Entwicklung einer Vakuumkammer für die differentielle Atominterferometrie

Masterarbeit von

B.Sc. Sven Ganske

angefertigt am

Institut für Quantenoptik der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover

unter Anleitung von Prof. Dr. Ernst M. Rasel

am 24. September 2012

ZUSAMMENFASSUNG

Im Rahmen des Projektes PRIMUS 2 (Präzisionsinterferometrie unter Schwerelosigkeit) des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) wird ein kompaktes System zur Atominterferometrie mit rein optisch erzeugten Bose–Einstein–Kondensaten (BEC) aufgebaut, mit dem differentielle Schwere–Messungen an zwei Spezies durchgeführt werden können. Der Vergleich der beiden Spezies, ⁸⁷Rubidium und ³⁹Kalium, ermöglicht einen Test des Äquivalenzprinzips, welches von Albert Einstein als Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie genutzt wurde. Dieses besagt, dass die träge und die schwere Masse eines Körpers äquivalent sind. Mit makroskopischen Objekten konnte die Äquivalenz bereits mit einer Genauigkeit von 10^{-14} m/s^2 gezeigt werden [1]. Auch ein Vergleich eines makroskopischen Objekts mit kalten Atomen wurde bereits durchgeführt [2]. Ein Test auf Quantenebene könnte ein Schritt zur Vereinheitlichung der Quantentheorie und der allgemeinen Relativitätstheorie sein.

Um die Genauigkeit der Messung zu erhöhen, soll bei PRIMUS 2 das gesamte Experiment unter Schwerelosigkeit durchgeführt werden, da so deutlich größere Entwicklungszeiten der Atome möglich sind. Im Fallturm in Bremen, in dem PRIMUS 2 operieren soll, wurde von der QUANTUS-Kooperation bereits eine freie Expansionszeit der Atome von über einer Sekunde gezeigt [3]. Aufgrund der quadratischen Steigerung der Genauigkeit des Interferometers mit der Entwicklungszeit bietet der Fallturm die optimalen Voraussetzungen das Potenzial ausgedehnter Fallzeit zu zeigen.

In dieser Masterarbeit wurde die Vakuumkammer für das Projekt entwickelt, welche die rein optische Erzeugung eines BEC von Rubidium- und Kalium–Atomen ermöglichen soll. In der Kammer werden die Atome in einer dreidimensionalen magnetooptischen Falle (MOT) gefangen und gekühlt sowie in einem zweiten Schritt in eine optische Dipolfalle umgeladen. Der Umladeprozess erfolgt dabei durch die Fokussierung der Dipolfalle mit einer Wellenlänge von 1960 nm am Ort der 3D–MOT. Die darauf folgende evaporative Kühlung durch die Reduktion der Lichtleistung des Dipollasers ermöglicht das Erreichen der kritischen Phasenraumdichte für ein BEC.

Die Kammer ist aus Titan Grade 5 hergestellt und verfügt über 19 optische sowie 3 Vakuumzugänge. Die Vakuumanschlüsse dienen dem Abpumpen des Systems, der Befestigung des Raman-Retroreflektors und dem Anschluss einer $2D^+$ -MOT, die einen hohen Atomfluss in Richtung des Fallenzentrum sicherstellt. Der notwendige Magnetfeldgradient von $10 \,{}^{\rm G}/{}_{\rm cm}$ zum Fangen der Atome wird von in den Kammerkörper integrierten Spulen erzeugt, mit denen auch ein homogenes Magnetfeld mit 155 Gauß zum Treiben der Feshbach-Resonanz von ⁸⁵Rubidium erzeugt werden kann. Als zusätzliche Option bietet die Kammer die Möglichkeit der Messung im Labor mit einer maximalen Fallzeit der Atome von 125 ms. Dieses Experiment soll die gesteigerte Genauigkeit bei ausgedehnten Fallzeiten zeigen und somit eine Abschätzung der erwarteten Sensitivität für zukünftige Weltraum-Missionen ermöglichen.

INHALTSVERZEICHNIS

1	Ein	leitung	; 1	L	
2 Theoretische Grundlagen				7	
	2.1	Doppl	erkühlung	3	
		2.1.1	ruhendes Atom)	
		2.1.2	bewegtes Atom)	
2.2 Die Magnetooptisc		Die M	agnetooptische Falle	2	
		2.2.1	Prinzip	3	
		2.2.2	3D-MOT	5	
		2.2.3	Rubidium–MOT)	
		2.2.4	Kalium–MOT	2	
	2.3	sub–D	opplerkühlung	3	
		2.3.1	$lin \perp lin - Konfiguration$	1	
		2.3.2	$\sigma^+ - \sigma^ \text{Konfiguration} \dots \dots$	5	
	2.4	Atom-	-Interferometrie	7	
		2.4.1	Zwei–Niveau–System	3	
		2.4.2	stimulierte Raman–Übergänge)	
3	Experimenteller Aufbau				
	31	Mikro	gravitationsumgebung 36	ŝ	
	3.2	Doppe	MOT-System	2 2	
	0.2	3 9 1	2D-Kammer	à	
		3.2.1	3D-Kammer 40))	
	22	Mecha	nisches Design	í	
	0.0	331	Technische Daten	L.	
		0.0.1 3 3 9	Workstoff 49	ւ)	
		<u></u> ປ.ປ.⊿ ຊູຊູຊ	Optische Zugänge 44	5 1	
		ວ.ວ.ວ ຊ.ຊ./	Valaumangango	± 1	
		し.し.4 り つ F	Vakuumzugange	t 2	
		J.J .J	sputen	J	

4	Dipolfalle					
	4.1	Gaußsche Optik	50			
	4.2	Dipolkraft	53			
	4.3	Fallenfrequenzen	55			
	4.4	AC–Stark–Verschiebungen	56			
	4.5	Evaporative Kühlung	57			
5	5 Zusammenfassung und Ausblick					
Lit	Literaturverzeichnis					

Kapitel 1

EINLEITUNG

1924 sagte Albert Einstein einen neuartigen Materiezustand aufgrund von Vorarbeiten von Satyendranath Bose voraus [4, 5]. Dieser als Bose–Einstein–Kondensat (BEC) bezeichneter Zustand, wird bei einer kritischen Phasenraumdichte $\rho = 2,61$ durch den Übergang von Einzelwellenfunktionen der Atome zu einer makroskopischen Gesamtwellenfunktion erreicht. Die notwendigen geringen Temperaturen und die hohen Dichten von atomaren Ensembles konnten damals allerdings nicht erreicht werden.

Die Entwicklung des Lasers 1960 von Theodore Maiman eröffnete völlig neue Möglichkeiten für die Wissenschaft [6]. Experimente, die zuvor als Gedankenexperimente oder als nicht umsetzbar galten, konnten nun mit Hilfe der zur Verfügung stehenden schmalbandigen Lichtquelle realisiert werden. In den ersten Jahren wurde die Wechselwirkung zwischen Laserlicht und Materie untersucht, dabei konnte bereits wenige Jahre nach der Entwicklung des Lasers das Prinzip des Fangens und Kühlens von Atomen mit Hilfe von Laserlicht entwickelt werden [7]. 11 Jahre vergingen bis es 1986 zum ersten Mal gelang ein neutrales Natrium-Atom in einer sogenannten magnetooptischen Falle (engl: magneto optical trap, MOT) zu fangen und zu kühlen [8, 9]. In den darauffolgenden Jahren wurde die Technik der MOT immer weiter verbessert und ist heute Standard in jedem Labor, in dem kalte Atome benötigt werden. Eine MOT besteht aus drei Paaren gegenläufiger Laserstrahlen und einem Quadrupol-Magnetfeld. Aufgrund der Wechselwirkung der nahresonanten Photonen mit den Atomen wird ein Impuls auf die Atome übertragen, welcher parallel zur Richtung der Lichtfelder ausgerichtet ist. Zusammen mit dem Magnetfeld, welches eine ortsabhängige Kraft erzeugt, können die Atome an der Überlagerungsstelle der Lichtfelder und des Magnetfeldes gesammelt werden und es lassen sich Atomwolken bis zu 10^{10} Atomen herstellen. In einer MOT werden die Atome nicht nur gefangen, sondern aufgrund der rotverstimmten Lichtfelder

gleichzeitig auch gekühlt und es können Temperaturen von einigen hundert Mikrokelvin über dem absoulten Nullpunkt erreicht werden. Diese aufgrund des Dopplereffekts begrenzte Temperatur ist für die Erzeugung eines BEC aber noch nicht ausreichend.

Nur wenige Jahre später konnte bei einem Experiment mit Cäsium–Atomen eine geringere Temperatur als die Dopplertemperatur gemessen werden [10]. Mit dem entdeckten Kühleffekt, der sogenannten sub–Doppler–Kühlung, ist es möglich die Atome bis zum Rückstoßlimit zu kühlen. Dieses ist ein fundamentales Limit bei der Wechselwirkung von Licht und Materie. Bei jeder Wechselwirkung eines Atoms mit dem Lichtfeld wird mindestens ein Photonenimpuls übertragen und somit hat ein wechselwirkendes Atom mindestens die Energie eines Photons. Ein atomares Ensemble am Rückstoßlimit hat eine Phasenraumdichte, die viel kleiner ist als die benötigte Phasenraumdichte für die Erzeugung eines BEC. Um Temperaturen unterhalb des Rückstoßlimits zu erreichen, müssen andere Techniken als die Wechselwirkung der Atome mit Lichtfeldern zum Einsatz kommen.

Eine Möglichkeit ist die Verdampfungskühlung (evaporative Kühlung). Hierbei wird die mittlere Temperatur des Ensembles gesenkt, in dem die heißesten Atome aus dem Ensemble entfernt werden. Innerhalb einer Rethermalisierungszeit gleicht sich die Temperatur der verbleibenden Atome durch elastische Stöße untereinander aus. Die erste experimentelle Anwendung fand die Technik 1996 in einem Versuch mit Wasserstoff-Atomen [11]. Abhängig von der vorhandenen Falle werden die heißesten Atome in Magnetfallen durch die Anregung von Radiofrequenz- oder Mikrowellenübergängen in ungebundene Zustände realisiert beziehungsweise bei optischen Fallen durch die Absenkung der Potenzialbarriere. Dieser Kühleffekt ist nicht, wie die Wechselwirkung mit Photonen, durch ein fundamentales Limit begrenzt. Die erreichbare Temperatur wird nur durch die Anzahl der vorhandenen Atome sowie die Möglichkeit der Rethermalisierung begrenzt. Mit Hilfe der Verdampfungskühlung in einer Magnetfalle wurde 1995 das weltweit erste Bose–Einstein–Kondensat aus ⁸⁷Rubidium erzeugt [12]. Sechs Jahre später gelang dann die erste rein optische Erzeugung eines BEC mit Hilfe eines CO_2 –Lasers [13].

In den darauf folgenden Jahren konnte die Kondensation vieler verschiedener Spezies wie zum Beispiel ¹Wasserstoff, ³⁹Kalium, ⁸⁴Strontium und ⁸⁵Rubidium erreicht werden [14, 15]. Aber nicht nur die Erzeugung von BEC konnte experimentell durchgeführt werden, es wurden auch Welleneffekte wie zum Beispiel die Interferenz zweier Bose– Einstein–Kondensate nachgewiesen [16]. Diese Beobachtung lässt sich mit dem bereits 1924 von Louis de Broglie postulierten Welle–Teilchen–Dualismus [17] erklären. Dieser ordnet jedem Teilchen eine Wellenlänge zu und veränderte damit die damalige Ansicht, dass Wellen und Teilchen zwei völlig unterschiedliche Dinge sind. Die experimentelle Bestätigung des Postulats erfolgte mit einer Wiederholung des bekannten Doppelspaltversuchs von Thomas Young. Dieser wurde nicht, wie von Young, mit

 $\mathbf{2}$

Licht durchgeführt, sondern zuerst mit Elektronen [18] und später mit Atomen [19]. In beiden Fällen zeigte sich in Analogie zum Versuch mit Licht ein Interferenzmuster. Aufgrund der Interferenz der Teilchen spricht man auch von Materiewellen. Aber nicht nur für Elementarteilchen und Einzelatome gilt der Welle-Teilchen-Dualismus. Im vergangenen Jahr konnte auch die Interferenz von großen Molekülen mit mehreren hundert Atomen gezeigt werden [20].

Im Verlauf des Projektes PRIMUS 2 soll das hergestellte Bose-Einstein-Kondensat als Quelle für die Interferometrie dienen. Die ersten Interferometer waren Lichtinterferometer und wurden bereits in den 1880er Jahren von Albert A. Michelson und Edward W. Morley im berühmten Michelson–Morley–Experiment eingesetzt [21]. Mit diesen Lichtinterferometern war es zum ersten Mal möglich sehr genaue Längenmessungen durchzuführen. In den über 100 Jahren der Entwicklung konnten die Lichtinterferometer soweit verbessert werden, dass mit den genauesten Instrumenten, wie zum Beispiel den Gravitationswellendetektoren, relative Längenmessungen bis auf 10^{-22} m genau möglich sind. Ein großer Nachteil ist allerdings die immense Größe dieser Interferometer. Die zurzeit genauesten Interferometer haben Armlängen von bis zu vier Kilometern. Der 1924 von Louis DeBroglie postulierte Wellen–Teilchen–Dualismus legt allerdings die Verwendung von Atomen anstatt Licht in einem Interferometer nahe. Das Prinzip dieser Atominterferometer oder auch Materiewelleninterferometer entspricht einem Lichtinterferometer, bei dem die Rollen von Licht und Materie vertauscht sind. Bei einem Atominterferometer wird ein Wellenpaket mit Hilfe eines Lichtpulses in einen kohärenten Überlagerungszustand gebracht, dann an einem zweiten Lichtpuls gespiegelt und mit einem dritten Puls wieder überlagert. Mit den Entwicklungen der Laserkühlung von atomaren Ensembles ist es seit den späten 1980er Jahren möglich Interferometer mit ultrakalten atomaren Ensembles zu betreiben [22]. Mit Atominterferometern lassen sich Genauigkeiten im Bereich von Lichtinterferometern erreichen, allerdings bei deutlich kleinerer Ausdehnung. Mit der Verwendung von Bose-Einstein-Kondensaten als Quelle für Atominterferometer lässt sich die Sensitivität aufgrund der geringen Impulsverteilung der Atome weiter steigern.

Die Begrenzung der Sensitivität ergibt sich bei Atominterferometern vor allem durch die Ausdehnung des Systems, da die Atome aufgrund der Gravitation stark beschleunigt werden. Die Sensitivität ergibt sich beispielsweise bei einer Mach–Zehnder–Konfiguration aus der Phasenempfindlichkeit, die direkt mit dem effektiven Wellenvektor bei der Aufteilung zusammenhängt. Außer dem effektiven Wellenvektor ist die freie Entwicklungszeit, welche quadratisch in die Phasendifferenz eingeht, die wichtigste Begrenzung der Empfindlichkeit. Im Labor können Entwicklungszeiten von einigen hundert Millisekunden erreicht werden. Ein fundamentales Limit der Sensitivität ist das Schrotrauschen, welches die minimal messbare Phasen auf $1/\sqrt{N}$ begrenzt, wobei N die Anzahl der Atome ist. Um präzisere Messungen durchzuführen, kann entweder die Anzahl der teilnehmenden Atome oder die freie Entwicklungszeit erhöht werden. Die Erhöhung der Atomzahl wird seit vielen Jahren verfolgt und mittlerweile ist es möglich bis zu 10¹⁰ Atome in einer magnetooptischen Falle zu fangen. Hierzu wird eine zusätzliche sogenannte 2D⁺-MOT angewendet, um den Atomfluss zur Falle und somit die Laderate zu erhöhen. Die Vergrößerung der freien Entwicklungszeit stellt in erdgebundenen Laboren eine technische Herausforderung aufgrund der Gravitation dar, denn die starke Beschleunigung begrenzt die Fallzeit der Atome auf einige hundert Millisekunden. Unter Schwerelosigkeit hingegen sind freie Entwicklungszeiten im Sekundenbereich vorstellbar, daher ist das Ziel der heutigen Entwicklung die Miniaturisierung und Stabilisierung der Systeme für einen Einsatz im All. Als Vorstudie wird das Projekt PRIMUS 2 (Präzisionsinterferometrie unter Schwerelosigkeit) in einer Mikrogravitationsumgebung durchgeführt. Das Projekt ist eine Zusammenarbeit mehrerer Universitäten und wird von Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) gefördert. Für die Umsetzung der Schwerelosigkeitsumgebung wird der Fallturm am Zentrum für angewandte Raumfahrttechnologie und Mikrogravitation (ZARM) in Bremen genutzt. Der 146 m hohe Turm bietet eine evakuierte Fallstrecke von 110 m, in der ein freier Fall von 4,74 s möglich ist. Die hierbei auftretenden Restbeschleunigungen, die auf die Fallkapsel wirken. liegen im µg–Bereich, deshalb spricht man auch von Mikrogravitationsumgebung. In anderen Experimenten konnten bereits die Erzeugung eines BEC im Fallturm und eine freie Entwicklungszeit von über einer Sekunde gezeigt werden [23, 24]. Im Unterschied zu PRIMUS 2 nutzen diese Experimente Magnetfallen zur Erzeugung des BEC.

Bei PRIMUS 2 wird zum ersten Mal eine optische Dipolfalle bei einer Wellenlänge von 1960 nm im Fallturm zum Einsatz kommen. Die Wahl der Wellenlänge ist bei einer Dipolfalle ein wichtiger Faktor. Zum einem muss eine genügend kleine und robuste Quelle zur Verfügung stehen und zum anderen hat die Wellenlänge entscheidenden Einfluss auf die Parameter der Falle. Um die nötige Größe und Robustheit zu erreichen, bietet sich ein Faserlaser als Lichtquelle an — eine CO₂–Dipolfalle kommt daher nicht in Betracht. Die verbleibenden Lichtquellen von 1064 nm, 1550 nm und 1960 nm unterscheiden sich in der Rayleigh-Länge der Falle und in der differentiellen AC-Stark-Verschiebung des Grund- und angeregten Zustandes, die aufgrund der Nähe der Laserwellenlänge zu den atomaren Übergängen im Vergleich zur CO₂–Dipolfalle erheblich größer sind. Bei einer Wellenlänge von 1064 nm wird der angeregte Zustand im Fokus des Lasers energetisch angehoben und kann daher nicht gefangen werden. Ganz anders verhält sich eine Dipolfalle bei 1550 nm. Der angeregte Zustand wird im Fokus so stark abgesenkt, dass bei einer bestimmten Lichtleistung eine effektive Blauverstimmung im Fallenzentrum vorliegt und somit die Atome aus der Falle getrieben werden. Die geringste differentielle AC–Stark–Verschiebung tritt bei 1960 nm auf. Bei dieser Wellenlänge ist die Energieverschiebung der beiden Zustände negativ und deutlich kleiner als die Verstimmung der Kühllasers. Die Wellenlänge der Falle hat auch Einfluss auf die Geometrie der Falle. Bei einem Einzelstrahl liegt in radialer Richtung ein starker Einschluss der Atome aufgrund des Intensitätsprofils des Lasers vor. In axialer Richtung allerdings fällt die

Leistung des Lichtfeldes deutlich langsamer ab und damit ergibt sich eine viel kleinere Fallenfrequenz in axialer Richtung als in radialer. Durch die Wahl der Wellenlänge kann die axiale Fallenfrequenz stark beeinflusst werden. Eine kleinere Wellenlänge führt aufgrund der umgekehrten Proportionalität des Rayleigh–Parameters zur Wellenlänge zur Vergrößerung des Fallenbereichs. Der Rayleigh–Parameter beschreibt den Abstand von der Strahltaille, an dem sich die Strahlfläche verdoppelt und somit die Lichtleistung pro Fläche halbiert hat. Die Wellenlänge von 1960 nm stellt aufgrund der geringen differentiellen AC–Stark–Verschiebung und der größten axialen Fallenfrequenz für dieses Projekt die optimale Wellenlänge dar. Es wurde bereits gezeigt, dass der verminderte axiale Einschluss der Atome im Vergleich zur CO_2 –Dipolfalle durch die Verwendung einen sogenannten schwachen Hybridfalle ausgeglichen werden kann [25]. 2010 konnte so zum ersten Mal ein BEC in einer Dipolfalle mit 1960 nm hergestellt werden.

