T_{Det} = 5$ ms und 100 ms nach der Auskopplung aus der Falle. Hierdurch können Aufschlüsse über die Ausbreitungsgeschwindigkeit und Atomzahl des Ensembles gewonnen werden.

Anschließend ist die Realisierung eines asymmetrischen Mach-Zehnder-Interferometers geplant. Dabei können beispielsweise Pulsseparationszeiten von $T = 50$ ms und ein Versatz des zweiten Strahlteilers von $\delta T = 5$ ms verwendet werden. Der zu erwartende Streifenabstand der Dichtemodulationen ist mit diesen Parametern $\lambda_{mod} \approx 120$ μm , wodurch bei einer angenommenen Größe von einigen hundert Mikrometern mehrere Streifen sichtbar sein sollten.

Als Nächstes folgen Experimente zur magnetischen Linse. Dabei wird ein Bose-Einstein-Kondensat präpariert, jedoch kein Interferometer realisiert. Zur Optimierung der magnetischen Linse sollen mehrere Messungen mit einer variablen Linsendauer um die errechnete optimale Dauer durchgeführt werden. Dabei soll jeweils eine Bestimmung der Ausdehnungsgeschwindigkeit durch eine Detektion der Wolke nach variabler Expansionszeit zwischen $T_{Det} = 5$ ms und 100 ms erfolgen. Anschließend wird die optimale Dauer ausgewählt, um mögliche Abweichung zwischen Magnetfeldmodell und den experimentell erzeugten Feldern auszugleichen. Die folgenden Experimente werden mit den auf die Linse optimierten Parametern durchgeführt.

Im nächsten Schritt wird die adiabatisch-rapide Passage der Sequenz hinzugefügt. Dazu werden Bose-Einstein-Kondensate erzeugt und nach dem Auskoppeln aus der Falle die Radiofrequenzrampe mit variabler Endfrequenz durchgeführt. Eine Analyse des Endzustandes des Ensembles kann mit einem Experiment ähnlich dem Stern-Gerlach-Versuch [Ger22a; Ger22b] durch das Anlegen eines inhomogenen magnetischen Feldes, erzeugt mit den mesoskopischen Chipstrukturen, durchgeführt werden. So kann die

Besetzung des magnetisch insensitiven Zustands $|F = 2, m_F = 0\rangle$ optimiert werden, die für die anschließenden Experimente benötigt wird.

Mit dem Abschluss der bisher genannten Operationen wären alle nötigen Schritte zur Präparation von Wellenpakete für die Interferometrie demonstriert. Auf der Mission sollen diese anschließend zur Realisierung eines asymmetrischen Fünfpulsinterferometers kombiniert werden. Dabei wird die Gesamtdauer des Interferometers schrittweise auf mehrere Sekunden erhöht. Durch einen über die Messungen konstanten zeitlichen Versatz des letzten Strahlteilerpulses von $\delta T = 10$ ms sind dabei mehrere Streifen der Dichtemodulation sichtbar.

Mit einem solchen gestaffelten Vorgehen können die einzelnen experimentellen Schritte optimiert und gleichzeitig alle in Abschnitt 1.4 definierten Ziele erfüllt werden.

6.5 MAIUS-2 & MAIUS-3

Aufbauend auf MAIUS-1 befinden sich derzeit zwei weitere Höhenforschungsraketenmissionen namens MAIUS-2 und MAIUS-3 in der Planung. Diese haben das Ziel, erstmals Materiewelleninterferometrie mit zwei Bose-Einstein-Kondensaten unterschiedlicher Elemente im Weltraum zu demonstrieren. Als Elemente wurden dazu die Alkalimetalle ^{87}Rb und ^{41}K gewählt. Auf MAIUS-2 sollen abwechselnd Bose-Einstein-Kondensate aus Rubidium und Kalium als Quelle für die Materiewelleninterferometrie erzeugt werden. Auf MAIUS-3 soll eine Erweiterung auf die simultane Erzeugung der Kondensate und die Materiewelleninterferometrie mit dem so erzeugten Gemisch stattfinden.

6.5.1 Materiewelleninterferometrie mit doppelter Beugung

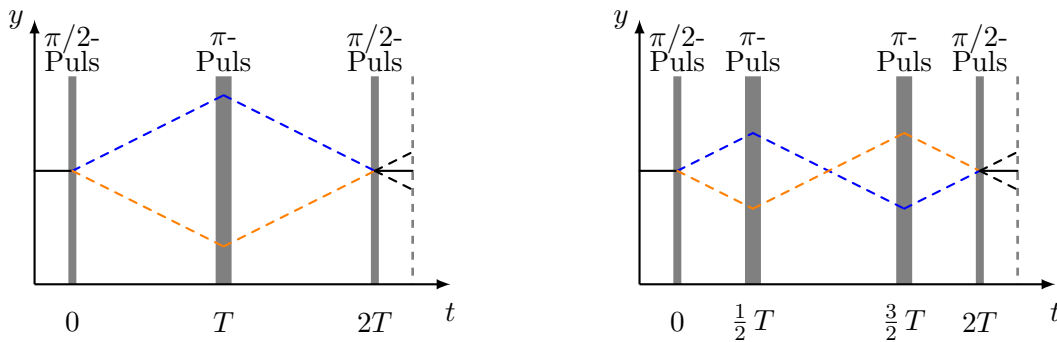


Abbildung 6.2: Schema eines auf der doppelten Beugung beruhenden Mach-Zehnder- (**links**) und Vierpulsinterferometers (**rechts**) in der Schwerelosigkeit. Die Pfade der Interferometer sind jeweils durch die beiden Farben markiert. Eine gestrichelte Linie entspricht dem Zustand $|\vec{p} = \pm\hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ und eine durchgezogene Linie dem Zustand $|\vec{p} = 0\rangle$.

Zur Interferometrie soll auf MAIUS-2 und -3 die Methode der doppelten Beugung verwendet werden [Lév09]. Im linken Teil von Abbildung 6.2 ist ein darauf basierendes Mach-Zehnder-Interferometer dargestellt. Dabei wird aus dem Anfangszustand $|\vec{p} = 0\rangle$

mit einem $\pi/2$ -Puls eine Superposition der Zustände $|\vec{p} = \pm \hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ erzeugt und so eine symmetrische Propagation der beiden Pfade des Interferometers realisiert. Durch den folgenden π -Puls nach einer Propagationszeit T wird der Impuls der Pfade vertauscht, wobei jeweils ein Impuls von $2\hbar \vec{k}_{\text{eff}}$ übertragen werden muss. Der dritte Puls ist wiederum ein $\pi/2$ -Puls, der zur Überlagerung der Pfade dient und diese zur Interferenz bringt. Das Signal wird in diesem Fall durch die Bestimmung des Verhältnisses von der Besetzung der äußeren Ausgänge mit $\vec{p} = \pm \hbar \vec{k}_{\text{eff}}$ zu der Besetzung des inneren Ausgangs mit $\vec{p} = 0$ gewonnen.

Ein Vorteil der Interferometrie mit doppelter Beugung ist, dass das gesamte Interferometer symmetrisch aufgebaut ist und immer beide Arme zeitgleich von den Lichtpulsen beeinflusst werden. Dadurch geht eine Fluktuation der Strahlteilerphase nicht in die Phasendifferenz ein. Außerdem kommt es zu keiner durch die Photonenrückstöße bedingten Schwerpunktsbewegung im Interferometer und die Sensitivität des Interferometers auf Beschleunigungen ist aufgrund der größeren Aufspaltung der Pfade verdoppelt.

Analog zu der zuvor vorgestellten Fünfpulsgeometrie lässt sich auch mit der doppelten Beugung eine gefaltete Geometrie realisieren. Diese ist im rechten Teil von Abbildung 6.2 dargestellt. Dabei werden insgesamt vier Pulse verwendet, dem ersten $\pi/2$ -Puls folgt nach eine Zeit $T/2$ zwei π -Pulse mit Abstand T . Der letzte $\pi/2$ -Puls schließt das Interferometer nach einer weiteren Propagationszeit $T/2$. Bei dieser Geometrie ist der Einfluss der Rotationen der Rakete auf die räumliche Dichtemodulation in erster Ordnung unterdrückt.

Um die Realisierung der doppelten Beugung zu erleichtern, soll das zur Erzeugung der Strahlteiler benutzte Licht bei MAIUS-2 und -3 mit nur einem Lichtwellenleiter zur Vakuumkammer geführt werden und die Stehwelle über eine Reflektion an einem Spiegel erzeugt werden.

6.5.2 Mischbarkeitsstudien

Neben dem oben genannten Ziel der simultanen Materiewelleninterferometrie mit ^{87}Rb und ^{41}K soll auf MAIUS-3 auch die Mischbarkeit der beiden Spezies untersucht werden. Aufgrund der repulsiven Interaktion zwischen ^{87}Rb und ^{41}K kommt es zu einer Trennung der Wolken [Hal98], was zu einem Versatz der Schwerpunkte führen kann. Ein solcher Versatz ist für die differentielle Materiewelleninterferometrie problematisch [Har14].

Die Streulängen zwischen den beiden Elementen können mittels Feshbach-Resonanzen [Chi10] verändert werden. Um die Stoßlängen im gesamten Ensemble gleichmäßig zu manipulieren, wird dazu ein homogenes Magnetfeld benötigt, weshalb die Atome nicht in einem inhomogenen Magnetfeld gefangen werden können. Daher sollen die Atome für diesen Schritt in eine optische Falle [Gri00] umgeladen werden. Für die optische Falle genügt eine Lichtleistung von wenigen Milliwatt, da zum Halten der kondensierten Ensembles lediglich eine Falltiefe von unter einem Mikrokkelvin nötig ist. Da eine Feshbach-Resonanz lediglich für Gemische bei denen sich beide Spezies im Zustand $|F = 1, m_F = 1\rangle$ befinden existiert [Tha08], müssen außerdem beide Spezies aus ihrem

jeweils magnetisch-fangbaren Zustand in diesen Zustand mittels einer adiabatisch-rapiden Passage zwischen den Hyperfeinzuständen überführt werden.

6.6 Die Satellitenmission STE-QUEST

Mit den oben beschriebenen Studien zur Erforschung von Bose-Einstein-Kondensaten als Quellen für die Materiewelleninterferometrie und zur Mischbarkeit von binären Ensembles ebnet die MAIUS-Missionen den Weg für zukünftige Experimente auf orbitalen Plattformen. Das Potential der Materiewelleninterferometrie im Weltraum wird durch die Studie STE-QUEST [Agu14; Alt14; Sch13; Tin13] (*Space Time Explorer - Quantum Equivalence Principle Space Test*) besonders deutlich. Hierbei soll das Eötvös-Verhältnis mit einer Genauigkeit von $2 \cdot 10^{-15}$ gemessen werden. Dies stellt eine erhebliche Verbesserung, sowohl zu den derzeit mit klassischen Tests [Sch08; Wil12], wie auch mit auf Materiewellen basierenden Messungen [Bon13; Fra04; Mer10; Pet99; Sch14; Tar14] erreichten Genauigkeit dar.

Geplant wurde die Mission für den Einsatz auf einem Satelliten auf dem neben dem Materiewelleninterferometer auch eine Atomuhr zur Vermessung der gravitativen Rotverschiebung vorgesehen. Um auf dem dafür benötigten elliptischen Orbit die angestrebte Genauigkeit der Eötvös-Verhältnismessung zu erreichen, wurde eine binäre Mischung aus ^{85}Rb und ^{87}Rb als Quelle für die Materiewelleninterferometrie ausgewählt. Auf Grund des geringen Unterschiedes der für die Strahlteiler genutzten Wellenlänge ist hiermit prinzipiell ein Unterdrückungsfaktor von $2 \cdot 10^9$ für des Einflusses von Vibrationen in einer differentiellen Messung erreichbar. Diese Unterdrückung ist auf Grund des erwarteten Vibrationshintergrundes auf diesem Orbit nötig.

