

**Neuartige Kühlmethoden
zur Erzeugung
ultrakalter Ca - Atome**

Vom Fachbereich Physik der Universität Hannover
zur Erlangung des Grades
Doktor der Naturwissenschaften
Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation
von
Dipl.-Phys. Tomas Binnewies
geboren am 29.01.1970 in Celle
2001

Referent: Prof. Dr. Wolfgang Ertmer
Korreferent: Prof. Dr. Eberhard Tiemann
Tag der Promotion: 5. Juli 2001

Zusammenfassung

Atominterferometrie mit Erdalkalimetallen wird trotz der enormen Möglichkeiten der Laserkühlung noch immer durch die Bewegung der Atome begrenzt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden deshalb zwei neue Kühlverfahren entwickelt und untersucht, die die Temperatur von Calciumatomen in einer bzw. drei Dimensionen um mehr als zwei Größenordnungen unter die bisherige Grenze, das Dopplerlimit auf dem Übergang 1S_0 - 1P_1 ($T_D \approx 1$ mK), reduzieren. Beide nutzen die hohe Geschwindigkeitsselektivität der schmalen Interkombinationslinie 1S_0 - 3P_1 zur Nachkühlung eines in einer konventionellen magneto-optischen Falle (MOT) gekühlten Ensembles von Calciumatomen.

Bei dem von uns „Maxwells-Dämon-Kühlung“ [1] genannten Verfahren werden aus dem vorgekühlten Ensemble in einer Dimension die langsamsten Atome durch Selektionspulse auf dem Interkombinationsübergang ausgewählt. Die gewünschte Geschwindigkeitsbreite kann dabei durch die Dauer der Selektionspulse und die mittlere Geschwindigkeit durch die Verstimmung zur Resonanz eingestellt werden. Um langsame Atome zu akkumulieren, werden die selektierten Atome optisch in die magnetischen Unterzustände des 3P_1 - Zustands gepumpt, die Grundzustandsgeschwindigkeitsverteilung durch eine sogenannte optische Melasse auf dem Kühlübergang 1S_0 - 1P_1 rethermalisiert und das ganze Schema mehrfach wiederholt. Die erreichten Geschwindigkeitsverteilungen mit $v_{rms} \approx 4$ cm/s in einer Dimension sind durch die spontanen Zerfälle beim Umpumpen limitiert.

Der Einsatz der so gekühlten Atome in einem Ramsey-Bordé-Atominterferometer, das Laserstrahlen als Strahlteiler verwendet, führt zu einem deutlich höheren Kontrast der Interferenzsignale. In einem einfachen Interferometer im Zeitbereich mit drei Strahlteilerpulsen aus einer Richtung konnte der Kontrast von 30 % auf etwa 50 % gesteigert werden. Der Kontrast wird bei den kleinen Geschwindigkeitsbreiten in Richtung der Strahlteilerpulse nicht mehr durch deren Fourierbreite begrenzt, sondern dadurch, dass die Atome senkrecht zum Laserstrahl aus dem Wechselwirkungsbereich laufen.

Um auch diese Bewegung zu reduzieren, die insbesondere zu unerwünschten Phasenverschiebungen bei der Atominterferometrie führt und so z.B. die Unsicherheit von Frequenznormalen erhöht, wurde ein dreidimensionales Kühlverfahren entwickelt. Bei der sogenannten „Quench-Kühlung“ [2] wird eine MOT auf dem Interkombinationsübergang genutzt, deren Dopplerlimit wegen der kleinen Linienbreite weit unter dem Rückstoßlimit liegt. Um die daraus folgende kleine Kraft zu erhöhen, wurde die Lebensdauer des angeregten Zustandes durch einen Rückpumpelaser verkürzt. Durch dieses „Quenchen“ wird die effektive Streurate auf dem Interkombinationsübergang so weit erhöht, dass ein Einfang der vorgekühlten Atome gegen die Gravitation möglich wird. Schon nach wenigen Millisekunden Kühlung werden, bei einer Umladeeffizienz von mehr als 10 %, Geschwindigkeitsverteilungen mit $v_{rms} \approx 5$ cm/s erreicht, die nur wenigen Rückstößen der beteiligten Photonen entsprechen. Erste Kamerabilder der ultrakalten Atomwolke zeigen, dass diese etwa die gleiche Ausdehnung wie die der vorgekühlten Atome hat. Damit wird insgesamt eine Zunahme der Phasenraumdichte um mehr als zwei Größenordnungen abgeschätzt. Die Möglichkeit, auf sehr schmalen Linien zu kühlen, wird für die bisher nicht in den Mikrokkelvin - Bereich kühlbaren Erdalkalielemente Ca und Mg viele neue experimentelle Perspektiven eröffnen.

Summary

Atom interferometry with alkaline earth atoms is, despite the enormous possibilities of laser cooling, still limited by the movement of the atoms. Therefore in the frame of this work two new cooling schemes has been developed, which allow a reduction of the temperature of calcium atoms in one and three dimensions, respectively, below the bisherige limit, which was the Doppler limit on the transition 1S_0 - 1P_1 ($T_D \approx 1$ mK). Both use the high velocity selectivity of the narrow intercombination line 1S_0 - 3P_1 for cooling of a previously in a conventional magneto-optical trap (MOT) prepared ensemble of Calcium atoms.

The so-called "Maxwells-demon cooling" [1] selects in 1D the slowest atoms from a precooled ensemble by selectively exciting them on the intercombination transition. The desired width of the velocity distribution can be adjusted by the pulse width of the selection pulse and the mean velocity can be adjusted by the detuning of the selection pulses with respect to the resonance. To accumulate slow atoms the selected atoms are optically pumped in the magnetic substates of the 3P_1 state. Then the ground state velocity distribution is rethermalized by an optical molasses on the cooling transition 1S_0 - 1P_1 and the whole scheme is repeated multiply. The realised width of the 1D velocity distribution ($v_{rms} \approx 4$ cm/s) is limited by the recoil due to the spontaneous decay involved in the optical pumping.

The application of these atoms in a Ramsey-Bordé atom interferometer, which uses laser beams as beam splitters, leads to a significant higher contrast of the interference signals. In a simple time domain interferometer realised with three beam splitting pulses from one direction the contrast was increased from 30 % to 50 %. The contrast is then not limited by the Fourier width of the beam splitting pulses any more but by the movement of the atoms perpendicular to the laser beams out of the interaction region.

To also reduce this movement, which leads especially to unwanted phase shifts in atom interferometrie and therefore increases the uncertainty of frequency standards, a 3D cooling scheme was developed. The so-called "quench cooling" [2] uses a MOT on the intercombination transition, having a Doppler limit due to the small linewidth that is much lower than the recoil limit. To increase the resulting small force the life time of the excited state is reduced by a repump laser. This "quenching" increases the effective scattering rate on the intercombination transition, making the capture of pre-cooled atoms against gravity possible. Only a few milliseconds of cooling leads to velocity distributions with $v_{rms} \approx 5$ cm/s, corresponding to a few recoils of the involved photons, with a transfer efficiency of more than 10%. First absorption images of the ultracold cloud of atoms show that the size of the cloud is the same as for the precooled cloud. This leads to an estimated increase in phase space density of more than two orders of magnitude.

The possibility to cool on very narrow lines will open up many new experimental perspectives especially for the alkaline earth atoms Ca and Mg, which were previously not coolable to the Microkelvin range.

Schlagwörter

Laserkühlung, ultrakalte Atome, Atominterferometrie

Key words

laser cooling, ultracold atoms, atom interferometry

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	9
2	Laserkühlung und Atominterferometrie	15
2.1	Laserkühlung von Neutralatomen	15
2.1.1	Wechselwirkung von Licht und Atomen	15
2.1.2	Dopplerkühlung	17
2.1.3	Magneto-optische Falle	18
2.1.4	Sub-Dopplerkühlung	19
2.2	Spektroskopie an kalten atomaren Ensembles	20
2.2.1	Doppler- und Sättigungsspektroskopie	20
2.2.2	Atominterferometrie	22
2.3	Eigenschaften von Erdalkalien	25
2.4	Sub-Millikelvin Kühlung von Ca	26
2.4.1	Nutzung des Interkombinationsübergangs $^1S_0 - ^3P_1$	26
2.4.2	Kühlung in angeregten Zuständen	26
3	Experimentelle Grundlagen	29
3.1	Kühlaser	29
3.2	Spektroskopielaser	30
3.3	Magneto-optische Fallen	32
3.4	Experimentsteuerung und Detektion	33
4	Maxwells-Dämon Kühlung	35
4.1	Schema	35
4.1.1	Prinzip	35
4.1.2	Experimentelle Realisierung	37
4.2	Optimierung	39
4.3	Geschwindigkeitsverteilungen	40
4.4	Effizienz	44
4.5	Interferometrie mit den gekühlten Atomen	44
4.5.1	Prinzip	44
4.5.2	Experimentelle Ergebnisse	45
4.6	Bewertung der Maxwells-Dämon-Kühlung	46

5	Kühlung auf der Interkombinationslinie	49
5.1	Schema	49
5.1.1	Prinzip	49
5.1.2	Theoretische Beschreibung	51
5.1.3	Magnetfeld	53
5.1.4	Kühllimit	54
5.2	Experimentelle Realisierung	55
5.2.1	Aufbau	55
5.2.2	Rückpumpeffizienz	57
5.2.3	Optimierung	58
5.2.4	Kühlung	60
5.3	Ergebnisse	61
5.3.1	Geschwindigkeitsverteilung	61
5.3.2	Phasenraumdichte	64
5.4	Verbesserungen und zukünftige Entwicklungen	66
6	Zusammenfassung und Ausblick	69
A	Calcium-Daten	72
B	Berechnung der Geschwindigkeitsverteilungen	73
B.1	Maxwells-Dämon-Kühlung	73
B.2	Quench-Kühlung	75

Kapitel 1

Einleitung

Die Laserkühlung von Atomen und Ionen hat sich in den letzten Jahren zu einem sehr wichtigen Werkzeug der Physik entwickelt, dessen Bedeutung ständig weiter zu nimmt. Schon 1619 hat Kepler vorgeschlagen, die im Allgemeinen von der Sonne weggerichtete Ausrichtung von Kometenschwänzen mit einem mechanischen Effekt von Licht zu erklären. Der Effekt des „Lichtdruckes“ wurde dann von James Clerk Maxwell 1873 und Albert Einstein 1917 weiter betrachtet. Insbesondere konnte Einstein zeigen, dass Absorption und Emission von Licht den Impuls von Atomen verändern. Auch erste Experimente, die den Teilchencharakter von Licht und die Möglichkeit des Impulsübertrags vom Photon auf Teilchen mit Ruhemasse zeigten, wurden zu Beginn des letzten Jahrhunderts durchgeführt. So wurde z.B. ein Atomstrahl durch Licht aus einer Natrium-Dampflampe abgelenkt [3]. Der Effekt war jedoch sehr klein, im Mittel wurde der Impuls eines einzigen Photons übertragen.

Erst die Erfindung des Lasers ermöglichte weitergehende Experimente zur Manipulation der Bewegung von Atomen mit Licht. In den 70er Jahren des vergangenen Jahrhunderts wurden erste theoretische und experimentelle Vorarbeiten zur Lasermanipulation von Atomen gemacht. Diese führten zum Vorschlag der Kühlung von Atomen mit gegenläufigen, gegen die atomare Resonanz rotverstimmten Laserstrahlen durch Hänsch und Schawlow [4]. Parallel dazu wurde eine ähnliche Anordnung zur Kühlung von Ionen in Ionenfallen von Wineland und Dehmelt vorgeschlagen [5].

Zu Beginn der 80er Jahre wurde zunächst die Abbremsung von Atomstrahlen mit Laserlicht untersucht. Mitte der 80er Jahre wurde dann sowohl das Abbremsen von Atomen [6, 7] als auch die Kühlung in einer Anordnung aus sechs gegenläufigen Laserstrahlen [8] realisiert. Da die Bewegung der Atome im Laserlichtfeld der Bewegung von Teilchen in einem hochviskosen Medium entsprach, nannte Steven Chu diese Anordnung „optische Melasse“. Die erreichten Temperaturen lagen im Bereich von einigen Hundert Mikrokkelvin.

1987 wurde dann die magneto-optische Falle (magneto-optical trap, MOT) entwickelt [9], die durch die Kombination der optischen Melasse mit einem inhomogenen Magnetfeld auch einen räumlichen Einschluss der Atome ermöglichte (s. a. Kapitel 2.1.3). Mit der MOT stand das entscheidende Werkzeug für die Manipulation von Atomen mit Licht zur Verfügung. Schon bald zeigte sich, dass die Temperatur von Natriumatomen in einer dreidi-

mensionalen optischen Melasse [10] und auch in der MOT wesentlich niedriger war, als die theoretischen Vorhersagen erwarten ließen. Dieser Effekt konnte durch einen zusätzlichen Kühlmechanismus, die sogenannte Sisyphus-Kühlung erklärt werden [11], der die durch die Lichtwelle induzierten Potentiale ausnutzt (s. a. Kapitel 2.1.4). Durch Optimierung der Parameter wurden Temperaturen von wenigen Mikrokkelvin für verschiedene Alkalimetalle erreicht. Dieser Kühlmechanismus ist nur durch den stochastisch verteilten Rückstoßimpuls der emittierten Photonen begrenzt. Doch auch dieses Rückstoßlimit wurde bald unterschritten. Spezielle Verfahren, wie 'velocity selective coherent population trapping' (VSCPT)[12] und Raman-Kühlung [13], machen Temperaturen von einigen Nanokelvin möglich.

1997 wurde die Bedeutung der Laserkühlung durch die Vergabe des Nobelpreises an Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji und William D. Phillips gewürdigt.

Neben der grundsätzlichen Untersuchung der Laserkühlung entwickelten sich sehr schnell Anwendungen, die das Potential der MOT für weitergehende Experimente nutzen. Eine der ersten Anwendungen der MOT war die Realisierung einer Fontäne mit Cs-Atomen, wie sie schon 1954 von Zacharias vorgeschlagen wurde¹. In den herkömmlichen Cs-Atomuhren durchläuft ein Atomstrahl zwei Mikrowellenresonatoren, in denen der Übergang zwischen zwei Hyperfeinniveaus des Grundzustandes angeregt wird. Die Breite der Resonanzlinie hängt dabei umgekehrt proportional von der Zeit ab, die die Atome zwischen den Anregungszonen verbringen [16]. Selbst für die längsten verwendeten Strahlapparaturen beträgt diese Zeit maximal 10 ms, so dass die minimale Breite der beobachteten Resonanzstruktur in der Größenordnung von 100 Hz liegt. In der Fontänenanordnung wird eine gekühlte Wolke von Cs-Atomen gezielt in vertikaler Richtung auf eine Geschwindigkeit von ≈ 5 m/s beschleunigt. Sie wird auf ihrem Flug durch die Erdbeschleunigung abgebremst, kehrt um und fällt wieder hinunter. Auf ihrer Bahn durchqueren die Atome zweimal einen Mikrowellenresonator. Die Zeit zwischen den Anregungen kann damit bis zu einer Sekunde betragen, also zwei Größenordnungen mehr als in der Strahlapparatur. Mit modernen Fontänenuhren lassen sich so relative Unsicherheiten kleiner 10^{-15} [17, 18] erreichen.

Durch die Präparation von vielen ultrakalten Atomen in einer magneto-optischen Falle ist es auch möglich, reine Magnetfallen, die eine wesentlich niedrigere Falltiefe haben, effektiv zu füllen. Durch evaporatives Kühlen [19] wird dann eine Phasenraumdichte von größer als 2,6 erreicht, bei der Bose-Einstein-Kondensation auftritt [20, 21]. Inzwischen sind Bose-Einstein-Kondensate (BEC) in vielen Laboratorien Gegenstand intensiver experimenteller und theoretischer Untersuchungen. Durch die Auskopplung von Atomen aus einem BEC sind sogar schon „Atomlaser“ realisiert [22, 23], von denen erwartet wird, dass sie einen ähnlichen Einfluss auf die weitere Entwicklung der physikalischen Forschung haben, wie es die Realisierung des Lasers hatte.