Während dieser Arbeit wurde eine Vakuumkammer für das verwendete Doppel-MOT-System, bestehend aus einer 2D⁺-MOT, einer 3D-MOT und einer Dipolfalle, entwickelt. **Kapitel 2** beginnt mit einigen theoretischen Grundlagen, die zum Verständnis der Arbeit benötigt werden. Hierbei steht vor allem das Fangen und Kühlen von Atomen im Vordergrund. Im darauffolgenden **3. Kapitel** wird der experimentelle Aufbau vorgestellt, wobei die geplante und gebaute Vakuumkammer im Fokus steht. Hierbei sollen die Vorzüge gegenüber einem kleineren und einfacheren System, bestehend aus nur einer Kammer, herausgestellt werden. In **Kapitel 4** werden theoretische Grundlagen und Berechnungen zur Dipolfalle und der Weg zur Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensates erläutert. Als Abschluss der Arbeit folgt in **Kapitel 5** eine Zusammenfassung sowie einen Ausblick auf die möglichen wissenschaftlichen Erkenntnisse, die mit diesem System gewonnen werden können.

Kapitel 2

THEORETISCHE GRUNDLAGEN

Das Verständnis der grundlegenden Prozesse ist für die Umsetzung eines Atominterferometers von entscheidender Bedeutung. Zunächst wird deshalb die Kühlung von Atomen unter Ausnutzung des Dopplereffekt erläutert. Das Prinzip lässt sich besonders anschaulich an einem eindimensionalen Modell mit nur einem Atom erklären. Hierbei wird ein Atom mit nur zwei internen Energieniveaus, einem Grund- und einem angeregten Zustand, angenommen. Obwohl fast alle Atome eine deutlich komplexere Struktur aufweisen, ist es möglich Atome so zu präparieren, dass nur noch zwei Zustände für die Kopplung an das Lichtfeld von Bedeutung sind. Die einfache Theorie des Zwei– Niveau–Systems, die vor allem auf Isaac Rabi zurückgeht, kann somit für viele Systeme eingesetzt werden [26]. Aufgrund des Superpositionsprinzips kann das eindimensionale System sehr einfach auf die, für eine magnetooptische Falle, relevante Konfiguration aus sechs Lichtfeldern erweitert werden. Mit dieser Konfiguration können die Atome in allen Richtungen gekühlt werden und es können Temperaturen von einigen hundert Mikrokelvin erreicht werden.

Durch die Kombination von Lichtfeldern und Magnetfeldern, wird eine magnetooptische Falle (engl: magneto optical trap, MOT) erreicht. Diese Konfiguration wird im zweiten Abschnitt genauer beschrieben. Auch hierbei soll das grundlegende Prinzip anhand eines einfachen eindimensionalen Modells erläutert werden. Die folgenden Abschnitte handeln von der häufigsten Konfiguration einer 3D–MOT und den verschiedenen Möglichkeiten der Beladung derselben. Im letzten Teil dieses Abschnittes werden die vorgestellten Grundlagen für die Elemente ⁸⁷Rubidium und ³⁹Kalium präzisiert.

Im dritten Abschnitt wird mit der Polarisationsgradientenkühlung eine Methode der sub-Dopplerkühlung vorgestellt. Diese Kühlmethode kann auf bereits vorgekühlte Atomwolken, zum Beispiel aus einer MOT, angewendet werden. Man unterscheidet dabei zwei unterschiedliche Konfigurationen. Zum einen die lin \perp lin–Konfiguration, bei der linear polarisierte Lichtfelder verwendet werden und die $\sigma^+-\sigma^-$ –Konfiguration, welche vor allem für die Anwendung auf Ensembles aus einer MOT wichtig ist. Mit Hilfe der Polarisationsgradientenkühlung kann die Temperatur innerhalb der Wolke auf wenige Mikrokelvin gesenkt werden.

Diese atomaren Ensembles mit Temperaturen von wenigen Mikrokelvin können zum Beispiel für die Atominterferometrie benutzt werden. Einige Grundlagen der Atominterferometrie sollen deshalb das Thema des letzten Abschnitts dieses Kapitels sein. Der Fokus liegt auf der Beschreibung von stimulierten Raman–Übergängen als Mittel zur kohärenten Manipulation der Atome.

2.1 Dopplerkühlung

Zum Verständnis der Kühlung von Atomen durch Lichtfelder können die Atome mit Hilfe der idealen Gastheorie beschrieben werden. Aufgrund der Vielzahl von Atomen wird nicht jedes Atom einzeln beschrieben, sondern es werden Mittelwerte der relevanten Größen betrachtet. Im thermischen Gleichgewicht entspricht die Geschwindigkeitsverteilung eines atomaren Ensembles einer Maxwell–Boltzmann–Statistik.

$$F(v) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{v^2}{\tilde{v}^3} \cdot \exp\left[-\frac{v^2}{2\tilde{v}^2}\right] \qquad \text{mit} \qquad \tilde{v} = \sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m}} \tag{2.1}$$

Hierbei steht \tilde{v} für die mittlere Geschwindigkeit der Atome. *m* bezeichnet die Masse eines einzelnen Atoms und k_B steht für die Boltzmann-Konstante. Aus der Gastheorie ist ebenfalls bekannt, dass die mittlere kinetische Energie der Atome gleich der Anzahl der Freiheitsgrade multipliziert mit $k_B T/2$ ist.

$$\langle E_{kin} \rangle = \frac{m \langle v^2 \rangle}{2} = \frac{3k_B T}{2} \tag{2.2}$$

Hieraus ergibt sich ein, für die Laserkühlung von Atomen, wichtiger Zusammenhang zwischen der mittleren Geschwindigkeit und der Temperatur der Atome.

$$T = \frac{m\langle v^2 \rangle}{3k_B} \tag{2.3}$$

Die Temperatur des atomaren Ensembles ist direkt proportional zum Quadrat der mittleren Geschwindigkeit der Atome. Somit kann eine Messung der Geschwindigkeit des Ensembles genutzt werden, um die Temperatur der Atome zu berechnen. Der gefundene Zusammenhang dient auch als Ausgangspunkt für die Kühlung von Atomen, denn eine Senkung der mittleren Geschwindigkeit der Atome ist nach Formel 2.3 auf der vorherigen Seite gleichbedeutend mit der Kühlung des Ensembles. Auch die Verringerung der Geschwindigkeit einzelner Atome kann zum Kühlen der Wolke eingesetzt werden. Wenn einzelne Atome abgebremst werden, befindet sich die Wolke nicht mehr im thermischen Gleichgewicht. Die gebremsten Atome stoßen mit den übrigen Atomen und es kommt zu einer Rethermalisierung der Wolke. Durch die elastischen Stöße zwischen den Atomen wird die Energie verteilt und es stellt sich ein thermisches Gleichgewicht bei einer geringeren mittleren Geschwindigkeit und somit geringeren Temperatur ein.

2.1.1 ruhendes Atom

Bei der Einstrahlung von monochromatischem Licht auf Atome wirken zwei grundlegende Kräfte: die Spontan- und die Dipolkraft. Die Dipolkraft entsteht durch die Kopplung des induzierten Dipolmoments an den Gradienten des elektrischen Feldes. Dies soll später im Kapitel 4 auf Seite 49 näher beschrieben werden.

Die Spontankraft lässt sich anschaulich an einem Zwei–Niveau–Atom beschreiben. In diesem System führt die Absorption eines Photons ein Atom vom Grund- in den angeregten Zustand über. Bei der Emission eines Photons fällt das Atom wieder zurück in den Grundzustand. Bei beiden Vorgängen wird betragsmäßig jeweils der gleiche Photonenimpuls $p_{\text{Photon}} = \hbar k$ übertragen. Die Richtung des Impulses ist bei der Emission allerdings unbestimmt und somit kann sich die vektorielle Geschwindigkeit des Atoms ändern, obwohl betragsmäßig ein Photonenimpuls aufgenommen und ein -impuls abgegeben wurde.

Bei der Absorption eines Lichtquants wird der Impuls in Richtung des Lichtfeldes aufgenommen. Nachdem ein Atom ein Photon absorbiert hat, kann es entweder durch induzierte oder spontane Emission in den Grundzustand zurück. Die induzierte Emission tritt nur bei starken Lichtfeldern auf und führt zu einem gerichteten Aussenden eines Photons in Richtung des Lasers. Der Impulsübertrag ist also dem Impuls der Absorption entgegengesetzt. Für ausreichend kleine Lichtfelder kann die induzierte Emission vernachlässigt werden. Bei der spontanen Emission eines Photons ist allerdings keine Raumrichtung bevorzugt und eine Emission kann in beliebiger Richtung erfolgen. Im Falle von sehr vielen Absorptions- und Emissionsvorgängen liefert die spontane Emission keinen Impulsbeitrag, da sich die einzelnen Impulse ausgleichen. Die Impulse der Absorption allerdings summieren sich auf und man erhält einen Gesamtimpulsübertrag für viele Absorptions–Emissions–Zyklen in Richtung des Laserstrahls. Die entstehende Kraft wird Spontankraft oder auch Strahlungsdruck genannt. Für eine Anzahl von n Absorptionen beträgt der übertragene Impuls $p = n\hbar k$ und die Rückstoßenergie berechnt sich wie folgt[27]:

$$\Delta E_r = \frac{n\hbar^2 \,\omega_0^2}{2 \,mc^2} \tag{2.4}$$

Hierbei ist ω_0 die Übergangsfrequenz zwischen Grund- und angeregtem Zustand. *m* steht für die Masse eines Atoms und \hbar ist das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum.

2.1.2 bewegtes Atom

Um die Wechselwirkung eines Atoms mit einem Lichtfeld korrekt beschreiben zu können, muss die Betrachtung auf bewegte Atome ausgedehnt werden. Formel 2.4 zeigt, dass es zu einer Änderung der Energie eines Atoms durch das Lichtfeld kommt. Hieraus folgt eine Änderung der Geschwindigkeit, die mit der folgenden Formel beschrieben werden kann:

$$\Delta v = \frac{\hbar \,\omega}{mc} \tag{2.5}$$

Jede Wechselwirkung eines Atoms mit dem Lichtfeld führt zur Geschwindigkeitsänderung des Atoms von Δv . Aufgrund der Richtung des Gesamtimpulsübertrags können Atome, die sich in Richtung eines Laserfeldes bewegen, beschleunigt werden. Der umgekehrte Fall führt zum Bremsen von Atomen und somit zum Kühlen.

Beim Einsatz dieses Mechanismus zum Kühlen von Atomen muss die Dopplerverschiebung berücksichtigt werden, da der Dopplereffekt zu einer geschwindigkeitsabhängigen Verschiebung der Resonanzfrequenz der Atome im Laborsystem führt. Atome, die sich auf das Lichtfeld zubewegen, haben eine geringere Resonanzfrequenz. Die Absorption von rotverstimmten Laserlicht (dies ist Licht mit einer kleineren Frequenz) wird wahrscheinlicher. Aufgrund der Geschwindigkeitsabhängigkeit können nur Atome aus einer bestimmten Geschwindigkeitsklasse wechselwirken. Um Atome von mehreren Metern pro Sekunde auf wenige Zentimeter pro Sekunde zu bremsen, ist es notwendig immer mit der aktuellen Geschwindigkeitsklasse in Resonanz zu sein. Dazu muss entweder die Frequenz des Lasers nachgeführt [28] oder die Resonanzfrequenz der Atome geändert werden [29].

Durch eine Kombination aus sechs Laserstrahlen, von denen jeweils zwei gegenüberliegende Paare bilden, kann die bereits im eindimensionalen Fall eingeführte Dopplerkühlung benutzt werden, um atomare Ensembles zu kühlen. Der Kühleffekt ergibt sich wie im eindimensionalen Fall durch unterschiedliche Absorptionsraten für die verschiedenen Bewegungsrichtungen.



Abbildung 2.1: Absorptionswahrscheinlichkeiten von Atomen bei unterschiedlichen Geschwindigkeiten. Nach [27]

In Abbildung 2.1 sind die Absorptionswahrscheinlichkeiten für Atome mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten dargestellt. Die horizontale Achse zeigt die Frequenz ω und die vertikale Achse die Absorptionswahrscheinlichkeit σ . Die durchgezogene, graue Kurve beschreibt das Absorptionsverhalten eines Atoms in Ruhe. Die linke, gestrichelte und rechte, gepunktete Kurve stellen Atome mit negativer beziehungsweise positiver Geschwindigkeit dar. Eine negative Geschwindigkeit bedeutet, dass das Atom dem eingestrahlten Licht, welches durch die senkrechten Linien dargestellt ist, entgegenläuft. Entscheidend für die Kühlung ist das rotverstimmte Licht bei $\omega < \omega_0$. Der Vergleich der Absorptionswahrscheinlichkeiten zeigt, dass rotverstimmtes Licht von Atomen, die sich auf das Licht zubewegen, häufiger absorbiert wird als von Atomen, welche sich in die andere Richtung bewegen. Die Reemission kann mit derselben Begründung wie im eindimensionalen Fall vernachlässigt werden, denn sie liefert im Mittel über viele Emissionsprozesse keinen Impulsbeitrag. Der Unterschied in den Absorptionswahrscheinlichkeiten führt zu einem höheren Impulsübertrag und somit zu einem größeren Strahlungsdruck entgegen der Richtung der Laserstrahlen. Die entstehende Kraft ergibt sich aus der Differenz der Absorptionsraten der Photonen multipliziert mit dem Photonenimpuls [27].

$$F_{i} = \left| R^{+}(v_{i}) - R^{-}(v_{i}) \right| \hbar k$$
(2.6)

Wenn ein Lorentz-förmiges Absorptionsprofil vorliegt, kann die Kraft unter Vernach-

lässigung höherer Terme, wie folgt genähert werden [27]:

$$F_i = -\beta v_i \qquad \text{mit} \qquad \beta = R_0 \frac{16\hbar k^2 \delta}{\gamma^2 - 8\delta^2 \left(1 - \frac{4k^2 v^c}{\gamma^2}\right)} \tag{2.7}$$

In der Formel bezeichnen γ die Linienbreite des Zustandes und δ die Verstimmung des Laserfeldes. Die genäherte Kraft ist proportional zur Geschwindigkeit und verhält sich daher wie eine Reibungskraft, die mit abnehmender Geschwindigkeit der Atome immer geringer wird. Die Geschwindigkeit der Atome nimmt somit exponentiell ab [27]:

$$v = v_0 e^{(\beta/m)t} \tag{2.8}$$

Die Formel zeigt, dass die Kühlung mit sinkender Temperatur immer langsamer und somit ineffektiver wird. Für sehr geringe Temperaturen spielt die Aufheizung durch spontane Emission eine immer größere Rolle und es ergibt sich eine Grenztemperatur für die Dopplerkühlung — die Dopplertemperatur. Bei dieser Temperatur sind die Kühlung durch die Absorption und die Aufheizung durch spontane Emission im Gleichgewicht. Das Dopplerlimit berechnet sich mit der Formel [30]:

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \tag{2.9}$$

Bei ⁸⁷Rubidium liegt das Dopplerlimit bei 145,57 μK [30] und für ³⁹Kalium bei 145 μK [31].

2.2 Die Magnetooptische Falle

Mit Hilfe des Strahlungsdrucks kann das Volumen eines Ensembles im Impulsraum verringert werden, allerdings ist das Volumen im Ortsraum weiter unbeschränkt. Damit die Atome an einen bestimmten Ort gesammelt werden können, muss es eine räumlich abhängige Rückstellkraft geben. 1987 wurde zum ersten Mal gezeigt, dass durch die Kombination von sechs Laserstrahlen und einem Magnetfeld Atome gefangen und gekühlt werden können [9]. Aufgrund des Zusammenwirkens von Magnet- und Lichtfeldern wird diese Falle magnetooptische Falle genannt.



Abbildung 2.2: Verschiebung der Zustände aufgrund des Zeeman-Effekts für den einfachsten Fall. Falls der Kernspin ungleich Null ist, spaltet auch der untere Zustand im Magnetfeld auf.

2.2.1 Prinzip

Das Prinzip der magnetooptischen Falle lässt sich anhand einer eindimensionalen Falle verstehen. Der entscheidende Effekt ist der Zeeman-Effekt, welcher zu einer magnetfeldabhängigen Aufspaltung der atomaren Zustände führt. In Abbildung 2.2 sind die möglichen magnetischen Unterzustände bei drei verschiedenen Magnetfeldern für den einfachsten Fall eines Zwei-Niveau-Atoms dargestellt. Die Verschiebung der Zustände ist abhängig von der Richtung des Magnetfeldes. Ein positives Magnetfeld verschiebt den $|m_F = +1\rangle$ -Zustand zu höheren Energien und ein negatives Magnetfeld zu niedrigeren Energien. Die Stärke der Verschiebung der Zustände kann mit der folgenden Formel berechnet werden.

$$\Delta E = \mu_B \, g \, m_F \, B \tag{2.10}$$

In der Formel steht $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$ für das Bohrsche Magneton, g bezeichnet den Landeschen g-Faktor und m_F die Quantenzahl der magnetischen Unterzustände. m_F kann jeden ganzzahligen Wert im Intervall von -F bis +F annehmen. Falls ein lineares magnetisches Feld, $\vec{B} = B_0 \vec{x}$, verwendet wird, ist die Energieverschiebung linear von der Stärke des Magnetfeldes abhängig.

Für eine magnetooptische Falle wird ein Magnetfeld mit einem Nullpunkt im Fallenzentrum benutzt. In Bild 2.3 auf der nächsten Seite ist das Energieschema einer eindimensionalen MOT dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der Zustand $|M_e = +1\rangle$ bei einem positiven Magnetfeld eine positive Energieverschiebung erhält und eine negative Verschiebung bei negativen Magnetfeld. Für den Zustand $|M_e = -1\rangle$ sorgt



der Zeeman–Effekt für ein umgekehrtes Verhalten. Im Folgenden werden die Zustände $|M_e = \pm 1\rangle$ als $|\pm 1\rangle$ bezeichnet.

Abbildung 2.3: eindimensionale schematische Darstellung einer magnetoopischen Falle. Übernommen aus [32]

Von beiden Seiten werden rotverstimmte, zirkular polarisierte Lichtfelder eingestrahlt, wobei von links σ^+ -Licht und von rechts σ^- -Licht verwendet wird. Aufgrund der Auswahlregeln kann σ^+ -Licht nur die Zustände mit $|+1\rangle$ anregen. Das angelegte Magnetfeld sorgt dafür, dass die Atome im Zustand $|+1\rangle$ die Falle nur in Richtung des σ^+ -Lichtes verlassen können, da sich die Energie der Atome nur in dieser Richtung verringert. Beim Verlassen des Fallenzentrums nähern sich die $|+1\rangle$ -Atome somit der Resonanz des σ^+ -Lichtes. Die daraus resultierende höhere Absorptionswahrscheinlichkeit gegenüber dem σ^- -Licht führt zu einem Strahlungsdruckunterschied und somit zu einer Kraft, die auf das Fallenzentrum zeigt. Im Fallenzentrum bei z = 0 ist die Absorptionswahrscheinlichkeit für σ^+ - und σ^- -Licht gleich groß und somit wirkt im Mittel keine Kraft auf die Atome. Die Situation ist analog zum Dopplerkühlen (siehe Abschnitt 2.1 auf Seite 8), welches einen Effekt im Impulsraum verursacht. Hierbei findet allerdings durch das Magnetfeld ein Effekt im Positionsraum statt. Aufgrund der rotverstimmten Lichtfelder findet innerhalb einer MOT das Fangen und Kühlen gleichzeitig statt.