Als Ausgangszustand für die Materiewelleninterferometrie sollen Bose-Einstein-Kondensate aus den beiden Rubidiumisotopen mit je $1 \cdot 10^6$ Atomen erzeugt werden. Diese sollen durch die sequenzielle Kombination der Evaporation in einer Atomchip-basierten Magnetfalle und in einer gekreuzten Dipolfalle erzeugt werden. Dabei wird lediglich das ^{87}Rb -Ensemble direkt gekühlt, während das ^{85}Rb -Ensemble sympathetisch [Mya97] gekühlt wird.

Der Abschluss der Evaporation in der optischen Falle wird durchgeführt, um mittels Feshbach-Resonanzen eine Veränderung der Stoßparameter vornehmen zu können. Dies ist nötig, da die negative Stoßlänge von ^{85}Rb in Abwesenheit eines magnetischen Feldes zu einer hohen Dreikörperverlustrate führt [Alt10].

Anschließend ist die Durchführung eines Mach-Zehnder-Interferometers mit doppelter Beugung und Pulsseparationszeiten von $T = 5$ s geplant. Um die angestrebte Genauigkeit zu erreichen ist dabei eine Kontrolle aller experimentellen Parameter auf einem bisher unerreichten Niveau nötig. So soll, um den Einfluss von Gravitationsgradienten zu vermindern, die Mischbarkeit der Ensembles zu Beginn des Interferometers mittels einer Manipulation der interatomaren Streulängen erreicht und um systematische Effekte durch Wellenfronten zu vermindern, die Ensembles mittels einer optischen Linse auf ein Temperaturäquivalent von 70 pK gebracht werden.

In einer Weiterführung der Studie STE-QUEST ist derzeit der Wechsel zu zwei Bose-Einstein-Kondensaten aus ^{41}K und ^{87}Rb als Quelle für die Materiewelleninterferometrie angedacht, da Messungen mit diesen Elementen eine hohe Sensitivität auf die Werte der Kopplungsstärken in Verletzungsmodellen ermöglichen [Sch14]. Hierbei soll das Materiewelleninterferometer die primäre wissenschaftliche Nutzlast der Satellitenmission sein. Daher wird ein inertial stabiler Satellit auf einem zirkularen Orbit erwogen. Dies ermöglicht zum einen, über das mit der Umlaufzeit modulierte Messsignal, eine Analyse der von der Gravitationsrichtung abhängigen systematischen Effekte und bietet zum anderen bei einem genügend hoch gewählten Orbit einen ruhigeren Vibrationsuntergrund, weshalb das Erreichen der angestrebten Messgenauigkeit mit zwei unterschiedlichen Spezies möglich ist.

Im Konzept von STE-QUEST und in einem besonderen Maß in dessen Erweiterung ist eine Weiterentwicklung der in MAIUS-1 verwendeten Atomchip-basierten Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten zu erkennen. Auch auf technologischer Seite gibt es viele Parallelen zwischen MAIUS-1 und STE-QUEST. Dazu zählt zum Beispiel die nötige Miniaturisierung des Systems, die Festigkeit gegenüber den Belastungen des Aufstiegs und die autonome Operation während des Fluges. Daher stellt die Mission MAIUS-1 einen notwendigen Schritt zur Realisierung zukünftiger Tests der Universalität des freien Falls auf Satellitenmissionen dar.

Literatur

- [Ade09] E.G. ADELBERGER, J.H. GUNDLACH, B.R. HECKEL, S. HOEDL und S. SCHLAMMINGER: „Torsion balance experiments: A low-energy frontier of particle physics“. *Progress in Particle and Nuclear Physics* (2009), Bd. 62(1): S. 102–134. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641008000720> (siehe S. 2).
- [Agu14] D N AGUILERA u. a.: „STE-QUEST—test of the universality of free fall using cold atom interferometry“. *Classical and Quantum Gravity* (2014), Bd. 31(11): S. 115010. URL: <http://stacks.iop.org/0264-9381/31/i=11/a=115010> (siehe S. 105, 111).
- [Alt10] P. A. ALTIN, N. P. ROBINS, R. POLDY, J. E. DEBS, D. DÖRING, C. FIGL und J. D. CLOSE: „Measurement of inelastic losses in a sample of ultracold ^{85}Rb “. *Phys. Rev. A* (1 Jan. 2010), Bd. 81: S. 012713. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.81.012713> (siehe S. 111).
- [Alt14] BRETT ALTSCHUL u. a.: „Quantum tests of the Einstein Equivalence Principle with the STE-QUEST space mission“. *Advances in Space Research* (2014), Bd.: pages. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117714004384> (siehe S. 111).
- [And95] 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“. *Science* (1995), Bd. 269(5221): S. 198–201. URL: <http://www.sciencemag.org/content/269/5221/198.abstract> (siehe S. 6, 70).
- [Bay96] GORDON BAYM und C. J. PETHICK: „Ground-State Properties of Magnetically Trapped Bose-Condensed Rubidium Gas“. *Phys. Rev. Lett.* (1 Jan. 1996), Bd. 76: S. 6–9. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.76.6> (siehe S. 85).
- [Bec06] KATRIN BECKER, MELANIE BECKER und JOHN H SCHWARZ: *String theory and M-theory: A modern introduction*. Cambridge University Press, 2006 (siehe S. 1).

- [Ber87] T. BERGEMAN, GIDON EREZ und HAROLD J. METCALF: „Magnetostatic trapping fields for neutral atoms“. *Phys. Rev. A* (4 Feb. 1987), Bd. 35: S. 1535–1546. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.35.1535> (siehe S. 67).
- [Ber97] P. R. BERMAN: *Atom Interferometry*. Academic Press, 1997 (siehe S. 93, 94).
- [Bha90] N.D. BHASKAR und C. M. KAHLA: „Cesium gettering by graphite-improvement in the gettering efficiency“. *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on* (Sep. 1990), Bd. 37(5): S. 355–358 (siehe S. 29).
- [Biz99] S. BIZE, Y. SORTAIS, M. S. SANTOS, C. MANDACHE, A. CLAIRON und C. SALOMON: „High-accuracy measurement of the ^{87}Rb ground-state hyperfine splitting in an atomic fountain“. *Europhys. Lett.* (1999), Bd. 45(5): S. 558–564 (siehe S. 90).
- [Bjo79] GARY C. BJORKLUND: „Frequency-modulation spectroscopy: a new method for measuring weak absorptions and dispersions“. *Optics Lett.* (1979), Bd. 5: S. 15– (siehe S. 22, 136).
- [Bon06] K. BONGS, R. LAUNAY und M.A. KASEVICH: „High-order inertial phase shifts for time-domain atom interferometers“. English. *Applied Physics B* (2006), Bd. 84(4): S. 599–602. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/s00340-006-2397-5> (siehe S. 96).
- [Bon13] A. BONNIN, N. ZAHZAM, Y. BIDEL und A. BRESSON: „Simultaneous dual-species matter-wave accelerometer“. *Phys. Rev. A* (4 Okt. 2013), Bd. 88: S. 043615. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.88.043615> (siehe S. 5, 111).
- [Bor04] CH. J. BORDÉ: „Quantum Theory of Atom-Wave Beam-Splitters and Applications to Multidimensional Atomic Gravito-Inertial Sensors“. *Gen. Rel. Grav.* (2004), Bd. 36: S. 475 (siehe S. 4, 96).
- [Bor84] CH. J. BORDÉ, CH. SALOMON, S. AVRILLIER, A. van LERBERGHE, CH. BRÉANT, D. BASSI und G. SCOLES: „Optical Ramsey fringes with traveling waves“. *Phys. Rev. A* (4 Okt. 1984), Bd. 30: S. 1836–1848. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.30.1836> (siehe S. 104).
- [Bor89] CH.J. BORDÉ: „Atomic interferometry with internal state labelling“. *Physics Letters A* (1989), Bd. 140(1–2): S. 10–12. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375960189905379> (siehe S. 3, 104).
- [Bos24] S. N. BOSE: „Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese“. *Z. Phys. A* (1924), Bd. 26 (siehe S. 6).

- [Bra95] 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.* (9 Aug. 1995), Bd. 75: S. 1687–1690. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.75.1687> (siehe S. 70).
- [Bra99] MICHAEL P. BRADLEY, JAMES V. PORTO, SIMON RAINVILLE, JAMES K. THOMPSON und DAVID E. PRITCHARD: „Penning Trap Measurements of the Masses of ^{133}Cs , $^{87,85}\text{Rb}$, and ^{23}Na with Uncertainties ≤ 0.2 ppb“. *Phys. Rev. Lett.* (22 Nov. 1999), Bd. 83: S. 4510–4513. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.83.4510> (siehe S. 141).
- [Bri06] D. M. BRINK und C. V. SUKUMAR: „Majorana spin-flip transitions in a magnetic trap“. *Phys. Rev. A* (3 Sep. 2006), Bd. 74: S. 035401. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.74.035401> (siehe S. 35).
- [Cam84] J C CAMPARO und R P FRUEHOLZ: „A dressed atom interpretation of adiabatic rapid passage“. *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics* (1984), Bd. 17(20): S. 4169. URL: <http://stacks.iop.org/0022-3700/17/i=20/a=015> (siehe S. 107).
- [Cas96] Y. CASTIN und R. DUM: „Bose-Einstein Condensates in Time Dependent Traps“. *Phys. Rev. Lett.* (27 Dez. 1996), Bd. 77: S. 5315–5319. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.77.5315> (siehe S. 85, 98).
- [Cel99] A CELOTTI, J C MILLER und D W SCIAMA: „Astrophysical evidence for the existence of black holes“. *Classical and Quantum Gravity* (1999), Bd. 16(12A): A3. URL: <http://stacks.iop.org/0264-9381/16/i=12A/a=301> (siehe S. 1).
- [Cha06] S. CHAUDHURI, S. ROY und C. S. UNNIKRISHNAN: „Realization of an intense cold Rb atomic beam based on a two-dimensional magneto-optical trap: Experiments and comparison with simulations“. *Phys. Rev. A* (2006), Bd. 74 (siehe S. 58).
- [Che14] XI CHEN, JIAQI ZHONG, HONGWEI SONG, LEI ZHU, JIN WANG und MINGSHENG ZHAN: „Proportional-scanning-phase method to suppress the vibrational noise in nonisotope dual-atom-interferometer-based weak-equivalence-principle-test experiments“. *Phys. Rev. A* (2 Aug. 2014), Bd. 90: S. 023609. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.90.023609> (siehe S. 5).
- [Chi10] CHENG CHIN, RUDOLF GRIMM, PAUL JULIENNE und EITE TIESINGA: „Feshbach resonances in ultracold gases“. *Rev. Mod. Phys.* (2 Apr. 2010), Bd. 82: S. 1225–1286. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.82.1225> (siehe S. 110).