Mit der Verfügbarkeit von Laserquellen in großen Teilen des Spektrums, vom UV bis zum Infrarot, hat sich die Zahl der Spezies, die gekühlt und gefangen werden deutlich erweitert. Die ersten Experimente wurden vor allem mit Alkalimetallen durchgeführt (Natrium, Cesium), die sich besonders effektiv kühlen lassen. Inzwischen wächst das Interesse an der Kühlung beliebiger Atome, die für verschiedene Anwendungen interessant sind.

¹Eine Beschreibung des Experimentes ist in [14] zu finden, [15] ist eine Vortragsankündigung

Die Kühlung von Chrom ermöglicht zum Beispiel die atom-lithographische Herstellung von Strukturen mit der Größe der halben Wellenlänge [24] des zur Fokussierung genutzten Laserlichtes. Auch mit anderen Elementen (Na [25], Al [26], Cs [27]) sind schon ein- und zweidimensionale Strukturen hergestellt worden. Besonders interessant für die Nano-Lithographie sind auch die metastabilen Edelgase [28, 29]. Mit ihrer hohen inneren Energie kann besonders effektiv Photolack oder „self assembled monolayers“ strukturiert werden, so dass anschließend konventionelle Ätztechniken zur Anwendung kommen können.

Eine weitere Gruppe von physikalisch interessanten Atomen sind die Erdalkalimetalle, die besonders für optische Frequenznormale geeignet sind. Solche Frequenz- oder Wellenlängennormale bestehen aus Lasern, die auf schmale Übergänge atomarer Absorber mit bekannter Frequenz stabilisiert sind [30]. Die Erdalkalimetalle haben geeignete schmale Interkombinationslinien im sichtbaren Spektralbereich, deren Übergangsfrequenz relativ unempfindlich gegen Einflüsse von äusseren Feldern ist, weil der Grundzustand ein 1S_0 -Zustand ist und deshalb nicht aufspaltet. Bei den häufigsten Isotopen ist wegen der geraden Zahl von Protonen und Neutronen der Kernspin Null und damit tritt auch keine Hyperfeinstruktur auf. Dies hat allerdings auch zur Folge, dass die effektiven Kühlverfahren, die auf einer magnetischen oder Hyperfeinstruktur-Aufspaltung des Grundzustandes basieren, nicht angewendet werden können. Die erreichbaren Temperaturen waren deshalb bisher im Millikelvin Bereich, was Geschwindigkeiten von etwa 1 m/s entspricht und die Wechselwirkungszeit mit einem anregenden Laser auf einige Millisekunden begrenzt.

Neben dem Primärnormal zur Realisierung der SI-Einheit „Sekunde“, der Cs-Atomuhr, haben auch Frequenznormale im Bereich optischer Wellenlängen enorme Fortschritte mit Hilfe der Laserkühlung gemacht. So konnte die Frequenzunsicherheit eines Ca – Frequenznormals durch Verwendung lasergekühlter Ensemble und die Messung der Übergangsfrequenz auf 6×10^{-13} [31] verringert werden. Dies ist eine Verbesserung um einige Größenordnungen gegenüber der vorher verwendeten Atomstrahlapparatur. Trotz weiterer Verbesserung des Frequenzstandards ist weiterhin die Bewegung der Atome durch die nicht perfekt ebenen Phasenfronten des Anregungslaserstrahls limitierend für die erreichbare Unsicherheit [32]. Um also das volle Potential des Ca-Frequenznormals auszunutzen und Unsicherheiten im Bereich von 10^{-16} zu erreichen, ist neben der Präparation ebener und paralleler Wellenfronten eine weitere Reduzierung der Geschwindigkeit der Atome notwendig.

Dies ist insbesondere für die zukünftige Realisierung „optischer Atomuhren“ relevant. Mit der Verfügbarkeit von Femtosekundenlasern, die in Verbindung mit speziellen optischen Fasern Frequenzkämme im optischen Bereich von mehr als einer Oktave erzeugen können, ist die Übertragung der hochstabilen optischen Referenzfrequenzen in zählbare RF-Signale und damit die Realisierung einer Uhr möglich geworden [33]. In jüngster Zeit wurden mehrere Frequenzmessungen von Uhrenübergängen mit dieser Methode durchgeführt [34, 35, 36].

Neben der Anwendung als Frequenznormal sind die Erdalkalimetalle auch für atominterferometrische Sensoren interessant. Dabei wird der Wellencharakter der Atome analog zu Lichtinterferometern genutzt. So wurde mit Calciumatomen schon ein Sagnac-Interferometer realisiert [37] und der Aharonov-Casher-Effekt gemessen [38], sowie mit Magnesium der skalare Aharonov-Bohm-Effekt beobachtet [39].

Bei Strontium gelang vor kurzem die Kühlung bis zum Rückstoßlimit [40, 41]. In Kombination mit einer speziellen Dipolfalle konnte die Phasenraumdichte bis auf 0.1 erhöht werden [42], so dass das Erreichen des quantenentarteten Zustandes mit rein optischen Methoden möglich erscheint. Beim Strontium wurde dabei die schmale Interkombinationslinie zum Kühlen benutzt. Dieses Verfahren für Calcium nicht direkt übertragbar, da die Linienbreite des Interkombinationsüberganges etwa zwanzig mal kleiner ist als bei Strontium und damit die maximal erreichbare Kühlkraft nur etwa der Gravitationskraft entspricht. Ein Einfang von Atomen gegen die Schwerkraft ist unter realistischen Bedingungen damit schwierig.

Die relativ einfache Struktur der Erdalkalimetalle macht sie aber auch für andere Experimente interessant. Ein Beispiel hierfür ist die Messung von Photoassoziationsspektren, die Aussagen über Molekülspektren ermöglicht. Für die Alkalimetalle liegen umfangreiche experimentelle Ergebnisse vor, ihre theoretische Beschreibung wird jedoch durch die Hyperfeinstruktur kompliziert. Das erste Photoassoziationsspektrum eines Erdalkalimetalls konnte während dieser Arbeit für Calcium auf dem Resonanzübergang im Singulett-System, 1S_0 - 1P_1 , gemessen werden [43]. Trotz der geringen Dichte und der im Vergleich zu Alkalimetallen hohen Temperatur war eine genauere Bestimmung des asymptotischen Verhaltens des Molekülpotentials und damit auch der zu Grunde liegenden atomaren Konstanten möglich. Somit sind die Perspektiven für die Photoassoziationsspektroskopie an Erdalkalimetallen hervorragend, insbesondere, wenn es gelingt die Temperatur deutlich zu reduzieren.

In Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden deshalb zwei neue Kühlverfahren entwickelt und untersucht. Die „Maxwells-Dämon-Kühlung“ reduziert die Geschwindigkeitsverteilung in einer Dimension um eine Größenordnung und ermöglicht so einen höheren Kontrast von Atominterferenzen, der nicht mehr durch die Geschwindigkeitsbreite des atomaren Ensembles begrenzt ist. Da jedoch unerwünschte Phasenverschiebungen durch die Bewegung der Atome senkrecht zur Richtung des anregenden Lasers verursacht werden, ist eine Kühlung in allen drei Dimensionen notwendig, um die Empfindlichkeit von Atominterferometern mit Calcium-Atomen zu erhöhen. Dazu wurde eine Erweiterung der schon 1989 von Wallis und Ertmer vorgeschlagenen Breitbandkühlung auf einem schmalen Interkombinationsübergang [44] entwickelt, die mit Hilfe eines Rückpumpasers die Streurate vergrößert und somit einen Einfang von Atomen auch bei langen natürlichen Lebensdauern ermöglicht.

Die Arbeit gliedert sich in fünf Kapitel. Zunächst werden kurz die Grundlagen der Laserkühlung und der Atominterferometrie erläutert und die relevanten Beschränkungen unterschiedlicher Kühlverfahren zusammengefasst. Dann werden verschiedene Ansätze zur weiteren Kühlung von Calcium benannt. Im Kapitel 3 werden die relevanten experimentellen Voraussetzungen beschrieben. Dazu gehören die Kühl- und Spektroskopielaser, die Vakuumapparatur und die Experimentsteuerung. Im Kapitel 4 wird die Maxwell's-Dämon-Kühlung beschrieben. Nach der prinzipiellen Erklärung des Verfahrens wird eine Optimierungsstrategie vorgestellt. Die Vorteile der eindimensionalen Geschwindigkeitsreduzierung bei der Atominterferometrie werden abschliessend an Hand einer einfachen Ramsey-Bordé-Anordnung im Zeitbereich demonstriert. Im Kapitel 5 wird zunächst die Kühlung auf der Interkombinationslinie erläutert und ihre Erweiterung durch die Verkürzung der Lebensdauer des angeregten Zustandes vorgestellt. Ein eindimensionales Vorexperiment zur Be-

stimmung und Optimierung der Quencheffizienz wird anschließend beschrieben. Dann wird die experimentelle Realisierung eines ultrakalten Ensembles von Ca-Atomen dargestellt und die Abhängigkeit der Endtemperatur und der Transfereffizienz von den Parametern der Kühlung untersucht. Abschließend werden im Ausblick die nächsten Schritte zur Optimierung der Kühlverfahren zusammengefasst und die Auswirkungen auf die weitere Entwicklung von Experimenten mit Erdalkalimetallen und anderen Elementen mit schmalen Linien diskutiert. Ausserdem werden mittelfristige Perspektiven erläutert, wie, ausgehend von ultrakalten Ensembles, die Phasenraumdicke bis zur Quantenentartung erhöht werden kann.

Kapitel 2

Laserkühlung und Atominterferometrie

In diesem Kapitel werden kurz die Grundlagen der Laserkühlung und der hochauflösenden Spektroskopie mit kalten Atomen erläutert. Dabei wird auf eine geschlossene Herleitung verzichtet, um vor allem die wichtigsten Ergebnisse und einige Abschätzungen zu präsentieren, die für die weiteren Teile dieser Arbeit relevant sind. Eine ausführliche Darstellung der Kühlung mit zahlreichen weiterführenden Literaturangaben ist z. B. in [45] zu finden. Eine weitergehende Einführung in die Atominterferometrie ist z. B. in [46] zu finden.

2.1 Laserkühlung von Neutralatomen

2.1.1 Wechselwirkung von Licht und Atomen

Bei der Wechselwirkung von Laserstrahlung mit freien Atomen, die zu einer Kraft auf die Atome führen, unterscheidet man zwei Bereiche. Die resonante Wechselwirkung, bei der Photonen aus der Laserstrahlung vom Atom absorbiert und anschließend spontan emittiert werden, wird „Spontankraft“ genannt. Die „Dipolkraft“ dagegen wird durch die Wechselwirkung des induzierten atomaren Dipolmoments mit dem Gradienten des mittleren elektrischen Feldes der Laserstrahlung verursacht.

Bei der Absorption von Photonen aus einem Laserstrahl wird der Photonenimpuls auf das Atom übertragen. Wenn die Emission spontan erfolgt, ist der damit verbundene Rückstoß statistisch auf alle Richtungen verteilt und mittelt sich über viele Absorptions- Emissionszyklen weg. Die Kraft \vec{F} auf ein Atom ist damit einfach das Produkt aus Photonenimpuls $\hbar\vec{k}$, mit dem Betrag des Wellenvektors $k = 2\pi/\lambda$, und Streurrate S :

$$\vec{F} = \hbar\vec{k} \cdot S. \quad (2.1)$$

Für die Streurrate gilt $S = \gamma\rho_{ee}$, mit der Zerfallsrate des angeregten Zustandes $\gamma = 1/\tau$ und ρ_{ee} , der Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustands, weil im Gleichgewicht die Rate der Anregung gleich der Rate der spontanen Zerfälle ist. Die Wahrscheinlichkeit

eines Atoms, im angeregten Zustand zu sein, ist

$$\rho_{ee} = \frac{s_0/2}{1 + s_0 + (2\delta/\gamma)^2}. \quad (2.2)$$

mit dem Sättigungsparameter $s_0 = I/I_0$, wobei I die Laserintensität und $I_0 = \frac{\pi\hbar c A_{ki}}{3\lambda^3}$ die Sättigungsintensität ist, und der Laserverstimmung $\delta_L = \omega_L - \omega_0$.

Da die Besetzungswahrscheinlichkeit maximal $1/2$ wird, ergibt sich daraus für die maximale Kraft, die durch den Impulsübertrag erreicht werden kann:

$$\vec{F}_{\max} = \frac{\hbar\vec{k}\gamma}{2} \quad (2.3)$$

Für hohe Streuraten kann diese Kraft sehr groß werden. Auf dem Kühlübergang von Calcium (1S_0 - 1P_1 , $\lambda = 423$ nm, $\gamma = 2.18 \cdot 10^8$ s $^{-1}$) ist sie z.B. 10^5 mal so groß, wie die Gravitationskraft. Die maximale Beschleunigung ergibt sich daraus zu

$$\vec{a}_{\max} = \frac{\vec{F}_{\max}}{M} = \frac{\hbar\vec{k}\gamma}{2M} = \vec{v}_R \frac{\gamma}{2} \quad (2.4)$$

wobei $\vec{v}_R = \hbar\vec{k}/M$ die Rückstoßgeschwindigkeit bei Absorption eines Photons und M die Masse eines Atoms ist.

Eine vollständige quantenmechanische Beschreibung des Atoms führt zu den optischen Blochgleichungen, mit deren Hilfe alle Wechselwirkungsprozesse beschrieben werden können [47]. Einige wichtige Ergebnisse sollen hier aufgeführt werden. Ein Maß für die Anregungsrate auf einem Übergang von i nach k ist die Rabi-Frequenz Ω_{ik} , die im wesentlichen das Produkt aus dem Dipolmatrixelement μ_{ik} des Überganges und der elektrischen Feldstärke E der Anregungsstrahlung ist

$$\Omega_{ik} = \mu_{ik} \cdot E/\hbar. \quad (2.5)$$

Mit Hilfe der Quantenelektrodynamik kann ein Zusammenhang zwischen Dipolmatrixelement μ_{ik} und dem Einstein - Koeffizienten des spontanen Zerfalls A_{ki} hergeleitet werden [48],

$$A_{ki}^2 = \frac{2e^2\omega^3\mu_{ik}}{3\epsilon_0\hbar c^3}, \quad (2.6)$$

so dass sich mit (2.5) und der oben definierten Sättigungsintensität I_0 ergibt

$$\Omega_{ik}^2 = A_{ki}^2 \frac{I}{2I_0}. \quad (2.7)$$

Aus den optischen Blochgleichungen folgt für die Übergangsrate r_{ik}

$$r_{ik} = \frac{\Omega_{ik}^2}{\gamma_k} \quad (2.8)$$

Gleichung (2.8) gilt insbesondere auch dann, wenn die Zerfallsrate des angeregten Zustandes γ_k durch zusätzliche Prozesse größer als die spontane Rate A_{ki} wird, d. h. $\gamma_k > A_{ki}$.

Die Sättigung als Verhältnis von induzierter Rate zur gesamten Zerfallsrate ist dann durch

$$s_{\text{eff}} = \frac{\Omega_{ik}^2}{\gamma_k^2} = \frac{I}{2I_0} \cdot \left(\frac{A_{ki}}{\gamma_k}\right)^2 \quad (2.9)$$

gegeben. Die Sättigungsintensität ist also gerade die Intensität, bei der das Verhältnis von induzierter Rate zur Zerfallsrate 1/2 beträgt.