Die Gesamtkraft, die auf die Atome wirkt, ergibt sich aus den Kräften der gegenläufigen Lichtfelder und der Kraft, die vom Magnetfeld ausgeübt wird. Sie kann als $\vec{F} = \vec{F}_+ + \vec{F}_-$

geschrieben werden, wobei für F_{\pm} folgendes gilt [33]:

$$F_{\pm} = \pm \frac{\hbar \dot{k} \gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + \left(\frac{2\delta_{\pm}}{\gamma}\right)^2} \tag{2.11}$$

 s_0 ist die Sättigungsintensität, γ die Linienbreite des benutzten Übergangs und δ_{\pm} ist die Gesamtverstimmung der Lichtfelder [33].

$$\delta_{\pm} = \delta \mp \vec{k} \cdot \vec{v} \pm \frac{\mu' B}{\hbar} \tag{2.12}$$

Die Gesamtverstimmung setzt sich aus drei Termen zusammen. Der erste Term beschreibt die Verstimmung der Laserfelder δ gegenüber der atomaren Resonanz. Der zweite ergibt sich aus der Dopplerverschiebung. Der letzte Term beschreibt die Verstimmung aufgrund des Zeeman-Effekts, der bereits an einem Beispiel erklärt wurde. Die Zeeman-Verschiebung ergibt sich aus dem Produkt des effektiven magnetischen Moments $\mu' = (g_e M_e - g_g M_g) \mu_B$ mit dem angelegten Magnetfeld B geteilt durch das reduzierte Planksche Wirkungsquantum \hbar . Die in einer MOT wirkende Kraft kann durch die folgende Formel genähert werden.

$$\vec{F} \approx -\beta \vec{v} - \kappa \vec{r} \tag{2.13}$$

 β entspricht der Dämpfungskonstanten aus Formel 2.7 auf Seite 12. Die Federkonstante κ ist gegeben durch [33]:

$$\kappa = \frac{\mu' A}{\hbar k} \beta \tag{2.14}$$

Diese Betrachtung führt auf einen gedämpften harmonischen Oszillator mit einer Dämpfungsrate von $\Gamma_{MOT} = \beta/m$ und einer Oszillationsfrequenz von $\omega_{MOT} = \sqrt{\kappa/m}$ [33].

Für eine typische MOT mit einem Magnetfeldgradienten von $10 \,\text{G/cm}$ und einer Oszillationsfrequenz von einigen kHz ist die Bewegung überdämpft, da die Dämpfungsrate einige hundert kHz beträgt [33].

2.2.2 3D-MOT

Die häufigste Konfiguration einer magnetooptischen Falle ist die 3D–MOT, bei der sechs Lichtfelder und ein Quadrupolmagnetfeld zum Fangen von Atomen kombiniert werden. Der Aufbau einer 3D–MOT ist in Abbildung 2.4 auf der nächsten Seite



Abbildung 2.4: Schematische Darstellung einer 3D–MOT. Übernommen aus [34].

gezeigt. Die Lichtfelder sind in drei gegenüberliegenden Paaren angeordnet, wobei gegenläufige Strahlen jeweils unterschiedliche zirkulare Polarisationen haben. Das notwendige Magnetfeld wird von zwei Spulen erzeugt, die in gegenläufiger Richtung vom Strom durchflossen werden. Dies wird als Anti-Helmholtz-Konfiguration bezeichnet.

Die 3D-MOT ist eine robuste und einfach zu realisierende Falle. Die Lichtfelder zum Erzeugen der MOT müssen keine besonders hohe Polarisationsqualität aufweisen und die gegenläufigen Felder müssen nicht perfekt auf einander abgestimmt sein. Außerdem lassen sich die benötigten Magnetfeldgradienten in den meisten Fällen mit luftgekühlten Spulen realisieren (siehe Umsetzung in der geplanten Kammer 3.3.5 auf Seite 46) [33].

Eine MOT wird innerhalb einer Vakuumkammer bei einem Druck unterhalb von 10^{-8} mbar betrieben, um die Verluste durch Stöße mit dem Hintergrundgas zu vermeiden. Atome aus dem Hintergrundgas können die gefangenen Atome aufheizen und so aus dem Fallenbereich, der sich aus der Überlagerung der Lichtfelder und dem Magnetfeldgradienten ergibt, entfernen. Mit Hilfe einer 3D-MOT können atomare Ensembles mit einigen hundert Mikrokelvin erzeugt werden. Die Grenztemperatur ist die bereits im Kapitel Dopplerkühlung eingeführte Dopplertemperatur.

Die Anzahl der gefangenen Atome in einer MOT hängt vor allem von der Geschwindigkeit der zur Verfügung stehenden Atome ab. Die maximale Geschwindigkeit für Atome, die gefangen werden können, wird Einfanggeschwindigkeit genannt und berechnet sich wie folgt:

$$v_C = \frac{\vec{F}_{\text{Ges}}}{m}\tau \tag{2.15}$$

In der Formel ist m die Masse eines Atoms und τ die Verweilzeit innerhalb des Fallenvolumens. F_{Ges} steht für die wirkende Gesamtkraft auf ein einzelnes Atom und wurde in Formel 2.11 auf Seite 15 eingeführt. Atome, die eine größere Geschwindigkeit haben, können nicht in der Falle gehalten werden, da die Spontankraft in diesem Fall nicht ausreicht, um die Atome stark genug abzubremsen bevor sie den Fallenbereich wieder verlassen haben. Diese Atome verbleiben als Hintergrundatome.

Aber auch falls genügend Atome mit einer Geschwindigkeit unterhalb der Einfanggeschwindigkeit zur Verfügung stehen, kann die Atomzahl innerhalb der Wolke nicht unendlich wachsen. Es gibt einige Effekte, welche die maximale Atomzahl in einer MOT begrenzen.

Begrenzungen

Mit steigender Dichte der Atome innerhalb der MOT bricht das einfache Bild der sich untereinander nicht beeinflussenden Atome zusammen. Die Wechselwirkung zwischen Fallenatomen kann nicht mehr vernachlässigt werden. Mit steigender Dichte treten zwei Effekte auf. Zum einen schirmen die äußeren Atome die inneren von den Lichtfeldern ab. Die Intensität des Lichtes ist also nicht mehr an allen Positionen der Wolke gleich. Dies führt zu einer Kompression der MOT [35]. Der zweite Effekt ist die Reabsorption eines Fluorenszenz–Photons. Die Reabsortion von Photonen, die von Fallenatomen emittiert wurden, führt zu einem Impulsübertrag von zwei Photonenimpulsen. Dieser Effekt ist maßgebend und führt dazu, dass eine Dichte oberhalb von $10^{11} \text{ Atome/cm}^3$ nicht erreicht werden kann. Das Hinzufügen weiterer Atome führt zu einer Vergrößerung der Ausdehnung der Wolke.

Beladen einer 3D–MOT

Zum effektiven Beladen einer 3D–MOT müssen im Einfangbereich genügend Atome mit einer Geschwindigkeit unterhalb der Einfanggeschwindigkeit zur Verfügung stehen. Zur Bereitstellung dieser Atome gibt es mehrere Möglichkeiten. Die einfachste ist die Beladung der 3D–MOT aus dem Hintergrundgas. Eine andere Möglichkeit ist die Vorkühlung der Atome in einer 2D–MOT. Die dritte Methode nutzt die Verschiebung der Zustände durch den Einsatz eines Magnetfeldes in einem sogenannten Zeeman-Slower. Im weiteren werden nur die Beladung aus dem Hintergrund und die 2D–MOT vorgestellt und auf eine Eignung für das geplante Experiment überprüft, da eine Einsatz eines Zeeman–Slower aufgrund der benötigten Größe nicht in Frage kommt.

Hintergrundgas Die Beladung aus dem Hintergrundgas hat zwei entscheidende Vorteile: es ist die einfachste und platzsparenste Methode. Der Platzbedarf ergibt sich aus der Kammer für die 3D–MOT, da keine weiteren Anbauteile notwendig sind. Diese Vorteile werden in den meisten Anwendungen aber von einem entscheidenden Nachteil dominiert. Die Beladung aus dem Hintergrundgas bedeutet, dass viele Atome innerhalb des Experimentbereichs vorhanden sein müssen und somit die Vakuumqualität schlechter wird. Die vorhandenen Atome sind nicht vorgekühlt und haben somit eine mittlere Geschwindigkeit von circa 300 m/s. Die Einfangsgeschwindigkeit der 3D–MOT ist allerdings mit typischen Werten der Stärke der Lichtfelder und des Magnetfeldgradienten auf bis zu 50 m/s begrenzt. Aus den vielen vorhandenen Atome verbleiben als Hintergrundgas mit hoher Geschwindigkeit. Dies führt zu Problemen durch Stöße von Hintergrundatomen mit gefangenen Atomen, die Verluste aus der 3D–MOT verursachen.

2D–MOT Die Verwendung einer 2D–MOT bringt einen zusätzlichen Platzbedarf mit sich, verbessert allerdings durch die Zweiteilung des System in Experimentkammer und 2D-MOT-Kammer die Vakuumqualität im Experminentbereich deutlich. Die Atome werden in einem ersten Schritt innerhalb der 2D-MOT-Kammer von vier Laserstrahlen und einem zweidimensionalen Quadropolfeld in zwei Raumrichtungen gefangen und gekühlt und können sich nur noch frei entlang der dritten Raumrichtung bewegen. Die vier Laserstrahlen und die zwei Magentfeldspulen in Anti-Helmholtz-Konfiguration sind so abgestimmt, dass sich die Atome in der Mitte der Kammer sammeln und die verbleibende freie Ausbreitungsrichtung genau durch ein circa 2 mm großes Loch auf das Zentrum der 3D-MOT zeigt. Hieraus wird auch ein Nachteil dieser Konfiguration sichtbar: Atome die sich schnell in Richtung der 3D-MOT bewegen werden kaum beeinflusst und führen zu einem schnellen Atomstrahl, der eine größere Geschwindigkeit als die Einfanggeschwindigkeit der 3D-MOT haben kann. Auch bei dieser Methode können somit viele schnelle Hintergrundatome im Experimentierbereich entstehen. Die mögliche Laderate mit einer 2D–MOT hängt vor allem von der Lichtleistung der vier Lichtfelder ab, da sich die Atome aufgrund der fehlenden Kühlung in der dritten Raumrichtung schnell aus dem Kühlbereich bewegen. Für den Betrieb einer 2D-MOT ist es somit sinnvoll, möglichst viel Lichtleistung zur Verfügung zu haben, da eine Erhöhung der Lichtleistung zu stärkeren Spontankräften führt und somit mehr Atome in den Atomstrahl gebracht werden können.



Abbildung 2.5: Schematische Darstellung einer 2D⁺–MOT. Im Gegensatz zur 2D– MOT werden ein zusätzlicher Pusher und Retarderstrahl eingesetzt. Übernommen aus [36].

2D⁺–MOT Eine 2D⁺–MOT ist eine Weiterentwicklung der eben beschriebenen 2D– MOT, bei der zwei zusätliche Laserstrahlen mit linearer Polarisation, ein sogenannter *Pusher* und ein *Retarder*, eingesetzt werden. Das Gesamtsystem ist in Abbildung 2.5 schematisch gezeigt. Für den Betrieb gibt es zwei Möglichkeiten: Entweder es wird nur der Pusher–Strahl benutzt oder es werden Pusher und Retarder gleichzeitig verwendet.

Bei der Verwendung eines Pushers müssen zwei Szenarien unterschieden werden. Der Pusher kann dazu verwendet werden, den langsamen, gefangenen Atomen einen Stoß zu geben, um die Geschwindigkeit in Richtung der 3D–MOT zu erhöhen. Dies ist sinnvoll, falls die Atome so stark gebremst werden, dass die sich nur noch langsam auf das Fallenzentrum der 3D–MOT zubewegen. Durch eine blauverstimmten Pusher werden die langsamen Atome aus der 2D–MOT entfernt und es können neue Atome gefangen werden.

Eine andere Möglichkeit ist die Verwendung eines rotverstimmten Pusher–Strahls. Dieser führt dazu, dass Atome die sich in die falsche Richtung, also nicht in Richtung 3D–MOT, bewegen, abgebremst werden. Die Einstrahlung des Kühllichtes von der Seite führt zu keiner Auszeichnung einer Richtung. Im Mittel bewegen sich also gleich viele Atome in beide Richtungen. Durch die richtige Wahl der Verstimmung des Lichtfeldes können die Atome in ihrer Bewegung umgekehrt werden.

Beide möglichen Anwendungen eines Pushers führen zu einer Erhöhung des Atomflusses. Welche Möglichkeit besser geeignet ist, muss anwendungsspezifisch entschieden werden.

Bei der vollständigen 2D⁺–MOT werden Pusher und Retarder eingesetzt. Der Pusher– Strahl sorgt dafür, dass die gefangenen Atome sich in Richtung der 3D–MOT bewegen. Der Retarder–Strahl wird an der Pumpstufe reflektiert und ist dem Pusher–Strahl entgegengesetzt. Ein circa 2 mm kleines Loch innerhalb der Pumpstufe dient als Durchlass für den Atomstrahl. An der Position des Lochs wird der Retarder nicht reflektiert und Atome, die sich auf das Loch zubewegen, werden somit nicht gebremst. Nur Atome, die sich nicht im Zentrum der 2D–MOT befinden, werden vom Retarder gebremst und verbleiben somit länger im Kühlbereich. Insgesamt können mehr Atome gekühlt und Fluss der Atome erhöht werden. Durch die Anpassung der Verstimmung des Pusher–Strahls kann außerdem die Geschwindigkeit der Atome im Atomstrahl beeinflusst werden. Damit kann das Erzeugen von schnellen Hintergrundatomen verhindert werden, in dem die Verstimmung des Pushers und des Retarders so gewählt wird, dass alle Atome eine Geschwindigkeit unterhalb der Einfanggeschwindigkeit der 3D–MOT haben. Somit kann die Laderate maximiert werden.

Fazit Die vorhergehenden Betrachtungen zeigen, dass eine Entkopplung der Atomquelle vom Experimentierbereich für eine Verbesserung der Laderate sinnvoll ist. Die aus dem Hintergrund beladene 3D–MOT ist auf Grund der geringen Laderate und der hohen Verluste durch Stöße für das geplante Experiment nicht optimal. Da sich die Verwendung einer zusätzlichen Kammer mit den zur Verfügung stehenden Platzverhältnissen vereinbaren lässt, kommt im Experiment eine 2D⁺–MOT zum Einsatz. Diese bietet die beschriebenen Vorteile, einer erhöhten Laderate sowie geringere Verluste durch Hintergrundatome, gegenüber einer 2D–MOT und bedeutet nur einen minimalen Mehraufwand aufgrund der zwei zusätzlichen Lichtfelder.

2.2.3 Rubidium–MOT

Rubidium hat eine Ordnungszahl von 37 und gehört zu den Alkali–Metallen. Es kommt in zwei stabilen Isotopen vor. Das häufigste Isotop ist ⁸⁵Rubidium mit 72,2 Prozent. Die anderen 27,8 Prozent entfallen auf ⁸⁷Rubidium. ⁸⁷Rubidium eignet sich gut zum Kühlen und Fangen in einer MOT. Die benötigte Wellenlänge beträgt 780 nm und ist mit Diodenlasern herstellbar. Die relevanten Energieniveaus und Übergänge für das Kühlen innerhalb einer 3D–MOT sind in Bild 2.6 auf der nächsten Seite dargestellt.



Abbildung 2.6: Darstellung der relavanten Übergänge für die Laserkühlung von ⁸⁷Rubidium. Vollständes Termschema siehe [30].

Für die Kühlung der Atome wird ein Übergang zwischen $|5S\rangle$ und $|5P\rangle$ genutzt. Aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung spaltet der Zustand $|5P\rangle$ in zwei Zustände $|5^2P_{3/2}\rangle$ und $|5^2P_{1/2}\rangle$ auf. Diese Aufspaltung führt zur D1-Linie ($\lambda = 794,9$ nm) und der D2-Linie ($\lambda = 780,2$ mm). Die Kopplung des Kernspins mit dem magnetischen Moment der Elektronen sorgt für die bekannte Hyperfeinaufspaltung.

Das Kühlen von Rubidium erfolgt auf der D2–Linie mit dem Zuständen $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ und $|5^2P_{3/2}, F' = 3\rangle$. Dieser Übergang eignet sich zum Kühlen, da es sich um einen geschlossenen Übergang handelt. Atome, die sich im angeregten Zustand $|5^2P_{3/2}, F' = 3\rangle$ befinden, können aufgrund der Auswahlregeln nur in den Grundzustand $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ zurückfallen. Es handelt sich um ein nahezu perfektes Zwei–Niveau–System. Verluste können auftreten, falls Atome aufgrund der Rotverstimmung des Kühllasers in den nur 266 MHz kleineren Zustand $|5^2P_{3/2}, F' = 2\rangle$ angeregt werden. Von diesem Zustand aus zerfallen sie in den Zustand $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$ und stehen nicht mehr zur Kühlung zur Verfügung. Um diese verlorenen Atome wieder in den Kühlübergang zu heben, wird ein Rückpumplaser eingesetzt, welcher auf den Übergang $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$ nach $|5^2P_{3/2}, F' = 2\rangle$ abgestimmt ist. Dieser befördert die Atome wieder in den Grundzustand des Kühllasers. Dieser Laser muss nur eine geringe Leistung von circa 1 mW aufweisen, da aufgrund des Frequenzunterschieds von 266,7 MHz zum Zustand $|5^2P_{3/2}, F' = 2\rangle$, nur wenige Atome zurückgepumpt werden müssen.

2.2.4 Kalium–MOT

Kalium ist ein Alkali–Metall mit der Ordnungszahl Z = 19. Es kommt in drei natürlichen Isotopen vor. 93,26 Prozent des natürlichen Kaliums ist ³⁹Kalium. ⁴¹Kalium ist zu 6,73 Prozent in den natürlichen Vorkommen vorhanden. Die restlichen 0,01 Prozent entfallen auf das fermionische ⁴⁰Kalium. Die beiden bosonischen Isotope sind stabil. ⁴⁰Kalium zerfällt durch einen Beta–Zerfall in ⁴⁰Argon oder ⁴⁰Calcium mit einer Halbwertszeit von 1,28 Millarden Jahren [31].

In Abbildung 2.7 auf der nächsten Seite ist der für die MOT relevante Bereich des Termschemas von ³⁹Kalium dargestellt. Das Kühlen der Atome erfolgt auf der D2– Linie mit dem Übergang $|4^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ nach $|4^2P_{3/2}, F' = 3\rangle$. Aufgrund der geringen Frequenzdifferenz zum Zustand $|4^2P_{3/2}, F' = 2\rangle$ von nur 21 MHz werden viele Atome in diesen Zustand angeregt und können in den Zustand $|4^2S_{1/2}, F = 1\rangle$ zerfallen. Aus diesem Grund wird ein starker Rückpumplaser, dessen Leistung im Bereich des Kühllasers liegen sollte, benötigt, welcher auf den Übergang $|4^2S_{1/2}, F = 1\rangle$ nach $|4^2P_{3/2}, F' = 2\rangle$ abgestimmt ist.



Abbildung 2.7: Darstellung der relavanten Übergänge für die Laserkühlung von ³⁹Kalium. Für andere Isotope siehe [31].

2.3 sub–Dopplerkühlung

Die Grenztemperatur, die aufgrund der Dopplerkühlung erreicht werden kann, ist die bereits eingeführte Dopplertemperatur T_D . 1988 konnte am NIST (National Institute of Standards and Technology, Washington USA) allerdings eine deutliche geringere Temperatur an einem lasergekühlten Natriumatom nachgewiesen werden [37]. Es ist also möglich durch Laserkühlung geringere Temperaturen als die Dopplertemperatur zu erreichen. Für die Erklärung der Effekte, die zu solch geringen Temperaturen führen, reicht das einfache Modell des Zwei-Niveau-Atoms nicht mehr aus. Die Modelle, welche die geringeren Temperaturen erklären können, beruhen auf der Aufspaltung der Zustände in Unterzustände, zum Beispiel durch den Zeeman-Effekt oder die Hyperfeinstrukturaufspaltung. Eine Erklärung wurde von Dalibard und Cohen-Tannoudji eingeführt [37]. In ihrer Veröffentlichung werden zwei verschiedene Möglichkeiten der sub-Dopplerkühlung erläutert. Zum einen die Konfiguration mit zwei linear polarisierten Laserfeldern und zum anderen eine Möglichkeit mit zwei zirkular polarisierten Lasern. Beide Kühlschemata beruhen auf unterschiedlichen Effekten und werden daher getrennt behandelt.

2.3.1 lin \perp lin–Konfiguration

Bei der lin \perp lin–Konfiguration werden zwei gegenläufige Laserfelder mit zueinander orthogonaler linearer Polarisation benutzt. Damit ergibt sich eine ortsabhängige Gesamtpolarisation der Überlagerung beider Lichtfelder. Innerhalb einer halben Wellenlänge ändert sich die Polarisation von linear in Richtung 45° zu beiden Lichtfeldern, zu σ^- , wieder zu linear senkrecht zur Ausgangspolarisation, zu σ^+ und am Ende umgekehrt zur Ausgangspolarisation. Dieser Effekt wiederholt sich für die anderen Orte. Die Energien der Unterzustände des Grundzustandes sind ebenfalls ortsabhängig und schwingen mit der gleichen Periode wie die Polarisation [37]. Die Polarisationen sind in Abbildung 2.8 dargestellt.