- [Dal89] J. DALIBARD und C. COHEN-TANNOUJJI: „Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models“. *Journal of the Optical Society of America B* (1989), Bd. 6(11): S. 2023–2045 (siehe S. 63).
- [Dam12] THIBAUT DAMOUR: „Theoretical aspects of the equivalence principle“. *Classical and Quantum Gravity* (2012), Bd. 29(18): S. 184001. URL: <http://stacks.iop.org/0264-9381/29/i=18/a=184001> (siehe S. 1).
- [Dav95a] K. B. DAVIS, M. -O. MEWES, M. R. ANDREWS, N. J. van DRUTEN, D. S. DURFEE, D. M. KURN und W. KETTERLE: „Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms“. *Phys. Rev. Lett.* (22 Nov. 1995), Bd. 75: S. 3969–3973. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.75.3969> (siehe S. 6).
- [Dav95b] KENDALL B. DAVIS, MARC-OLIVER MEWES, MICHAEL A. JOFFE, MICHAEL R. ANDREWS und WOLFGANG KETTERLE: „Evaporative Cooling of Sodium Atoms“. *Phys. Rev. Lett.* (26 Juni 1995), Bd. 74: S. 5202–5205. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.74.5202> (siehe S. 70).
- [Die98] 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* (5 Nov. 1998), Bd. 58: S. 3891–3895. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.58.3891> (siehe S. 26, 58).
- [Dim07] SAVAS DIMOPOULOS, PETER W. GRAHAM, JASON M. HOGAN und MARK A. KASEVICH: „Testing General Relativity with Atom Interferometry“. *Phys. Rev. Lett.* (11 März 2007), Bd. 98: S. 111102. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.98.111102> (siehe S. 6).
- [Doy91] JOHN M. DOYLE, JON C. SANDBERG, ITE A. YU, CLAUDIO L. CESAR, DANIEL KLEPPNER und THOMAS J. GREYTAK: „Hydrogen in the Submillikelvin Regime: Sticking Probability on Superfluid ^4He “. *Phys. Rev. Lett.* (11 Sep. 1991), Bd. 67: S. 1476–1476. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.67.1476.2> (siehe S. 70).
- [Dun14] HANNES DUNCKER, ORTWIN HELLMIG, ANDRÉ WENZLAWSKI, ALEXANDER GROTE, AMIR JONES RAFIPOOR, MONA RAFIPOOR, KLAUS SENGSTOCK und PATRICK WINDPASSINGER: „Ultrastable, Zerodur-based optical benches for quantum gas experiments“. *Applied Optics* (2014), Bd. 53(20): S. 4468–74 (siehe S. 22).
- [Ein16] A. EINSTEIN: „Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie“. *Ann. Phys.* (1916), Bd. 49: S. 769–822 (siehe S. 1).
- [Ein24] A. EINSTEIN: „Quantentheorie des einatomigen idealen Gases“. *Sitzungsbericht Kgl. Preuss. Akad. Wiss.* (1924), Bd. Hrsg. von A. EINSTEIN (siehe S. 6).

- [Ein03] A. EINSTEIN: *The Meaning of Relativity*. Routledge Classics. Taylor & Francis, 2003 (siehe S. 2).
- [Eng64] F. ENGLERT und R. BROUT: „Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons“. *Phys. Rev. Lett.* (9 Aug. 1964), Bd. 13: S. 321–323. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.321> (siehe S. 1).
- [Eöt22] L. EÖTVÖS, D. PEKÁR und E. FEKETE: „Beiträge zum Gesetze der Proportionalität von Trägheit und Gravität“. *Ann. Phys.* (1922), Bd. 373(9): S. 11–66. URL: <http://dx.doi.org/10.1002/andp.19223730903> (siehe S. 2).
- [Ett06] Ettl: „Post Flight Report TEXUS 42“. 2006 (siehe S. 16).
- [Ett05] JOSEF Ettl und EVERALDO DE BARROS: „Vibration Evaluation of the first flight of the VSB 30“. 2005 (siehe S. 13).
- [Fil05] J. FILS, F. LEDUC, P. BOUYER, D. HOLLEVILLE, N. DIMARCQ, A. CLAIRON und A. LANDRAGIN: „Influence of optical aberrations in an atomic gyroscope“. English. *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics* (2005), Bd. 36(3): S. 257–260. URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epjd/e2005-00255-9> (siehe S. 6).
- [Fra04] SEBASTIAN FRAY, CRISTINA ALVAREZ DIEZ, THEODOR W. HÄNSCH und MARTIN WEITZ: „Atomic Interferometer with Amplitude Gratings of Light and Its Applications to Atom Based Tests of the Equivalence Principle“. *Phys. Rev. Lett.* (24 Dez. 2004), Bd. 93: S. 240404. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.93.240404> (siehe S. 5, 111).
- [Geh98] M. E. GEHM, K. M. O’HARA, T. A. SAVARD und J. E. THOMAS: „Dynamics of noise-induced heating in atom traps“. *Phys. Rev. A* (5 Nov. 1998), Bd. 58: S. 3914–3921. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.58.3914> (siehe S. 81, 138).
- [Gei11a] R. GEIGER, V. MENOIRET, G. STERN, N. ZAHZAM, P. CHEINET, B. BATELIER, A. VILLING, F. MORON, M. LOURS, Y. BIDEL, A. BRESSON, A. LANDRAGIN und P. BOUYER: „Detecting inertial effects with airborne matter-wave interferometry“. *Nat Commun* (Sep. 2011), Bd. 2: S. 474–. URL: <http://dx.doi.org/10.1038/ncomms1479> (siehe S. 91).
- [Gei11b] REMI GEIGER: „Senseur inertiel à ondes de matière aéroporté“. Diss. Laboratoire Charles Fabry de l’Institut d’Optique, l’Université Paris Sud XI, 2011 (siehe S. 91).
- [Geo74] H. GEORGI und S. L. GLASHOW: „Unity of All Elementary-Particle Forces“. *Phys. Rev. Lett.* (1974), Bd. 32(8): S. 438–441. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.32.438> (siehe S. 1).

- [Ger22a] WALTHER GERLACH und OTTO STERN: „Das magnetische Moment des Silberatoms“. German. *Zeitschrift für Physik* (1922), Bd. 9(1): S. 353–355. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/BF01326984> (siehe S. 108).
- [Ger22b] WALTHER GERLACH und OTTO STERN: „Der experimentelle Nachweis der Richtungsquantelung im Magnetfeld“. German. *Zeitschrift für Physik* (1922), Bd. 9(1): S. 349–352. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/BF01326983> (siehe S. 108).
- [Gil07] M. GILOWSKI, CH. SCHUBERT, M. ZAISER, W. HERR, T. WÜBBENA, T. WENDRICH, T. MÜLLER, E. M. RASEL und W. ERTMER: „Narrow bandwidth interference filter-stabilized diode laser systems for the manipulation of neutral atoms“. *Optics Communications* (2007), Bd. 280: S. 443–447 (siehe S. 135).
- [Gla80] S GLASHOW, A SALAM und S WEINBERG: „Nobel Lectures in Physics (1979)“. *Rev. Mod. Phys* (1980), Bd. 52: S. 515 (siehe S. 1).
- [Gre07] DANIEL GREIF: „Evaporative cooling and Bose-Einstein Condensation of Rb-87 in a moving-coil TOP trap geometry“. Diss. Stony Brook University, 2007 (siehe S. 71, 72).
- [Gri00] RUDOLF GRIMM, MATTHIAS WEIDEMÜLLER und YURII B. OVCHINNIKOV: „Optical Dipole Traps for Neutral Atoms“. Hrsg. von BENJAMIN BEDERSON und HERBERT WALTHER. Bd. 42. *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*. Academic Press, 2000: S. 95–170. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1049250X0860186X> (siehe S. 110).
- [Gro61] E.P. GROSS: „Structure of a quantized vortex in boson systems“. English. *Il Nuovo Cimento Series 10* (1961), Bd. 20(3): S. 454–477. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/BF02731494> (siehe S. 84).
- [Gro14a] JENS GROSSE: „Thermal and Mechanical Design and Simulation for the first High Precision Quantum Optics Experiment on a Sounding Rocket“. Diss. University of Bremen, 2014 (siehe S. 11, 18).
- [Gro14b] JENS GROSSE, STEPHAN TOBIAS SEIDEL und MARKUS KRUTZIG: „Thermal and mechanical design of the MAIUS atom interferometer sounding rocket payload“. 2014 (siehe S. 19, 21).
- [Gue10] J. GUENA, P. ROSENBUSCH, P. LAURENT, M. ABGRALL, D. ROVERA, G. SANTARELLI, M.E. TOBAR, S. BIZE und A. CLAIRON: „Demonstration of a dual alkali Rb/Cs fountain clock.“ *IEEE Trans. on Ultrason., Ferroel. and Freq. Contr.* (2010), Bd. 57(3): S. 647–653 (siehe S. 90).
- [Gur64] G. S. GURALNIK, C. R. HAGEN und T. W. B. KIBBLE: „Global Conservation Laws and Massless Particles“. *Phys. Rev. Lett.* (20 Nov. 1964), Bd. 13: S. 585–587. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.585> (siehe S. 1).

- [Hal98] 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.* (8 Aug. 1998), Bd. 81: S. 1539–1542. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.1539> (siehe S. 110).
- [Han07] D. J. HAN: „Microwave-induced Evaporation in a Crossed Dipole Trap“. *Journal of the Physical Society of Japan* (2007), Bd. 76(2): S. 023301. URL: <http://dx.doi.org/10.1143/JPSJ.76.023301> (siehe S. 70).
- [Har14] JONAS HARTWIG, SVEN ABEND, CHRISTIAN SCHUBERT, DENNIS SCHLIPPERT, HOLGER AHLERS, KATERINE POSSO-TRUJILLO, NACEUR GAALOUL, WOLFGANG ERTMER und ERNST RASEL: „Testing the universality of free fall with rubidium and ytterbium in a very large baseline atom interferometer“. *New Journal of Physics* (Submitted 2014), Bd. (siehe S. 6, 110).
- [Hec14] GERALD HECHENBLAIKNER, MARC-PETER HESS, MARIANNA VITELLI und JAN BECK: „STE-QUEST mission and system design“. English. *Experimental Astronomy* (2014), Bd.: S. 1–21. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/s10686-014-9373-6> (siehe S. 103).
- [Her13] W. HERR: „Eine kompakte Quelle quantenentarteter Gase hohen Flusses für die Atominterferometrie unter Schwerelosigkeit“. Diss. Fakultät für Mathematik und Physik, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2013 (siehe S. 7, 23, 25, 54, 59, 61, 66, 80, 90, 91, 135, 138).
- [Hes86] HARALD F. HESS: „Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen“. *Phys. Rev. B* (5 Sep. 1986), Bd. 34: S. 3476–3479. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.34.3476> (siehe S. 69).
- [Hig64] PETER W. HIGGS: „Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons“. *Phys. Rev. Lett.* (16 Okt. 1964), Bd. 13: S. 508–509. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.508> (siehe S. 1).
- [Hof06] S. HOFFERBERTH, I. LESANOVSKY, B. FISCHER, J. VERDU und J. SCHMIEDMAYER: „Radiofrequency-dressed-state potentials for neutral atoms“. *Nature Physics* (2006), Bd. 2: S. 710–716 (siehe S. 37).
- [Hoh13] MICHAEL A. HOHENSEE, HOLGER MÜLLER und R. B. WIRINGA: „Equivalence Principle and Bound Kinetic Energy“. *Phys. Rev. Lett.* (15 Okt. 2013), Bd. 111: S. 151102. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.111.151102> (siehe S. 1, 2).

- [Hu13] ZHONG-KUN HU, BU-LIANG SUN, XIAO-CHUN DUAN, MIN-KANG ZHOU, LE-LE CHEN, SU ZHAN, QIAO-ZHEN ZHANG und JUN LUO: „Demonstration of an ultrahigh-sensitivity atom-interferometry absolute gravimeter“. *Phys. Rev. A* (4 Okt. 2013), Bd. 88: S. 043610. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.88.043610> (siehe S. 4).
- [Hua87] K. HUANG: *Statistical mechanics*. Wiley, 1987. URL: <http://books.google.co.uk/books?id=M8PvAAAAMAAJ> (siehe S. 84).
- [Hul13] JOHN F. HULBERT, MATTHIEU GIRAUD-CARRIER, TOM WALL, AARON R. HAWKINS, SCOTT BERGESON, JENNIFER BLACK und HOLGER SCHMIDT: „Versatile Rb vapor cells with long lifetimes“. *Journal of Vacuum Science & Technology A* (2013), Bd. 31(3). URL: <http://scitation.aip.org/content/avs/journal/jvsta/31/3/10.1116/1.4795759> (siehe S. 50).
- [Ita93] W. M. ITANO, J. C. BERGQUIST, J. J. BOLLINGER, J. M. GILLIGAN, D. J. HEINZEN, F. L. MOORE, M. G. RAIZEN und D. J. WINELAND: „Quantum projection noise: Population fluctuations in two-level systems“. *Phys. Rev. A* (1993), Bd. 47(5): S. 3554–3570 (siehe S. 93).
- [Jou10] K. JOUSTEN: *Wutz Handbuch Vakuumtechnik*. Hrsg. von 10. AUFLAGE. Vieweg+Teuber, 2010 (siehe S. 24).
- [Kas92] M. A. KASEVICH und S. CHU: „Measurement of the Gravitational Acceleration of an Atom with a Light-Pulse Atom Interferometer“. *Appl. Phys. B* (1992), Bd. 54: S. 321 (siehe S. 93).
- [Kas91] MARK KASEVICH und STEVEN CHU: „Atomic interferometry using stimulated Raman transitions“. *Phys. Rev. Lett.* (2 Juli 1991), Bd. 67: S. 181–184. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.67.181> (siehe S. 3, 4, 94).
- [Ket99] W. KETTERLE, D. S. DURFEE und D. M. STAMPER-KURN: *Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates*. 1999 (siehe S. 68, 69).
- [Ket92] W. KETTERLE und D. E. PRITCHARD: „Atom cooling by time-dependent potentials“. *Physical Review A: Atomic, Molecular, and Optical Physics* (7 Okt. 1992), Bd. 46: S. 4051–4054. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.46.4051> (siehe S. 106).
- [Kir14] SCHÄFTER und KIRCHHOFF: *Polarization-Maintaining Fiber Cables*. 2014. URL: http://www.sukhamburg.com/download/smfkb_e.pdf (siehe S. 39).
- [Koh96] FRIEDRICH KOHLRAUSCH: *Praktische Physik*. Hrsg. von VOLKMAR KOSE und SIEGFRIED WAGNER. 24. Auflage. .Band 2. Teubner-Verlag, 1996 (siehe S. 48).