2.1.2 Dopplerkühlung

Um die Spontankraft zur Kühlung zu nutzen, muss sie geschwindigkeitsabhängig sein. Dies ist auf einfache Weise durch den Dopplereffekt gegeben. Wird der Laser etwas rotverstimmt gegen die atomare Resonanz, absorbieren Atome, die auf den Laserstrahl zufliegen mehr Photonen, als solche, die in der entgegengesetzten Richtung fliegen. Auf diesem Effekt basiert die von Hänsch und Schawlow [4] vorgeschlagene Kühlung von Neutralatomen. Durch eine Anordnung von gegenläufigen, rotverstimmt Laserstrahlen, können Atome auf Geschwindigkeiten von wenigen m/s, entsprechend einigen mK, abgekühlt werden. Die erreichbare Grenze dieser Kühlmethode ergibt sich aus dem Gleichgewicht von Kühl- und Heizrate. In einer Dimension gilt mit 2.2 für den Betrag der geschwindigkeitsabhängigen Spontankraft

$$F(v) = F(\delta(v)) = \frac{\hbar k \gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + (2\delta(v)/\gamma)^2} \quad (2.10)$$

mit der geschwindigkeitsabhängigen Verstimmung $\delta(\vec{v}) = \delta_L - \vec{k} \cdot \vec{v}$, wobei $\delta_L = \omega_L - \omega_0$ die Verstimmung des Lasers zur Resonanz ist und $k = 2\pi/\lambda$ der Betrag des Wellenvektors. Für zwei gegenläufige Laserstrahlen ist die Gesamtkraft, die auf ein Atom wirkt, die Summe der beiden entgegengesetzten Kräfte, die für kleine Geschwindigkeiten linearisiert werden kann:

$$F(v) = F_+(v) + F_-(v) \approx -4\hbar k^2 \underbrace{\frac{I}{I_0 [1 + 2I/I_0 + (2\delta/\gamma)^2]^2}}_{\alpha} v \quad (2.11)$$

Dies gilt allerdings nur, wenn die natürliche Linienbreite viel größer als die Dopplerverschiebung durch den Photonenrückstoß ist, d.h. $\frac{\hbar k^2}{M} \ll \gamma$. Der Faktor 2 vor der Intensität I berücksichtigt, dass jetzt zwei Laserstrahlen mit dem Atom wechselwirken. Es wirkt also eine dämpfende Kraft, die aus der unterschiedlichen Zahl der absorbierten Photonen aus den zwei Richtungen resultiert.

Aus der Dämpfung $F(v) = -\alpha v$ folgt die Kühlrate \dot{E}_{cool} mit

$$\dot{E}_{\text{cool}} = \frac{\partial}{\partial t} \frac{p^2}{2M} = \dot{p} \frac{p}{M} = F(v)v = -\alpha v^2 \quad (2.12)$$

Diese Dämpfung würde die Geschwindigkeit beliebig klein machen. Die spontane Emission und die für ruhende Atome zufällige Absorption von Photonen ist jedoch als Heizprozess zu berücksichtigen. Die Heizrate ergibt sich aus der Zahl der in zufällige Richtungen gestreuten Photonen N pro Zeit:

$$\dot{E}_{\text{heat}} = \frac{\langle p^2 \rangle}{2M} = \frac{\langle (\hbar k N)^2 \rangle}{2M} = \frac{(\hbar k)^2}{2M} 2S(\delta_L, s_0), \quad (2.13)$$

wobei $S = \dot{N}$ die Streurrate in Abhängigkeit von der Laserverstimmung δ_L und dem Sättigungsparameter s_0 ist (s. (2.2)). Der Faktor 2 berücksichtigt hier, dass sowohl Absorption als auch spontane Emission zur Heizrate beitragen.

Nach Gleichsetzen der Raten und Auflösen nach $Mv^2 = k_B T$ ergibt sich die minimale Temperatur für $\delta_L = \gamma/2$ und $I \approx 0$:

$$T_D = \frac{\hbar \gamma}{2k_B} \quad (2.14)$$

Obwohl die hier genannten Ergebnisse für eindimensionale Kühlung abgeleitet wurden, gelten sie auch im dreidimensionalen Fall. Da die Kühlrate konstant bleibt, die Heizrate aber wegen der zusätzlichen Laserstrahlen dreimal so groß ist, ergibt sich auch ein dreimal höherer Wert für v^2 . Da sich die kinetische Energie allerdings auch auf dreimal so viele Freiheitsgrade verteilt, bleibt die Temperatur gleich.

Eine weitere Grenze der Laserkühlung ist durch den Impulsübertrag bei der spontanen Emission gegeben. Die Rückstoßenergie $E_R = (\hbar k)^2/2M$ entspricht einer minimalen Temperatur von

$$T_R = \frac{\hbar^2 k^2}{M k_B}, \quad (2.15)$$

die dementsprechend als Rückstoßlimit bezeichnet wird. Alle Verfahren, die mit der Spontankraft unter dieses Limit kühlen, sind deshalb darauf angewiesen, dass Atome zufällig durch den spontanen Rückstoß in eine sehr schmale Geschwindigkeitsverteilung um $v = 0$ fallen und dort nicht mehr angeregt werden, also in einem dunklen Zustand sind.

Die ultimative Grenze des optischen Kühlens stellt das Gravitationslimit dar [49]. Auch Atome, die in einem dunklen Zustand sind werden durch die Gravitation beschleunigt, bis sie wieder Geschwindigkeiten haben, bei denen sie angeregt werden können. Als minimale Temperatur T_G im Gravitationsfeld der Erde ergibt sich damit, unabhängig vom genauen Kühlverfahren,

$$T_G = \frac{Mg}{k_B k}, \quad (2.16)$$

mit der Erdbeschleunigung g .

2.1.3 Magneto-optische Falle

Die optische Melasse erzeugt eine Kraft, die die Atome im Geschwindigkeitsraum komprimiert. Um die gekühlten Atome auch einzufangen, ist zusätzlich eine rückstellende Kraft im

Ortsraum nötig. Diese wird in der magneto-optischen Falle (magneto optical trap, MOT) durch die Kombination der optischen Melasse mit einem inhomogenen Magnetfeld erzeugt. In der Regel wird ein Quadrupolfeld verwendet, dass durch zwei parallele Spulen mit gegenläufigem Stromfluß erzeugt wird. Der Betrag des Magnetfeldes ist in der Mitte Null und nimmt nach allen Seiten zu. In der Nähe der Null ist diese Zunahme annähernd linear. Das Magnetfeld erzeugt eine Verschiebung der Energieniveaus um

$$\Delta E_B = \mu_B g_j m_j B \text{ und } \Delta E'_B = \mu_B g'_j m'_j B \quad (2.17)$$

wobei μ_B das Bohrsche Magneton, m_j, m'_j die magnetische Quantenzahl und g_j, g'_j der Landésche g-Faktor im Grund- bzw. angeregten Zustand sind. B ist der Betrag der magnetischen Feldstärke. Für die Verschiebung der Resonanzfrequenz auf dem Übergang $^1S_0 - ^1P_1$ in einem Magnetfeld ergibt sich damit für Ca ($m_j = 0, m'_j = \pm 1, g'_j = 1$) :

$$\Delta\nu = \frac{(\Delta E_B - \Delta E'_B)}{h} = \mu' B \quad (2.18)$$

mit $\mu' = \pm\mu_B/h = \pm 1.40 \text{ MHz G}^{-1}$. Die magnetischen Unterzustände verschieben unterschiedlich in Abhängigkeit von der Richtung des Magnetfeldes, wobei der $m=-1$ immer der energetisch niedrigste Zustand ist.

Wird nun für die optische Melasse eine Kombination von σ^+ - und σ^- -polarisierten Strahlen verwendet, wird die Anregungswahrscheinlichkeit ortsabhängig. Bei der richtigen Wahl der zirkularen Polarisation, werden die magnetischen Unterzustände so in Resonanz verschoben werden, dass bevorzugt Photonen in Richtung des Fallenzentrums absorbiert werden. Insgesamt ergibt sich damit für die effektive Verstimmung des Lasers zur atomaren Resonanz:

$$\delta' = \delta_L - kv - \mu' B(x) \quad (2.19)$$

2.1.4 Sub-Dopplerkühlung

Die wichtigsten und erfolgreichsten Verfahren zur optischen Kühlung unter das Dopplerlimit gehören zur Klasse der Sisyphus-Kühlmethoden. Sie basieren z.B auf der unterschiedlichen energetischen Verschiebung verschiedener Unterzustände in einem Lichtfeld, wie sie durch Polarisationsgradienten in einer stehenden Welle aus zwei senkrecht zueinander polarisierten Strahlen entsteht. Ausführlich wird dieses Kühlverfahren von Dalibard und Cohen-Tannoudji in [11] diskutiert. Durch geschicktes optisches Pumpen kann man erreichen, dass die Atome immer Potentialberge hinauflaufen, daher die Anlehnung des Namens an den griechischen Mythos von Sisyphus.

Ein etwas anderes Beispiel ist die Kühlung in zwei gegenläufigen, zirkular polarisierten Strahlen mit entgegengesetzter Drehrichtung, wie sie für die MOT verwendet werden. Vernachlässigt man das Magnetfeld (z.B. im Zentrum der Falle), bildet sich ebenfalls eine räumlich variierende Polarisation aus. Da diese allerdings immer linear ist, entstehen keine räumlichen Variationen des Potentials. Die Kühlung basiert in diesem Fall auf dem nichtadiabatischen Folgen der atomaren Population.

Für die hier benannten Kühlverfahren gilt insgesamt jedoch, dass der optische Pumpprozess langsamer als die Bewegung des Atoms in einen Bereich anderen Potentials oder anderer Polarisation ist. Dies ist z.B. wichtig für die Abschätzung der Kühlzeiten mit diesen Methoden.

2.2 Spektroskopie an kalten atomaren Ensembles

Bei der Spektroskopie an Atomen ist die Auflösung von Linien häufig durch den Dopplereffekt limitiert. Ein bewegtes Atom hat eine um $\Delta\omega = \omega_0 v/c = k v$ verschobene Resonanzfrequenz. Da in der Regel ein großes Ensemble von Atomen mit einer statistischen Geschwindigkeitsverteilung untersucht wird, sind die Linien entsprechend verbreitert. Um den Einfluss dieser Verbreiterung auszuschalten und z.B. die ungestörte Resonanzfrequenz oder auch Verschiebungen durch andere Einflüsse genauer bestimmen zu können, gibt es verschiedene Methoden. In diesem Abschnitt sollen die Sättigungsspektroskopie, die im Prinzip die Auflösung der natürlichen Linienbreite erlaubt und die Atominterferometrie mit Laserstrahlen als Strahlteiler kurz vorgestellt werden.

2.2.1 Doppler- und Sättigungsspektroskopie

Die einfachste Form der Laserspektroskopie ist die Einstrahlung eines Lasers auf ein Ensemble von Atomen. In Abhängigkeit von der Laserfrequenz wird die Anregungsrate dann über die Absorption oder, wie in dieser Arbeit, die Fluoreszenz beim Zerfall des angeregten Zustandes gemessen. Wird diese Spektroskopie auf einem sehr schmalen Übergang durchgeführt, kann auch die Geschwindigkeit von gekühlten Atomen noch einen wesentlichen Einfluß auf die Linienbreite haben. Der Interkombinationsübergang 1S_0 - 3P_1 von Ca ($\lambda = 657$ nm, $\gamma = 2\pi \cdot 0.3$ kHz) ist z.B. für ein Atom mit $v = 1$ m/s um $\Delta\nu = v/\lambda = 1.5$ MHz verschoben. Damit ergeben sich für in der MOT gekühlte Atome mit $v_{rms} \approx 0.8$ m/s = $\lambda\nu_{rms}$ Linienbreiten von mehr als einem Megahertz, die wesentlich größer als die natürliche Linienbreite sind.

Während die atomare Resonanz ein Lorentz-Profil hat, ist die Geschwindigkeitsverteilung (für ein Ensemble, das eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung hat) Gauss-förmig, d. h. $f(v) \sim e^{-\frac{v^2}{2v_{rms}^2}}$. Aus der mittleren quadratischen Geschwindigkeit v_{rms} ergibt sich die volle Halbwertsbreite eines Gauss-Profiles w_{FWHM} zu

$$w_{FWHM} = 2 \sqrt{2 \ln 2} v_{rms}. \quad (2.20)$$

Das exakte beobachtbare Linienprofil (Voigt-Profil) ergibt sich dann aus der Faltung der beiden Profile. Bei der großen Differenz zwischen der natürlichen Linienbreite und der Dopplerbreite ist in den experimentellen Daten für Ca allerdings keine signifikante Abweichung vom Gauss-Profil festzustellen. Damit kann durch einen Gauss-Fit an die Dopplerverbreiterte Linie auf einfache Weise die Geschwindigkeit und damit die Temperatur des atomaren Ensembles bestimmt werden.

Da alle realen Laser eine endliche Linienbreite haben, geht natürlich in die beobachtbare Linienbreite auch die Laserlinienbreite ein. Diese wird meist nicht durch die tatsächliche Linienbreite des verwendeten Lasers begrenzt, sondern durch die Wechselwirkungszeit mit dem atomaren Ensemble. Bei der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten gepulsten Anregung entspricht die Wechselwirkungszeitverbreiterung der Fourierbreite des Anregungspulses mit der Pulsdauer τ . Die Fouriertransformierte eines Rechteckpulses ist eine $\sin^2 x/x^2$ -Funktion mit $x = \pi \delta\nu \tau$, deren Halbwertsbreite $\delta\nu \approx 1/\tau$ [50] ist. Um geeignetere Fouriertransformierte des Anregungspulses, die insbesondere keine Nebenmaxima haben, zu bekommen kann die Pulsform variiert werden, was zu sogenannten Blackman- oder Hermite-Pulsen führt [51].

Neben der mit der größeren Linienbreite verbundenen größeren Unsicherheit bei der Bestimmung der Linienmitte, hat die Dopplerspektroskopie einen weiteren Nachteil. Falls das beobachtete Ensemble eine Schwerpunktbewegung ausführt, ist das Dopplerprofil entsprechend verschoben. Um dieses Problem zu umgehen, und die unverschobene Resonanz nur mit Atomen aus einem kleinen Geschwindigkeitsintervall um $v = 0$ zu bestimmen, kann ein zweiter Laserstrahl genau entgegengesetzt zum ersten Anregungsstrahl verwendet werden. Wenn die Intensität beider Laserstrahlen so eingestellt ist, dass sie maximal anregen, wird in den Flanken des Gauss-Profiles die gemessene Fluoreszenz genau doppelt so groß sein wie bei der Spektroskopie mit nur einem Anregungslaser, da beide Laserstrahlen mit unterschiedlichen Geschwindigkeitsklassen wechselwirken. Bei Rotverstimmung sind z.B. jeweils die auf die Laserstrahlen zu fliegenden Atome in Resonanz. Nur wenn beide Laserstrahlen mit der Geschwindigkeitsklasse um $v = 0$ wechselwirken, entsteht ein Sättigungsdip. Besonders anschaulich wird das Entstehen des Dips, wenn die beiden Strahlen nacheinander angeschaltet werden. Hat der erste Strahl alle Atome angeregt, kann der zweite Strahl keine mehr anregen. Er wird durch stimulierte Emission die Fluoreszenz bis unter den Wert für die einfache Anregung reduzieren. Die Breite des Sättigungsdips ist im wesentlichen von der Breite der Geschwindigkeitsklasse, die zu ihm beiträgt, und damit von der Frequenzbreite des anregenden Laser, abhängig. Bei der gepulsten Anregung ist diese im Wesentlichen durch die Wechselwirkungszeit gegeben und proportional zu $1/\tau$ (s.o.).