Die einfachste Möglichkeit den Kühlprozess zu beschreiben, ist die Betrachtung eines Übergangs von $|F = 1/2\rangle$ zu $|F' = 3/2\rangle$. Man betrachtet Atome an einem bestimmten Punkt, zum Beispiel bei $z = \lambda/8$. Die Atome werden an diesem Punkt in den Zustand $|g_{-1/2}\rangle$ gepumpt, da nur die Übergänge $|g_{1/2}\rangle \rightarrow |e_{-1/2}\rangle$ und $|g_{-1/2}\rangle \rightarrow |e_{-3/2}\rangle$ erlaubt sind. Von den beiden Endzuständen zerfallen die Atome wieder in den Grundzustand $|g_{-1/2}\rangle$. Die Atome können nicht in den $|g_{1/2}\rangle$ -Zustand gepumpt werden, da dieser aufgrund der Drehimpulserhaltung verboten ist. Die ortsabhängige Polarisation führt zu einer ortabhängigen Verschiebung der Energieniveaus aufgrund der Stark-Verschiebung. Im Bereich, wo nur σ^{-} -Licht vorhanden ist, ist die Energieverschiebung für den $|g_{-1/2}\rangle$ dreimal so groß wie für den Zustand $|g_{1/2}\rangle$. Aufgrund der Polarisationsoszillation im



Abbildung 2.8: Gesamtpolarisation in der lin⊥lin–Konfiguration durch zwei orthogonale, gegenläufige, linear ploarisierte Lichtfelder. Die ortsabhängige Polarisation wechselt zwischen linear und zirkular. Übernommen aus [34]



Abbildung 2.9: Energien und Besetzungswahrschienlichkeiten der Grundzustände (Größe der Kreise ist Maß für die Besetzung). Übernommen aus [37]

Raum, ändert sich somit auch die Energieverschiebung der Zustände in Abhängigkeit des Ortes. In Abbildung 2.9 sind die entstehenden Energieniveaus gezeigt. Außerdem ist die Besetzung der Zustände eingezeichnet. Es ist zu erkennen, dass der Zustand mit geringerer Energie jeweils stärker besetzt ist.

Wenn sich nun Atome im Laserfeld bewegen, wird eine endliche Zeit benötigt, um die Atome in den ortsabhängigen Zustand zu pumpen. Diese Zeit wird als τ_P bezeichnet. In dieser Zeit bewegen sich die Atome aus einem Minimum in Richtung eines Maximums und wandeln dabei kinetische in potentielle Energie um. Dann werden die Atome angeregt und zerfallen wieder in den niedrigeren Grundzustand. Bei einem zurückgelegten Weg von $n \cdot \lambda/4$ wird das Atom an einem Maximum angeregt und in ein Minimum zurückemittiert. Somit wird die maximale Energiereduktion pro Pumpvorgang erreicht. Bei anderen Geschwindigkeiten ist die Kühlleistung geringer, aber es wird trotzdem noch Energie abgeführt. Insgesamt entspricht dieser Effekt einem Sisyphus-Effekt. Mit jeder Absorption und Emission wird ein kleiner Teil der kinetischen Energie abgegeben. Diese Technik kann auf vorgekühlte Ensembles, zum Beispiel aus einer 3D-MOT, angewendet werden.

2.3.2 $\sigma^+ - \sigma^-$ -Konfiguration

Für die $\sigma^+ - \sigma^-$ -Konfiguration werden zwei Lichtfelder mit zirkularer Polarisation entgegengesetzt überlagert. Die Lichtfelder haben entgegengesetzte Helizität. Es entsteht ein Lichtfeld mit sich drehender linearer Polarisation, siehe Abbildung 2.10 auf der nächsten Seite. Bei dieser Konfiguration entsteht keine ortsabhängige Änderung der Amplitude des Lichtfeldes, nur die Ausrichtung der Polarisation ändert sich. Somit bleiben auch



Abbildung 2.10: Gesamtpolarisation in der $\sigma^+ - \sigma^-$ -Konfiguration durch zwei gegenläufige, zirkular ploarisierte Lichtfelder. Es ergibt sich eine drehende lineare Polarisation. Übernommen aus [34]

die Energieniveaus der Grundzustände ortsunabhängig. Um einen Kühleffekt zu erreichen muss der gewählte atomare Übergang eine Gesamtdrehimpulsquantenzahl J von mindestens 1 haben. Die entstehende Kraft basiert auf einem Ungleichgewicht der Absorptionswahrscheinlichkeiten für σ^+ - bzw. σ^- -Licht. Allerdings wird dieser Effekt nicht wie bei der Dopplerkühlung durch den Dopplereffekt hervorgerufen, sondern durch ein Ungleichgewicht in den Populationen der Grundzustände [37].

Betrachtet man Atome an einem bestimmten Punkt im Raum, werden aufgrund der linearen Polarisation des Lichtfeldes die meisten Atome im Zustand $|g_0\rangle$ konzentriert. Die Besetzung der Zustände $|g_{\pm 1}\rangle$ ist circa halb so groß. Außerdem besitzt der Zustand $|g_0\rangle$ eine größere Lichtverschiebung als die anderen Zustände. An einem anderen Ort im Raum passiert der gleiche Effekt, nur dass die Ausrichtung der Polarisation eine andere ist und somit die Unterzustände in einer anderen Basis verschoben werden. Für Atome, welche sich entlang des Lichtfeldes bewegen, ändern sich kontinuierlich die Zustände. Das Pumpen der Atome in die neuen Zustände ist allerdings nicht schnell genug und somit ist die Besetzung der Grundzustände nicht im Gleichgewicht. Dies führt zu einer erhöhten Streurate des entgegenkommenden Lichtes und somit zu einem bremsenden Impulsübertrag auf die Atome.

Mit beiden Techniken können Atome bis zum Rückstoßlimit T_R gekühlt werden, welches sich aus dem Impulsübertrag eines Photons bei der spontanen Emission auf das emittierende Atom ergibt.

$$T_R = \frac{\hbar^2 k^2}{2mk_B} \tag{2.16}$$

In der Formel steht $\hbar k$ für den Impuls eines Photons, m für die Masse des Atoms und k_B ist die Boltzmannkonstante. Für ⁸⁷Rubidium liegt die Rückstoßtemperatur bei 361,96 nK [30].

2.4 Atom–Interferometrie

Die entscheidenden Schritte bei einem Atominterferometer sind analog zu einem Lichtinterferometer. Bei einem Mach–Zehnder–Interferometer beispielsweise wird ein Lichtstrahl in zwei Strahlen aufgeteilt, dann werden beide Strahlen reflektiert und wieder überlagert. Die Information steckt in der Phase des Lichtes. Ein Phasenunterschied kann sich ergeben, da beide Lichtstrahlen unterschiedliche Wege zurückgelegt haben. Mit einem Atominterferometer wird die Information auf ähnliche Weise gewonnen. Anstatt des Lichtfeldes kommt ein atomares Ensemble zum Einsatz. Die Atomwolke wird mit Hilfe von Lichtfeldern in einen kohärenten Überlagerungszustand gebracht, die Teilzustände entwickeln sich dann frei und werden am Ausgang des Interferometers wieder überlagert. Das Messergebnis steckt wie bei einem Lichtinterferometer in der Phasenbeziehung der beiden Zustände. Während der freien Entwicklungszeit muss die Kohärenz gewährleistet sein, ansonsten wird der Kontrast minimiert und das auszulesende Signal verschlechtert. Außerdem müssen Störeffekte, wie zum Beispiel äußere Magnetfelder, verhindert werden, damit ein möglichst gutes Signal detektiert werden kann.

Die Einwirkung eines Lichtfeldes auf die Atome führt zur Änderung der internen Zustände. Die Atome befinden sich in einer Überlagerung aus Grund- und angeregtem Zustand. Aufgrund der geringen Lebensdauer von einigen Nanosekunden der meisten angeregten Zustände sind diese für ein Atominterferometer nicht verwendbar. Die typische Länge einer Interferometriesequenz liegt im Bereich von Millisekunden bis wenigen Sekunden. Die Atome würden also während der freien Evolution wieder in den Grundzustand zurückfallen und es könnte bei der Detektion keine Phaseninformation gemessen werden. Für die Interferometrie werden also langlebigere Zustände benötigt.

Eine Möglichkeit ist die Nutzung von Hyperfeinzuständen des Grundzustandes. Für ⁸⁷Rubidium beträgt die Aufspaltung des Grundzustandes 6,83 GHz und kann mit Hilfe einer Mikrowelle angeregt werden. Die Anregung mit einer Mikrowelle bringt allerdings einen kleineren Impulsübertrag mit sich, der aufgrund der geringeren Frequenz um fünf Größenordnungen geringer als bei einem optischen Übergang ist.

1991 wurde eine Möglichkeit der Atominterferometrie mit Hilfe von stimulierten Raman– Übergängen vorgestellt [38]. Hierbei werden zwei Zustände über einen virtuellen Zwischenzustand miteinander gekoppelt. Dieser Zwei–Photonen–Übergang kombiniert die langlebigen Zustände, die für ein Interferometer benötigt werden mit dem höheren Impulsübertrag durch die optische Anregung. Mit Hilfe der stimulierten Raman– Übergänge können sowohl die Aufteilung, die Spiegelung sowie die Überlagerung des atomaren Ensembles erreicht werden. Die magnetischen Unterzustände werden im Magnetfeld, durch den bereits in Abschnitt 2.2 auf Seite 12 eingeführten Zeeman-Effekt, abhängig von ihrer magnetischen Quantenzahl m_F verschoben. Um störende Effekte durch Magnetfeldänderungen zu vermeiden, werden für ein Atominterferometer die magnetfeldinsensitiven Grundzustände von Alkaliatomen ($|g\rangle = |F, m_F = 0$) und $|e\rangle = |F + 1, m_F = 0$) benutzt.

2.4.1 Zwei–Niveau–System

Die Kopplung von zwei atomaren Zuständen mit Hilfe eines Lichtfeldes kann durch das Modell eines Zwei–Niveau–Systems beschrieben werden. Die Besetzungswahrscheinlichkeiten der Zustände können aus der Betrachtung der zeitabhängigen Schrödingergleichung berechnet werden.

$$i\hbar \frac{d |\psi(t)\rangle}{dt} = H(t) |\psi(t)\rangle$$
(2.17)

Der Hamilton–Operator kann durch eine Summe aus einem internen Anteil und einem Wechselwirkungsteil $H_{WW} = -\vec{d}\vec{E}_0\cos(\omega t)$ beschrieben werden. Bei der Verwendung eines Zwei–Niveau–Systems ergibt sich die atomare Wellenfunktion aus einer Überlagerung der beiden Zustände $|g\rangle$ und $|e\rangle$.

$$|\psi\rangle = C_g(t)e^{-E_gt/\hbar} |g\rangle + C_e e^{-E_et/\hbar} |e\rangle$$
(2.18)

 E_g und E_e sind hierbei die zugehörigen Eigenenergien der Zustände $|g\rangle$ und $|e\rangle$. Wenn man die Gleichung 2.18 nun in die Schrödingergleichung einsetzt und zwei Variablen $\Omega = \langle e | V | g \rangle / \hbar$ und $\omega = (E_e - E_g) / \hbar$ einführt, erhält man die folgende Differentialgleichung, bei der die schnell oszillierenden Terme aufgrund der Drehwellennäherung vernachlässigt wurden.

$$\ddot{C}_e + i\delta\dot{C}_e + \frac{1}{4}\Omega^2 C_e = 0 \tag{2.19}$$

Die Lösung der Differentialgleichung ergibt sich mit einem Exponentialansatz aus dem die Kompenten C_g und C_e bestimmt werden können.

$$C_e(t) = i \frac{\Omega}{\Omega_R} e^{i\delta/2} \sin\left(\frac{\Omega_R t}{2}\right)$$
(2.20)

$$C_g(t) = e^{-i\delta/2} \left[\cos\left(\frac{\Omega_R t}{2}\right) - i\frac{\delta}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R t}{2}\right) \right]$$
(2.21)

Hierbei steht $\Omega_R = \sqrt{\Omega^2 + \delta^2}$ für die effektive Rabi–Frequenz. Diese bezieht die Änderung der Rabi–Frequenz in Abhängigkeit der Verstimmung δ mit ein. Die Be-

setzungswahrscheinlichkeiten der Zustände ergeben sich aus dem Betragsquadrat der Koeffizienten.

$$P_e(t) = |C_e(t)|^2 = \frac{\Omega^2}{\Omega_R^2} \sin^2\left(\frac{\Omega_R t}{2}\right) = \frac{1}{2} \left(1 - \cos\left(\Omega_R t\right)\right)$$
(2.22)

Die Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustands ist für verschiedene Verstimmungen in Abbildung 2.11 dargestellt. Es wird deutlich, dass die Population des angeregten Zustands zu Anfang mit der Zeit wächst und nachdem ein Maximum erreicht wurde wieder fällt. Dies setzt sich dann oszillatorisch fort. Diese Oszillationen der Besetzung werden als Rabi-Oszillationen bezeichnet. Bei verschwindender Verstimmung kann die maximal mögliche Anregung von 1 erreicht werden. Für eine Verstimmung ungleich Null sinkt das Maximum der Anregungswahrscheinlichkeit auf unter 100 Prozent. Außerdem steigt die Oszillationsfrequenz mit der Verstimmung an. Ω_R wird als die effektive Rabi-Frequenz bezeichnet, da sie die resultierende Frequenz der Rabi-Oszillationen angibt.

Rabi–Oszillationen können unter anderem eingesetzt werden, um die Frequenzen von Raman–Strahlen genau abzustimmen, da eine Änderung der Frequenz zu einer Änderung der maximalen Anregungswahrscheinlichkeit führt. Dies entspricht einem Frequenzstandard und kann zum Betrieb einer optischen Uhr eingesetzt werden. Außerdem können Rabi–Oszillationen genutzt werden, um die Dauer von π und $\pi/2$ –Pulsen



Abbildung 2.11: Rabi–Oszillation für verschiedene Verstimmungen Δ . Eine Verstimmung senkt die maximal mögliche Anregungeffizienz und erhöht die Frequenz der Oszillation. Übernommen aus [39]

zu bestimmen. Hierfür sind besonders zwei Punkte im Graph 2.11 auf der vorherigen Seite interessant. In einem Atominterferometer wird das atomare Ensemble meistens im Grundzustand präpariert. Dies bedeutet das zum Zeitpunkt t = 0 idealer Weise alle Atome im Grundzustand sind. Der erste wichtige Punkt ist daher bei einer Besetzung $P_e(t_{\pi}) = 1$. t_{π} ist die Zeit, die benötigt wird um alle Atome aus dem Grundzustand in den angeregten Zustand zu befördern. Ein Puls der Länge t_{π} kehrt die Besetzung der Zustände um und wird π -Puls genannt. Der zweite wichtige Punkt ist bei einer Besetzung des angeregten Zustandes von genau 50 Prozent erreicht. Ein Puls, der die Atome in einen 50–50–Überlagerungszustand bringt, wird als $\pi/2$ -Puls bezeichnet. Mit Hilfe dieser beiden Pulse ist es möglich einen Strahlteiler und einen Spiegel für die Atome zu realisieren.

2.4.2 stimulierte Raman–Übergänge

Die Atominterferometrie mit Hilfe von stimulierten Ramanübergängen wurde wie bereits erwähnt 1991 von Mark Kasevich und Steven Chu das erste Mal genutzt. Auch heute werden viele Atominterferometer mit Hilfe von stimulierten Ramanübergängen betrieben.

Besetzungswahrscheinlichkeiten

Die Beschreibung der stimulierten Raman–Übergänge kann mit Hilfe eines effektiven Zwei–Niveau–Systems geschehen. In Abbildung 2.12 ist das Energieniveauschema eines Raman–Prozesses dargestellt. Die beiden Zustände werden durch einen 2–Photonen– Übergang mit einem virtuellen Zwischenniveau aneinander gekoppelt. Die Lichtfelder



Abbildung 2.12: Schema der Energiezustände bei einem Raman–Übergang
der beiden Laserstrahlen haben unterschiedliche Frequenzen.

$$E(\vec{r},t) = \vec{E}_{01}\cos(\omega_1 t - \vec{k}_1 \vec{r} + \phi_1) + \vec{E}_{02}\cos(\omega_2 t - \vec{k}_2 \vec{r} + \phi_2)$$
(2.23)

Die beiden Bestandteile des Feldes 2.23 koppeln den Grundzustand an das virtuelle Niveau, sowie das virtuelle Niveau an den angeregten Zustand. Der Abstand des virtuellen zu anderen Niveaus muss groß genug sein, damit spontane Prozesse und die Besetzung eines weiteren Niveaus vernachlässigt werden können. Der Hamiltonoperator enthält in Gegensatz zum im vorhergehenden Kapitel beschriebenen Zwei–Niveau– System nun einen Term mehr.

$$H = \frac{p^2}{2m} + \hbar\omega_g |g\rangle \langle g| + \hbar\omega_e |e\rangle \langle e| + \hbar\omega_i |i\rangle \langle i| + V$$
(2.24)

Das Potential V beträgt $V = -\vec{d}(\vec{E_1} + \vec{E_2})$. Für die Besetzungswahrscheinlichkeiten kann man analog zum Formalismus aus Abschnitt 2.4.1 auf Seite 28 ein System aus gekoppelten Differentialgleichungen gewinnen. Die Rabi–Frequenzen sind nun für beide Übergänge aufgrund der unterschiedlichen Frequenz verschieden.

$$\dot{C}_g = -i\Omega_g^{AC}C_g - \frac{i\Omega_{eff}^*}{2}e^{i(\delta t - \phi_0)}C_e$$
(2.25)

$$\dot{C}_g = -\frac{i\Omega_{eff}^*}{2}e^{i(\delta t - \phi_0)}C_g - i\Omega_g^{AC}C_e$$
(2.26)

Dabei sind $\varOmega_{eff},~\varOmega_g^{AC}$ und \varOmega_e^{AC} die unterschiedlichen Rabi–Frequenzen der Kopplungen.

$$\Omega_{eff} = \frac{\Omega_{g,1} \Omega_{e,2}^*}{2\Delta} \tag{2.27}$$

$$\Omega_g^{AC} = \frac{|\Omega_{g,1}|^2}{4\Delta} + \frac{|\Omega_{g,2}|^2}{4(\Delta - \omega_{HFS})}$$
(2.28)

$$\Omega_e^{AC} = \frac{|\Omega_{g,2}|^2}{4\Delta} + \frac{|\Omega_{g,1}|^2}{4(\Delta + \omega_{HFS})}$$
(2.29)

Das "AC" kennzeichnet Terme, die durch die AC–Stark–Verschiebung hervorgerufen werden. Diese führt zu einer Verschiebung der Energieniveaus und somit zu einer veränderten Verstimmung.

$$\delta^{AC} = \Omega_e^{AC} - \Omega_g^{AC} \tag{2.30}$$

$$\Omega_R = \sqrt{\Omega_{eff} + (\delta - \delta^{AC})^2} \tag{2.31}$$

Die Rabi-Frequenz ist bei Verwendung von stimulierten Raman-Übergängen nicht nur von der Verstimmung der Lichtfelder, sondern auch vom Leistungsverhältnis der Lichtfelder abhängig. Um die Besetzungwahrscheinlichkeit der Zustände zu berechnen, wird die Verschiebung δ^{AC} als sehr klein angenommen.

$$P_e(t) = \frac{\Omega_{eff}^2}{\Omega_R^2} \sin^2\left(\frac{\Omega_R t}{2}\right)$$
(2.32)

Die Formel zeigt ein ähnliches Verhalten wie bei der Betrachtung des reinen Zwei-Niveau-Systems. Es ist ebenfalls eine Oszillation der Besetzungszahl vorhanden. Lediglich die Frequenz und der Vorfaktor haben sich geändert. Für ein typisches Experiment mit ⁸⁷Rubidium beträgt das benötigte Leistungsverhältnis beider Laser circa 1,3 falls die Verstimmung des virtuellen Niveaus 1 GHz beträgt.