- [Kov14] TIM KOVACHY, JASON M HOGAN, ALEX SUGARBAKER, SUSANNAH M DICKERSON, CHRISTINE A DONNELLY, CHRIS OVERSTREET und MARK A KASEVICH: „Matter wave lensing to picokelvin temperatures“. *arXiv preprint arXiv:1407.6995* (2014), Bd. URL: <http://arxiv.org/abs/1407.6995> (siehe S. 106).
- [Lac14] M. LACHMANN: „Implementierung und Charakterisierung einer BEC-Apparatur für eine Forschungsraketenmission“. Masterarbeit. Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2014 (siehe S. 58).
- [Lac12] M. LACHMANN: „Realisierung, Charakterisierung und Weltraumqualifizierung von Strahlformungsoptiken“. Bachelorarbeit. Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2012 (siehe S. 41, 42, 54).
- [Läm06] C. LÄMMERZAHL: „The search for quantum gravity effects I“. *Appl. Phys. B* (2006), Bd. 84(4): pages. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/s00340-006-2374-z> (siehe S. 1, 105).
- [Läm98] CLAUD LÄMMERZAHL: „Minimal coupling and the equivalence principle in quantum mechanics“. *arXiv preprint gr-qc/9807072* (1998), Bd. URL: <http://arxiv.org/abs/gr-qc/9807072> (siehe S. 4).
- [Lan96] L. D. LANDAU und E. M. LIFSHITZ: *Mechanics*. Oxford: Butterworth-Heinemann, 1996 (siehe S. 79).
- [Let88] P. D. LETT, R. N. WATTS, C. I. WESTBROOK, W. D. PHILLIPS, P. L. GOULD und H. J. METCALF: „Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit.“ *Phys. Rev. Lett.* (1988), Bd. 61(2): S. 169–172 (siehe S. 64).
- [Lév09] 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.* (8 Aug. 2009), Bd. 103: S. 080405. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.103.080405> (siehe S. 104, 109).
- [Lou91] R. LOUDON: *The Quantum Theory of Light*. 2nd Edition. Oxford, 1991 (siehe S. 28).
- [Lui93] O. J. LUITEN, H. G. C. WERIJ, I. D. SETIJA, M. W. REYNOLDS, T. W. HIJMANS und J. T. M. WALRAVEN: „Lyman- α spectroscopy of magnetically trapped atomic hydrogen“. *Phys. Rev. Lett.* (5 Feb. 1993), Bd. 70: S. 544–547. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.70.544> (siehe S. 70).
- [Lui96] OJ LUITEN, MW REYNOLDS und JTM WALRAVEN: „Kinetic theory of the evaporative cooling of a trapped gas“. *Physical Review A* (1996), Bd. 53(1): S. 381 (siehe S. 74–76).

- [Lyn04] AG LYNE, MARTA BURGAY, M KRAMER, A POSSENTI, RN MANCHESTER, F CAMILO, MA McLAUGHLIN, DR LORIMER, N D'AMICO, BC JOSHI u. a.: „A double-pulsar system: A rare laboratory for relativistic gravity and plasma physics“. *Science* (2004), Bd. 303(5661): S. 1153–1157 (siehe S. 1).
- [Mar99] E. MARÉCHAL, S. GUIBAL, J.-L. BOSSENNEC, R. BARBÉ, J.-C. KELLER und O. GORCEIX: „Longitudinal focusing of an atomic cloud using pulsed magnetic forces“. *Phys. Rev. A* (6 Juni 1999), Bd. 59: S. 4636–4640. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.59.4636> (siehe S. 105).
- [Mas88] NAOTO MASUHARA, JOHN M. DOYLE, JON C. SANDBERG, DANIEL KLEPPNER, THOMAS J. GREYTAK, HARALD F. HESS und GREG P. KOCHANSKI: „Evaporative Cooling of Spin-Polarized Atomic Hydrogen“. *Phys. Rev. Lett.* (8 Aug. 1988), Bd. 61: S. 935–938. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.61.935> (siehe S. 69).
- [Max63] J CLERK MAXWELL: „A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field.“ *Proceedings of the Royal Society of London* (1863), Bd. 13: S. 531–536 (siehe S. 1).
- [Mer10] S MERLET, Q BODART, N MALOSSI, A LANDRAGIN, F PEREIRA DOS SANTOS, O GITLEIN und L TIMMEN: „Comparison between two mobile absolute gravimeters: optical versus atomic interferometers“. *Metrologia* (2010), Bd. 47(4): S. L9. URL: <http://stacks.iop.org/0026-1394/47/i=4/a=L01> (siehe S. 5, 111).
- [Mer06] JASON MERRILL: „Characterization of Inelastic Losses from Bose-Einstein Condensates in the $|2,1\rangle$ State of ^{87}Rb “. Bachelorarbeit. Department of Physics of Amherst College, 2006. URL: <https://www.amherst.edu/media/view/10266/original/merrill106.pdf> (siehe S. 66).
- [Mes05] D. MESCHÉDE: *Optik, Licht und Laser*. Teubner Studienbücher. Teubner B.G. GmbH, 2005. URL: <http://books.google.de/books?id=nGo8HKb4qCwC> (siehe S. 44).
- [Met99] H.J. METCALF und P. van der STRATEN: *Laser Cooling and Trapping*. Springer-Verlag, 1999 (siehe S. 57, 63).
- [Mie13] J. MIELKE: „Aufbau und Charakterisierung eines 2D+-MOT-Systems für den Einsatz auf einer Wissenschaftsraketenmission“. Bachelorarbeit. Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2013 (siehe S. 58).
- [Moh11] P.J. MOHR, B.N. TAYLOR und D.B. NEWELL: *The 2010 CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants*. Version Web Version 6. National Institute of Standards und Technology, Gaithersburg, MD 20899, 2011. URL: <http://physics.nist.gov/constants> (siehe S. 141).

- [Mön14] J. MÖNIKES: „Realisierung eines Detektionssystems zur Charakterisierung atomarer Ensemble in einer Magnetfalle“. Bachelorarbeit. Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2014 (siehe S. 44, 45).
- [Mon90] C. MONROE, W. SWANN, H. ROBINSON und C. WIEMAN: „Very cold trapped atoms in a vapor cell“. *Phys. Rev. Lett.* (13 Sep. 1990), Bd. 65: S. 1571–1574. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.65.1571> (siehe S. 105).
- [Mül08] HOLGER MÜLLER, SHENG-WEY CHIOU, QUAN LONG, SVEN HERRMANN und STEVEN CHU: „Atom Interferometry with up to 24-Photon-Momentum-Transfer Beam Splitters“. *Phys. Rev. Lett.* (18 Mai 2008), Bd. 100: S. 180405. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.180405> (siehe S. 96).
- [Mün13] H. MÜNTINGA u. a.: „Interferometry with Bose-Einstein Condensates in Microgravity“. *Phys. Rev. Lett.* (9 Feb. 2013), Bd. 110: S. 093602. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.093602> (siehe S. 7, 106, 107).
- [Mya97] C. J. MYATT, E. A. BURT, R. W. GHRIST, E. A. CORNELL und C. E. WIEMAN: „Production of Two Overlapping Bose-Einstein Condensates by Sympathetic Cooling“. *Phys. Rev. Lett.* (4 Jan. 1997), Bd. 78: S. 586–589. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.78.586> (siehe S. 111).
- [Noz90] PHILIPPE NOZIERES und DAVID PINES: *Theory Quantum Liquids Vol. 2 : Superfluid Bose Liquids*. Addison-Wesley, 1990 (siehe S. 85).
- [Oli14] K.A. OLIVE und PARTICLE DATA GROUP: „Review of Particle Physics“. *Chinese Physics C* (2014), Bd. 38(9): S. 090001. URL: <http://stacks.iop.org/1674-1137/38/i=9/a=090001> (siehe S. 1).
- [Pal03] A. F. PALMERIO, J. P. C. PERES DA SILVA, P. TURNER und W. JUNG: „The development of the VSB-30 sounding rocket vehicle“. *European Rocket and Balloon Programmes and Related Research*. Hrsg. von B. WARMBEIN. Bd. 530. ESA Special Publication. Aug. 2003: S. 137–140 (siehe S. 9).
- [Pal05] A. F. PALMERIO, E. D. RODA, P. TURNER und W. JUNG: „Results from the first flight of the VSB-30 sounding rocket“. *17th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research*. Hrsg. von B. WARMBEIN. Bd. 590. ESA Special Publication. Aug. 2005: S. 345–349 (siehe S. 9).
- [Pet01] A. PETERS, K. Y. CHUNG und S. CHU: „High-precision gravity measurement using atom interferometry“. *Metrologia* (2001), Bd. 38: S. 25–61 (siehe S. 94, 96).

- [Pet99] A. PETERS, K. Y. CHUNG und S. CHU: „Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms“. *Nature* (1999), Bd. (siehe S. 5, 111).
- [Pet02] C. J. PETHICK und H. SMITH.: *Bose-Einstein Condensation in Dilute Bose Gases*. Cambridge University Press, 2002 (siehe S. 83, 85, 86, 88).
- [Pet94] W. PETRICH, M. H. ANDERSON, J. R. ENSHER und E. A. CORNELL: „Behavior of atoms in a compressed magneto-optical trap“. *J. Opt. Soc. Am. B* (1994), Bd. 11 (siehe S. 63).
- [Pfe08] H PFEUFFER: „TEXUS-44 Final Report“. 2008 (siehe S. 13–16).
- [Pit03] L. PITAEVSKII und S. STRINGARI: *Bose-Einstein Condensation*. Oxford University Press, 2003 (siehe S. 83).
- [Pit61] LP PITAEVSKII: „Vortex lines in an imperfect Bose gas“. *Sov. Phys. JETP* (1961), Bd. 13(2): S. 451–454. URL: http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_013_02_0451.pdf (siehe S. 84).
- [Rau96] H. RAUCH, H. WÖLWITSCH, H. KAISER, R. CLOTHIER und S. A. WERNER: „Measurement and characterization of the three-dimensional coherence function in neutron interferometry“. *Phys. Rev. A* (2 Feb. 1996), Bd. 53: S. 902–908. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.53.902> (siehe S. 97).
- [Rei99] J. REICHEL, W. HÄNSEL und T. W. HÄNSCH: „Atomic micromanipulation with magnetic surface traps.“ *Phys. Rev. Lett.* (1999), Bd. 83: S. 3398 (siehe S. 58).
- [Rei11] JAKOB REICHEL: *Atom Chips*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2011. URL: <http://dx.doi.org/10.1002/9783527633357> (siehe S. 35).
- [Rou14] A. ROURA, W. ZELLER und W. P. SCHLEICH: „Overcoming loss of contrast in atom interferometry due to gravity gradients“. *ArXiv e-prints* (Jan. 2014), Bd. URL: <http://arxiv.org/abs/1401.7699> (siehe S. 97, 107).
- [Rov97] CARLO ROVELLI: „Loop quantum gravity“. *arXiv preprint gr-qc/9710008* (1997), Bd. (siehe S. 1).
- [Rud10] J. RUDOLPH: „Towards atom interferometry in microgravity“. Magisterarb. Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2010 (siehe S. 136).
- [Sch10] V. SCHKOLNIK: „Realisierung eines kompakten und schmalbandigen Diodenlasersystems zur Kühlung und Manipulation von Rubidium“. Magisterarb. Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2010 (siehe S. 135, 136).