Bei hinreichend langer Pulsdauer kann die Wechselwirkungszeitverbreiterung so klein gehalten werden, dass am Sättigungsdip der Impulsübertrag durch die Photonenabsorption sichtbar wird [52]. Der Dip spaltet in zwei Rückstoßkomponenten auf, weil das 'Loch' in der Grundzustandsverteilung und die Besetzung im angeregten Zustand um einen Photonenrückstoß v_R gegeneinander verschoben sind (s. Abb. 2.1). Der entgegengerichtete Laser wird also beim Durchstimmen zweimal keine zusätzliche Fluoreszenz erzeugen, zunächst, wenn er mit der Besetzung im angeregten Zustand resonant ist, dann, wenn er mit dem Loch in der Grundzustandsverteilung wechselwirkt. Wenn beide Laser synchron durchgestimmt werden, beträgt die Aufspaltung der beiden Rückstoßkomponenten

$$\Delta\nu_R = \omega_{\text{HF}} - \omega_{\text{NF}} = v_R \cdot k = \hbar k^2 / M. \quad (2.21)$$

Für Ca ist diese Aufspaltung der beiden Rückstoßkomponenten mit der Rückstoßgeschwindigkeit auf dem Interkombinationsübergang von $v_R = 1,5 \text{ cm/s}$ $\Delta\nu_R = 23 \text{ kHz}$. Nur wenn

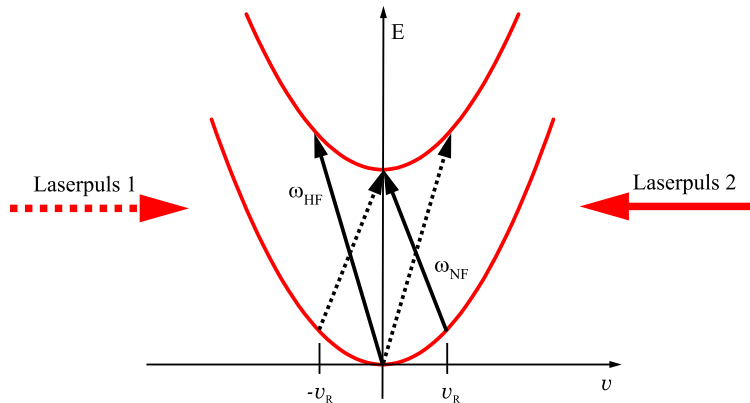


Abbildung 2.1: Die Anregung mit Laserpuls 1 erzeugt eine Besetzung im angeregten Zustand mit einer um v_R verschobenen Geschwindigkeit. Ein gegenläufiger Laserpuls wird beim Durchstimmen beider Laserpulse zunächst mit Atomen im angeregten Zustand in Resonanz kommen (bei ω_{NF}) und dann mit dem Loch in der Grundzustandsverteilung wechselwirken (bei ω_{HF}). Dies hat eine Aufspaltung des Lambdips um $\Delta\nu_R = \omega_{HF} - \omega_{NF}$ zur Folge.

die Breite des Dips vergleichbar zu dieser Aufspaltung wird, ist die Aufspaltung zu erkennen. Abb. 2.2 zeigt die Rückstoßaufspaltung für verschiedene Zeiten zwischen den Pulsen. Weil die angeregten Atome zwischenzeitlich wieder in den Grundzustand zerfallen (Lebensdauer $\tau = 0,5$ ms), nimmt die Besetzung des angeregten Zustands, und damit die niederfrequente Komponente, mit steigender Zeit zwischen den Pulsen ab. Da das Loch in der Grundzustandsverteilung durch den spontanen Zerfall nicht wieder aufgefüllt wird, bleibt es erhalten.

2.2.2 Atominterferometrie

Ein Nachteil der Sättigungsspektroskopie liegt darin, dass die Zahl der Atome, die zum Signal beitragen, mit zunehmender Auflösung stark abnimmt. Diesen Nachteil kann man durch Verwendung der Ramsey-Bordé-Atominterferometrie umgehen. Sie verwendet mehrere kurze Pulse, deren Fourierbreite so groß ist, dass sie trotz der Doppler-Verbreiterung einen großen Teil des atomaren Ensembles anregen. Die hohe Auflösung wird durch lange Zeiten *zwischen* den Pulsen erreicht.

Die Methode basiert auf einem von Ramsey in den 50er Jahren entwickelten Verfahren zur Steigerung der Auflösung der Mikrowellenspektroskopie an Atomstrahlen [16]. Durch Anregung in zwei getrennten, aber phasengekoppelten Anregungszonen, wird ein Signal erzeugt, das cosinusförmig von der Differenz zwischen Anregungsfrequenz und Übergangsfrequenz abhängt und dessen zentrales Maximum eine Halbwertsbreite hat, die nur von der Flugzeit zwischen den beiden Anregungszonen abhängt. Dieses Verfahren ist inzwischen Standard bei der Realisierung von Cs-Atomuhren, bei denen ein Mikrowellenoszillator auf die Frequenz des Hyperfeinstrukturübergangs von Cs stabilisiert wird.

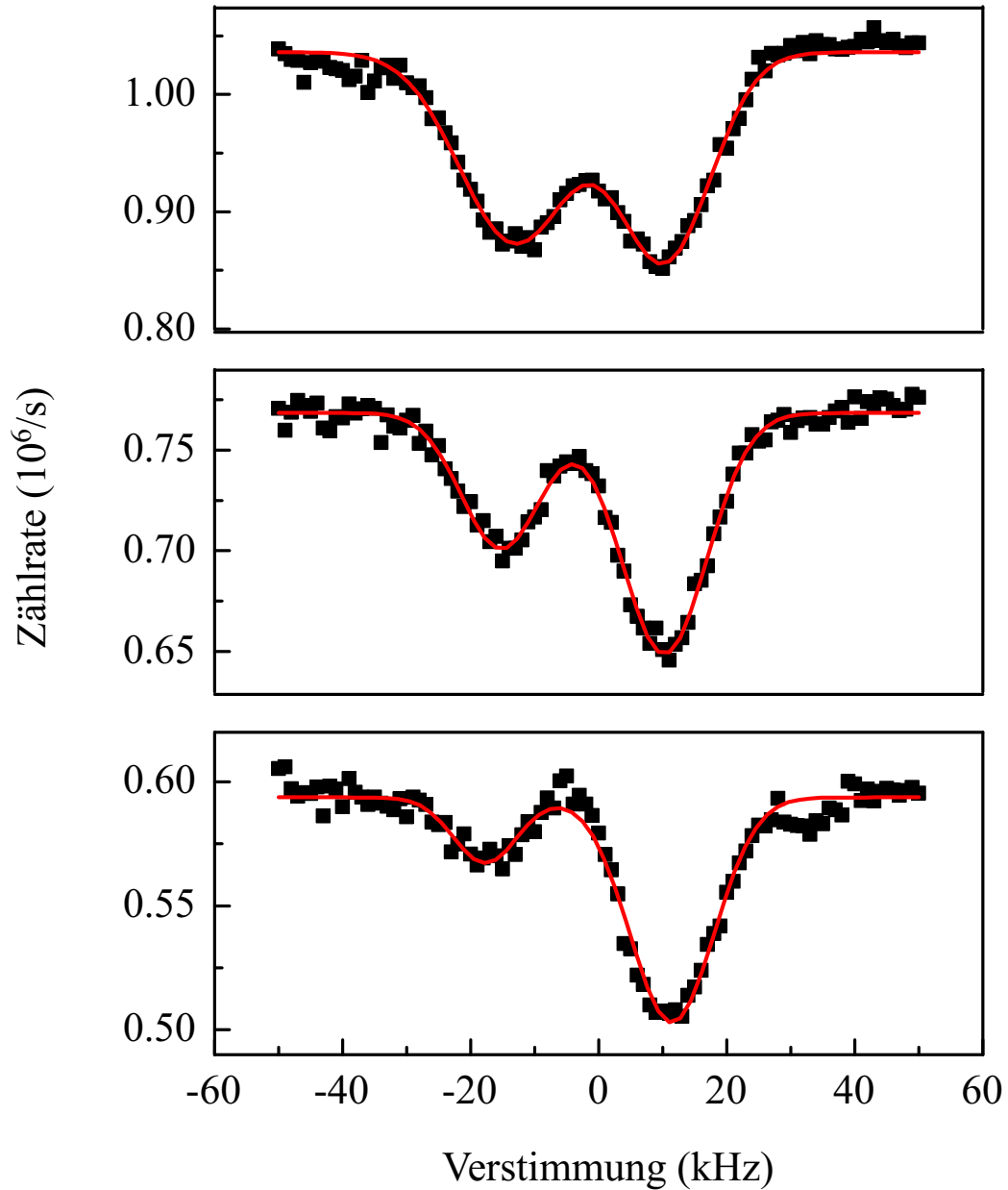


Abbildung 2.2: Rückstoßaufspaltung des Lambdips bei verschiedenen Pulsabständen ($t = 2, 200, 400 \mu\text{s}$). Mit zunehmendem Pulsabstand nimmt die niederfrequente Komponente ab, weil die Atome aus dem angeregten Zustand wieder zerfallen. Die absolute Abnahme der Fluoreszenz ist eine Folge der hohen Geschwindigkeit der Atome, die sich deshalb während der Wartezeit aus dem Wechselwirkungsbereich mit dem zweiten Laser entfernen.

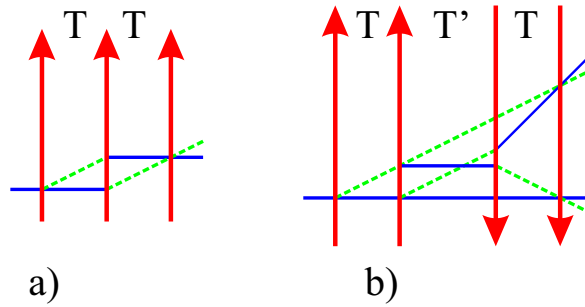


Abbildung 2.3: Zwei unterschiedliche Anordnungen von Laserstrahlen als Strahlteiler in einem Atominterferometer. Bei der symmetrischen Anordnung (a) hängt die Interferenzphase nur von der Phase der Laserstrahlen ab. Das asymmetrische Atominterferometer (b) führt zu Interferenzstrukturen, die vom Detuning des Lasers zur atomaren Resonanz abhängen.

Bei der Übertragung der Methode in den optischen Bereich tritt die Schwierigkeit auf, dass die Wellenlängen um etwa fünf Größenordnungen kleiner sind und damit in Atomstrahlen mit Ausdehnungen von vielen Wellenlängen die Atome viele unterschiedliche Phasen sehen, so dass sich das Gesamtsignal zu Null mittelt. Dieses Problem wurde durch zusätzliche Anregungszonen gelöst, und Ende der 70er Jahre wurden die ersten Interferenzsignale im optischen Bereich realisiert.

Die Interpretation der Ramsey-Anregung als Materiewelleninterferometer durch Bordé [53] hat dann den Begriff Ramsey-Bordé-Atominterferometer geprägt. Der Atomstrahl wird dabei als Materiewelle betrachtet, die durch resonante Laserstrahlen in verschiedene Teilwellen aufgespalten und wieder überlagert wird. Auf unterschiedliche Weise kann man zeigen, dass die Phase der Laserstrahlen der atomaren Phase aufgeprägt wird [54]. Für die aufgeprägte Phase gilt in Abhängigkeit von der Phase des Laserfeldes am Ort \vec{r} zum Zeitpunkt t

$$\Phi = \pm i(kr - \omega t + \phi), \quad (2.22)$$

wobei ϕ eine zusätzliche Phasenverschiebung des Laserfeldes bedeutet, wie sie z.B. durch einen geeigneten Phasenschieber erreicht wird und das Vorzeichen bei Absorption negativ und bei stimulierter Emission positiv ist. Zusätzlich wird zwischen den Strahlteilern eine Phase aufgrund der freien Evolution der Wellenpakete akkumuliert, die u.a. vom inneren Zustand der Atome abhängt.

Das einfachste geschlossene Atominterferometer dieser Art besteht aus drei parallelen Laserstrahlen (vgl. Abb. 2.3 (a)), die eine atomare Welle in zwei Teilwellen aufspalten, diese reflektieren und schließlich wieder überlagern, analog zu einem optischen Mach-Zehnder-Interferometer. In Abhängigkeit von der Phasendifferenz zwischen den Teilwellen oszilliert die Besetzung des Grund- und des angeregten Zustandes. Die atomare Phasendifferenz bei der Überlagerung ergibt sich zu

$$\Delta\Phi = -\Phi_1 + 2\Phi_2 - \Phi_3 \quad (2.23)$$

und ist Null, wenn alle drei Laserphasen Φ_i gleich sind. Da die unterschiedlichen Teilpfade

symmetrisch sind unterscheiden sich die zwischen den Strahlteilern akkumulierten Phasen nicht. Durch gezielte Variation der Phase eines Laserstrahls kann eine Phasendifferenz erzeugt werden. Atominterferenzen dieser Art werden in Abschnitt 4.5 benutzt.

Eine andere wichtige Anordnung besteht aus zwei Paaren von Laserstrahlen, die genau entgegengerichtet sind (s. Abb. 2.3 (b)). Da hierbei die Teilpfade nicht mehr symmetrisch sind, werden Phasen aufsummiert, die von der Verstimmung des Lasers zur atomaren Resonanz abhängen [54]. Mit diesem Typ von Atominterferometer werden z.B. optische Frequenznormale realisiert. Eine ausführliche Diskussion unterschiedlicher Interferometeranordnungen findet sich in [55].

Mit gekühlten Atomen ist die räumliche Trennung der Anregungszonen unnötig. Die Atominterferometrie wird deshalb im Zeitbereich durchgeführt, wobei die Strahlteiler durch Pulse von Laserstrahlen realisiert werden. Wie viele Atome dabei durch einen Puls angeregt werden, hängt vom Produkt aus Rabi-Frequenz Ω_{ik} und Pulsdauer τ ab, da die Besetzung des angeregten Zustandes durch $\rho_{ee} = \sin^2 \Omega_{ik} \tau$ gegeben ist. Um einen 50 % -Strahlteiler zu realisieren muss der Rabiwinkel θ ,

$$\theta = \Omega_{ik} \cdot \tau = \sqrt{I/2I_0} \gamma \cdot \tau \quad (2.24)$$

gleich $\pi/2$ werden. Dementsprechend gilt für einen 100 % - Reflektor, dass $\theta = \pi$ sein muss. Die Strahlteilerpulse werden deswegen auch als $\pi/2$ - bzw. π - Puls bezeichnet. Nach Gleichung 2.24 kann, um von einem $\pi/2$ - Puls zu einem π - Puls zu kommen, entweder die Laserintensität I vervierfacht oder die Pulsdauer τ verdoppelt werden.

Die Zahl der Atome aus der Geschwindigkeitsverteilung, die zum Interferenzsignal beitragen, hängt von der Dauer der Anregungspulse ab. Der Pulsdauer des Anregungspulses τ entspricht eine Fourierfrequenzbreite $\Delta\nu \sim 1/\tau$, die in der Regel kleiner als die Dopplerbreite des atomaren Ensembles ist, weil die minimale Pulsdauer durch die vorhandene Laserleistung begrenzt wird.

2.3 Eigenschaften von Erdalkalien

Die häufigsten Isotope der Erdalkalielemente haben aufgrund der symmetrischen Kernstruktur keine Hyperfeinaufspaltung. Da ihr Grundzustand ein 1S_0 -Zustand ist, spaltet er auch im Magnetfeld nicht auf. Darüberhinaus haben sie einen schmalen Interkombinationsübergang („Uhrenübergang“) mit natürlichen Linienbreiten von z.B. 30 Hz (Mg), 0.3 kHz (Ca) und 7 kHz (Sr). Dies macht insbesondere die drei genannten Elemente zu attraktiven Kandidaten für Atominterferometer und Frequenznormale, da die schmalen Linien eine hohe Auflösung ermöglichen, nur geringe Abhängigkeiten von externen Feldern bestehen und die Wellenlängen mit Lasern realisiert werden können.

Die effektive Laserkühlung auf dem Dipolübergang („Kühlübergang“) im Singulettssystem 1S_0 - 1P_1 hat einige der bereits in der Einleitung genannten Anwendungen erst ermöglicht. Allerdings sind die bekannten Sub-Dopplerkühlverfahren nicht anwendbar, da sie auf der magnetischen Substruktur des Grundzustands basieren, so dass die Kühlung bisher durch das Dopplerlimit begrenzt war.