Impulsüberträge

Betrachtet man die Impulsüberträge bei der Interferometrie mit stimulierten Raman– Übergängen, so ergeben sich zwei unterschiedlichen Möglichkeiten: die geschwindigkeitsinselektive und die -selektive Anregung. Die beiden Anregungen unterscheiden sich aber nicht nur in der Geschwindigkeitsabhängigkeit, sondern auch im Betrag der übertragenen Impulses.

Da es sich bei einem Raman–Übergang um einen Zwei–Photonen–Prozess handelt, müssen die übertragenen Impulse vektoriell addiert werden. Im Allgemeinen wird der folgende Impuls \vec{p}_{eff} übertagen:

$$\vec{p}_{\text{eff}} = \hbar \vec{k}_{\text{eff}} = \hbar \left(\vec{k}_g - \vec{k}_e \right) \tag{2.33}$$

 k_g und k_e stehen für die k-Vektoren der beiden Übergänge. k_g bezeichnet den Übergang von Zustand $|g\rangle$ zum virtuellen Zwischenniveau $|i\rangle$. k_e entsprechend den Übergang $|i\rangle$ zu $|e\rangle$. Das Minuszeichen ergibt sich aus den unterschiedlichen Vorgängen: Der Vektor k_g beschreibt die Absorption eines Photons. k_e hingegen steht für die stimulierte Emission eines Photons.

Die Auswahl, ob geschwindigkeitselektive oder -inselektive Übergänge getrieben werden, erfolgt durch die Ausrichtung der Lichtfelder. Dies ist im Abbildung 2.13 auf der nächsten Seite dargestellt. Die beiden Lichtfelder können kopropagierend (beide Laserfelder haben dieselbe Ausbreitungsrichtung) oder kontrapropagierend (Lichtfelder haben entgegengesetzte Richtung) eingestrahlt werden. Wenn die beiden Lichtfelder aus derselben Richtung eingestrahlt werden, haben die Impulsüberträge für die Absorption und Emission dieselbe Richtung. Der effektive Impulsübertrag entspricht der



Abbildung 2.13: Impulsüberträge bei stimulierten Raman–Übergängen. Übernommen aus [39]

Frequenzdifferenz geteilt durch die Lichtgeschwindigkeit.

$$p_{\text{eff}} = \frac{\Delta\omega}{c} = \frac{\omega_{\text{HF}}}{c}.$$
(2.34)

Für ein Atominterferometer werden durch die Raman–Übergänge die Hyperfeinzustände des Grundzustandes miteinander gekoppelt, deshalb ist $\Delta \omega = \omega_{\rm HF}$. Für ⁸⁷Rubidium entspricht dies einem Mikrowellenübergang mit 6,8 GHz. Der daraus folgende Impulsübertrag beträgt $2,4 \cdot 10^{-33}$ Ns.

Für kontrapropagierende Lichtfelder ergibt sich der effektive Impulsübertrag aus der Summe der beiden Impulse $\hbar k_g$ und $\hbar k_e$, da bei Absorption des Impulses $\hbar k_g$ in beliebiger Richtung der Impulsübertrag der Emission immer in entgegengesetzte Richtung geschieht. Der Gesamtimpuls ist somit circa sechs Größenordnungen höher als bei kopropagierenden Lichtfeldern.

Kapitel 3

EXPERIMENTELLER AUFBAU

Der Einsatz im Fallturm stellt besondere Anforderungen an die Planung der Kammer, die sich von den Anforderungen an eine Kammer für den Laborbetrieb unterscheiden. Es wird ein kompaktes System benötigt, welches in der Lage ist die notwendigen Atome, sowie die Magnet- und Lichtfelder zur Erzeugung eines Bose–Einstein–Kondensats bereitzustellen. Außerdem muss das System die hohen Kräfte beim Auffangen der Fallkapsel überstehen. Im ersten Abschnitt wird daher der Fallturm mit den geltenden Beschränkungen und Anforderungen an ein System vorgestellt.

Mit dem geplanten System sollen quantenentartete Gases innerhalb des Fallturms hergestellt werden. Hierfür ist es notwendig genügend Atome zur Verfügung zu haben. Im zweiten Abschnitt wird daher ein System aus einer zweidimensionalen und einer dreidimensionalen magnetooptischen Falle vorgestellt. Dieses ist größer als eine einzelne 3D-MOT, bietet aber aufgrund der Aufteilung in zwei Teilsysteme, eine aus dem Hintergrund beladene 2D-MOT und eine durch einen kalten Atomstrahl beladene 3D-MOT, eine höhere Laderate und eine bessere Vakuumqualität im Experimentbereich. Das Grundkonzept des verwendeten Systems wird im zweiten Abschnitt diese Kapitels erläutert.

Der letzte Abschnitt beschäftigt sich mit der technischen Umsetzung der geplanten Kammer. Hierzu werden die technischen Daten sowie das verwendete Material vorgestellt. Danach werden die Vakuum- und optischen Zugänge sowie ihre Verwendung im Betrieb beschrieben. Im letzten Unterabschnitt werden einige Berechnungen zu den verwendbaren Magnetfeldern betrachtet.

3.1 Mikrogravitationsumgebung

Die Sensitivität eines Atominterferometers hängt quadratisch mit der Fallzeit der Atome zusammen. Im Laborbetrieb ist die Fallzeit der Atome aufgrund der Ausdehnung des Vakuumsystems meist auf wenige hundert Millisekunden begrenzt. Unter Schwerelosigkeit gibt es diese Begrenzung nicht, da die Atome während der Experimente innerhalb des Experimentierbereichs bleiben, wodurch deutlich größere Beobachtungszeiten möglich sind. Zum Erreichen der Schwerelosigkeit wird das Experiment PRIMUS 2 im freien Fall betrieben.



Abbildung 3.1: Typische Restbeschleunigung während eines Abwurfes. Y ist die Fallrichtung, X und Z sind senkrecht zur Fallrichtung. Übernommen aus [40](verändert).

Beim Zentrum für angewandte Raumfahrttechnologie und Mikrogravitation (ZARM) in Bremen ist ein 146 m hoher Turm für Experimente unter Mikrogravitation vorhanden. Eine Kapsel mit dem gesamten Experiment fällt dazu in einer Röhre 110 m tief und wird unten wieder aufgefangen. Für die Versuche wird in der Röhre ein Vakuum hergestellt. Dadurch kann die Kapsel frei ohne den Einfluss von Luftreibungskräften in der Röhre fallen. In Abbildung 3.1 ist eine zeitaufgelöste Aufnahme der vorhandenen Beschleunigung innerhalb der Röhre dargestellt. Die verbleibende Restbeschleunigung liegt im Bereich von $10^{-6} g_0$. Daher wird diese Umgebung als Mikrogravitation bezeichnet.

Für die Experimente stehen zwei unterschiedliche Möglichkeiten des Startens des Kapsel zur Verfügung. Die Kapsel kann entweder nach oben gezogen und fallengelassen werden oder mit Hilfe eines Katapults von unten in die Röhre geschossen werden. Beim Abwurf beträgt die Zeit für die Experimente 4,74 s und bei einem Katapultstart 9 s.



Abbildung 3.2: Messung der Beschleunigung beim Auffangen der Kapsel. Übernommen aus [41](verändert).

Die hohen Anforderungen an das System entstehen durch die großen Kräfte beim Auffangen der Kapsel. In Abbildung 3.2 ist zu erkennen, dass die Kapsel innerhalb von circa 0,2s abgebremst wird. Dabei tretten maximale Beschleunigungen von fast 50 g auf.

Die Kapsel hat einen Durchmesser von 80 cm und ist in zwei verschiedenen Längen vorhanden. Falls die Kapsel mit dem Katapult gestartet wird, beträgt ihre Länge 1,6 m, für reine Abwürfe steht eine 2,4 m lange Kapsel zur Verfügung. Bei PRIMUS 2 wird voraussichtlich die lange Version der Fallkapsel zum Einsatz kommen. Von der Gesamtlänge stehen 172 cm für die wissenschaftlichen Geräte zur Verfügung. Der Rest ist für die Batterien, die das Experiment während des Falls mit Strom versorgen, und die Steuerungscomputer reserviert. In Abbildung 3.3 auf der nächsten Seite ist beispielhaft eine Kapsel dargestellt. Innerhalb des wissenschaftlichen Bereichs müssen die Kammer, die Vakuumpumpen und die Lasersysteme untergebracht werden. Für die Planung der Bauteile müssen somit strenge Platzvorgaben eingehalten werden. Auch die Masse der Komponenten ist ein entscheidender Faktor. Die Gesamtmasse der Kapsel darf maximal 500 kg betragen, wovon 221 kg für die wissenschaftlichen Geräte zur Verfügung stehen. Die restlichen 279 kg ergeben sich aus der Masse der Kapsel und der Batterien.

Die vorgegebenen Beschränkungen mussten bei der Planung der Kammer berücksichtigt werden. Für die Umsetzung wurde deshalb ein Konzept gewählt, dass die gegebenen Platzverhältnisse optimal ausnutzt.



Abbildung 3.3: Fallkapsel des ZARM. Übernommen aus [40], [41] (verändert)

3.2 Doppel–MOT–System

Für die Umsetzung eines Atominterferometers ist ein Ultrahochvakuum erforderlich, da Stöße von Atomen aus einem umgebenden Gas die bereits gefangenen Atome erhitzen und sie sogar aus der Falle entfernen können. Diese Effekte führen zu einer geringeren Haltezeit des atomaren Ensembles. Die Vakuumqualität ist vor allem im Bereich der 3D– MOT entscheidend. Um in diesem Bereich einen Druck kleiner als 10⁻¹⁰ bar herzustellen, wird eine Kombination aus einer zweidimensionalen magnetooptischen Falle und einer dreidimensionalen magnetooptischen Falle zusammen mit zwei Vakuumpumpen benutzt. Die Verwendung einer aus dem Hintergrundgas beladenen 3D–MOT würde bei einem Druck unterhalb von 10^{-10} bar eine sehr lange Ladezeit der Falle bedeuten. Die Kombination der 2D- und 3D-MOT verbindet die Vorteile einer schnellen Ladezeit mit einem guten Vakuum im Experimentbereich, welches besonders für die kohärente Manipulation und Evaporation des Ensembles wichtig ist. Die 2D-MOT stellt die für das Experiment notwendigen Atome zur Verfügung. In der 3D-MOT werden die Atome dann gefangen und gekühlt. In einem weiteren Schritt wird das atomare Ensemble in eine optische Dipolfalle umgeladen. In der es weiter abgekühlt werden kann.

3.2.1 2D–Kammer



(a) Grundkörper der 2D Kammer

(b) mit Teleskopen und dem Verbindungsrohr zur Experimentkammer

Abbildung 3.4: Darstellungen der 2D-Kammer in Autodesk Inventor

Die 2D–Kammer stellt die für das Experiment benötigten Atome zur Verfügung. Das Design der Kammer konnte vom MAIUS–Projekt übernommen werden [?]. Dispenser geben kontinuierlich Atome in die Kammer ab und sorgen somit für einen erhöhten Gasdruck. Aufgrund dieses erhöhten Gasdrucks ist es möglich eine 2D–MOT aus dem Hintergrundgas zu beladen. Hierzu werden vier Lichtfelder sowie ein zweidimensionales Quadrupolfeld benötigt.

Die Vakuumkammer ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Auf der linken Seite ist die Titankammer ohne Anbauteile dargestellt. Die zweite Abbildung zeigt die Kammer mit allen Anbauteilen. Der Grundkörper der Kammer ist quaderförmig mit einem Aufsatz für die Dispenser und optischen Zugängen. Der quaderförmige Abschnitt, in den die Atome gefangen werden, hat eine Größe von 90.52.52 mm. Zum Einstrahlen der

Lichtfelder stehen vier Zugänge zur Verfügung, einer auf jeder Seite. Zwei der Zugänge werden mit einem Fenster versehen und die anderen beiden sind für Spiegel vorgesehen. Die vier für die 2D–MOT benötigten Lichtfelder werden durch das Einstrahlen und Retroreflektieren von zwei Lasern erreicht.

Wie in Kapitel 2.2 auf Seite 12 bereits beschrieben, werden für eine MOT Licht- und Magnetfelder benötigt. Die Magnetfelder werden in dieser 2D–MOT durch rechteckige Spulen erzeugt, welche direkt an den Grundkörper geschraubt werden. Die Spulen haben YYY Windungen bei einem Maß von 83·47 mm. Zwei benachbarte Spulen werden entgegengesetzt vom Strom durchflossen und erzeugen so das benötigte 2D–Quadrupolfeld. Die Gesamtgröße der 2D–MOT inklusive Spulen beträgt 120·74·74 mm.

An einer Seite des Quaders kann ein zusätzliches Retarder-Lichtfeld eingestrahlt werden. Zusammen mit dem optischen Zugang im rechten Bereich der Kammer für einen Pusher-Strahl vorhanden, wird eine 2D⁺-MOT erreicht (siehe Kapitel 2.2.2 auf Seite 19). Weiterhin befinden sich an der rechten Seite der Kammer die Anschlüsse für drei Dispenser. Der Anschluss an die Experimentkammer erfolgt über ein 50 mm langes CF16-Rohr, welches mit einem Kupferring gedichtet ist.

3.2.2 3D–Kammer

Die Experimentkammer, in der die 3D–MOT und die Dipolfalle realisiert werden, ist von der 2D–Kammer durch eine differentielle Pumpstufe getrennt. Diese besteht aus einer konischen Bohrung mit einer zwei Millimeter kleinen Öffnung. Diese sorgt dafür, dass nur der kalte Atomstrahl in die 3D–Kammer eindringen kann. Die frei beweglichen, nicht gekühlten Atome bleiben aufgrund der schnellen Bewegung in allen drei Raumrichtungen in der 2D–Kammer zurück.

Der kalte Atomstrahl wird in der Experimentkammer mit Hilfe eines Quadrupolmagnetfeldes und drei Paaren gegenläufiger Laserstrahlen in allen Raumrichtungen gefangen (siehe Kapitel 2.2 auf Seite 12). Für das weitere Kühlen der Atome wird das Magnetfeld abgeschaltet, um eine sogenannte optische Melasse zu erreichen. Hierbei werden drei stark verstimmte Laserpaare auf die Atomwolke gestrahlt. Es kommt zu einem Kühleffekt aufgrund von räumlich variierender Polarisation. Für das Erreichen eines quantenentarteten Gases reicht die Kühlung durch die optische Melasse nicht aus (\rightarrow Kapitel 2.3 auf Seite 23). Zu diesem Zweck ist eine optische Dipolfalle mit einer Wellenlänge von 1960 nm in die 3D-Kammer integriert. Hierzu wird ein Thulium-Faserlaser vom Laserzentrum Hannover mit einer Ausgangsleistung von 13 Watt benutzt.

In der optischen Dipolfalle wird das atomare Ensemble aus der optischen Melasse durch optische Dipolkräfte gehalten. Mit Hilfe einer evaporativen Kühlung werden die heißesten Atome aus der Wolke entfernt und somit die mittlere Temperatur des Ensembles gesenkt. Bei genüg kleinen Temperaturen kann ein Übergang der thermischen Wolke zu einem Bose-Einstein-Kondensat erreicht werden. 2001 konnte zum ersten Mal die rein optische Erzeugung eines BEC mit Hilfe einer CO_2 -Dipolfalle gezeigt werden [13].

3.3 Mechanisches Design

Das Prinzip des Doppel-MOT-Systems erfüllt, wie in vorhergehenden Kapitel beschrieben, alle physikalischen Anforderungen, wie zum Beispiel eine schnelle Laderate der MOT und eine daraus folgende hohe Atomzahl innerhalb der MOT. In Kombination mit einer optischen Dipolfalle ist eine Bose-Einstein-Kondensation der Atome möglich.

Für die Planung der Kammer sind zusätzlich strenge technische Vorgaben gegeben. Vor allem in Bezug auf die Größe und Stabilität des Gesamtsystems. Abbildung 3.6 auf Seite 43 zeigt die Kammer als 3D-Modell. Im folgenden wird die technische Umsetzung des Konzepts im Rahmen der Randbedingungen der Fallkapsel beschrieben. Hierzu werden zuerst die technischen Daten und der verwendete Werkstoff vorgestellt. Die danach folgenden Abschnitte dienen der Charakterisierung der Kammer in Bezug auf die geplanten Experimente.

3.3.1 Technische Daten

Die Größe der Fallkapsel ist die entscheidende Beschränkung für die Planung der Kammer. Die bestimmende Einschränkung ist dabei die Höhe des Gesamtsystems. Von den 172 cm [40] der Gesamthöhe des wissenschaftlichen Bereichs der Kapsel stehen nur YYY cm für die Vakuumapparatur zur Verfügung. Der Rest wird für die Lasersysteme und die Vakuumpumpen benötigt. Auch die Breite der Kammer muss gering sein. Die Grundfläche innerhalb der Kapsel hat einen Durchmesser von circa 60 cm. Das geplante Gesamtsystem passt auf eine Fläche mit einem Durchmesser von 35 cm. Es bleibt somit genug Platz für Magnetfeldabschirmungen.

Die Kammer hat eine Höhe von 212 mm. Die relativ große Höhe stellt mehrere Vorteile gegenüber ein flachen Kammer mit minimaler Höhe dar: Es befindet sich im unteren Bereich der Kammer eine Detektionszone für den Laborbetrieb. Mit dieser ist es möglich Experimente unter Gravitation mit einer maximalen Fallzeit der Atome von 125 ms durchzuführen. Somit können Systematiken bereits vor dem Einsatz im Fallturm untersucht werden. Außerdem können bei der gewählten Form die Spulen für das 3D-MOT-Magnetfeld direkt in die Kammer intergiert werden, sodass kleinere Ströme für die Erzeugung der Magnetfeld notwendig sind.



Abbildung 3.5: Abbildung des Gesamtsystems aus 2D- und 3D-MOT

Die Masse der Kammer liegt auf Grund der Verwendung von Titan bei 2,9 kg und ist somit circa 43 Prozent leichter als bei der Verwendung von Stahl.

3.3.2 Werkstoff

Für die Planung einer Vakuumkammer stehen grundsätzlich drei Materialien zur Verfügung: Aluminium, Stahl und Titan. Alle drei wären für einen Einsatz im Fallturm geeignet, allerdings wird das Gesamtsystem aus zwei Teilen bestehen, welche über CF–Dichtungen verbunden werden sollen. Aluminium ist für die Verwendung von CF–Dichtungen zu weich, da es mit einer Mohshärte von 2,75 weicher als Kupfer (Mohshärte 3) ist. Somit können keine CF–Dichtungen verwendet werden, da der Kupferdichtring die Kammer beschädigen würde.



(a) Foto der Kammer



(b) Autodesk Inventor-Abbildung

Abbildung 3.6: Darstellungen der 3D-Kammer

Eine wichtige Anforderung ist das magnetische Verhalten des Werkstoffs. Da die geplanten Experimente stark auf Magnetfeldschwankungen reagieren, muss das verwendete Material möglichst amagnetisch sein.

Titan bietet die optimalen Eigenschaften. Es ist mit einer Mohshärte von 4 bis 5 deutlich härter als die verwendeten Kupferringe [42]. Mit einer Dichte von $4,45 \text{ g/}{cm^3}$ ist Titan außerdem circa 43 Prozent leichter als Stahl und erleichert somit die Einhaltung der Gewichtsbeschränkung der Kapsel.

Die Kammer besteht aus Titan Grade 5 (6Al-4V). Dies ist eine Titanlegierung mit einem Aluminiumanteil von 6 Prozent und einem Vanadiumanteil von 4 Prozent. Im Gegensatz zu reinem Titan kann diese Legierung ausgehärtet werden und bietet bessere mechanische Eigenschaften [43]. Aufgrund der großen wirkenden Bremskräfte, welche mit dem bis zu fünfzigfachen der Erdbeschleunigung auf die Kapsel wirken [41], ist die gesamte Kammer aus einem Stück gefertigt und bietet somit den Vorteil, dass keine Verbindungsstellen auftreten, welche mit einer Metalldichtung oder einer anderen Fügetechnik, wie zum Beispiel Schweißen, zusammengebracht werden müssen. Mögliche Schwachstellen werden vermieden.