- [Sch08] S. SCHLAMMINGER, K.-Y. CHOI, T. A. WAGNER, J. H. GUNDLACH und E. G. ADELBERGER: „Test of the Equivalence Principle Using a Rotating Torsion Balance“. *Phys. Rev. Lett.* (4 Jan. 2008), Bd. 100: S. 041101. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.041101> (siehe S. 2, 111).
- [Sch14] D. SCHLIPPERT, J. HARTWIG, H. ALBERS, L. L. RICHARDSON, C. SCHUBERT, A. ROURA, W. P. SCHLEICH, W. ERTMER und E. M. RASEL: „Quantum Test of the Universality of Free Fall“. *Phys. Rev. Lett.* (20 Mai 2014), Bd. 112: S. 203002. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.112.203002> (siehe S. 5, 111, 112).
- [Sch13] C. SCHUBERT u. a.: „Differential atom interferometry with ^{87}Rb and ^{85}Rb for testing the UFF in STE-QUEST“. *ArXiv e-prints* (Dez. 2013), Bd. URL: <http://http://arxiv.org/abs/1312.5963> (siehe S. 111).
- [Sei09] STEPHAN TOBIAS SEIDEL: „Manipulation von Bose-Einstein-Kondensaten unter Schwerelosigkeit“. Diplomarbeit. Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2009 (siehe S. 64, 70, 87).
- [Sen14] ANITA SENGUPTA, ROBERT THOMPSON, DAVID AVELINE, JAMES KOHEL, JONATHAN LAM, MELISSA SORIANO, CLIFF YAMAMOTO und DANIEL ZAYAS: „Cold Atom Laboratory Mission“. *Proceedings of the IEEE Aerospace Conference 2014*. 2014 (siehe S. 91).
- [Set93] I. D. SETIJA, H. G. C. WERIJ, O. J. LUITEN, M. W. REYNOLDS, T. W. HIJMANS und J. T. M. WALRAVEN: „Optical cooling of atomic hydrogen in a magnetic trap“. *Phys. Rev. Lett.* (15 Apr. 1993), Bd. 70: S. 2257–2260. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.70.2257> (siehe S. 70).
- [Söd99] J. SÖDING, D. GUÉRY-ODELIN, P. DESBIOLLES, F. CHEVY, H. INAMORI und J. DALIBARD: „Three-body decay of a rubidium Bose–Einstein condensate“. English. *Applied Physics B* (1999), Bd. 69(4): S. 257–261. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/s003400050805> (siehe S. 66, 78).
- [Sor14] M. SORIANO, D. AVELINE, M. MCKEE, K. VIRKLER, C. YAMAMOTO und A. SENGUPTA: „Cold atom laboratory mission system design“. *Aerospace Conference, 2014 IEEE*. März 2014: S. 1–11. URL: <http://ieeexplore.ieee.org/xpls/icp.jsp?arnumber=6836202> (siehe S. 91).
- [Spi11] STEFAN SPIESSBERGER, MAX SCHIEMANGK, ALEXANDER SAHM, ANDREAS WICHT, HANS WENZEL, ACHIM PETERS, GÖTZ ERBERT und GÜNTHER TRÄNKLE: „Micro-integrated 1 Watt semiconductor laser system with a linewidth of 3.6 kHz“. *Optics Express* (2011), Bd. 19(8): S. 7077–7083 (siehe S. 22).

- [Ste92] A. M. STEANE, M. CHOWDHURY und C. J. FOOT: „Radiation force in the magneto-optical trap“. *J. Opt. Soc. Am. B* (Dez. 1992), Bd. 9(12): S. 2142–2158. URL: <http://josab.osa.org/abstract.cfm?URI=josab-9-12-2142> (siehe S. 63).
- [Ste10a] D. A. STECK: *Rubidium 87 D Line Data*. 2010 (siehe S. 104, 141).
- [Ste10b] D. A. STECK: „Rubidium 87 D line data“. (2010), Bd. (siehe S. 33, 58).
- [Str12] R. STRAESSLE, M. PELLATON, Y. PETREMAND, D. BRIAND, C. AFFOLDERBACH, G. MILETI und N.-F. de ROOIJ: „Low-temperature indium hermetic sealing of alkali vapor-cells for chip-scale atomic clocks“. *Micro Electro Mechanical Systems (MEMS), 2012 IEEE 25th International Conference on*. Jan. 2012: S. 361–364 (siehe S. 50).
- [Sug13] A. SUGARBAKER, S. M. DICKERSON, J. M. HOGAN, D. M. S. JOHNSON und M. A. KASEVICH: „Enhanced Atom Interferometer Readout through the Application of Phase Shear“. *Phys. Rev. Lett.* (2013), Bd. 111(11): S. 113002–. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.111.113002> (siehe S. 97).
- [Tar14] M. G. TARALLO, T. MAZZONI, N. POLI, D. V. SUTYRIN, X. ZHANG und G. M. TINO: „Test of Einstein Equivalence Principle for 0-Spin and Half-Integer-Spin Atoms: Search for Spin-Gravity Coupling Effects“. *Phys. Rev. Lett.* (2 Juli 2014), Bd. 113: S. 023005. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.113.023005> (siehe S. 5, 111).
- [Tha08] G. THALHAMMER, G. BARONTINI, L. DE SARLO, J. CATANI, F. MINARDI und M. INGUSCIO: „Double Species Bose-Einstein Condensate with Tunable Interspecies Interactions“. *Phys. Rev. Lett.* (21 Mai 2008), Bd. 100: S. 210402. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.210402> (siehe S. 110).
- [Tho04] ANGHARAD MAIR THOMAS: „Ultra-cold Collisions and Evaporative Cooling of Caesium in a Magnetic Trap“. Diss. Jesus College, University of Oxford, 2004 (siehe S. 78).
- [Tin13] G.M. TINO u. a.: „Precision Gravity Tests with Atom Interferometry in Space“. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* (2013), Bd. 243–244. Proceedings of the {IV} International Conference on Particle and Fundamental Physics in Space Proceedings of the {IV} International Conference on Particle and Fundamental Physics in Space: S. 203–217. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920563213005471> (siehe S. 111).

- [Tor00] YOSHIO TORII, YOICHI SUZUKI, MIKIO KOZUMA, TOSHIAKI SUGIURA, TAKAHIRO KUGA, LU DENG und E. W. HAGLEY: „Mach-Zehnder Bragg interferometer for a Bose-Einstein condensate“. *Phys. Rev. A* (4 Feb. 2000), Bd. 61: S. 041602. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.61.041602> (siehe S. 97).
- [Var09] G VAROQUAUX, R A NYMAN, R GEIGER, P CHEINET, A LANDRAGIN und P BOUYER: „How to estimate the differential acceleration in a two-species atom interferometer to test the equivalence principle“. *New Journal of Physics* (2009), Bd. 11(11): S. 113010. URL: <http://stacks.iop.org/1367-2630/11/i=11/a=113010> (siehe S. 5).
- [Wal96] JTM WALRAVEN: „Atomic hydrogen in magnetostatic traps“. *Quantum Dynamics of Simple Systems, edited by GL Oppo, SM Barnett, E. Riis, and M. Wilkinson* (1996), Bd.: S. 315 (siehe S. 76, 77).
- [Wal79] D WALSH, RF CARSWELL und RJ WEYMANN: „0957+ 561 A, B- Twin quasistellar objects or gravitational lens“. *Nature* (1979), Bd. 279(5712): S. 381–384 (siehe S. 1).
- [Wen13] ANDR'É WENZLAWSKI: „Matter-wave optics in microgravity: Laser technology and applications“. Diss. Universität Hamburg, 2013 (siehe S. 107).
- [Wil76] J. G. WILLIAMS u. a.: „New Test of the Equivalence Principle from Lunar Laser Ranging“. *Phys. Rev. Lett.* (11 März 1976), Bd. 36: S. 551–554. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.36.551> (siehe S. 2).
- [Wil12] JAMES G WILLIAMS, SLAVA G TURYSHEV und DALE H BOGGS: „Lunar laser ranging tests of the equivalence principle“. *Classical and Quantum Gravity* (2012), Bd. 29(18): S. 184004. URL: <http://stacks.iop.org/0264-9381/29/i=18/a=184004> (siehe S. 3, 111).
- [Yam99] MAKOTO YAMASHITA, MASATO KOASHI und NOBUYUKI IMOTO: „Quantum kinetic theory for evaporative cooling of trapped atoms: Growth of Bose-Einstein condensate“. *Phys. Rev. A* (3 März 1999), Bd. 59: S. 2243–2249. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.59.2243> (siehe S. 74).
- [Zho11] L. ZHOU, Z.Y. XIONG, W. YANG, B. TANG, W.C. PENG, K. HAO, R.B. LI, M. LIU, J. WANG und M.S. ZHAN: „Development of an atom gravimeter and status of the 10-meter atom interferometer for precision gravity measurement“. English. *General Relativity and Gravitation* (2011), Bd. 43(7): S. 1931–1942. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/s10714-011-1167-9> (siehe S. 6).
- [Zoe10] T. VAN ZOEST u. a.: „Bose-Einstein Condensation in Microgravity“. *Science* (2010), Bd. 328(5985): S. 1540–1543 (siehe S. 7).
- [Zoe08] T. van ZOEST: „Realisierung Erster Quantenentarteter Gase Unter Schwereelosigkeit“. Diss. Leibniz Universität Hannover, 2008 (siehe S. 91).

Abbildungsverzeichnis

1.1	Raum-Zeit-Diagramm eines Mach-Zehnder-Interferometers	3
2.1	Flugkonfiguration der Mission MAIUS-1	9
2.2	Diagramm des Flugablaufs	11
2.3	Vibrationen während des Starts	13
2.4	Beschleunigungen während des Starts	13
2.5	Beschleunigungen während der Landung Temperatur während des Flugs .	14
2.6	Vibrationen während der Mikrogravitationsphase	15
2.7	Rotationsraten und Magnetfeld während der Mikrogravitationsphase . . .	16
2.8	Übersichtszeichnung der wissenschaftlichen Nutzlast	18
2.9	CAD-Zeichnung des Batteriemoduls	19
2.10	CAD-Zeichnung des Elektroniksystems	21
2.11	CAD-Zeichnung des Lasersystems	21
3.1	Übersichtszeichnung der Atomchipapparatur	24
3.2	CAD-Zeichnung des Rubidiumreservoirs	25
3.3	CAD-Zeichnung der Quellkammer	27
3.4	Links: Aufnahme des Photodiodensignals über die Verstimmung des Kühl- lasers gegenüber dem Übergang $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ für ^{87}Rb für einen Rubidium-Partialdruck von $\approx 8 \cdot 10^{-8}$ mBar. In der Graphik sind die dopplerverbreiterten D_2 -Linien für ^{85}Rb und ^{87}Rb hervorgehoben. Rechts: Anschaltverhalten des Rubidiumreservoirs beim erstmaligen Erhitzen, dar- gestellt ist der Partialdruck von ^{87}Rb über die Zeit in Stunden nach dem Erhitzen des Reservoirs. Dazu ist gestrichelt ein an die Daten angepasster Sigmoid abgebildet.	29
3.5	CAD-Zeichnung der differentiellen Pumpstufe	29
3.6	Simulation des Vakuumsystems	30
3.7	Übersichtszeichnung der Wissenschaftskammer	31
3.8	Messung des aus dem $m_F = 2$ -Zustand entfernten Anteils an Atomen über die Radiofrequenz zur Eichung der Spulen	33