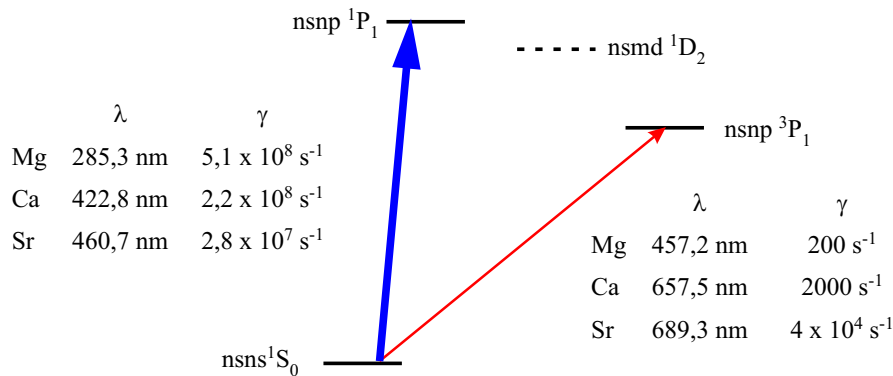


Abbildung 2.4: Termschema der Kühl- und Uhrenübergänge von Mg ($n=3$), Ca ($n=4$, $m=3$) und Sr ($n=5$, $m=4$).

2.4 Sub-Millikelvin Kühlung von Ca

Da die weit verbreitete Sub-Dopplerkühlung durch Polarisationsgradienteneffekte auf dem normalen Kühlübergang bei Ca nicht funktioniert, sind zur weiteren Kühlung andere Ansätze erforderlich. In diesem Abschnitt sollen einige zur Zeit bekannte Ideen kurz vorgestellt werden und ihre Vor- und Nachteile diskutiert werden.

2.4.1 Nutzung des Interkombinationsübergangs $^1S_0 - ^3P_1$

Der Interkombinationsübergang $^1S_0 - ^3P_1$ bietet einige Möglichkeiten zur weiteren Geschwindigkeitsreduzierung, da die schmale natürliche Linienbreite eine hohe Geschwindigkeitsselektivität ermöglicht.

Ein Verfahren, die Maxwells-Dämon-Kühlung, selektiert in einer Dimension die langsamsten Atome und akkumuliert sie im angeregten Zustand. Es wird im Kapitel 4 vorgestellt.

Natürlich kann auch auf der Interkombinationslinie Dopplerkühlung realisiert werden. Allerdings unterscheiden sich die Bedingungen sehr von denen der herkömmlichen Dopplerkühlung auf einem starken Übergang. So wird ein Atom z.B. durch nur einen Photonenimpuls so weit beschleunigt, dass die Dopplerverschiebung wesentlich größer als die Linienbreite ist. Um effektiv kühlen zu können, muss deshalb ein breites Band von Laserfrequenzen verwendet werden. Die „Breitbandkühlung“ und ihre Anpassung an Ca wird im Kapitel 5 dargestellt.

2.4.2 Kühlung in angeregten Zuständen

Um die bekannten Verfahren zur Sub-Dopplerkühlung anwenden zu können, ist ein Grundzustand mit magnetischer Substruktur notwendig. Da der 1S_0 - Zustand dafür nicht geeignet ist, liegt es nahe, nach der normalen Dopplerkühlung auf dem Dipolübergang im Singulettssystem die Kühlung im Triplettssystem fortzusetzen.

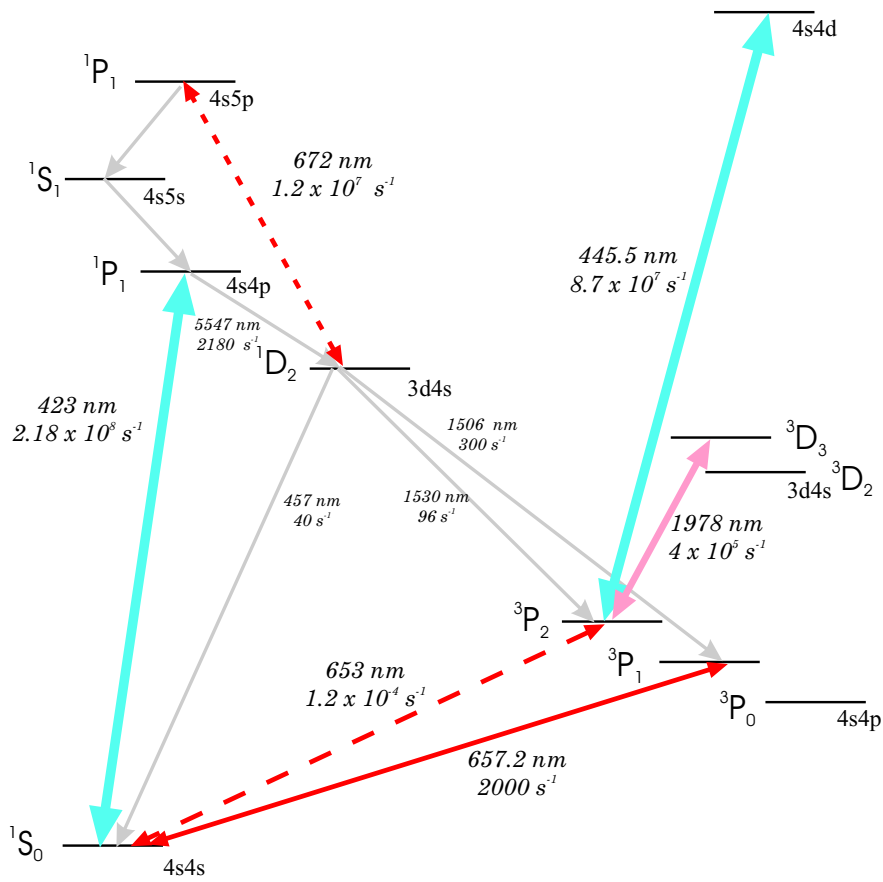
Der 3P_1 -Zustand ist leicht durch Anregung auf der Interkombinationslinie zu erreichen. Um effiziente Polarisationsgradientenkühlung z.B. auf dem Übergang zum $4p^2\ ^3P_0$, $\lambda = 430$ nm zu erreichen, sollte die Zeit zum optischen Pumpen in den jeweils anderen Magnetzustand größer als die Driftzeit in einen Bereich anderer Polarisation sein. Bei einer Geschwindigkeit von 1 m/s dauert es $\approx 0.1\ \mu\text{s}$ bis ein Atom eine viertel Wellenlänge gedriftet ist, bei einer Geschwindigkeit von 10 cm/s, die etwa fünf Rückstößen entspricht, bereits $1\ \mu\text{s}$. Bei einer natürlichen Lebensdauer des 3P_1 -Zustands von $500\ \mu\text{s}$ können also einige Hundert Absorptions- und Emissionszyklen realisiert werden. Ob dies für eine effiziente Kühlung ausreicht, kann an dieser Stelle nicht beantwortet werden.

Für eine Reihe von Anwendungen interessant ist der metastabile 3P_2 -Zustand mit einer (berechneten) Lebensdauer von 8100 s [56]. Zum einen gibt es Vorschläge [57], mit Hilfe solcher Zustände einen kontinuierlich gepumpten Atomlaser zu realisieren, zum anderen wäre ein Frequenznormal auf der Interkombinationslinie 1S_0 - 3P_2 mit einer Linienbreite von $20\ \mu\text{Hz}$ vielleicht geeignet, um kleinste Unsicherheiten zu erreichen (s. Abb. 2.5).

Da der 3P_2 -Zustand über den Verlustkanal 1P_1 - 1D_2 - 3P_2 der normalen Kühlung von Ca gefüllt wird, bietet er sich als Grundzustand für weitere Kühlverfahren an und hat den Vorteil, dass er wegen $J=2$ auch die bekannten Sub-Doppler-Kühlmethoden ermöglicht. Der erfolgversprechendste Kühlübergang ist dabei der $4s4p\ ^3P_2$ - $3d4s\ ^3D_3$, $\lambda = 1977$ nm, da er vollständig geschlossen ist. Da die Zerfallrate γ auf diesem Kühlübergang mit $\gamma = 4 \cdot 10^5$ relativ klein ist, liegt das Dopplerlimit dieses Übergangs $T_D = \hbar\gamma/(2k_B) = 1.5\ \mu\text{K}$ schon drei Größenordnungen unter dem Limit der normalen Kühlung. Aufgrund der großen Wellenlänge ist das Rückstoßlimit $T_R \approx 0.12\ \mu\text{K}$ nochmals eine Größenordnung kleiner.

In den Gruppen von Prof. Hemmerich in Hamburg und Prof. Bergeson in Provo, Utah, wird an dieser Kühlung gearbeitet [58, 59]. An der Universität Hamburg ist es inzwischen mit einem Tm:YAG-Laser gelungen, Atome im 3P_2 zu fangen [60]. Der Nachweis erfolgt durch optisches Pumpen über den $4p^2\ ^3P_0$ in den $4s4p\ ^3P_1$ und Detektion der Fluoreszenz beim Zerfall in den 1S_0 .

Eine andere Möglichkeit ist die Kühlung auf dem Übergang $4s4p\ ^3P_2$ - $4s4d^3D_3$, $\lambda = 446$ nm, dessen Wellenlänge einfacher zu realisieren ist. Allerdings ist dieser Übergang nicht ganz geschlossen, so dass bei hohen Streuraten Verluste zu erwarten sind. Etwa jedes 10^4 te Atome wird nicht in den 3P_2 zurückkehren. Da jedoch vorgekühlte Ensemble verwendet werden, sollte dies kein entscheidendes Problem sein. Das Dopplerlimit $T_D \approx 0.3\ \text{mK}$ ist etwas niedriger als auf dem Kühlübergang im Singulettssystem, die Rückstoßtemperatur beträgt $T_R = 2.4\ \mu\text{K}$. Damit würden zwar auch auf diesem Übergang sehr tiefe Temperaturen erreicht, aber bis auf das Problem der Erzeugung der Laserstrahlung, ist der $1.9\ \mu\text{m}$ - Übergang überlegen.

Abbildung 2.5: Schema der für die Verwendung des $3P_2$ - Zustandes relevanten Übergänge.

Kapitel 3

Experimentelle Grundlagen

3.1 Kühllaser

Die Laserstrahlung für den Kühlübergang von Calcium bei $\lambda = 423$ nm wird mit einem frequenzverdoppelten Diodenlasersystem erzeugt. Eine entspiegelte Laserdiode in einem erweiterten Resonator (Extended Cavity Diode Laser, ECDL) in Littman-Anordnung dient als Master Oszillator. Damit werden ca. 6 mW Leistung bei 846 nm mit einer Linienbreite < 1 MHz erzeugt. Eine weitere Laserdiode (SDL-5431, 200 mW) wird als Slave Oszillator durch einen 'Injection Lock' an den Master Laser gekoppelt. Die erzeugte infrarote Leistung (≈ 160 mW) wird in einen Ringresonator eingekoppelt. Zur Frequenzverdopplung wird in diesem Ringresonator ein KNbO_3 - Kristall ($L=15$ mm, entspiegelt für beide Wellenlängen) verwendet. Gleiche Phasengeschwindigkeiten von Grund- und Oberwelle werden durch die Temperatur eingestellt, wobei die Phasenanstimmungstemperatur für 846/423 nm bei ungefähr -12 °C liegt. Um Eisbildung auf dem Kristall zu verhindern, ist der gesamte Resonator in einem luftdichten Gehäuse, das mit Trocknungsmittel (Zeolite) gefüllt ist, untergebracht. Zusätzlich wird der Kristall mit Sauerstoff gespült. Dennoch traten immer wieder Defekte der Oberflächen auf, die zu einer deutlichen Reduzierung der Verdopplungseffizienz führten. Je nach Kristall konnten mit diesem Aufbau bis zu 50 mW Laserleistung bei 423 nm erzeugt werden. Die typischen Leistungen lagen bei 40 mW. Um den Laser auf die Wellenlänge des Kühlübergangs zu stabilisieren, wird ein kleiner Ca - Atomstrahl verwendet. Ein Teil des Kühllichtes tritt senkrecht durch den Atomstrahl und eine Photodiode detektiert die entstehende Fluoreszenz. Durch zwei Magnetfeldspulen wird die Verstimmung eingestellt und zusätzlich eine Modulation aufgeprägt, um eine Lock-in Detektion zu ermöglichen. Das erzeugte Fehlersignal wurde anfangs auf den Piezoaktuator zur Einstellung der Resonatorlänge des Master Lasers gegeben. Da die Modulation des Magnetfeldes mit 5 kHz erfolgte, war die Regelbandbreite der Stabilisierung gering. Die Folge war, dass die Frequenz des Kühllasers und damit auch die Zahl der eingefangenen Atome nicht sehr stabil war. Fluktuationen der MOT-Fluoreszenz von mehreren Prozent limitierten das Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Spektroskopie. Deshalb wurde eine zusätzliche Stabilisierung des Masterlasers auf einen Referenzresonator aufgebaut [61]. Die dabei verwendete

Hänsch-Couillaud-Stabilisierung erlaubt Regelbandbreiten von 1 MHz. Die Rückkopplung auf den Masterlaser erfolgt jetzt zusätzlich über den Laserstrom, so dass sich die Stabilität des Laser deutlich erhöht hat. Die Langzeit - Stabilisierung auf den Kühlübergang erfolgt weiterhin mit Hilfe des Atomstrahls, das Regelsignal wird jetzt aber mit einer Zeitkonstante von ungefähr einer Sekunde auf den Piezoaktuator des Referenzresonator gegeben, um damit dessen Länge einzustellen.

Ein durchstimmbarer Farbstoff-Ringlaser (Farbstoff Stilben 3), der bisher auch zum Kühlen [62] und Einfangen von Ca verwendet wurde [63], stand zur Verfügung, um die zusätzlichen Wellenlängen für die weiteren Kühlverfahren zu erzeugen (s. Kapitel 4,5). Da dieser Laser nur auf einen externen Resonator stabilisiert war, der mit einem Piezo durchgestimmt werden konnte, driftete er bis zu 50 kHz/s. Für den Übergang der Maxwells-Dämon-Kühlung ($\lambda = 430$ nm, $\gamma = 30$ MHz) war diese Drift tolerierbar, da sie während der Dauer einer Messung noch wesentlich kleiner als die natürliche Linienbreite des Übergangs war. Für die Nutzung als Rückpumpulaser bei der Kühlung auf der Interkombinationslinie musste diese Drift allerdings reduziert werden (vgl. Abschnitt 5.2.1).

3.2 Spektroskopielaser

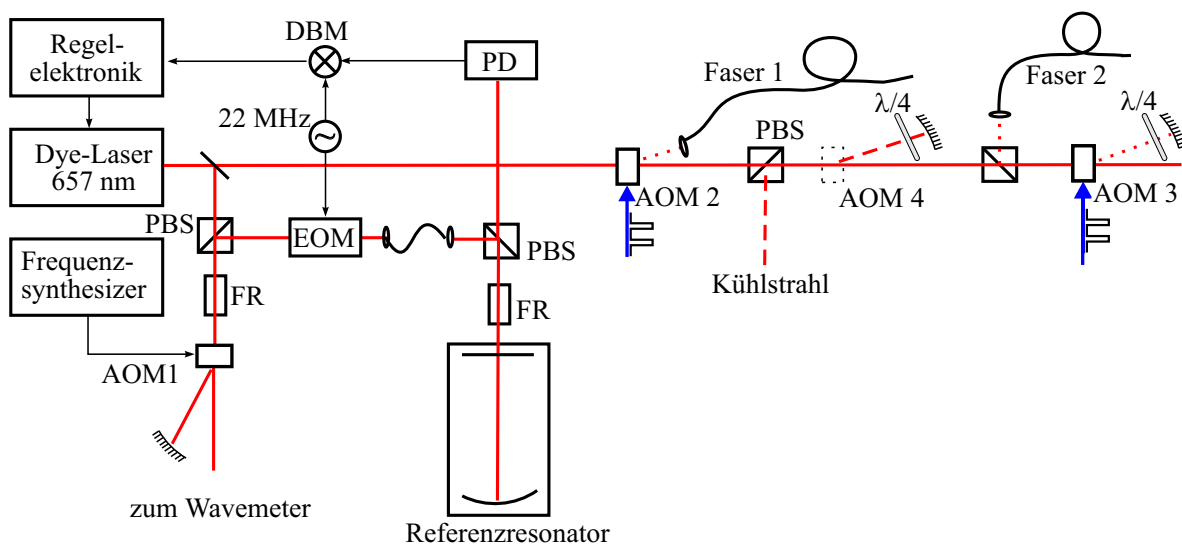


Abbildung 3.1: Schema des Laserspektrometers und der Strahlaufteilung für die Atominterferometrie und die Kühlung. AOM: akusto-optischer Modulator, EOM: elektro-optischer Modulator, PBS: Polarisierender Strahlteilerwürfel, FR: Faraday Rotator, PD: Photodetektor, DBM: Double Balanced Mixer, $\lambda/4$: Viertelwellen-Verzögerungsplättchen.