3.3.3 Optische Zugänge

Die Kammer bietet 18 Zugänge mit einem Durchmesser von 20 mm und einen Durchgang mit einem Durchmesser von 38 mm. Die 18 kleineren Einlässe dienen dem Einstrahlen verschiedener Laserfelder, wie der 3D-MOT und der Dipolfalle, sowie der Detektion des Ensembles und dem Einstrahlen einer Mikrowelle. Der große Zugang wird zur Einstrahlung der Raman-Laser benutzt.

Sechs der kleineren Zugänge werden für die Lichtfelder der dreidimensionalen magnetooptischen Falle benötigt. Die Laserstrahlen sind jeweils in gegenüberliegenden Paaren angeordnet. Zwei Paare befinden sich in der Ebene der Spulen und das dritte Paar ist senkrecht zu allen vier Laserstrahlen ausgerichtet. Dies ist im Bild 3.7 auf der nächsten Seite durch die roten Strahlen dargestellt. Die Fenster sind jeweils aus BK7 mit einer Antireflexbeschichtung für 767-780 nm *[Laseroptik Garbsen B-04935]* ausgestattet.

Die übrigen acht Zugänge in der Mitte der Kammer dienen dem Einstrahlen der Dipolfalle, der Fluoreszenz- bzw. Absorptionsdetektion des atomaren Ensembles und dem Einstrahlen einer Mikrowelle. Für eine hohe Flexibilität sind die Zugänge mit Quarzglassubstraten [Heraeus, Infrasil 302] mit Antireflexschichten für 767-780 nm und 1960 nm [Laseroptik Garbsen B-09298] versehen. Somit kann der Dipolstrahl durch jedes dieser Fenster eingestrahlt werden.

Im unteren Bereich der Kammer befinden sich vier weitere Zugänge für Messungen unter Schwerkraft. Somit ist es möglich im Laborbetrieb Interferometersequenzen mit einer maximalen Fallzeit von ungefähr 125 ms durchzuführen. Die Zugänge für den Laborbetrieb sind ebenfalls mit Fenstern aus BK7 mit Antireflexbeschichtung für 767-780 nm *[Laseroptik Garbsen B-04935]* ausgestattet.

Der Zugang mit einem Durchmesser vom 38 mm befindet sich an der Oberseite der Kammer und dient dem Einstrahlen der Raman-Strahlung. Die Abdichtung des aus Quarzglas *[Heraeus, Infrasil 302]* hergestellten Fensters erfolgt wie bei allen anderen Fenstern mit Indium. Für möglichst geringe Verluste verfügt das Fenster über Antireflexschichten für 767-780 nm und 1960 nm. *[Laseroptik Garbsen B-09298]*

3.3.4 Vakuumzugänge

Insgesamt befinden sich drei Vakuumanschlüsse an der Kammer. Zwei haben eine Größe von 16 mm und einer hat eine Größe von 38 mm. Die Anschlüsse sind nach dem CF–Standard ausgeführt und werden mit Kupferringen gedichtet.

Ein Anschluss mit einem Durchmesser von 16 mm dient dem Anschluss der Vakuumpumpen. Dieser befindet sich schräg nach unten gerichtet an der Kammer (vergleiche



Abbildung 3.7: Kammer mit 3D–MOT–Strahlen

Bild 3.6 auf Seite 43). Aufgrund der starken Beschränkung der Gesamtgröße konnte kein größerer Vakuumanschluss gewählt werden. Trotz des kleinen Vakuumanschlusses muss eine sehr gute Qualität des Vakuums gewährleistet werden. Es soll ein Druck im Bereich von 10^{-11} bar erreicht werden. Dafür werden zwei Pumpen eingesetzt, welche über einen Adapter von CF16 auf CF40 angeschlossen werden. Eine der Pumpen wird eine passive Getterpumpe *CapaciTorr D* 400–2 von SAES Getters [44] sein und die zweite Pumpe ist eine Kombination aus einer passiven und aktiven Pumpe *NexTorr SAES Getters* [45]. Die passive CapaciTorr kann direkt an der Kammer eingesetzt werden, da sie weder Magnetfelder noch Vibrationen erzeugt. Die Vorteile der NexTorr–Pumpe sind die geringe Größe und das geringe Gewicht. Die Pumpe ist circa 10–mal kleiner und leichter als eine Pumpe mit vergleichbarer Pumpleistung [45].

Der zweite CF16–Anschluss zeigt schräg nach oben und wird für den Anschluss der 2D–MOT benötigt. Die Verbindung der 2D–Kammer und der Experimentkammer erfolgt über ein 50 mm langes Titanrohr. Innerhalb dieses Rohres befindet sich eine differentielle Pumpstufe. Diese wurde aus einer speziellen Kupferlegierung, welche kein Eisen und keinen Sauerstoff enthält, und einem Graphitröhrchen gefertigt. Durch die differentielle Pumpstufe soll verhindert werden, dass der höhere Partialdruck der Atome



Abbildung 3.8: CF40–Anschluss für den Raman–Retroreflektor

innerhalb der 2D–Kammer, der für die Beladung der 2D–MOT aus dem Hintergrundgas notwendig ist, in die Experimentkammer eindringt. Nur der kalte Atomstrahl kann durch die Pumpstufe ins Zentrum der 3D–Kammer gelangen. Dies wird durch eine konische Bohrung innerhalb des Graphits mit einem Durchmesser von nur 2 mm erreicht.

Das erste Abpumpen der Kammer erfolgt über eine Turbopumpe, welche an die 2D–MOT–Kammer angeschlossen wird. Im laufenden Betrieb erfolgt das Pumpen der 2D–Kammer dann ausschließlich über die differentielle Pumpstufe. Es werden aufgrund der Kompaktheit des gesamten Systems keine Pumpen an der 2D–Kammer verwendet.

Im Boden der Kammer befindet sich der dritte Vakuumanschluss. Abbildung 3.8 zeigt den für die Raman–Übergänge nötigen Anschluss. An der vorhandenen CF40–Anschluss kann wahlweise ein Flansch mit Fenster oder ein Blindflansch mit montiertem Spiegel gebaut werden. Der Spiegel dient als Retroreflektor für die von oben eingestrahlte Raman–Strahlung. Falls ein Flansch mit Fenster verwendet wird, muss der Spiegel unterhalb der Kammer befestigt werden.

3.3.5 Spulen

Das notwendige Magnetfeld für das Fangen und Manipulieren der Atome wird von den im Kammerkörper integrierten Spulen erzeugt. Die Integration der Spulen im Kammerkörper bietet Vorteile gegenüber außen angebrachten Spulen. Je kleiner der Radius der Spulen ist, desto geringer ist die Stromstärke, welche für ein bestimmtes Magnetfeld benötigt wird. Mit Blick auf das Strom-Management in der Kapsel konnte durch die gewählte Spulenkonstruktion der minimale Spulendurchmesser erreicht werden. Die Spulen bestehen aus 84 Wicklungen Draht in 12 Schichten und haben einen Innendurchmesser von 48 mm. Die Spulen haben einen Abstand von 52 mm, woraus sich ein nahezu perfekter Helmholtz–Abstand ergibt. Dadurch ist es möglich ein homogenes Feld innerhalb der Kammer zu erschaffen. Da die Kammer für eine Anwendung verschiedener Atomsorten (⁸⁵Rubidium, ⁸⁷Rubidium, ³⁹Kalium, ⁴⁰Kalium) konzipiert wurde, ist das Herstellen eines homogenen Magnetfeldes zum Treiben einer Feshbach–Resonanz sehr wichtig. Das größte Magnetfeld von 155 Gauß [46] wird hierbei bei der Verwendung von ⁸⁵Rubidium benötigt. Berechnungen des Magnetfeldes zeigen, dass dieses Feld mit den vorhandenen 84 Windungen bei circa 10 A erreicht werden kann.

Für die Erzeugung der magnetooptischen Falle benötigt man wie bereits erwähnt ein Quadrupolmagnetfeld. Dies ist ein Feld mit einem Minimum im Mittelpunkt der Verbindungsachse der beiden Spulen. In Abbildung 3.9 ist der Verlauf der Stärke eines Quadrupolfeldes auf der Verbindungsachse der beiden Spulen für die entworfene Kammer dargestellt. Im Zentrum zwischen den Spulen steigt das Feld in beide Richtungen mit entgegengesetzten Vorzeichen an. Der Gradient, der bei den simulierten 2A erreicht wird, beträgt circa 10 G/cm. Dieser Wert entspricht dem erwarteten späteren Arbeitspunkt. Mit einer Steigerung der Stromstärke sind deutlich höhere Gradienten möglich.

Um einen optimalen linearen Magnetfeldgradienten zu erhalten, müsste der Abstand der Spulen $\sqrt{3}R$ betragen. Dieser Abstand kollidiert mit dem nötigen Abstand für ein



Abbildung 3.9: Magnetfeld auf einer Linie durch die Spulenzentren

homogenes Magnetfeld. In Abbildung 3.9 auf der vorherigen Seite ist zu erkennen, dass der Verlauf in 1. Ordnung linear ist. Die Linearität reicht für die Erzeugung einer MOT aus. Der Spulenabstand wurde somit zu Gunsten eines homogeneren Feldes auf den Helmholtz–Abstand festgelegt.

Kapitel 4

DIPOLFALLE

Ziel des Experimentes PRIMUS 2 ist die Präzisionsinterferometrie mit Bose–Einstein– Kondensaten bei langen freien Entwicklungszeiten. Im Gegensatz zu vorhandenen Experimenten in Mikrograviation werden die benötigten BECs zum ersten Mal rein optisch erzeugt. In einem ersten Schritt soll daher die Realisierbarkeit eines BECs in einer Dipolfalle innerhalb des Fallturm gezeigt werden. Hierzu wird eine neu entwickelte Lichtquelle des *Laserzentrums Hannover* auf Basis einer Thullium–dotierten Glasfaser zum Einsatz kommen.

Für die Erzeugung eines BECs muss zuerst ein kaltes atomares Ensembles mit Hilfe der in Kapitel 2.1 auf Seite 8 bereits vorgestellten Dopplerkühlung hergestellt werden. Zur Verkürzung der Ladezeit werden die Atome in einer 2D⁺–MOT vorgekühlt und danach in einer 3D–MOT gefangen (siehe Kapitel 2.2 auf Seite 12). Nachdem die Wolke durch die Polarisationsgradientenkühlung weiter abgekühlt wurde, wird sie in die optische Dipolfalle umgeladen [47].

Dipolfallen können mit einem einzigen Lichtfeld sowie mehreren sich kreuzenden Lichtfeldern hergestellt werden. Dabei können sowohl rotverstimmte als auch blauverstimmte Laser zum Einsatz kommen. Blauverstimmte Lichtfelder bilden ein repulsives Potenzial, welches Atome aus dem Fokus drängt. Durch die Verwendung mehrerer Felder können Atome in einem Minimum der Lichtleistung gefangen werden. In diesem Experiment wird allerdings ein stark rotverstimmter Laser mit einer Wellenlänge von 1960 nm verwendet. Bei dieser Wellenlänge bildet sich ein attraktives Potenzial und die Atome werden an den Punkt der größten Intensität gezogen, der bei einer Einzelstrahlfalle dem Fokus entspricht.

Zum Erreichen eines BEC müssen nach und nach jeweils die heißesten Atome aus der Falle entfernt werden. Dieser Vorgang wird als Verdampfungskühlung oder evaporative

Kühlung bezeichnet. Nachdem die heißesten Atome entfernt wurden bildet sich nach einer gewissen Rethermalisierungszeit wieder ein thermisches Gleichgewicht. Die einfachste Methode der Entfernung der heißesten Atome ist die kontinuierliche Senkung der Lichtleistung, wodurch die Fallentiefe verringert wird [48].

4.1 Gaußsche Optik

Die Ausbreitung von Licht wird allgemein durch die elektromagnetische Wellengleichung beschrieben:

$$\left(\partial_x^2 + \partial_y^2 + \partial_z^2 - \frac{1}{c^2}\partial_t^2\right)\vec{E}(t, x, y, z) = 0$$
(4.1)

Für die Betrachtung einer Dipolfalle sind allerdings einige Parameter bekannt, mit denen diese Gleichung deutlich vereinfacht werden kann. Es wird angenommen, dass das Lichtfeld nur eine einzige Polarisation hat und die Intensität nur nahe einer vorgegebenen Achse vorhanden ist. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit wird diese Achse im weiteren mit z bezeichnet. Für eine Dipolfalle sind die Annahmen sehr gut erfüllt, da die Polarisation kann mit Hilfe vom Laserpolarisatoren eingestellt werden kann. Auch die Achsnähe der Intensitätsverteilung ist aufgrund der Verwendung eines Faserlasers erfüllt. Das Lichtfeld kann nun mit diesen beiden Annahmen wie folgt geschrieben werden:

$$\vec{E} = \vec{\varepsilon} \operatorname{Re}\left(a\Psi(x, y, z) \exp\left[i(\omega t - kz)\right]\right)$$
(4.2)

Hierbei handelt es sich um eine ebene Welle mit einer Frequenz ω und einer Ausbreitungsrichtung z. Durch Einsetzen der ebenen Welle in die Wellengleichung erhält man die Paraxiale Wellengleichung unter der Annahme, dass sich die Einhüllende der Welle auf Skalen der Wellenlänge nur sehr wenig ändert:

$$\left[\partial_x^2 + \partial_y^2 - i2k\partial_z\right]\Psi(x,y,z) = 0 \tag{4.3}$$

Man erkennt sofort, dass die paraxiale Wellengleichung keine Zeitabhängigkeit mehr enthält. Außerdem tritt in der Ausbreitungsrichtung nur noch die erste Ableitung auf. Die einfachste Lösung der Gleichung 4.3 ist die Gaußsche Fundamental-Mode. Diese wird auch als TEM_{00} -Mode bezeichnet. TEM steht dabei für transversale elektromagnetische Mode. Die beiden Zahlen beschreiben die Anzahl der horizontalen und vertikalen Minima. Die weiteren Lösungen der paraxialen Wellengleichung sind Kombinationen aus den sogenannten Hermite-Polynomen. Falls ein System mit perfekter Radialsymmetrie vorliegt, kann die paraxiale Wellengleichung in Zylinderkoordinaten benutzt werden. Die Lösung sind dann Kombinationen aus Laguerre–Polynomen. Diese sind für die weitere Betrachtung aber nicht von Bedeutung und es wird auf die Literatur verwiesen.

Die Gaußsche Fundamentalmode bietet eine hervorragende Beschreibung eines Laserfeldes. In Abbildung 4.1 ist eine schematische Darstellung sowie ein Querschnitt der Grundmode gezeigt. Es ist zu erkennen, dass die Grundmode nur ein Intensitätsmaximum hat, welches radialsymmetrisch nach außen abfällt. Mathematisch wird eine TEM_{00} -Mode durch die folgende Formel beschrieben:

$$\Psi(x,y,z) = \frac{A}{z_0} \frac{w_0}{w(z)} \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)}\right] \exp\left[i\left(\phi(z) - k\frac{x^2 + y^2}{2R(z)}\right)\right]$$
(4.4)

Der erste Term der Gleichung steht für die transversale Amplitudenverteilung, der zweite beschreibt die Feldverteilung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, die einer zweidimensionalen Gaußfunktion entspricht. Der letzte Term zeigt die Ausbreitung entlang der z-Achse.

 w_0 wird als Strahltaille bezeichnet und beschreibt den minimalen Radius der Mode. Der Radius ist definiert, als der Abstand von der Strahlachse an dem die Amplitude auf 1/e abgefallen ist (beziehungsweise die Intensität auf $1/e^2$). Der Strahlradius an



Abbildung 4.1: Gaußsche Fundamentalmode. Übernommen aus [49] (verändert).

einem beliebigem Punkt lässt sich mit

$$w^{2}(z) = w_{0}^{2} \left(1 + \left(\frac{z}{z_{0}}\right)^{2} \right)$$
(4.5)

berechnen. Der, für die Dipolfalle, wichtige Bereich des Strahls liegt symmetrisch um das Strahlminimum zwischen $-z_0$ und z_0 . Dieser Bereich wird als Rayleigh–Zone bezeichnet und beschreibt das Gebiet in dem der Strahl die größte Änderung erfährt. Anhand der Formel 4.5 erkennt man, dass sich die Fläche des Strahls an den Punkten $-z_0$ und z_0 im Vergleich zur Fläche bei w_0 verdoppelt hat. Die Flächenleistung fällt innerhalb des Rayleigh–Bereichs auf die Hälfte des Maximalwertes ab. Somit folgt, dass der Rayleigh–Parameter z_0 umgekehrt mit der Fokussierung des Strahl skaliert. Je stärker der Strahl fokussiert wird, desto kleiner ist die Rayleigh–Zone. Außer der Fokussierung des Strahls spielt auch die Wellenlänge des verwendeten Lichtes für die Größe der Rayleigh–Zone eine wichtige Rolle.

$$z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \tag{4.6}$$

Der Rayleigh–Parameter skaliert umgekehrt mit der Wellenlänge des verwendeten Lichts und hat außerdem Auswirkungen auf die Krümmung der Wellenfronten.

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2 \right] \tag{4.7}$$

Am Punkt z = 0, also an der Strahltaille, ist der Krümmungsradius der Wellenfronten unendlich. Somit ist die Wellenfront flach. Mit steigendem |z| sinkt der Radius und wächst somit die Krümmung bis zu einem Maximum bei $|z| = z_0$ von $R(z_0) = 2z_0$. Bei größerem Abstand von der Strahltaille wird der Krümmungsradius wieder größer und damit die Krümmung der Wellenfronten geringer.

Im letzten Term tritt ein Faktor $\phi(z)$ auf. Dies ist die sogenannte Gouy–Phase und beschreibt die Abweichung der Phasenentwicklung eines gaußschen Strahls von der ebenen Phasenentwicklung einer ebenen Welle [50].

Für die Betrachtung einer Einzelstrahldipolfalle ist die Intensitätsverteilung der Mode entscheidend. Diese ergibt sich als Betragsquadrat der Wellenfunktion [50].

$$I(r,z) = \frac{2P}{\pi w_0^2} \left(\frac{w_0}{w(z)}\right)^2 \exp\left[-2\left(\frac{r}{w(x)}\right)^2\right]$$
(4.8)

Mit Hilfe der Gaußschen Optik konnte eine Beschreibung des Feldes einer Einzelstrahlfalle gewonnen werden. Dabei kann die gesamte Ausbreitung durch die Angabe der Strahltaille und der Rayleigh-Länge beschrieben werden. Hierbei hat auch die Wellenlänge einen entscheidenden Einfluss. Durch die Festlegung der Wellenlänge und der gewünschten Strahltaille, können bereits vor dem Aufbau die Fallenfrequenzen (siehe Abschnitt 4.3 auf Seite 55) und andere wichtige Parameter bestimmt werden.

4.2 Dipolkraft

Auf Atome in einem monochromatischem Lichtfeld wirken zwei unterschiedliche Kräfte: Die Spontan- und die Dipolkraft. Die Spontankraft entsteht aufgrund der Absorption und Emission von Photonen und ist für eine MOT (siehe Kapitel 2.1 auf Seite 8, 2.2 auf Seite 12) von entscheidender Bedeutung. Für eine Dipolfalle spielt die Dipolkraft, die aufgrund der Kopplung des Lichtfeldes an das induzierte elektrische Dipolmoment der Atome über den AC-Stark-Effekt entsteht, die Hauptrolle.

Bei der verwendeten Wellenlänge von 1960 nm kann die übliche Berechnung der Dipolkraft über das Dressed–States–Modell nicht genutzt werden. Beim Dressed–States– Modell wird eine Lichtfrequenz angenommen, die im Bereich der Übergangsfrequenz der Atome ($\omega_L \approx \omega_0$) liegt, um die Drehwellennäherung verwenden zu können. Diese kann angewendet werden, wenn die Differenz der Frequenzen viel kleiner als die Summe der Frequenzen ist. Die verwendete Wellenlänge von 1960 nm ergibt eine Frequenz von rund 153 THz und ist somit weniger als halb so groß wie die atomare Übergangsfrequenz ($\omega_0 \approx 384$ THz). Die Summe und Differenz der Frequenzen liegen innerhalb der selben Größenordnung und somit ist die Voraussetzung für die Drehwellennäherung nicht erfüllt. Eine Berechnung mit dieser Näherung würde zu falschen Ergebnissen führen.