3.9	Feldverlauf eines stromdurchflossenen Leiters mit Bias-Feld	34
3.10	Verschiedene Geometrien zur Erzeugung von Atomchip-Fallen.	36
3.11	Basis- und Experimentchip	38
3.12	CAD-Zeichnung des Atomchipaufbaus	39
3.13	Schnittzeichnung der verwendeten Kollimatoren	40
3.14	Wellenfrontmessungen eines MOT- und eines Interferometrikollimators .	41
3.15	Schematische Darstellung der Abbildungssysteme	43
3.16	Aufnahme des gefalteten Strahlenganges der Absorptionsdetektion . . .	45
3.17	Aufnahme der Auflösungstesttafel und Modulationstransferfunktion der Absorptionsabbildung	45
3.18	Messungen zur Eichung der Vergrößerungsfaktoren	46
3.19	Vakuumpumpen	47
3.20	Nicht-evaporative Getterpumpen nach den Vibrationstests	52
3.21	Aufbau während des letzten Vakuumkomponententests	53
3.22	Atomchipapparatur auf dem Vibrationstisch	55
3.23	Druckverlauf während des Vibrationstests der Atomchipapparatur	56
4.1	Abhängigkeit der Laderate der 3D-MOT von dem Magnetfeldverhältnis der 2D ⁺ -MOT	59
4.2	Abhängigkeit der Laderate der 3D-MOT von dem Magnetfeldgradienten der 2D ⁺ -MOT	60
4.3	Einfluss der Magnetfelder der 3D-MOT und der Verstimmung von 2D ⁺ - und 3D-MOT auf die Atomzahl in der 3D-MOT	61
4.4	Ladekurven der 3D-MOT für verschiedene Lichtleistungen	62
4.5	Ladekurven der 3D-MOT für eine Optimierung auf die Magnetfalle und eine Optimierung auf die magneto-optischen Fallen	63
4.6	Expansionsmessung zur Temperaturbestimmung und Temperatur der Ato- me nach der Melasse für verschiedene Magnetfelder	64
4.7	Bestimmung der optimalen Lichtleistung und Dauer für die Melasse . . .	65
4.8	Bestimmung der optimalen Verstimmung zur optischen Zustandspräparation	66
4.9	Bestimmung von Fallenfrequenz und Fallenbodenfeld	68
4.10	Bestimmung der Umladeeffizienz von 3D-MOT in die magnetische Falle .	69
4.11	Energieschema der adiabatischen Zustände	71
4.12	Unterer adiabatischer Zustand in der Basis der m _F -Zustände und Grenzen des Radiofrequenzmagnetfelds	72
4.13	Einfluss der Radiofrequenzleistung auf die Evaporation	73
4.14	Dichteverteilung einer thermischen Wolke in einer unbeschnittenen und einer beschnittenen harmonischen Falle	75
4.15	Veränderung der Ensembletemperatur durch adiabatische Kompression . .	80
4.16	Lebensdauer und Heizrate für verschiedene Fallenkonfigurationen	81

4.17	Optimierung einer Evaporationsrampe und Entwicklung von Atomzahl und Phasenraumdichte	82
4.18	Absorptionsaufnahmen für verschiedene Endfrequenzen	87
4.19	Atomzahl im Bose-Einstein-Kondensat für verschieden Endfrequenzen und Kondensationsanteil für verschiedene Temperaturen	88
4.20	Zeitliche Entwicklung der räumlichen Ausdehnung eines Bose-Einstein- Kondensates	89
5.1	Schemata zum Rabi-Prozess	95
5.2	Darstellung des verwendeten Koordinatensystems	98
5.3	Schema zur positiven und negativen Pulsrichtungen	100
5.4	Raum-Zeit-Diagramm eines asymmetrischen Fünfpulsinterferometers . . .	101
5.5	Winkel und Wellenlänge der Interferenzstreifen in einem asymmetrischen Mach-Zehnder- und Fünfpulsinterferometer	102
6.1	Schematische Darstellung zur magnetischen Linse	106
6.2	Raum-Zeit-Diagramm eines auf der doppelten Beugung beruhenden Mach- Zehnder- und Vierpulsinterferometers	109
A.1	Übersichtszeichnung der verwendeten Module des Lasersystems	136
B.1	Größenvergleich der Rakete	149

Tabellenverzeichnis

1.1	Zusammenfassung aller bisherigen Tests der Universalität des freien Falls mit kalten Atomen	5
1.2	Übersicht über derzeit geplante Tests der Universalität des freien Falls mit kalten Atomen an Großgeräten	6
3.1	Übersicht über die Spulen der Wissenschaftskammer	32
3.2	Maximale Ströme für verschiedene Strukturen des Atomchipaufbaus . . .	37
3.3	Vergleich der Zernike-Koeffizienten für einen Interferometrikollimator und einen MOT-Kollimator	42
3.4	Spektrale Leistungsdichten der Testniveaus	50
4.1	Skalierung der verschiedenen Stoßraten mit der Fallenfrequenz	79
A.1	Aufteilung der Laserleistung	138
A.2	Liste der im Bodensystem verbauten Elektronikmodule	139
B.1	Liste der verwendeten Konstanten und deren Werte	141

ANHANG A

Laborsystem zur Charakterisierung der Atomchipapparatur

Zum Betrieb eines atom-optischen Experimentes werden neben dem Vakuumsystem (siehe Kapitel 3), ein Lasersystem mit Lichtquellen und Aufteilungsoptik sowie ein Elektroniksystem mit Leistungstreibern und Kontrollsystem benötigt. Da zum Zeitpunkt der Charakterisierung der Atomchipapparatur diese Komponenten noch nicht in ihrer Flugvariante vorlagen, wurden die in Kapitel 4 dargestellte Charakterisierung der Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten mit einem Laborsystem durchgeführt. Dieses System wurde für den selben Zweck bereits für das Fallturmexperiment QUANTUS-2 [Her13; Sch10] verwendet und für den Einsatz an der hier vorgestellten Atomchipapparatur angepasst. Da das Laborsystem in den oben genannten Arbeiten bereits detailliert beschrieben wurde, soll es hier nur kurz vorgestellt werden.

A.1 Lasersystem

Mit dem Lasersystem wird das Licht zum Kühlen, Manipulieren und Detektieren der Atome erzeugt, verstärkt und aufgeteilt. Es ist modular aufgebaut und besteht aus dem Referenz-, dem Quellen- und dem Aufteilungsmodul. In Abbildung A.1 sind diese Module dargestellt. Im folgenden werden die wichtigsten Komponenten kurz beschrieben.

Als Quellen werden Laserdioden mit einem externen Resonator (ECDL von englisch *External Cavity Diode Laser*) [Gil07] verwendet. Dabei wird als aktives Medium eine elektrisch-gepumpte Halbleiterdiode benutzt. Da diese ein Verstärkungsprofil von 20 nm Breite hat, wird, um eine schmalbandige Emission zu erreichen, ein mit einem Spiegel und der verspiegelten Rückfacette der Laserdiode gebildeter Resonator verwendet. Dieser Spiegel hat eine Reflektivität von 20%, wodurch ein Teils des Lichts ausgekoppelt wird. Außerdem lässt sich die Länge des Resonators über die Position des Spiegels mit einem Piezoaktoren verändern und somit die Eigenmoden verschieben. Da der freie Spektralbereich des Systems kleiner als die Breite des Verstärkungsprofils der Diode muss ein weiteres frequenzselektives Element eingebracht werden, um zu verhindern, dass der Laser auf mehreren Moden läuft. Dies wird durch einen Interferenzfilter, einem dielektrischen Dünnschichtsystem mit einem schmalen Transmissionsspektrum, erreicht. Dieser Filter

ist unter einem Winkel in den Resonator eingebaut, über der Transmissionbereich verschoben lässt. Mit einem solchen ECDL kann Licht mit einer Breite von weniger 400 kHz erzeugt werden.[Sch10]

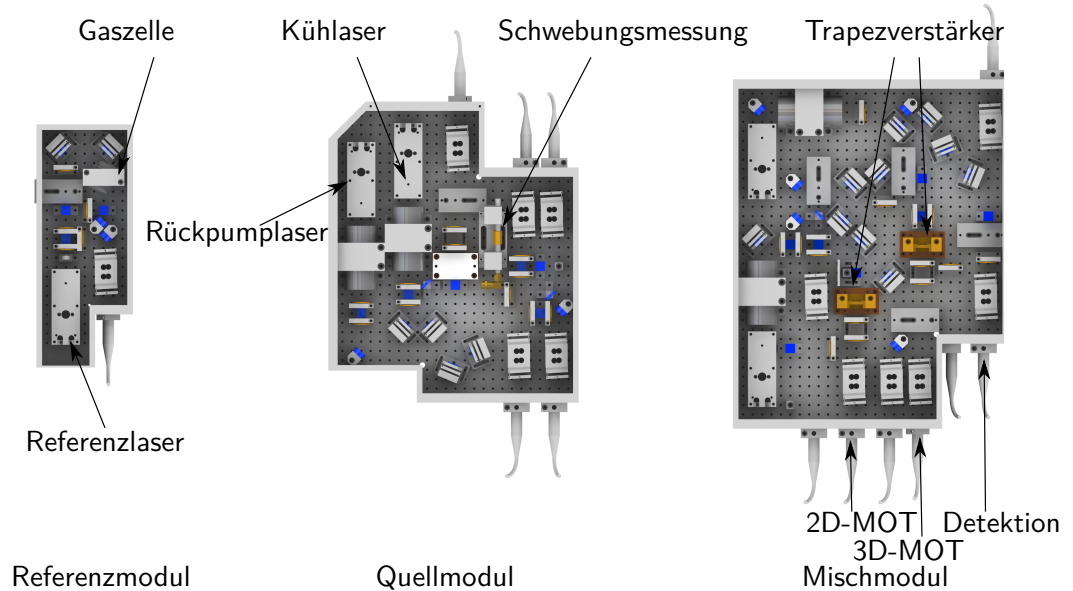


Abbildung A.1: Übersichtszeichnung der verwendeten Module des Lasersystems. Eingezeichnet sind die verwendeten Laser, Trapezverstärker sowie Ausgänge zum Lasersystem. Die nicht bezeichneten Laser würden im Falle des Betriebes für Kalium benutzt werden. Verändert übernommen aus [Rud10].

Insgesamt gibt es im System drei ECDLs, wobei einer als Referenzlaser dient und mittels Frequenzmodulationsspektroskopie (FMS)[Bjo79] auf den *crossover*-Übergang $^{87}\text{Rb} |F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2/3\rangle$ stabilisiert wird. Dies ist eine Weiterentwicklung der Sättigungsspektroskopie, wobei dem Laserlicht ein Hochfrequenzsignal über den Pumpstrom der Diode aufmoduliert wird. Das gemessene Signal wird mit der selben Frequenz demoduliert und mit einem Tiefpass gefiltert.

Die beiden weiteren ECDLs werden zur Erzeugung des Lichtes zum Treiben des Kühl- und Rückpumpübergangs genutzt. Dabei ist der Rückpumplaser über eine Schwebungsmessung auf den Referenzlaser und der Kühlaser auf den Rückpumplaser stabilisiert. Durch eine Veränderung des Sollwertes für die Schwebungsfrequenzen lassen sich die Laser für die verschiedenen Experimentschritte verstimmen.

Da die Lichtleistung der beiden ECDLs mit 80 mW für den Betrieb des Experimentes nicht genügt, wird sie mit zwei optischen Trapezverstärkern (TA von englisch *Tapered Amplifier*) erhöht. Je einer der TAs dient dabei zur Verstärkung des Lichtes für die zweidimensionale und die dreidimensionale magneto-optische Falle. In beiden TAs wird Kühl- und Rückpumplicht verstärkt, wofür diese vorher überlagert werden.

Insgesamt stehen an der Vakuumkammer 130 mW für den Betrieb der $2D^+$ -MOT und 80 mW für die 3D-MOT zur Verfügung. Neben den beiden mit TAs verstärkten Ausgängen ist noch ein weiterer Ausgang für die Detektion vorhanden in dem unverstärktes Kühllicht ausgekoppelt wird. Dabei werden 0,3 mW verwendet.