Für die Spektroskopie auf dem Interkombinationsübergang wurde ein Farbstofflaserspektrometer [64] genutzt, dessen schematischer Aufbau in Abb. 3.1 gezeigt ist. Es besteht

aus einem Farbstoff-Ringlaser (Farbstoff DCM) der auf einen hochstabilen Referenzresonator (Finesse ≈ 10000 , freier Spektralbereich = 660 MHz, Alterungsdrift $< 0,5$ Hz/s) stabilisiert wird. Der Referenzresonator besteht aus Zerodur-M, einem Material mit sehr geringem thermischen Ausdehnungskoeffizient (gemessener Temperaturkoeffizient $< 3 \cdot 10^{-9}/\text{K}$), mit optisch kontaktierten Spiegeln und ist zur Isolation von thermischen, akustischen und seismischen Störungen in einem Vakuumgefäß an dünnen Fäden aufgehängt. Das Vakuumgefäß wird aktiv thermisch stabilisiert und steht zusätzlich auf einem Schwingungsisolationstisch. Das Laserlicht wird mit einer kurzen Faser vom Laser zum Resonator geführt. Das Fehlersignal wird mit einer Pound-Drever-Hall-Anordnung [65] erzeugt und auf einen Piezo-Spiegel des Laserresonators (langsame Regelung) und einen intra-cavity EOM (schnelle Regelung) gegeben. Mit dieser Anordnung werden Laserlinienbreiten < 1 kHz erreicht, die es ermöglichen Atominterferenzen mit Auflösungen bis nahe an die natürliche Linienbreite des Interkombinationsüberganges zu erzeugen.

Da die Länge des Referenzresonators nicht verändert werden kann, wird ein akustooptischer Modulator (AOM1) im zweifachen Durchgang verwendet, um die Differenz zwischen der Ca-Übergangsfrequenz und einer Resonatormode zu überbrücken. Mit dem z.Zt. verwendeten AOM mit einer Mittenfrequenz von 800 MHz läßt sich der Laser über die am AOM anliegende Radiofrequenz um $2 \times \pm 80$ MHz durchstimmen. Der entscheidende Vorteil dieser Methode ist, dass die Frequenz mit der Genauigkeit eines RF-Synthesizers, der zusätzlich auf eine Referenzfrequenz von 10 MHz (abgeleitet von der Cs - Atomuhr) gelockt ist, durchgestimmt werden kann. Da der AOM nicht im Ausgangsstrahl steht, können auch große Frequenzbereiche ohne Leistungs- und Richtungsänderung durchgestimmt werden.

Über AOM2 und AOM3 werden die Pulse für die Spektroskopie geschaltet und durch Fasern zum Experiment geführt. Neben der Möglichkeit des schnellen Schaltens kann durch Variation der Radiofrequenz an den AOMs auch die Frequenz der Spektroskopiestrahlen getrennt voneinander durchgestimmt werden. Da AOM2 im einfachen Durchgang betrieben wurde, ist der Durchstimmbereich begrenzt, weil die Änderung der Treiberfrequenz des AOMs eine Richtungsänderung des gebeugten Strahls verursacht, die eine schlechtere Einkoppelung in die Faser zur Folge hat. Dieser Effekt ist bei AOM3 minimiert, da dieser (mit der halben Treiberfrequenz) im doppelten Durchgang betrieben wird. Sein Durchstimmbereich wird vor allem durch die Abnahme der Beugungseffizienz des AOMs bei zu hohen Abweichungen von der Nominalfrequenz begrenzt. Dies kann zum Teil durch eine Anpassung der Treiberleistung aufgefangen werden, ist aber nicht ganz zu vermeiden. Für große Frequenzscans wird deshalb immer AOM1 durchgestimmt und die Schalt-AOMs auf ihre Nominalfrequenz gestellt. Darüberhinaus kann über die Phase der Radiofrequenz am AOM auch die Laserphase variiert werden, wie es z.B. für die rein phasenabhängigen Atominterferometer-Anordnungen (vgl. Abb. 2.3) nötig ist.

Der AOM4 wurde später für die Kühlung auf der Interkombinationslinie (vgl. Kapitel 5) hinzugefügt. Er wird zur Minimierung von Richtungsschwankungen ebenfalls im doppelten Durchgang betrieben. Das gebeugte Licht wird als Freistrahls zum Experiment geführt, um möglichst viel Leistung für die Kühlung zur Verfügung zu stellen.

3.3 Magneto-optische Fallen

Die im folgenden beschriebenen Ergebnisse wurden mit zwei unterschiedlichen magneto-optischen Fallen gewonnen. Die Experimente zur Maxwells-Dämon Kühlung (s. Kapitel 4) wurden in einer Vakuumkammer durchgeführt, die für ein transportables Frequenznormal konzipiert war (eine detaillierte Beschreibung findet sich in [66]). Die zur Erzeugung der Magnetfelder (Quadrupol- und Helmholtzfeld) notwendigen Spulen lagen außerhalb der Vakuumkammer, so dass die Schaltzeiten der Magnetfelder durch Wirbelströme in der Kammer und durch die Magnetisierung der Schweissnähte sehr lang wurden. Die Experimente wurden typischerweise mit einer Wartezeit von 0.5 ms zum Umschalten der Magnetfelder durchgeführt, konstant wurde das Magnetfeld allerdings erst nach 1 bis 2 ms. Die Zahl und der Durchmesser der Fenster war für den transportablen Einsatz minimiert worden, so dass zusätzliche Laserstrahlen nur durch Überlagerung mit den vorhandenen Strahlen in die Vakuumkammer eingekoppelt werden konnten (eine schematische Abbildung der Apparatur ist im Kapitel 4, Abb. 4.2, zu finden). Da die Kammer nicht ausgeheizt werden konnte und nur mit einer kleinen Ionengetterpumpe (Ionivac, 8 l/s) gepumpt wurde, lag der Restgasdruck etwas unter 10^{-4} Pa und limitierte die Fallenlebensdauer durch Stöße mit dem Restgas auf etwa 50 ms.

Im Rahmen der Optimierung des Ca-Frequenznormals hat G. Wilpers eine neue Vakuumkammer konzipiert und gebaut, die flexiblere Experimente erlaubt [61]. Die Untersuchungen zur Kühlung auf der Interkombinationslinie konnten mit dieser Apparatur durchgeführt werden. Wesentliche Merkmale der neuen Apparatur sind die innenliegenden Spulen mit Wasserkühlung, die wesentlich schnellere Schaltzeiten der Magnetfelder ermöglichen ($< 200 \mu\text{s}$). Vollständig metall-gedichtete Fenster erlaubten das Ausheizen der kompletten Kammer, was zu einem Enddruck von $\approx 10^{-7}$ Pa führte. Die Lebensdauer der MOT erhöhte sich damit auf über 300 ms.

In beiden Vakuumapparaturen wurden die Atome direkt aus einem thermischen Atomstrahl eingefangen. Vorteilhaft ist dabei die geringe Entfernung zwischen der Atomquelle (Ofen) und dem Fallenzentrum. Außerdem wird wesentlich weniger Laserleistung benötigt als für die Kühlung in einem Abbremsmagneten (Zeeman-Slower) [67]. Allerdings wird nur ein kleiner Teil der thermischen Geschwindigkeitsverteilung gefangen, da nur die langsamen Atome in Resonanz mit den Fallenlaserstrahlen sind.

Das Licht des Kühllasers wurde in drei Strahlen aufgespalten, die, in sich zurückreflektiert, sechs Strahlen bildeten, die sich senkrecht im Zentrum des Quadrupolmagnetfeldes trafen. Der größte Teil der Leistung wurde dabei für die beiden horizontalen Strahlen, die in der Ebene des Atomstrahls liefen, verwendet, um den Einfang von Atomen zu optimieren. Der vertikale Strahl benötigte nur etwa ein Fünftel der Leistung.

Zur Erhöhung der Einfangeffizienz wurde eine zusätzliche Frequenz im Kühllaserlicht verwendet. Dazu wurde eine weitere Frequenz mit einer Verstimmung von etwa zwei natürlichen Linienbreiten den horizontalen Fallenstrahlen überlagert oder es wurde ein weit verstimmt Strahl (Verstimmung ≈ 10 Linienbreiten) dem Atomstrahl entgegengeschickt und bewirkte so eine Abbremsung. Beide Methoden erlaubten eine deutliche Erhöhung der Laderate, wobei der „Abbremsstrahl“ durch den Strahlungsdruck eine Verschiebung der

Falle im Magnetfeld verursachte, die beim Abschalten der Fallenfelder zu einer, bei Präzisionsexperimenten nicht akzeptablen, Schwerpunktsbewegung der Atomwolke führen kann [55].

Der Einfang von Calcium auf dem Übergang 1S_0 - 1P_1 wird durch den Verlust von Atomen zum $3d4s$ 1D_2 limitiert (vgl. Abb. 2.4). Bei den verwendeten Laserintensitäten führt dieser 'Bypass' zu einer Begrenzung der Fallenlebensdauer auf etwa 20 ms. Um die Lebensdauer der Falle zu erhöhen, wurde ein Rückpumplaser auf dem Übergang $3d4s$ 1D_2 - $4s5p$ 1P_1 bei $\lambda = 672$ nm verwendet. Damit lassen sich die Lebensdauern von 50 ms (alte Kammer) bzw. über 300 ms (neue Kammer) erreichen, die dann durch Stöße mit dem Hintergrundgas oder heißen Atomen aus dem Atomstrahl begrenzt sind.

3.4 Experimentsteuerung und Detektion

Sowohl für Präzisionsspektroskopie als auch für mehrstufige Kühlverfahren ist es notwendig, die verschiedenen Laser und Magnetfelder schnell zu schalten. Dies wird mit einer schnellen Bitmusterkarte (PPG-100 von Becker & Hickl) erreicht. Die Ansteuerung dieser Karte sowie die Datenerfassung und die Einstellung weiterer Geräte über eine IEEE-488 Schnittstelle wird mit einem PC realisiert. Da der IEEE-Bus relativ langsam ist, müssen die Synthesizer z.B. mindestens 20 ms Zeit bekommen, um einen neuen Frequenzwert einzustellen.

Zum Schalten der Laserstrahlen wird die Radiofrequenz, die die erzeugenden AOMs treibt, geschaltet. Für die einfachen Rechteckpulse wird direkt das Signal der PPG-100 - Ausgänge auf einen Mischer gegeben, der als Hochfrequenzschalter dient. Zusätzlich steht ein programmierbarer Phasenschieber zur Verfügung, um die für die Atominterferometrie nötigen Phasenverschiebungen der Laserpulse (vgl. 2.2.2, 4.5) zu realisieren.

Das Schalten des Fallenlasers erfolgt ebenfalls mit AOMs, die ausserdem die zwei unterschiedlichen Verstimmungen der Fallenstrahlen erzeugen. Die Schaltzeiten liegen unter einer Mikrosekunde und das restliche Streulicht an der Falle ist < 0.05 %.

Die Fluoreszenz der Atome beim Zerfall auf der Interkombinationslinie wird über zwei Linsen und mehrere Filter auf einen Photomultiplier abgebildet, dessen Signale mit einer Photonenzählerkarte aufgenommen werden. Die Fluoreszenz auf dem Kühlübergang ist wesentlich höher und kann, ebenfalls nach einer Abbildung zur Erhöhung des Raumwinkels, mit einer Avalanche-Photodiode gemessen werden.

Kapitel 4

Maxwells-Dämon Kühlung

Atominterferometrie mit Erdalkalimetallen ist noch immer durch die großen Geschwindigkeitsbreiten der verwendeten atomaren Ensemble begrenzt. So ist die minimale Pulsdauer, die nötig ist, um einen Strahlteilerpuls zu realisieren, ist wegen der begrenzten Laserleistung meist so lang (vgl. (2.24)), dass ihre Fourierfrequenzbreite nicht ausreicht, um die gesamte Geschwindigkeitsverteilung anzuregen. Gleichzeitig besitzen gerade die für Atominterferometrie interessanten Elemente eine schmale Interkombinationslinie, mit der gezielt schmale Geschwindigkeitsverteilungen selektiert werden können. Hier setzt die Maxwells-Dämon-Kühlung an. Durch ein spezielles Schema mit wiederholter Anregung auf dem schmalen Übergang und Kühlung der verbleibenden Atome wird ein Ensemble eindimensional langsamer Atome präpariert, mit dem dann Atominterferometrie mit erhöhtem Kontrast durchgeführt werden kann.

In diesem Kapitel wird zunächst das Schema der Maxwells-Dämon-Kühlung am Beispiel von Calcium erläutert. Dann wird die Optimierung des Verfahrens mit Hilfe der Rückstoßaufspaltung des Sättigungsdips vorgestellt und die daraus resultierenden Geschwindigkeitsverteilungen diskutiert. Nach der Diskussion der Effizienz der Kühlung wird in einem weiteren Abschnitt das Atominterferometrieschema, das zur Demonstration der Vorteile der Maxwells-Dämon-Kühlung verwendet wird, erklärt und die Kontrasterhöhung der resultierenden Interferenzstrukturen gezeigt. Abschließend werden weitere Optimierungsmöglichkeiten vorgeschlagen, die zu einem noch höheren Interferenzkontrast führen sollten.

4.1 Schema

4.1.1 Prinzip

In Maxwells berühmten Gedankenexperiment [68], das gerne zur Illustration des 2. Hauptsatzes der Thermodynamik verwendet wird, sitzt ein kleiner Dämon¹ an einer Tür zwischen zwei gleichen Behältern mit Gas. Durch diese Tür lässt er in eine Richtung nur schnelle

¹Obwohl Maxwell selbst sich gegen den Begriff 'Dämon' gewehrt hat, er wünschte sich lieber 'Ventil' [69], ist dieser so verbreitet, dass wir nicht darauf verzichten wollten.

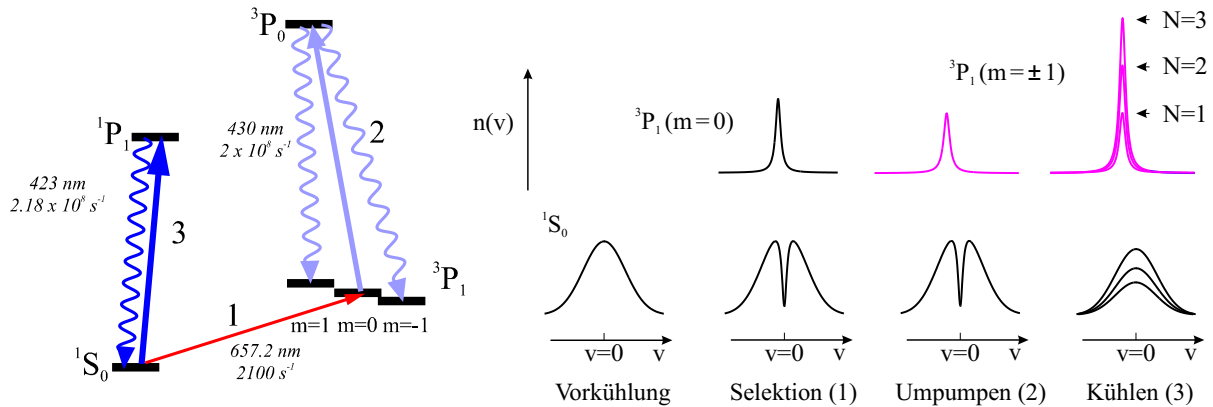


Abbildung 4.1: Auszug aus dem Termschema von ^{40}Ca mit den Wellenlängen und spontanen Zerfallsraten der für die Maxwell-Dämon Kühlung relevanten Übergänge. Die Zahlen bezeichnen die einzelnen Schritte der Kühlung (s. Text). Schematisch sind die Geschwindigkeitsverteilungen im Grund- und im angeregten Zustand nach den einzelnen Schritten gezeigt.