Die Berechnung der Dipolkraft muss über einen semiklassichen Ansatz erfolgen. Dabei werden das Feld als klassisches Feld und die Atome als quantisiert betrachtet. Das elektrische Feld induziert ein atomares Dipolmoment, welches mit der Laserfrequenz oszilliert. Das induzierte Dipolmoment berechnet sich aus [47]:

$$\vec{p} = \alpha \vec{E}$$
 mit $\alpha = \alpha(|\Psi_a\rangle, \omega_D)$ (4.9)

 α ist die komplexe Polarisierbarkeit aufgrund des externen elektrischen Feldes, welche von der antreibenden Frequenz abhängt. Das Wechselwirkungspotential ergibt sich als die Hälfte des Zeitmittelwerts von $\vec{p} \cdot \vec{E}$ [47]:

$$U_{\rm dip} = -\frac{1}{2} \left\langle \vec{p} \, \vec{E} \, \right\rangle = -\frac{1}{2\varepsilon_0 c} \, {\rm Re}(\alpha) \, I \tag{4.10}$$

Der Faktor 1/2 tritt auf, da es sich um ein induziertes Dipolmoment handelt und nicht um ein permanentes. c steht für die Lichtgeschwindigkeit und ε_0 bezeichnet die Dielektrizitätskonstante. Aus dem Potenzial ergibt sich die Dipolkraft als negativer Gradient [47]:

$$\vec{F}_{\rm dip}(\vec{r}) = -\nabla U_{\rm dip}(r) = \frac{1}{2\varepsilon_0 c} \operatorname{Re}(\alpha) \nabla I(r)$$
(4.11)

Die Formel zeigt, dass die Kraft in radialer Richtung vom Intensitätsgradienten des Lichtfeldes abhängig ist. Entscheidend für das Fangen von Atomen ist die Richtung der Kraft. Diese ist abhängig vom Vorzeichen der Polarisierbarkeit. Im Allgemeinen gilt, dass rotverstimmte Lichtfelder attraktive Potenziale erzeugen und blauverstimmte repulsive.

Aufgrund des vorhandenen Imaginärteils der Polarisierbarkeit wird ein Teil der Leistung des Lichtfeldes von den Atomen absorbiert [47]:

$$P_{\rm abs} = \left\langle \dot{\vec{p}} \, \vec{E} \right\rangle = \frac{\omega}{\varepsilon_0 c} \, {\rm Im}(\alpha) \, I \tag{4.12}$$

Durch die Betrachtung des Lichtfeldes als Photonenstrom kann zwischen der Absorption und der Streurate von Photonen eine Verbindung hergestellt werden. Ein Streuprozess wird dabei als Absorption und sofortige Reemission eines Photons beschrieben. Die zugehörige Streurate ist dann [47]:

$$\Gamma_{sc}(\vec{r}) = \frac{P_{\rm abs}}{\hbar\omega} = \frac{1}{\hbar\varepsilon_0 c} \operatorname{Im}(\alpha) I(r)$$
(4.13)

Für die genauere Bestimmung des Dipolpotenzials muss zuerst die dynamische Polarisierbarkeit berechnet werden. Dies kann mit dem Lorentzschen Oszillator-Modell geschehen. Dabei ist ein einzelnes Elektron elastisch an den Kern gebunden und schwingt mit der Eigenfrequenz ω_0 . Die Polarisierbarkeit ergibt sich als [47]:

$$\alpha = \frac{e^2}{m_e} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_\omega} \qquad \text{mit} \qquad \Gamma_\omega = \frac{e^2\omega^2}{6\pi\varepsilon_0 m_e c^3} \tag{4.14}$$

Wobei Γ_{ω} die klassische Dämfungsrate ist, die sich aus dem Energieverlust der Abstrahlung einer beschleunigten Ladung ergibt. m_e beschreibt die Elektronenmasse und e die Ladung eines Elektrons. Durch Ersetzen des Terms e^2/m und der Einführung einer resonanten Dämpfungsrate $\Gamma \equiv \Gamma_{\omega_0} = (\omega_0/\omega)^2 \Gamma_{\omega}$ kann die Polarisierbarkeit in der folgenden Form geschrieben werden [47]:

$$\alpha = 6\pi\varepsilon_0 c^3 \frac{\frac{\Gamma}{\omega_0^2}}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\left(\frac{\omega^3}{\omega_0^2}\right)}$$
(4.15)

Diese Formel ist eine gute Näherung, solange der angeregte Zustand keine starke Besetzung aufweist. Für die Wellenlänge von 1960 nm ist dies für ⁸⁷Rubidium und ³⁹Kalium gut erfüllt. Für ⁸⁷Rubidium betragen die komplexen Polarisierbarkeiten bei der geplanten Wellenlänge von 1960 nm $\alpha_{5^2S_{1/2}} = 6.2 \cdot 10^{-39} \text{ Cm}^2/\text{V}$ für den Grundzustand und $\alpha_{5^2P_{3/2}} = 32.8 \cdot 10^{-39} \text{ Cm}^2/\text{V}$ für den angeregten Zustand [51].

4.3 Fallenfrequenzen

Die Fallenfrequenzen lassen sich mit dem im vorhergehenden Abschnitt hergeleiteten Formeln berechnen. Aus Formel 4.10 auf Seite 53 und der Intensitätsverteilung 4.8 auf Seite 52 ergibt sich das Dipolpotenzial einer Einzelstrahlfalle als:

$$U_{\rm dip} = U_0 \left(\frac{w_0}{w(z)}\right)^2 \exp\left[-2\left(\frac{r}{w^2(z)}\right)^2\right] \qquad \text{mit} \qquad U_0 = -\frac{\operatorname{Re}(\alpha)P}{\varepsilon_0 \pi c \, w_0^2} \qquad (4.16)$$

 U_0 entspricht der maximalen Fallentiefe. Für einen Bereich im Fallenzentrum kann des Dipolpotenzial 4.16 harmonisch genähert werden.

$$U_{\rm dip} \simeq U_0 \left[1 - 2 \left(\frac{r}{w_0^2} \right)^2 - \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right]$$

$$\tag{4.17}$$

 w_0 steht in der Formel für den minimalen Strahlradius und z_0 bezeichnet die Rayleigh-Länge. Die harmonische Näherung erlaubt es nun die Bewegung der Atome mit einem klassischen harmonischen Oszillator zu beschreiben. Es ergeben sich zwei unterschiedliche Fallenfrequenzen, eine radiale [51]

$$\omega_r = \frac{\partial^2 U_{\rm dip}}{\partial r^2} = \sqrt{-\frac{4U_0}{mw_0^2}} \quad \propto \frac{\sqrt{P}}{w_0^2} \tag{4.18}$$

und eine axiale

$$\omega_z = \frac{\partial^2 U_{\rm dip}}{\partial z^2} = \sqrt{-\frac{2U_0}{mz_R^2}} \quad \propto \frac{\sqrt{P}\lambda_D}{w_0^3}.$$
(4.19)

Eine genaue Betrachtung der Fallenfrequenzen zeigt, dass die radiale Frequenz ω_r um den Faktor $\sqrt{2\pi}w_0/\lambda_D$ größer ist als die axiale Fallenfrequenz.

$$\frac{\omega_r}{\omega_z} = \frac{\sqrt{2\pi}w_0}{\lambda_D} \tag{4.20}$$

Dies beschreibt den schon aus geometrischen Überlegungen zu erwartenden stärkeren Einschluss der Atome in axialer Richtung. Außerdem zeigt sich, dass die radiale Fallenfrequenz unabhängig von der verwendeten Wellenlänge ist. Die Wahl der Wellenlänge ist nur für die axiale Fallenfrequenz ausschlaggebend. Im Vergleich der gewählten Wellenlänge (1960 nm) zum Beispiel zu einer Dipolfalle von einem CO_2 -Laser (10600 nm), ergibt sich eine circa um den Faktor 5 kleinere axiale Fallenfrequenz. Dadurch wird das atomare Ensemble bei gleicher Strahltaille eine stärkere Ausbreitung in axialer Richtung haben, wodurch auch die Dichte innerhalb der Falle geringer wird.

4.4 AC–Stark–Verschiebungen

Die Betrachtung der AC–Stark–Verschiebungen ist für die richtige Wahl der Wellenlänge sehr wichtig. Einige mögliche Wellenlängen für die Dipolfalle sind 1064 nm (z.B. Nd– YAG), 1560 nm (Erbium), 1960 nm (Thullium) und 10600 nm (CO₂). Für alle diese Wellenlängen stehen Laserquellen und optische Bauelemente zur Verfügung, allerdings weisen alle unterschiedliche AC–Stark–Verschiebungen auf.

Abbildung 4.2 auf der nächsten Seite zeigt die Energieniveaus mit den radialen AC– Stark–Verschiebungen für die vier Wellenlängen. Außerhalb des Fokus entspricht der Abstand der Niveaus 36 MHz und somit genau der Rotverschiebung der 3D–MOT. Im Fokus allerdings unterscheiden sich die Wellenlängen sehr stark voneinander. Bei einer Wellenlänge von 1064 nm (Bild 4.2 (a)) wird im Fokus des Strahls der Abstand der beiden Niveaus vergrößert. Die Energie des angeregten Zustands wird durch die Einwirkung des Lichtfeldes erhöht. Somit ist klar, dass dieser Zustand in der Dipolfalle nicht gefangen ist. Außerdem ist innerhalb des Fokus der Kühllaser nicht mehr resonant mit den Atomen, da die Übergangsfrequenz aufgrund der AC–Stark–Verschiebung deutlich höher liegt als außerhalb des Fokus.

Bei einer Wellenlänge von 1560 nm (Bild 4.2 (b)) tritt einen anderer Effekt auf. Beide Zustände werden zu geringeren Energien verschoben, allerdings wird der angeregte Zustand deutlich stärker verschoben als der Grundzustand. Die Verschiebung des angeregten Zustands ist größer als die Rotverstimmung des Kühllasers außerhalb des Fokus. Effektiv ergibt sich somit für den angeregten Zustand eine Blauverschiebung anstatt der gewünschten Rotverstimmung. Atome im angeregten Zustand werden aus dem Fokus der Dipolfalle gedrängt anstatt in den Fokus gezogen zu werden.

Die Verwendung eines CO_2 -Lasers (Bild 4.2 (d)) ergibt die optimale AC-Stark-Verschiebung. Beide Zustände werden energetisch um nahezu den gleichen Wert abgesenkt. Allerdings hat die Verwendung eines CO_2 -Lasers Nachteile bei der Handhabung, vor allem in Bezug auf verwendbare optische Substrate.



Abbildung 4.2: AC–Stark–Verschiebungen des Grundzustandes (durchgezogen) und des angeregten Zustands (gestrichelt).(a) $\lambda_{ODT} = 1064 \text{ nm}$, (b) $\lambda_{ODT} = 1560 \text{ nm}$, (c) $\lambda_{ODT} = 1960 \text{ nm}$ und (d) $\lambda_{ODT} = 10600 \text{ nm}$. Die Fallentiefe beträgt jeweils $U_0 = 250 \,\mu\text{K}$ bei einer Fokusgröße von 40 μm . Übernommen aus [25]

Die verwendete Wellenlänge von 1960 nm (Bild 4.2 (c)) vereint die einfache Handhabung von nahinfraroten Lichtquellen mit den Vorteilen eines CO_2 -Lasers. Die AC-Stark-Verschiebungen der beiden Zustände sind negativ und kleiner als der Abstand der beiden Niveaus. Somit können Atome in beiden Zuständen in der Falle gefangen werden¹.

4.5 Evaporative Kühlung

Zum Erreichen der kritischen Phasenraumdichte $\rho_{PSD} = 2,612$ zum Erzeugen eines Bose-Einstein-Kondensats ist die evaporative Kühlung ein wichtiger Schritt [52]. Allein durch Laserkühlung können Atome auf wenige Mikrokelvin abgekühlt werden. Aber ab einer bestimmten Dichte der atomaren Wolke treten immer mehr Reabsorptionsprozesse auf, bei denen gestreute Photonen von Atomen in der Wolke absorbiert werden. Außerdem

¹ Kapitel inhaltlich nach [25]

führt eine große Dichte des atomaren Ensembles zu einer großen Kollisionsrate, wodurch auch mehr inelastische Stöße auftreten, welche zum Verlust von Atomen führen. Die Erhöhung der Dichte zusammen mit der Verringerung der Temperatur zum Erreichen eines BEC, konnte bislang nur mit einer evaporativen Kühlung erreicht werden.

Das Prinzip der evaporativen Kühlung beruht auf der Entfernung der jeweils heißesten Atome [11]. Hierzu wird das Fallenpotenzial U abgesenkt und Atome mit einer Energie E > U können die Falle verlassen. Die verbleibenden Atome befinden sich nicht mehr im thermischen Gleichgewicht. Aufgrund von elastischen Stößen zwischen den Atomen stellt sich nach einer charakteristischen Rethermalisierungszeit, welche vor allem von der Stoßrate abhängig ist, ein thermisches Gleichgewicht bei einer geringeren mittleren Temperatur ein.

Die Verdampfungskühlung kann auch in mehreren Schritten erfolgen. Dabei ist allerdings zu beachten, dass die Wolke vor der Absenkung des Potenzials im thermischen Gleichgewicht ist. Eine Absenkung des Potenzials solange die Wolke noch nicht rethermalisiert ist, führt nur zu einem Verlust von Atomen und zu keinem weiteren Kühleffekt [51]. Für die Geschwindigkeit der evaporativen Kühlung ist somit die Rethermalisierungszeit die entscheidende Größe. Diese ergibt sich als dem Produkt der durchschnittlichen Zeit zwischen zwei Stößen und der Anzahl der benötigten Stöße. Die Zeit zwischen zwei Stößen hängt, außer von der bereits erwähnten Stoßrate, von der Dichte der Atome n, deren mittlerer Geschwindigkeit \bar{v} und dem elastischen Wirkungsquerschnitt σ ab. Sie berechnet sich als [11]:

$$\tau_{\rm el} = \frac{1}{n\sigma\bar{v}\sqrt{2}} \qquad \text{mit} \qquad \bar{v} = \sqrt{\frac{8k_BT}{\pi m}}$$
(4.21)

Nachdem das Potenzial abgesenkt wurde, werden circa 3 elastische Stöße pro Atom benötigt, um wieder ein thermisches Gleichgewicht zu erreichen [11]. Damit ergibt sich die Rethermalisierungszeit als:

$$\tau_{\rm rt} \simeq 3 \frac{\pi^2 k_B}{\sqrt{2m\sigma}} \frac{T}{N \,\bar{w}^3} \tag{4.22}$$

Hierbei ist $\bar{w} = \sqrt[3]{w_x w_y w_z}$ das geometrische Mittel der Fallfrequenzen. Die Verdampfungsrate der Atome kann bei einer relativen Fallentiefe $\eta = U_0/k_B T$, wobei U_0 die Anfangsfalltiefe ist, berechnet werden [11]:

$$\gamma_{\rm ev} = \frac{1}{\tau_{\rm el}} \eta \ e^{-\eta} \tag{4.23}$$

Für die zeitliche Entwicklung der Temperatur folgt dann, falls $\eta \gg 1$ und ohne das

Heizeffekte vorliegen [53]:

$$\dot{N} = -N\gamma_{\rm ev} - N\gamma_{\rm vac} \tag{4.24}$$

$$\dot{T} = -\gamma_{\rm ev} \frac{\eta - 2}{3} T + \frac{\dot{\bar{\omega}}}{\bar{\omega}} T \tag{4.25}$$

 $\gamma_{\rm vac}$ beschreibt die Teilchenverlustrate die aufgrund von Stößen mit dem Hintergrundgas auftritt. Der zweite Term in Gleichung 4.25 beschreibt die Temperaturabnahme aufgrund der Absenkung des Potenzials. Hierbei muss darauf geachtet werden, dass mit jeden Schritt der Absenkung des Potenzial auch die Fallenfrequenzen geringer werden. Die Rethermalisierung dauert somit nach jeder Verringerung der Potenzialtiefe länger. Es reicht also nicht aus die Leistung des Dipollaser linear zu verringern. Für eine optimale Evaporation muss die Potenzialhöhe exponentiell gesenkt werden [54].

$$U(t) = U_0 \left(1 + \frac{1}{\tau}\right)^{\frac{2(\eta'-3)}{\eta'}}$$
(4.26)

Hierbei ist η' ein konstanter Parameter und $1/\tau$ eine Zeitkonstante [54]:

$$\eta' = \eta + \frac{\eta - 5}{\eta - 4}, \qquad \qquad \frac{1}{\tau} = \frac{2}{3} \,\eta' \,(\eta - 4) \,e^{-\eta} \,\gamma_{\rm el}(t = 0). \tag{4.27}$$

Mit einigen Daten aus dem Experiment kann somit die erreichbare Temperatur nach einer bestimmten Zeit berechnet werden.

Kapitel 5

ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Vakuumkammer für die Präzisionsinterferometrie mit Atomen unter Mikrogravitation entwickelt. Mit Hilfe dieser soll die rein optische Erzeugung eines Bose–Einstein–Kondensats in einer Dipolfalle in einer Mikrogravitationsumgebung gezeigt werden. Aufgrund des Einsatzes im Fallturm werden an das System andere Anforderungen als an eine Vakuumapparatur für den Laborbetrieb gestellt. Das entwickelte Gesamtsystem wurde dazu optimal an den Fallturm angepasst.

- 1. Das zur Verfügung stehende Volumen ist beschränkt.
- 2. Die maximale Fallzeit beträgt 4,74 Sekunden.
- 3. Es treten hohe Beschleunigungen beim Auffangen der Kapsel auf.
- 4. Die maximale Masse der Vakuumanordnung ist eingeschränkt.
- 5. Die zur Verfügung stehende elektrische Leistung ist begrenzt.

Für die Planung der Vakuumapparatur ist die Größenbeschränkung die entscheidende Randbedingung gewesen. Das vorhandene Volumen ist aufgrund der Ausmaße der Fallkapsel, in der die Vakuumapparatur sowie alle weiteren Bauteile wie Vakuumpumpen und Lasersysteme verbaut werden müssen, stark begrenzt. Mit dem geplanten zweiteiligen Gesamtsystem, bestehend aus einer Vakuumkammer für die 2D–MOT und einer Experimentkammer, in der die 3D-MOT und die Dipolfalle umgesetzt werden, könnte das zur Verfügung stehende Volumen optimal genutzt werden. Im Gegensatz zu einem kleineren und einfacheren System einer einzelnen Vakuumkammer, bietet das umgesetzte System die Vorteile einer besseren Vakuumqualität am Ort des Experimentes sowie eine deutlich höhere Laderate der 3D–MOT, aufgrund der vorhandenen 2D⁺–MOT. Diese hohe Laderate ist wegen der begrenzten Fallzeit des Systems von Bedeutung und lässt somit mehr Zeit für die nachfolgenden Schritte zum Erreichen eines BECs.

Ein zweiteiliges System hat allerdings den Nachteil einer benötigten Verbindungen beider Bauteile. Aufgrund der starken Kräfte beim Auffangen der Fallkapsel, die in Kapitel 3.1 auf Seite 36 3.1 auf Seite 36 erläutert wurden, sind CF–Flansche an beiden Vakuumkammern zur Verbindung durch ein 50 mm langes Rohr vorhanden, um die benötigte Stabilität zu erreichen. Diese beiden CF–Dichtungen sind die einzigen notwendigen Verbindungen des gesamten Systems, da beide Vakuumkammern aus einem Stück gefertigt wurden. Damit CF–Dichtungen verwendet werden können, wurde für alle Vakuumbauteile Titan Grade 5 als Material gewählt. Dieses Material ist optimal für den geplanten Einsatzzweck, da es eine Mohshärte größer 4 hat und somit die Verwendung der oben genannten CF–Dichtungen ermöglicht und außerdem aufgrund der geringen Dichte von $4,45 \, {\rm g/cm^3}$ eine 43 Prozent geringere Masse als Stahl besitzt. Somit konnte die Stabilität und gleichzeitig die Optimierung der Masse der Vakuumapparatur gewährleistet werden.

Die maximal zur Verfügung stehende elektrische Leistung war für die Planung der Kammer keine relevante Einschränkung, da die Vakuumapparatur keine Leistung benötigt. Vor allem bei der Planung des Dipolfallenlasers, der vom *Laserzentrum Hannover* gebaut wird, ist die maximale Leistung von entscheidender Bedeutung, da der Dipolfallenlaser aufgrund der benötigten hohen Intensität zum Herstellen einer Dipolfalle den größten Bedarf elektrischer Energie in der Fallkapsel haben wird.