Zum Schalten des Lichts werden akustooptische Modulatoren (AOM) und mechanische Verschlüsse benutzt. In einem AOM befindet sich ein für das nahinfrarote Licht transparenter Festkörper der mit einem Piezoaktuator bei einer Frequenz von mehreren 10 MHz zum Schwingen gebracht wird. Unter dem Bragg-Winkel eintreffendes Licht wird an der so gebildeten Stehwelle abgelenkt und gleichzeitig dessen Frequenz um die Anregungsfrequenz verschoben. Durch An- und Abschalten des Anregungssignales lässt sich so das Licht in wenigen Mikrosekunden schalten, wobei die Extinktion des Lichtes besonders in der nicht abgelenkten Ordnung nicht vollständig ist. Dieses Restlicht würde zu Minderung der Lebensdauer der Atome führen, daher werden vor der Kopplung in die Lichtwellenleiter mechanische Verschlüsse benutzt die nur in einigen Millisekunden schalten, jedoch das Licht nahezu vollständig blockieren.

Nach der Verstärkung wird das Licht in einen 3-zu-8-Faseraufteiler [Evanescent Optics 3 x 8 Spiceless PM Coupler Array] gekoppelt. Dieser ist Baugleich mit dem im Flugsystem benutzten Aufteiler. Da dort das Verstärkungskonzept anders ist, sind im Aufteiler je ein Eingang für $2D^+$ - und 3D-Kühllicht, sowie Rückpumperlicht bestimmt. Hier wird der dritte Anschluss nicht verwendet. Das Aufteilungsverhältniss des Lichtes ist in Tabelle A.1 dargestellt. Durch die Verwendung eines baugleichen Faseraufteilers ist eine Übertragbarkeit der in Abschnitt 4 erzielten Ergebnisse auf den Betrieb mit Fluglasersystem zu erwarten.

Tabelle A.1: Aufteilung der Laserleistung auf die einzelnen Fasern am Experiment. Alle Zahlen sind die Herstellerangaben, im Betrieb konnten schwankende Abweichungen von diesen Zahlen um ein Prozent beobachtet werden. Eingang B wird nicht verwendet, da das Rückpumplicht bereits vorher mit Kühllicht überlagert wird.

Ausgang	Bezeichnung	Eingang		
		A	B	C
		2D ⁺ -MOT	Rückpumper	3D-MOT
1	2D ⁺ -1 (Vorne)	45,1%	20,3%	0%
2	Pusher	6,7%	2,9%	0%
3	2D ⁺ -2 (Seite)	46,7%	23,7%	0%
4	Retarder	1,5%	0,7%	0%
5	3D-1 (links)	0%	12,4%	24,8%
6	3D-2 (oben)	0%	12,9%	25,5%
7	3D-3 (unten)	0%	13,7%	25,3%
8	3D-4 (rechts)	0%	13,4%	24,4%

A.2 Treiberelektronik

Für den Betrieb des Lasersystems sowie der Erzeugung von Magnetfeldern mit dem Atomchip und den Spulen ist eine spezialisierte Treiberelektronik von Nöten. Diese basiert auf dem bereits im Abschnitt 2.3.2 beschriebenen Modulsystem.

Zum Betrieb des Lasersystems werden insgesamt 15 solcher Karten verwendet, wobei in Tabelle A.2 eine Liste der benutzten Karten zu finden ist. Eine detaillierte Beschreibung der verwendeten Modelle findet sich unter <http://lasus.iqo.uni-hannover.de>

Im Bodensystem ist nicht die gesamte Treiberelektronik im Modulsystem ausgeführt, die für die Frequenzstabilisierung verwendete Elektronik liegt als analoge Module vor, welche ebenfalls am Institut für Quantenoptik entwickelt wurden. Eine nähere Beschreibung dazu findet sich in [Her13].

Neben dem Betrieb des Lasersystems ist die Bereitstellung der Ströme zur Erzeugung der magnetischen Felder eine der Hauptaufgaben der Elektronik. Dies wird ebenfalls durch selbst entwickelte Module realisiert, die jedoch nicht Teil des oben beschriebenen Modulsystems sind. Bei der Erzeugung der Ströme ist ein niedriges Rauschen essentiell, da es sonst zu einem Heizen der gefangenen Atome kommen würde [Geh98]. Bei den hier verwendeten Treibern wurde ein analoges Regelkonzept gewählt, das aus einem Regler mit Proportional-, Integral- und Differentialteil und einer linearen Endstufe besteht. Die im Flugmodell verwendeten Stromtreiber stellen eine Weiterentwicklung der im Bodensystem verbauten Treiber dar, somit ist damit zu rechnen, dass sich die in Abschnitt 4 erzielten Ergebnisse mit dem Flugsystem wiederholen lassen.

Tabelle A.2: Liste der im Bodensystem verbauten Elektronikmodule: die Nummer bezeichnet ihre Position im Modulsystem und die Adresse wird zur Zuordnung auf dem digitalen Bus genutzt.

Nummer	Adresse	Typ	Beschreibung
1		f2u	Eingangsmodule für analoge Frequenzstabilisierung
2		NI_FPGA_v1	Interface zum FPGA des PXI Systems
3	E1	Fan1	Lüftersteuerung
4	D2	DDS1	Ausgabe von Radiofrequenzsignalen für AOMs
5	22	AnalogInput1	Temperaturaufzeichnung
6	C2	ShutterDriver1	Steuerung der mechanischen Verschlüsse
7	44	LaserCurrentDriver	Stromtreiber für Laserdioden
8	A0	TACurrentDriver2	Stromtreiber für Trapezverstärker
9	B8	TempControl1	Temperaturregler für Laserdioden
10	B7	TempControl1	Temperaturregler für Laserdioden
11		PowerSupply_v1_1	Stromversorgung des Modulsystems
12	B6	TempControl1	Temperaturregler für Trapezverstärker
13	B5	TempControl1	Temperaturregler für Laserdiode
14	A1	TACurrentDriver2	Stromtreiber für Trapezverstärker
15	45	LaserCurrentDriver	Stromtreiber für Laserdioden

Zwischen den Treibern und den mikroskopischen Lagern des Atomchips ist eine Sicherungselektronik verbaut, in der der durch den Chip fließende Strom gemessen wird. Durch ein Signal vom Kontrollsystem geben Festkörperrelais den Stromfluss frei und schalten diesen nach einer einstellbaren Zeit oder beim Überschreiten eines Maximalstroms aus. Zusätzlich dazu sind Schmelzsicherungen verbaut. Zur Sicherung der mesoskopischen Chipstrukturen ist keine aktive Sicherungselektronik verbaut, hier kommen nur Schmelzsicherungen zum Einsatz.

Zusätzlich zu den oben genannten Stromtreibern werden vier regelbare Labornetzgeräte [EA-PS 7016-10 A] verwendet, die an die Spulen an der Quellkammer und an die mesoskopische U-Struktur angeschlossen sind.

A.3 Kontrollsystem

Zur Ansteuerung der oben beschriebenen Treibererlektronik wird ein Echtzeitsystem basierend auf einem PXI-System [NI PXI1036DC & 8183] verwendet.

Zur Kommunikation mit dem Modulsystem ist eine Karte [NI PXI7854R] mit einer

Feld programmierbaren Logikgatter-Anordnung (FPGA von englisch *Field Programmable Gate Array*) im System verbaut. Auf diesem lassen sich verschiedene logische Schaltungen erzeugen, indem die Konfiguration des verbauten Chips geändert wird. In diesem Fall sind auf dem FPGA neben dem Protokoll zur Kommunikation mit dem Modulsystem auch 8 analoge und 16 digitale Ausgänge realisiert. Dabei werden mit den analogen Kanälen die Steuersignale für die Stromtreiber der Chipstrukturen und der Spulen erzeugt. In dem PXI-System befindet sich außerdem eine Analogausgangskarte [NI PXI-9723] mit der die Steuersignale für die Netzteile zur Ansteuerung der $2D^+$ -MOT und der mesoskopischen U-Struktur erzeugt wird und eine Arbiträrsignalgeneratorkarte [NI PXI-5421] mit der das Radiofrequenzsignal für die Evaporation erzeugt wird.

Die Steuerung des PXI-Systems und darüber des gesamten Experimentes funktioniert über eine in [[NI LabVIEW] programmierte Software die auf diesem ausgeführt wird. Dabei lassen sich alle Befehle über einen Hostrechner der Ethernet mit System verbunden ist ausführen.

ANHANG B

Verwendete physikalische Konstanten

Tabelle B.1: Liste der verwendeten Konstanten und deren Werte. Quelle CODATA 2010 [Moh11] wenn nicht anders bezeichnet.

Formelzeichen	Bezeichnung	Wert
h	Plancksches Wirkungsquantum	$6,62606957 \cdot 10^{-34}$ Js
\hbar	reduziertes Plancksches Wirkungsquantum	$h/(2\pi)$
k_B	Boltzmann-Konstante	$1,3806488 \cdot 10^{-23}$ J/K
μ_B	Bohrsches Magneton	$9,27400968 \cdot 10^{-24}$ J/T
μ_0	Magnetische Feldkonstante	$4\pi \cdot 10^{-7}$ Vs/(A · m)
c	Lichtgeschwindigkeit	299792458 m/s
u	Atomare Masseneinheit	$1,6605389218 \cdot 10^{-27}$ kg
ε_0	Elektrische Feldkonstante	$1/(\mu_0 \cdot c^2)$
G	Gravitationskonstante	$6,67384 \cdot 10^{-11}$ m ³ /(kg · s ²)
m	Atomgewicht von Rubidium 87	86,909180520u [Bra99]
σ	Elastischer Streuquerschnitt von ⁸⁷ Rb	$5,4 \cdot 10^{-16}$ m ² [Ste10a]
λ	Wellenlänge des D ₂ -Übergangs in ⁸⁷ Rb	780,033330 nm [Ste10a]
$ k $	Kreiswellenzahl des D ₂ -Übergangs in ⁸⁷ Rb	$8,0550216 \cdot 10^6$ 1/m [Ste10a]

Veröffentlichungen

Wissenschaftliche Veröffentlichungen

1. T. VAN ZOEST, N. GAALOUL, Y. SINGH, H. AHLER, W. HERR, **S. T. Seidel**, W. ERTMER, E. RASEL, M. ECKART, E. KAJARI, S. ARNOLD, G. NANDI, W. P. SCHLEICH, R. WALSER, A. VOGEL, K. SENGSTOCK, K. BONGS, W. LEWOCZKO-ADAMCZYK, M. SCHIEMANGK, T. SCHULDT, A. PETERS, T. KÖNEMANN, H. MÜNTINGA, C. LÄMMERZAHN, H. DITTUS, T. STEINMETZ, T. W. HÄNSCH, J. REICHEL:
„Bose-Einstein Condensation in Microgravity“. *Science* (2010), Vol. 328 no. 5985 pp. 1540-1543.
2. J. RUDOLPH, N. GAALOUL, Y. SINGH, H. AHLERS, W. HERR, T. A. SCHULZE, **S. T. Seidel**, C. RODE, V. SCHKOLNIK, W. ERTMER, E. M. RASEL, H. MÜNTINGA, T. KÖNEMANN, A. RESCH, S. HERRMANN, C. LÄMMERZAHN, T. VAN ZOEST, H. DITTUS, A. VOGEL, A. WENZLAWSKI, K. SENGSTOCK, N. MEYER, K. BONGS, M. KRUTZIK, W. LEWOCZKO-ADAMCZYK, M. SCHIEMANGK, A. PETERS, M. ECKART, E. KAJARI, S. ARNOLD, G. NANDI, W. P. SCHLEICH, R. WALSER, T. STEINMETZ, T. W. HÄNSCH, J. REICHEL:
„Degenerate Quantum Gases in Microgravity“. *Microgravity Science and Technology* (2011), Volume 23, Issue 3, pp 287-292.
3. NACEUR GAALOUL, H. AHLERS, T.A. SCHULZE, Y. SINGH, **S.T. Seidel**, W. HERR, W. ERTMER, E. RASEL:
„Quantum tests of the equivalence principle with atom interferometry“. *Microgravity Science and Technology* (2011), Volume 23, Issue 3, pp 287-292.
4. H. MÜNTINGA, H. AHLERS, M. KRUTZIK, A. WENZLAWSKI, S. ARNOLD, D. BECKER, K. BONGS, H. DITTUS, H. DUNCKER, N. GAALOUL, C. GHERASIM, E. GIESE, C. GRZESCHIK, T. W. HÄNSCH, O. HELLMIG, W. HERR, S. HERRMANN, E. KAJARI, S. KLEINERT, C. LÄMMERZAHN, W. LEWOCZKO-ADAMCZYK, J. MALCOLM, N. MEYER, R. NOLTE, A. PETERS, M. POPP, J. REICHEL, A. ROURA, J. RUDOLPH, M. SCHIEMANGK, M. SCHNEIDER, **S. T. Seidel**, K. SENGSTOCK, V. TAMMA, T. VALENZUELA, A. VOGEL, R. WALSER, T. WENDRICH, P.