Atome und in die andere Richtung nur langsame Atome. Damit akkumuliert er in einem Behälter kalte Atome. Da dies nach dem 2. Hauptsatz der Thermodynamik nicht ohne Energieeinsatz möglich ist, wurde in unterschiedlichen Interpretationen gezeigt, wie die Gesamtentropie dennoch steigt oder wo dem System Energie zugeführt wird.

Für Atome mit schmalen Übergängen gibt es die Möglichkeit, langsame (d.h. kalte) Atome zu selektieren, indem ein hinreichend schmalbandiger Laser über den Dopplereffekt nur einen kleinen Teil der Geschwindigkeitsverteilung anregt. Allerdings ist damit keine Akkumulation von kalten Atomen zu erwarten, da ein weiterer schmaler Anregungspuls nur zu stimulierter Emission führen würde. Um das zu vermeiden, werden die selektierten Atome in einen Zustand gepumpt, in dem sie von einem weiteren Selektionspuls nicht betroffen sind. Als letzter Schritt ist dann noch eine Rethermalisierung der verbleibenden heißen Atome nötig, damit wieder kalte Atome selektiert werden können.

Für Calcium ist dieses Schema in Abb. 4.1 dargestellt. Man startet mit einem in einer MOT gekühlten Ensemble von Calciumatomen mit einer Temperatur von etwa drei Millikelvin, entsprechend einer mittleren Geschwindigkeit $v_{rms} \approx 1 \text{ m/s}$. Zunächst wird ein kleiner Teil der Geschwindigkeitsverteilung auf dem Interkombinationsübergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$, $m=0$, angeregt (Schritt 1 in Abb. 4.1). Typischerweise wählt man eine Verteilung um $v=0$, über die Frequenz des Anregungslasers kann aber auch jede andere mittlere Geschwindigkeit aus der Ausgangsgeschwindigkeitsverteilung der Atome gewählt werden. Die Breite der selektierten Geschwindigkeitsverteilung wird über die Pulsdauer des Selektionspulses eingestellt. Der Pulsdauer τ_S entspricht eine Frequenzbreite von $\Delta\nu \approx 1/\tau_S$ (vgl. Abschnitt 2.2.1) und damit wegen des Dopplereffektes eine Geschwindigkeitsbreite von $\Delta v \approx \Delta\nu \cdot \lambda$.

Im nächsten Schritt werden die selektierten Atome optisch in die anderen magnetischen

Unterstufen gepumpt (Schritt 2 in Abb. 4.1). Dies geschieht durch Anregung auf dem Übergang $4s4p\ ^3P_1 - 4p^2\ ^3P_0$. Die Polarisation des Umpumpasers ist linear und parallel zum angelegten homogenen Magnetfeld, so dass nur der $\Delta m=0$ - Übergang angeregt wird. Da der Zerfall in alle drei Niveaus gleich wahrscheinlich ist, sind im Mittel nach 1.5 Anregungen alle Atome in den gewünschten Unterzuständen und der $^3P_1, m=0$ - Zustand ist entleert. Die $^3P_1, m=\pm 1$ - Zustände sind sowohl für die Anregung auf dem Interkombinationsübergang als auch für das Umpumpen Dunkelzustände, weil beide Laser linear in Richtung des homogenen Magnetfeldes polarisiert sind, so dass keine σ^+ - oder σ^- - Übergänge angeregt werden können. Zusätzlich bewirkt das angelegte homogene Magnetfeld eine so große Aufspaltung der magnetischen Unterzustände, dass zumindest für die Anregung auf dem Interkombinationsübergang auch bei schlecht eingestellter Polarisation keine Wechselwirkung mit den $m=\pm 1$ - Zuständen möglich ist.

Als letzter Schritt wird die Grundzustandsgeschwindigkeitsverteilung durch Einschalten der horizontalen Fallenlaserstrahlen wiederhergestellt (Schritt 3 in Abb. 4.1). In der optischen Melasse ($\lambda = 423\text{ nm}$) wird sehr schnell wieder die ursprüngliche Geschwindigkeitsverteilung erreicht, allerdings entfällt die rückstellende Kraft im Ortsraum, da die Schaltzeiten für die Magnetfelder größer als die natürliche Lebensdauer des angeregten Zustandes sind und deshalb nicht innerhalb eines Kühlzyklus zwischen homogenen und Quadrupolmagnetfeld gewechselt werden kann. Die gesamte Sequenz wird mehrfach wiederholt, um so langsame Atome im angeregten Zustand zu akkumulieren.

Die Zahl der Zyklen ist zum einen durch die Lebensdauer des angeregten Zustandes begrenzt. Sobald die ersten Atome wieder in den Grundzustand zerfallen, bringt eine Fortsetzung der Zyklen keinen deutlichen Gewinn mehr, da die Atome in der optischen Melasse wieder aufgeheizt werden. Zum anderen limitiert die Bewegung der Atome in den anderen zwei Dimensionen die Kühlzeit. Ausgehend von einer Geschwindigkeit von 1 m/s bewegen sich die Atome in einer natürlichen Lebensdauer etwa 0.5 mm . Da die verwendeten Strahldurchmesser deutlich größer sind, ist dies für den Kühlprozess nicht problematisch. Wenn aber, wie bei der bisherigen Realisierung, zusätzlich lange Wartezeiten vor und nach dem Kühlschema nötig sind, wird die Bewegung der Atome senkrecht zum Selektionsstrahl relevant und begrenzt die Effizienz des Verfahrens.

4.1.2 Experimentelle Realisierung

Der experimentelle Aufbau zur Maxwell's-Dämon-Kühlung und ein typischer Zeitablauf ist in Abb. 4.2 gezeigt. Die Laserstrahlen für die MOT wurden als stehende Wellen realisiert (die vertikale Richtung ist nicht gezeigt). Die MOT wurde typischerweise während einer Dauer von $t_L = 15\text{ ms}$ geladen. Diese Zeit war kürzer als die Fallenlebensdauer, die auch die Zeitkonstante beim erstmaligen Laden der MOT bestimmt, weil viele Atome nach der Spektroskopie wieder eingefangen wurden. Während einer Wartezeit von $t_{D1} = 500\ \mu\text{s}$ nach dem Abschalten der MOT-Laserstrahlen wurde vom Quadrupolmagnetfeld auf ein homogenes Spektroskopiemagnetfeld umgeschaltet. Anschliessend erfolgte die Selektion mit einem Laserstrahl, der über die Faser 2 vom Laserspektrometer zur MOT (vgl. Abb. 3.1) geführt wurde und der sonst auch für die Atominterferometrie verwendet wurde. Die Pulsdauer

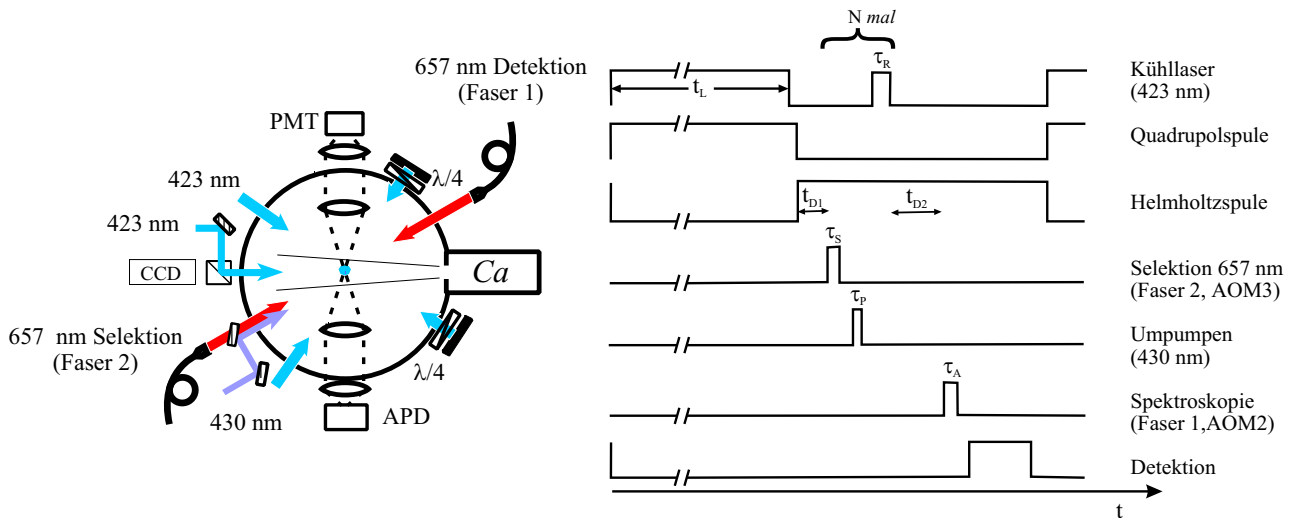


Abbildung 4.2: Experimentelle Anordnung und Zeitschema zur Maxwell's-Dämon Kühlung. PMT: Photomultiplier, APD: Avalanche-Photodiode, Ca: Calciumofen, CCD: Kamera, $\lambda/4$: Viertelwellen-Verzögerungsplättchen. Erklärungen zum Zeitschema sind im Text zu finden.

wurde zwischen $\tau_S = 5 \mu s$ und $\tau_S = 30 \mu s$ variiert, je nach gewünschter Geschwindigkeitsbreite der selektierten Atome. Das anschließende Umpumpen wurde mit einem Laserstrahl vom Stilben 3 – Farbstofflaser (s. Abschnitt 3.1), der kollinear mit dem Anregungslaser lief, realisiert. Die Umpumpzeit τ_P betrug einige Mikrosekunden. Auch die gegenläufige Anordnung wäre prinzipiell möglich, war aber mit dem vorhandenen Aufbau schwierig zu realisieren. Zur Rethermalisierung wurden die nahverstimten 423 nm-Fallenstrahlen für $\tau_R \approx 5 \mu s$ wieder angeschaltet. Dann konnte der gesamte Zyklus aus Selektion, Umpumpen und Rethermalisierung $N=10 \dots 20$ mal wiederholt werden. Nach der Kühlung wurde $t_{D2} = 1$ ms gewartet, damit der größte Teil der im 3P_1 , $m = \pm 1$ - Zustand akkumulierten Atome wieder in den Grundzustand zerfallen konnte. Um nur das gekühlte Ensemble zu verwenden, konnten direkt nach der Kühlung die verbleibenden Grundzustandsatome mit einem resonanten Laserstrahl ("Blowbeam") für $\tau_B = 50 \mu s$ aus der Wechselwirkungszone heraus beschleunigt werden.

Für die Spektroskopie konnte die andere vom Laserspektrometer kommende Faser verwendet werden. Diese gegenläufige Spektroskopieanordnung war aus zwei Gründen wichtig. Wie im nächsten Abschnitt beschrieben wird, kann über die Rückstoßaufspaltung des Sättigungsdips, die nur bei gegenläufigen Strahlen auftritt, das gesamte Kühlschema optimiert werden. Zum anderen werden die zwei Fasern über zwei unterschiedliche AOM's angesteuert, so dass die Frequenz unabhängig voneinander variiert werden konnte. Dies erleichterte die Messung eines Dopplerspektrums zur Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung, da die Zeit zwischen dem Selektionspuls und der Spektroskopie nicht ausreichte, um einen Synthesizer umzuschalten.

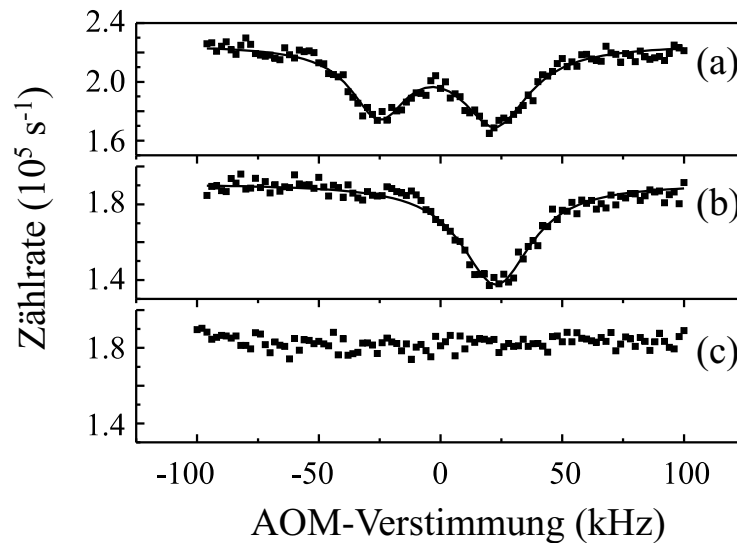


Abbildung 4.3: Rückstoß-aufgespaltene Lambdips nach den einzelnen Schritten der Maxwell's-Dämon-Kühlung. Direkt nach dem Selektionspuls sind beide Komponenten sichtbar (a), durch das Umpumpen verschwindet die niederfrequente Komponente (b) und durch das Kühlen in der optischen Melasse auch die hochfrequente Komponente (c).

4.2 Optimierung

Um die einzelnen Schritte des Kühlschemas zu optimieren, ist es nützlich, Informationen über die Besetzung der beteiligten Zustände nach jedem Schritt zu bekommen. Eine elegante Möglichkeit hierzu bietet die Messung von Rückstoß-aufgespaltenen Sättigungsdips. Wie im Abschnitt 2.2.1 erläutert, ist bei hinreichend langen Anregungspulsen die Rückstoßaufspaltung des Sättigungsdips auflösbar. Dabei resultiert der niederfrequente Dip aus der Wechselwirkung des Probepulses mit der Besetzung des angeregten Zustandes und der hochfrequente Dip aus der Wechselwirkung mit dem Loch in der Grundzustandsgeschwindigkeitsverteilung. In Abb. 4.3(a) sind beide Dips nach einem Anregungspuls bei fester Frequenz und einem entgegenlaufenden Spektroskopiepulss, der durchgestimmt wird, dargestellt. Die Aufspaltung des Dips ist in diesem Fall genau doppelt so groß wie für den Fall der Sättigungsspektroskopie, da nur einer der beiden Laserstrahlen durchgestimmt wird. Nach dem optischen Pumpen ist die Population aus dem angeregten Zustand ($m=0$) verschwunden, so dass der niederfrequente Dip verschwindet (Abb. 4.3(b)). Wenn anschließend noch der Grundzustand rethermalisiert wird, verschwindet auch der hochfrequente Dip (Abb. 4.3(b)). Die Abnahme der Fluoreszenz ausserhalb des Sättigungsdips ist eine Folge des Umpumpens in die $m = \pm 1$ - Zustände. Da die Detektion der roten Fluoreszenz für die Abstrahlungscharakteristik des $\Delta m = 0$ optimiert worden ist, wurde die Fluoreszenz aus den $m = \pm 1$ - Zuständen weniger effektiv detektiert. Die Abnahme der Zählrate bedeutet hier also keine Abnahme der Zahl der Atome. Um die optimale Zeit für die einzelnen Schritte zu finden, wurden diese nun schrittweise verlängert, bis die Lambdips vollständig

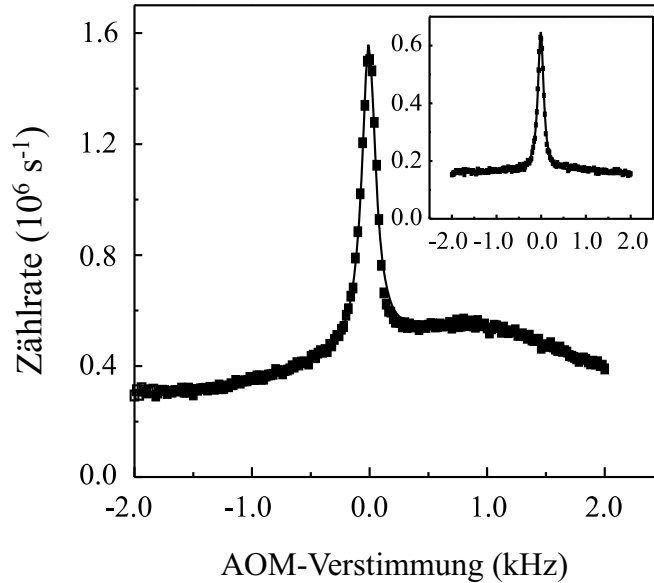


Abbildung 4.4: Geschwindigkeitsverteilung nach 20 Zyklen mit $\tau_S = 10 \mu\text{s}$ der Maxwells-Dämon-Kühlung, gemessen durch die Dopplerverbreiterung der Interkombinationslinie. Die schmale Nadel (FWHM = 150 kHz) zeigt die gekühlten Atome, der breite Untergrund die von der Ausgangsgeschwindigkeitsverteilung übrig gebliebenen Atome. Im Einsetzbild ist die Geschwindigkeitsverteilung nach dem Entfernen dieser Atome gezeigt.

verschwinden sind. Die so ermittelten Pulsdauern können dann für die Kühlung verwendet werden.