Außer dem Anspruch der Messung im Fallturm, konnte zusätzlich eine separate Detektionszone für den Laborbetrieb in die Apparatur integriert werden. Diese stellt einen erheblichen Vorteil gegenüber vergleichbaren Systemen dar, da es möglich ist Messungen unter Gravitation mit einer maximalen Fallzeit von 125 ms durchzuführen. Somit können Experimente, die im Fallturm durchgeführt werden sollen, zuerst im Labor ausgeführt werden. Die Fallzeit ist ausreichend, um Interferometriesequenzen mit einer Pulsseparationszeit von ungefähr 40-50 ms zu messen. Bei einem angenommenen atomaren Ensemble aus einer Million Teilchen und einer Pulsseparationszeit von 50 ms kann ein schrotrausch–limitierte Sensitivität von 2,5 · $10^{-8} \text{ g}/\sqrt{Hz}$ erreicht werden. Hiermit lassen sich viele systematischen Effekte bereits vor dem Betrieb im Fallturm analysieren und auftretende Fehler beheben.

Das entwickelte Vakuumsystem wird in einem ersten Schritt mit dem Lasersystem zur Kühlung von Rubidium und Kalium kombiniert und es soll die Erzeugung einer MOT gezeigt werden. Nachdem der Betrieb der MOT sichergestellt und vor allem bezüglich der erreichbaren Teilchenzahl sowie der Laderate optimiert werden konnte, wird der neuentwickelte Laserlaser zur Erzeugung der Dipolfalle vom *Laserzentrum Hannover* in Betrieb genommen. Hierbei soll die Kombination aus MOT und Dipol–Laser in

zwei Schritten optimiert werden: Zuerst muss die Anzahl der umgeladenen Atome in die Dipolfalle optimiert und später die Sequenz zur Evaporation des atomaren Ensembles entwickelt werden, damit ein Bose–Einstein–Kondensat entstehen kann. Zur Erhöhung der Fallenfrequenzen der Dipolfalle wird das an der Leibniz Universität Hannover entwickelte Konzept der schwachen Hybridfalle zum Einsatz kommen [55]. Hiermit wird eine Kondensation der Atome in unter zwei Sekunden angestrebt. Für die schwache Hybridfalle wird zusätzlich zum Dipolfallenpotenzial ein magnetisches Potenzial durch die vorhandenen 3D–MOT–Spulen erzeugt. Somit kann die aufgrund des Einzelstrahls geringe Fallenfrequenz in axialer Richtung erhöht werden. Nachdem die Erzeugung eines BECs im Labor funktioniert, soll zum ersten Mal die Erzeugung eines rein optischen BECs im Fallturm gezeigt werden.

Gleichzeitig soll die Interferometrie mit ⁸⁷Rubidium im Labor durchgeführt werden. Hierzu kommt eine Mach–Zehnder–Konfiguration mit stimulierten Raman–Übergängen als Strahlteiler, Spiegel und Überlagerung zum Einsatz. Zu diesem Zeitpunkt wird die zusätzliche Detektionszone für den Betrieb unter Gravitation von Nutzen sein, da alle Interferometersequenzen für den Fallturm bereits mit verkürzter freier Entwicklungszeit im Labor durchgeführt werden können. Als Hauptziel des Projektes folgt dann die Zwei–Spezies–Interferometrie mit ⁸⁷Rubidium und ³⁹Kalium zuerst im Labor und dann im Fallturm. Die differentielle Phase der Interferometer soll durch die Methode des Ellipsen–Fittens ermittelt werden [56]. Diese Methode bietet sich an, da sie genaue Ergebnisse auch bei nur wenigen Messpunkten liefert.

Im Rahmen des Projektes soll die erwartete gesteigerte Sensitivität von atominterferometrischen Messungen bei langen Fallzeiten demonstriert werden. Unter Mikrogravitation wird dabei eine freie Entwicklungszeit der Atome von einer Sekunde angestrebt. Diese Ausdehnung der freien Entwicklungszeit bringt eine Steigerung der Sensitivität, im Gegensatz zu Versuchen mit dieser Vakuumkammer im Labor, um einen Faktor 400. Ein weiteres Ziel ist die Untersuchung der Unterdrückung der Vibrationen des differentiellen Signals sowie die systematischen Effekte im Mikrogravitation vor dem Hintergrund zukünftiger Messungen im All. Nur mit einem solchen Test unter Mikrogravitation sind zuverlässige Aussagen über die zu erwartende Sensitivität auf einem Satelliten oder auf der internationalen Raumstation ISS möglich.

LITERATURVERZEICHNIS

[1]Schlamminger, S.; Choi, K.Y.; Wagner, T.A.; Gundlach, J.H.; , E.G. Adelberger: Test of the Equivalence Principle Using a Rotating Torsion Balance. In: *Phys. Rev. Lett.* (2008) (Zitiert auf Seite i) PETERS, A.; CHUNG, K. Y.; CHU, S.: [2]Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms. In: *Nature* (1999) (Zitiert auf Seite i) [3] VAN ZOEST, T.; GAALOUL, N.; SINGH, Y.; AHLERS, H.; HERR, W.; SEIDEL, S.; ERTMER, W.; RASEL, E.M.; ECKART, M.; KAJARI, E.; ARNOLD, S.; NANDI, G.; SCHLEICH, W.P.; WALSER, R.; VOGEL, A.; SENGSTOCK, K.; BONGS, K.; LEWOCZKO-ADAMCZYK, W.; SCHIEMANGK, M.; SCHULDT, T.; PETERS, A.; KÖNEMANN, T.; MÜNTINGA, H.; LÄMMERZAHL, C.; DITTUS, H.; STEINMETZ, T.; HÄNSCH, T.W.; REICHEL, J.: Bose-Einstein Condensation in Microgravity. In: Science 328 (2010), S. 1540–1543 (Zitiert auf Seite i) [4]EINSTEIN, A.: Quantentheoie des einatomigen idealen Gases. In: Sitzungsber Kgl. Preuss. Akad. Wiss. 1924 (1924), S. 261 (Zitiert auf Seite 1) [5] BOSE, S.N.: Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese. In: Z. Phys. 26 (1924), S. 178 (Zitiert auf Seite 1) MAIMAN, T.H.: [6]Stimulated Optical Radiation in Ruby.

	In: <i>Nature</i> 187 (1960), S. 493–494 (Zitiert auf Seite 1)
[7]	HÄNSCH, T.W. ; SCHAWLOW, A.L.:
Γ.]	Cooling of gases by laser radiation.
	In: Optics Communications 13 (1975), S. 68–69
	(Zitiert auf Seite 1)
[8]	Chu, S.; Bjorkholm, J. E.; Ashkin, A.; Cable, A.:
	Experimental Observation of Optically Trapped Atoms.
	In: <i>Phys. Rev. Lett.</i> (1986)
	(Zitiert auf Seite 1)
[9]	RAAB, E.L. ; PRENTISS, M. ; CABLE, A. ; CHU, S. ; PRITCHARD, D.E.:
	Trapping of neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure.
	In: Phys. Rev. Lett (1987)
	(Zitiert auf Seiten 1 and 12)
[10]	SALOMON, C. ; DALIBARD, J. ; PHILLIPS, W.D. ; CLAIRON, A. ; GUELLATI, S.:
	Cooling of Cesium Atoms Below 3 µK.
	In: Eur. Phys. Lett 12 (1990), Nr. 8 $(73.12 + 6.02)$
[11]	(Zitiert auf Seite 2)
$\begin{bmatrix} 1 1 \end{bmatrix}$	KETTERLE, W. ; VAN DRUTEN, N.J.:
	Evaporative cooling of trapped atoms. L_{12} $A d_{12}$ $A = M_{12} A d_{12}$ C_{12} D_{12} D
	(7:tiert ouf Seiten 2 and 58)
[19]	(Zhiert auf Seiten 2 and 36) ANDERSON M.H. · ENSUED I.R. · MATTHEWS M.R. · WIEMAN C. E. · CODNELL
	E.A.:
	Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor.
	In: Science (1995)
[10]	(Zitiert auf Seite 2)
[13]	BARRETT, M.D.; SAUER, J.A.; CHAPMAN, M.S.:
	All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate. In: Phys. Rev. Lett. 87 (2001) Nr. 1
	(Zitiert auf Seiten 2 and 41)
[14]	KLEMPT, C.:
LJ	Wechselwirkung in Bose-Fermi-Quantengasen, Institut für Quantenoptik, Leibniz
	Universität Hannover, Doktorarbeit, 2007
	(Zitiert auf Seite 2)
[15]	ESCOBAR, Y. N. M.; MICKELSON, P. G.; YAN, M.; DESALVO, B. J.; NAGEL, S. B.; KILLIAN, T. C.:
	Bose-Einstein Condensation of ⁸⁴ Sr.
	In: <i>Phys. Rev. Lett.</i> 103 (2009), Nov, 200402.
	http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.200402
	DOI 10.1103/PhysRevLett.103.200402
(Zitiert auf Seite 2)

- [16] ANDREWS, M.R.; TOWNSEND, C.G.; MIESNER, H.-J.; DURFEE, D.S.; KURN, D.M. ; KETTERLE, W.: Observation of Interference Between Two Bose Condensates. In: Science 275 (1997), Nr. 5300, 637-641. http://dx.doi.org/10.1126/science.275.5300.637.-DOI 10.1126/science.275.5300.637 (Zitiert auf Seite 2) [17] DE BROGLIE, L.: Recherches sur la théorie des Quantas, Doktorarbeit, 1924 (Zitiert auf Seite 2) [18] DAVISSON, C. ; GERMER, L.H.: Diffraction of Electrons by a Crystal of Nickel. In: *Phy. Rev* 30 (1927) (Zitiert auf Seite 3) [19] CARNAL, O. ; MLYNEK, J.: Young's Double-Slit Experiment with Atoms: A Simple Atom Interferometer. In: Phys. Rev. Lett. 66 (1991), Nr. 21 (Zitiert auf Seite 3) [20] GERLICH, S.; EIENBERGER, S.; TOMANDL, M.; NIMMRICHTER, S.; HORNBER-GER, K.; P.J., Fagan; TÜXEN, J.; MAYOR, M.; ARNDT, M.: Quantum interference of large organic molecules. In: Nature Communications (2011) (Zitiert auf Seite 3) [21] MICHELSON, A.A.; MORLEY, E.W.: On the Relative Motion of the Erath and the Luminiferous Ether. In: American Journal of Science 34 (1887), S. 333–345 (Zitiert auf Seite 3) [22] KASEVICH, M.A.; RIIS, E.; CHU, S.; DEVOE, R.G.: rf spectroscopy in an atomic fountain. In: Phys. Rev. Lett. 63 (1989), Aug, 612–615. http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.63.612. -DOI 10.1103/PhysRevLett.63.612 (Zitiert auf Seite 3) [23] van Zoest, T.:
- [20] Viii Zohor, T.: Realisierung erster quantenentarteter Gase unter Schwerelosigkeit, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, Doktorarbeit, 2008 (Zitiert auf Seite 4)
- [24] RUDOLPH, Jan ; GAALOUL, N. ; SINGH, Y. ; AHLERS, H. ; HERR, W. ; SCHULZE, T. ; SEIDEL, S. ; RODE, C. ; SCHKOLNIK, V. ; ERTMER, W. ; RASEL, E.M. ; MÜNTINGA, H. ; KÖNEMANN, T. ; RESCH, A. ; HERRMANN, S. ; LÄMMERZAHL,

C. ; ZOEST, T. ; DITTUS, H. ; VOGEL, A. ; WENZLAWSKI, A. ; SENGSTOCK, K. ; MEYER, N. ; BONGS, K. ; KRUTZIK, M. ; LEWOCZKO-ADAMCZYK, W. ; Schiemangk, M. ; Peters, A. ; Eckart, M. ; Kajari, E. ; Arnold, S. ; Nandi, G. ; Schleich, W. ; Walser, R. ; Steinmetz, T. ; Hänsch, T. ; Reichel, J.:

Degenerate Quantum Gases in Microgravity.

In: Microgravity Science and Technology 23 (2011), S. 287–292

 $({\rm Zitiert} ~{\rm auf} ~{\rm Seite} ~4)$

- [25] Schlippert, D.:
 - Bose-Einstein-Kondensation in einer optischen Dipolfalle bei einer Wellenlänge vom $2\,\mu m$, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, Diplomarbeit, 2010

(Zitiert auf Seiten 5 and 57)

[26] RABI, I.I.:

Space Quantization in a Gyrating Magnetic Field. In: *Physical Review* 51 (1937), Nr. 8, S. 652–654 (Zitiert auf Seite 7)

- [27] DEMTRÖDER, W.: Laserspektroskopie - Grundlagen und Techniken.
 5. Auflage.
 2007
 (Zitiert auf Seiten 10, 11, and 12)
- [28] ERTMER, W. ; BLATT, R. ; HALL, J.L. ; ZHU, M.: Laser Manipulation of Atomic Beam Velocities: Demonstration of Stpped Atoms and Velocity Reversal.
 In: *Bhysical Barian Latters* 54 (1985), Nr. 10, S. 906, 900.

In: Physical Review Letters 54 (1985), Nr. 10, S. 996–999 (Zitiert auf Seite 10)

[29] PRODAN, J. ; MIGDALL, A. ; PHILLIPS, W.D. ; SO, I. ; METCALF, H. ; DALIBARD, J.:

Stopping Atoms with Laser Light.

In: *Physical Review Letters* 54 (1985), Nr. 10, S. 992–995 (Zitiert auf Seite 10)

- (2101e10 au1 Selve 10)
- [30] STECK, D.A.: Rubidium 87 D line data. (2010). – Edition 2.1.4 (Zitiert auf Seiten 12, 21, and 26)
- [31] TIECKE, T.G.:
 Properties of Potassium.
 (2010). –
 Edition 1.0

(Zitiert auf Seiten 12, 22, and 23)

[32] Jölli	NBECK, S.
------------	-----------

Realisierung einer kalten Atomquelle zum Beladen einer optischen Dipolfalle., Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, Diplomarbeit, 2008 (Zitiert auf Seite 14)

- [33] METCALF, H.J.; VAN DER STRATEN, P: Laser Cooling and Trapping.
 2. Auflage.
 Springer, 2002
 (Zitiert auf Seiten 15 and 16)
- [34] Geisel, I.:

Präparation eines magnetisch geführten Strahls ultrakalter Atome., Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, Masterarbeit, 2011

- (Zitiert auf Seiten 16, 24, and 26)
- [35] DALIBARD, J.:
 Laser cooling of an optically thick gas: the simplest radiation pressure trap? In: Optics Communications 68 (1998), Nr. 3 (Zitiert auf Seite 17)
- [36] RABINOVIC, M.:
 - Vorbereitung der Inbetriebnahme der 2D⁺-MOT des Experiments QUANTUS-II., Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, Bachelorarbeit, 2010 (Zitiert auf Seite 19)
- [37] DALIBARD, J. ; COHEN-TANNOUDJI, C.: Laser cooling below the Doppler limit by polarization gedrients: simple theoretical models.

In: J. Opt. Soc. Am. B 6 (1989), Nr. 11, S. 2023–2045 (Zitiert auf Seiten 23, 24, 25, and 26)

[38] KASEVICH, M.; CHU, S.: Atomic Interferometry Using Stimulated Raman Transitions simulations. In: *Physical Review Letters* 67 (1991), Nr. 2, S. 181–184 (Zitiert auf Seite 27)

```
[39] TIARKS, D.:
Aufbau und er
```

Aufbau und erste Charakterisierung eines atomaren Gravimeters., Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, Masterarbeit, 2011
(Zitiert auf Seiten 29 and 33)

- [40] ZARM (Hrsg.): Der Fallturm Bremen.
 - http://www.zarm.uni-bremen.de/fileadmin/images/droptower/downloads/ Users_Manual_0611.pdf, Abruf: 14. Mai. 2012 (Zitiert auf Seiten 36, 38, and 41)
- [41] ZARM (Hrsg.):

	Der Fallturm Bremen.
	http://www.zarm.uni-bremen.de/fileadmin/images/droptower/downloads/
	ZARMBrosch%C3%BCren_Fallturm_Deutsch.pdf, Abruf: 14. Mai. 2012
	(Zitiert auf Seiten 37, 38, and 43)
[42]	ThyssenKrupp (Hrsg.):
	Titan Grade 5.
	http://www.thyssenkrupp.ch/documents/Titan_Grade_5.pdf, Abruf: 20 Februar 2012
	(Zitiert auf Seite 43 $)$
[43]	VALERUNA (Hrsg.):
[40]	Datenblatt Titan Grade 5
	http://walbrupa_de/dokumente/datenblaetter/datenblatt_gr5_pdfAb_
	ruf: 19 April 2012
	(Zitiert auf Seite 43)
[44]	GETTERS SAES (Hrsg.):
[]	CapaciTorr Pumps MK 5 Series.
	http://www.saesgetters.com/documents/CapaciTorr%20Pumps%20MK5%
	20Series 1879.pdf, Abruf: 19. April. 2012
	(Zitiert auf Seite 45)
[45]	GETTERS, SAES (Hrsg.):
	NexTorr.
	http://www.saesgetters.com/documents/NEXTorr%20Brochure%202010_
	1842.pdf, Abruf: 14. Mai. 2012
	(Zitiert auf Seite 45)
[46]	Altin, P.A.; Robins, N.P.; Döring, D.; Debs, J.E.; Poldy, R.; Figl, C.; Close, J.D.:
	⁸⁵ Bb tunable-interaction Bose-Einstein condensate machine
	In: Review of Scientific Instruments (2010)
	(Zitiert auf Seite 47)
[47]	GRIMM, R. : WEIDEMÜLLER, M. : OVCHINNIKOW, Y.B.:
[.]	Optical dipole traps for neutral atoms.
	In: Adv. At. Mol. Opt. Phys. 42 (2000)
	(Zitiert auf Seiten 49, 53, and 54)
[48]	Adams, C.S.; Lee, H.J.; Davidson, N.; Kasevich, M.; Chu, S.:
	Evaporative Cooling in a Crossed Dipole Trap.
	In: Phys. Rev. Lett. (1995)
	(Zitiert auf Seite 50)
[49]	WIKIPEDIA YYY (Hrsg.):
-	Gaußscher Grundmode.
	http://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Datei:Gaussian_beam_

with_german_description.svg&filetimestamp=20080402154325, Abruf:

14. Mai. 2012 (Zitiert auf Seite 51)

- [50] MESCHEDE, D.: Optik, Licht und Laser.
 3. Auflage.
 2008 (Zitiert auf Seite 52)
- [51] Zaiser, M.:

Eine Quelle quantenentarteter Gase für die Atominterferometrie, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, Doktorarbeit, 2010 (Zitiert auf Seiten 55 and 58)

 [52] KETTERLE, W. ; DURFEE, D.S. ; STAMPER-KURN, D.M.: Making, probing and understanding Bode-Einstein condensates. (1999)

(Zitiert auf Seite 57)

- [53] IVANOV, V.:
 Cold atoms: modified radiative properties and evaporative cooling from optical traps, Universität von Amsterdam, Doktorarbeit, 2007
 (Zitiert auf Seite 59)
- [54] O'HARA, K.M.; GEHM, M.E.; GRANADE, S.R.; THOMAS, J.E.: Scaling laws for evaporative cooling in time-dependent optical traps. In: *Physical Review A* 64 (2001) (Zitiert auf Seite 59)
- [55] ZAISER, M. ; HARTWIG, J. ; SCHLIPPERT, D. ; VELTE, U. ; WINTER, N. ; LEBEDEV, V. ; ERTMER, W. ; RASEL, E.M.: A simple method for generating Bose–Einstein-condensates in a weak hybrid trap. In: *Phys. Rev. A* (2011) (Zitiert auf Seite 63)
- [56] VAROQUAUX, G ; NYMAN, R A. ; GEIGER, R ; CHEINET, P ; LANDRAGIN, A ; BOUYER, P:

How to estimate the differential acceleration in a two-species atom interferometer to test the equivalence principle.

In: New Journal of Physics 11 (2009), Nr. 11, 113010. http://stacks.iop.org/1367-2630/11/i=11/a=113010 (Zitiert auf Seite 63)