WINDPASSINGER, W. ZELLER, T. VAN ZOEST, W. ERTMER, W. P. SCHLEICH, AND E. M. RASEL:

„Interferometry with Bose-Einstein Condensates in Microgravity“. *Phys. Rev. Lett.* 110 093602 (2013).

5. D. AGUILERA, H. AHLERS, B. BATTELIER, A. BAWAMIA, A. BERTOLDI, R. BONDARESCU, K. BONGS, P. BOUYER, C. BRAXMAIER, L. CACCIAPUOTI, C. CHALONER, M. CHWALLA, W. ERTMER, M. FRANZ, N. GAALOUL, M. GEHLER, D. GERARDI, L. GESA, N. GÜRLEBECK, J. HARTWIG, M. HAUTH, O. HELLMIG, W. HERR, S. HERRMANN, A. HESKE, A. HINTON, P. IRELAND, P. JETZER, U. JOHANN, M. KRUTZIK, A. KUBELKA, C. LÄMMERZAHN, A. LANDRAGIN, I. LORO, D. MASSONNET, I. MATEOS, A. MILKE, M. NOFRARIAS, M. OSWALD, A. PETERS, K. POSSO-TRUJILLO, E. RASEL, E. ROCCO, A. ROURA, J. RUDOLPH, W. SCHLEICH, C. SCHUBERT, T. SCHULDT, **S. T. Seidel**, K. SENGSTOCK, C. F. SOPUERTA, F. SORRENTINO, D. SUMMERS, G. M. TINO, C. TRENKEL, N. UZUNOGLU, W. VON KLITZING, R. WALSER, T. WENDRICH, A. WENZLAWSKI, P. WESSELS, A. WICHT, E. WILLE, M. WILLIAMS, P. WINDPASSINGER, N. ZAHZAM:
„STE-QUEST - Test of the Universality of Free Fall Using Cold Atom Interferometry“ *Classical and Quantum Gravity* (2014), Volume 31, 115010.

Veröffentlichungen in Tagungsbänden

6. **S. T. Seidel**, N. GAALOUL, E. M. RASEL: „MAIUS - A Rocket Borne Atom-Optical Experiment“. *Proceedings of the 62nd International Astronautical Congress 2011*, (2012) Volume 1, p 515.
7. **S. T. Seidel**, N. GAALOUL, E. M. RASEL: „MAIUS - A Rocket-Born Test of an Atom Interferometer with a Chip-Based Atom Laser“. *Proceedings of the 63rd International Astronautical Congress 2012* , (2013) Volume 3, p 801.
8. JENS GROSSE, **Stephan T. Seidel**, MARKUS KRUTZIK: „Thermal and mechanical design of the MAIUS atom interferometer sounding rocket payload“. In *AIAA SPACE 2014* . American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2014.

Curriculum Vitae

Personalien

Name Stephan Tobias Seidel
geboren am 24.02.1985 in Hamburg
ledig, deutsch

Schulbildung

2004 Abitur, Carl-Friedrich-Gausschule Hemmingen

Studium

WS/04 - SS/09 Universität Hannover, Studium der Physik
Thema der Diplomarbeit: „Manipulation von Bose-Einstein-Kondensaten unter Schwerelosigkeit“, durchgeführt am Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover.

Mai 2009 Abschluss: Diplom-Physiker

Promotion

06/09 - 12/09 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover.

01/10 - 12/10 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, Palaiseau.

01/11 - 12/14 Wissenschaftlicher Mitarbeiter und Promotionsstudent am Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover.

Danksagung

Ich möchte zunächst meinen Dank an Ernst M. Rasel richten, der es mir ermöglicht hat meine Doktorarbeit am Institut für Quantenoptik zu schreiben und mir genug Vertrauen geschenkt hat, um mir die Planung der Nutzlast einer Raketenmission zu ermöglichen. Durch diese Arbeit hatte ich die Gelegenheit viel zu lernen — in der Physik, in der Technik und im Projektmanagement.

Mein Dank geht an Wolfgang Ertmer für die guten Rahmenbedingungen am Institut für Quantenoptik, die es mir ermöglichten hier viele meiner Ideen umzusetzen. Ich danke ihm besonders für seine Unterstützung in vielen kritischen Momenten in der Vorbereitung von MAIUS-1, durch seine guten Verbindungen in- und außerhalb der Universität konnte er uns entscheidend helfen.

Ich möchte außerdem Vincent Josse, Philippe Bouyer und Alain Aspect für die Möglichkeit eines Forschungsaufenthalts am Institut d'Optique und ihre Betreuung während dieser Zeit danken.

Ein besonderer Dank geht an das Centre für Quantum Engineerig und Space-Time Research, das Institut Francilien de Recherche sur les Atomes Froids und das Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt für ihre finanzielle Unterstützung während meiner Doktorarbeit.

Ich möchte den Sekretariaten des Instituts für Quantenoptik, des Exzellenzclusters QUEST und der QUEST-Leibniz-Forschungsschule führe ihre Unterstützung bei allen administrativen und besonders auch buchhalterischen Dingen danken. Sie stellen in gewisser Weise das Rückgrad all unserer wissenschaftlichen Arbeit dar.

Auch der Feinmechanikwerkstatt des Instituts für Quantenoptik möchte ich danken, die in ihrer schnellen und präzisen Arbeitsweise viele Teile von MAIUS-1 gefertigt haben. Besonders möchte ich für die vielen kleinen und großen Ausbesserungsarbeiten in letzter Sekunde bedanken.

Mein Dank gilt meinen Kollegen und Freunden am Institut für Quantenoptik für alle guten Gespräche und Diskussionen. Die kollegiale Atmosphäre am Institut ist großartig

und die grundsätzliche Bereitschaft sich gegenseitig zu auszuweichen, sei es mit Laborraum, einer Pumpe oder einer helfenden Hand, ist eine riesige Hilfe gewesen.

Ein großes Dankeschön an das ganze QUANTUS- und natürlich besonders an das MAIUS-Team. Beginnend mit meiner Diplomarbeit bei QUANTUS und dann weiter beim Bau von MAIUS hatte ich immer viel Spaß. Es war großartig, dass man sich immer auf das Knowhow und die Mitarbeit selbst zu spätesten Stunden verlassen konnte. Alles was wir machen kann nur im Team funktionieren.

Ich danke allen, die ich mit dem Lesen meiner Arbeit gequält habe, bitte entschuldigt die seltsame Rechtschreibung und die ganzen Wörter, die ich vergessen. Ihr habt mir sehr geholfen und ohne euren Input wäre alles wohl völlig unlesbar geworden.

Mein Dank gilt meinen Eltern, Christa und Jochen, die mich in meinem Studium finanziell aber auch persönlich unterstützt haben und die mir es somit erst ermöglicht haben meine Doktorarbeit anzufertigen und meiner Schwester Ann-Kathrin für ihre Unterstützung während des Studiums und der Promotion.

Ich danke ganz besonders meiner Freundin und Lebenspartnerin Mia die immer für mich da war und ohne deren Unterstützung ich dies alles wohl nicht geschafft hätte. Danke für das Verständnis und besonders die Geduld mit mir, auch wenn es mal wieder länger gedauert hat.

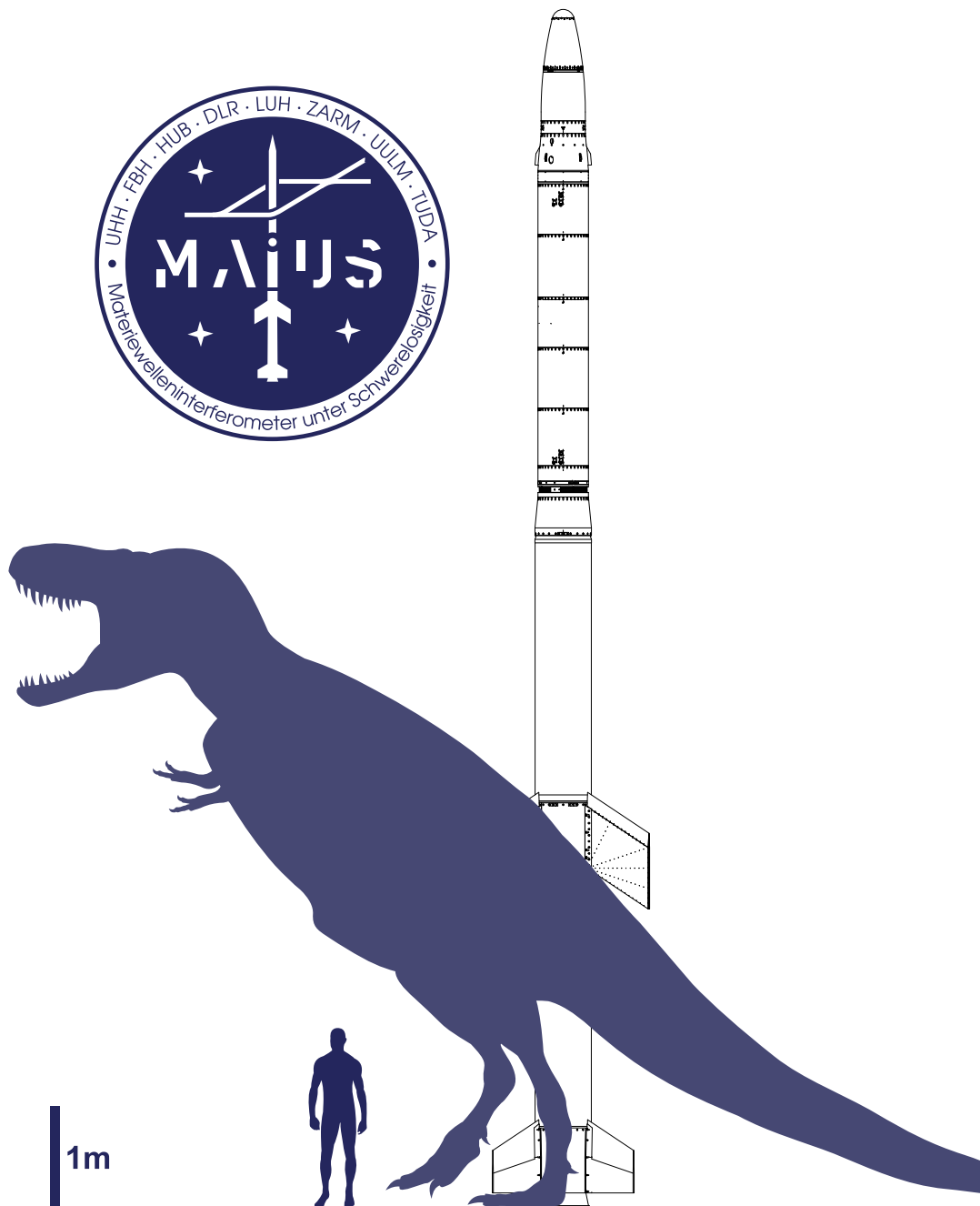


Abbildung B.1: Größenvergleich T-Rex, MAIUS-1 und ich