In unserem Aufbau wurde die 423 nm - Melasse durch drei zurückreflektierte Strahlen realisiert. Weil ihre Balancierung nicht optimal war, wurde während des Rethermalisierens die Atomwolke etwas beschleunigt. Um optimale Kühlergebnisse zu erhalten, war es deshalb besser, nicht optimal zu rethermalisieren, sondern etwas kürzere Zeiten zu wählen.

4.3 Geschwindigkeitsverteilungen

Die Geschwindigkeitsverteilung nach Anwendung der Maxwells-Dämon-Kühlung wurde über die Dopplerverbreiterung der Interkombinationslinie gemessen. Um dabei die schmale Geschwindigkeitsverteilung auflösen zu können, muss die Pulsdauer des Anregungspulses τ_A hinreichend lang sein (vgl. Abschnitt 2.2.1). Als minimale Pulsdauer wurde deshalb die Selektionspulsdauer gewählt, $\tau_A = \tau_S$. Um bessere Auflösungen der Geschwindigkeitsverteilung zu erreichen, wurden bis zu dreimal so lange Pulse verwendet, wobei dann die Signale entsprechend niedriger waren.

Die gemessene Geschwindigkeitsverteilung in Abb. 4.4 zeigt einen breiten Untergrund, der von den verbliebenen Atomen aus der MOT herrührt und eine schmale Nadel, die die Maxwells-Dämon-gekühlten Atome zeigt. Das Einsetzbild von Abb. 4.4 zeigt ein Ensemble,

bei dem die verbleibenden Grundzustandsatome direkt nach der Kühlung aus dem Wechselwirkungsbereich entfernt wurden, indem sie mit einem 423 nm - Laserstrahl beschleunigt wurden. Der konstante Untergrund resultiert dabei von gekühlten Atomen, die während der Wartezeit von 1 ms noch nicht zerfallen sind und erst während der Detektionszeit zerfallen.

Die Breite der schmalen Nadel beträgt 150 kHz (volle Breite des halben Maximums, FWHM), was einer Geschwindigkeit von $v_{rms} = 5$ cm/s entspricht. Sie wird durch die spontanen Rückstöße, die Fourierbreite des Anregungspulses und die stochastische Verteilung der Absorption der Umpump photons bestimmt. Die ausführliche Rechnung findet sich in Anhang B.1. Die Fourierbreite des Anregungspulses mit $\tau_A = 10 \mu s$ beträgt ca. 100 kHz und der Beitrag der Rückstöße durch Spontanemission beim Umpumpen und beim Zerfall in den Grundzustand 66 kHz. Hinzu kommt die Verbreiterung durch die Statistik der Impulsüberträge bei der Absorption der Pump photons, die mit 41 kHz zur Linienbreite beiträgt. Insgesamt ergibt die quadratische Addition der unterschiedlichen Beiträge also eine erwartete Linienbreite (FWHM) von 127 kHz, ohne die anisotrope Abstrahlcharakteristik der Übergänge zu berücksichtigen. Die experimentell gemessene Linienbreite ist etwas größer, was u. a. auf die Faltung mit dem Spektroskopiepulss und auf zusätzliche Impulsüberträge durch die nicht perfekte Polarisation des Umpump lasers zurückzuführen ist.

Die Verwendung von längeren Anregungspulsen, mit entsprechend kleinerer Fourierbreite, kann nur noch eine geringfügige Reduzierung der Geschwindigkeitsbreite bewirken. Experimentell zeigte sich z.B., dass ein Anregungspuls von $30 \mu s$ zu einer Linienbreite von etwa 100 kHz (bzw. $v_{rms} \approx 3,3$ cm/s) führt, verglichen mit einer erwarteten Linienbreite von 85 kHz. Die Fourierbreite des Anregungspulses von etwa 33 kHz ist dabei schon wesentlich kleiner als die anderen Beiträge zur Linienbreite, so dass keine relevante Abnahme der gemessenen Linienbreite mit zunehmender Pulsdauer mehr möglich ist.

Um den Einfluß des Umpumpens zu untersuchen, wurde zur Kontrolle ein Zyklus ohne den 430 nm-Laser aufgenommen (s. Abb. 4.5(c)). Es bildet sich aufgrund des Selektionspulses zwar ein kleiner Peak in der Geschwindigkeitsverteilung, es ist jedoch keine Akkumulation festzustellen. Der Peak in der Geschwindigkeitsverteilung mit Umpump laser ist um $(- 55 \pm 4)$ kHz gegen den kleinen Peak ohne Umpump laser verschoben (s. Abb. 4.5(a)). Das Vorzeichen ist negativ, weil Umpump laserstrahl und Spektroskopielaserstrahl gegenläufig sind (vgl. Abb. 4.2). Diese Verschiebung ist im Rahmen der Messgenauigkeit in guter Übereinstimmung mit der Verschiebung von $1,5 \times 35$ kHz, die durch die im Mittel 1,5 Photonenrückstöße beim Umpumpen erwartet wurde. Außerdem wurde überprüft, wie sich das Umpumpen mit einer stehenden Welle auswirkt. Erwartungsgemäß wurde die Breite des Peaks größer, da die Absorption der Umpump photons aus beiden Richtungen möglich wird. Wie in Abb. 4.5(b) gezeigt, steigt die FWHM von 173 kHz auf 234 kHz. Die kleine Verschiebung des Peaks von etwa 7 kHz, die fast noch im Rahmen der Unsicherheit der angepassten Linienmitten ist, führe ich auf die kleinen Intensitätsunterschiede zwischen hin- und rücklaufendem Umpump laserstrahl zurück. Da der rückreflektierte Strahl durch die Verluste am Fenster der Vakuumkammer eine etwas kleinere Intensität als der hinlaufende Strahl hat, ist die Absorptionswahrscheinlichkeit aus dem hinlaufenden Strahl etwas

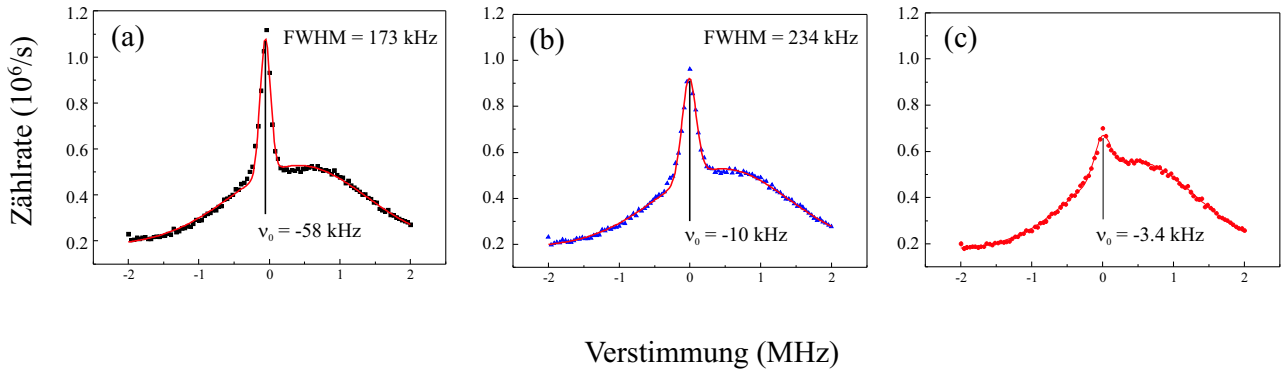


Abbildung 4.5: Geschwindigkeitsverteilung nach 10 Zyklen mit $\tau_S = 10 \mu s$ der Maxwell's-Dämon-Kühlung: (a) normales Schema, (b) Rückpumpen mit stehender Welle und (c) ohne Rückpumplaser. Die Messung erfolgte mit $\tau_A = 10 \mu s$, um ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erreichen, die Linien sind deshalb Wechselwirkungszeit-verbreitert. Die Frequenzachse zeigt den Frequenzoffset am AOM und stimmt deshalb nicht exakt mit der atomaren Resonanz überein.

größer. Dies hat vermutlich die kleine Verschiebung des Peaks in Abb. 4.5(b) zur Folge.

In Abb. 4.6 sind die gemessenen Dopplerspektren für verschieden viele Zyklen der Maxwells-Dämon-Kühlung gezeigt. Die Höhe des Peaks steigt bis zu einer Zahl von etwa 20 Zyklen an und nimmt dann wieder ab. Ein Grund dafür ist der spontane Zerfall in den Grundzustand während der Kühlung. Bei einer Zyklusdauer von etwa $23 \mu s$ ($\tau_S = 10 \mu s$, $\tau_P = 2 \mu s$, $\tau_R = 5 \mu s$ und insgesamt $6 \mu s$ Umschaltzeiten) dauern 22 Zyklen etwa eine natürliche Lebensdauer des angeregten Zustandes, so dass der Anteil der Atome, die wieder in den Grundzustand zerfallen, merklich wird. Durch die Rethermalisierung werden diese Atome entsprechend der Dopplertemperatur T_D der optischen Melasse wieder aufgeheizt, so dass die Effizienz der Kühlung abnimmt.

Neben dieser prinzipiellen Begrenzung sind zwei technische Ursachen für die Begrenzung der Zykluszahl verantwortlich. Zum einen führt die etwas unbalancierte optische Melasse zu einer Beschleunigung der Atome im Grundzustand während der Rethermalisierung. Wie in Abb. 4.6 gut zu erkennen ist, verschiebt sich das Maximum des breiten Untergrundes mit zunehmender Zahl der Zyklen. Für den Selektionspuls, der immer bei der gleichen Frequenz anregt, stehen somit immer weniger Atome zur Verfügung.

Die andere Begrenzung ist der Prozess des optischen Pumpens. Eine Kombination aus nicht perfekter linearer Polarisation und nicht konstantem Magnetfeld führt zu einer gewissen Wahrscheinlichkeit, dass Atome aus den eigentlich dunklen Zuständen mit $m = \pm 1$ wieder in den $m = 0$ - Zustand gepumpt werden und so die weitere Akkumulation erschweren. Zur Abschätzung wird z.B. ein Winkel zwischen Magnetfeld und (perfekter) linearer Polarisation von $\alpha = 8^\circ$ angenommen. Dieser Winkel hätte eine Anregungswahrscheinlichkeit von $\sin^2 \alpha \approx 2\%$ für die σ^\pm - Übergänge zur Folge, also würde jede 50te Absorption aus dem Umpumplaser Atome zurück in den $m=0$ - Zustand pumpen. Eine genauere Abschätzung der tatsächlichen Verhältnisse ist schwierig, da zum einen die Magnetfeldrichtung

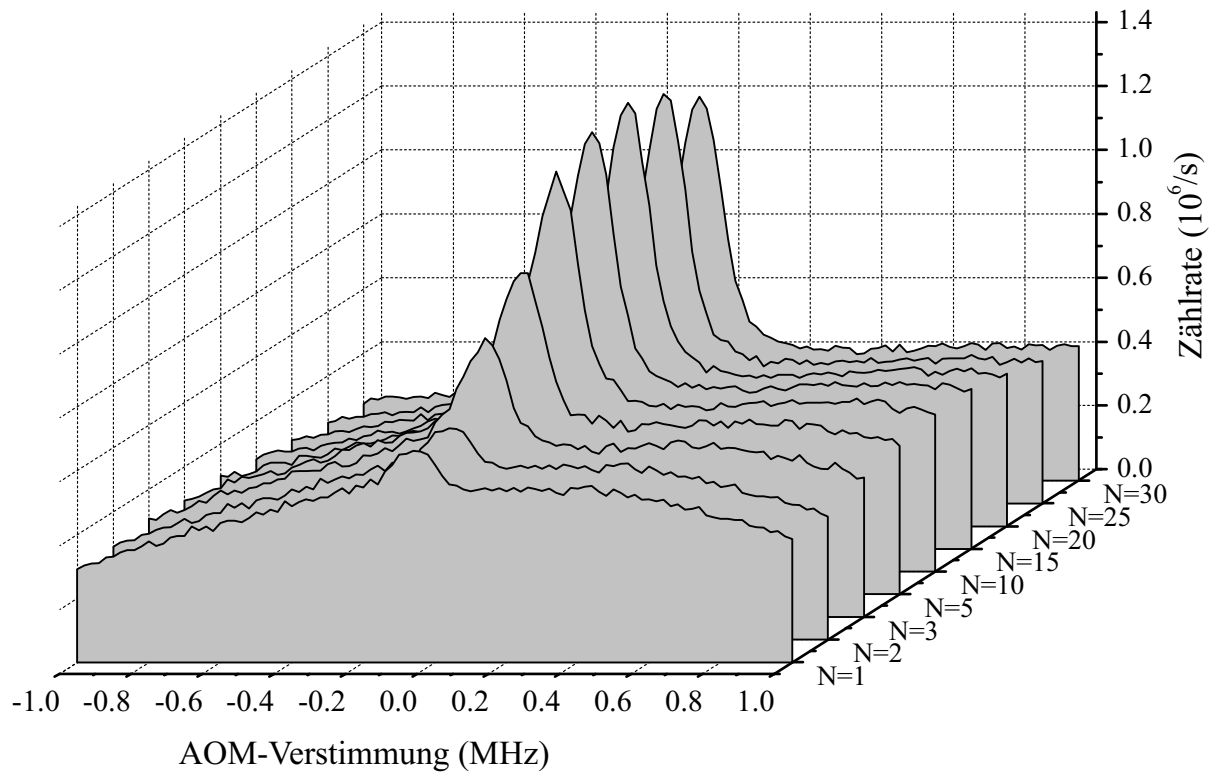


Abbildung 4.6: Anregungsspektren der dopplerverbreiterten Interkombinationslinie nach N Zyklen der Maxwells-Dämon-Kühlung für $N=1..30$. Die Höhe der Nadel nimmt bis zu etwa 20 Zyklen zu und fällt danach wieder. Der breite Untergrund, der die Geschwindigkeitsverteilung der nicht gekühlten Atome zeigt, verschiebt sich mit zunehmender Zyklenzahl, weil die Atome durch die nicht ganz balancierte Melasse beschleunigt werden.

zeitlich nicht konstant ist und zum anderen die Polarisation des Umpumpasers durch Doppelbrechung in den optischen Elementen zwischen Polarisator und Atomwolke beeinflusst wird.

4.4 Effizienz

Zur quantitativen Bewertung der Effizienz der Maxwells-Dämon-Kühlung wurde die Zahl der Atome im schmalen Geschwindigkeitsintervall mit der Zahl der Atome im breiten Dopplernergrund verglichen. Dazu wurden die Flächen beider Kurven bestimmt. So beträgt die Fläche der „Nadel“ in Abb. 4.4 etwa 25 % der Fläche des Untergrundes. Da allerdings während der Kühlung die Atome in den zwei anderen Raumrichtungen frei expandieren, ist die Zahl der Atome, die noch im Dopplernergrund sind, deutlich reduziert gegenüber der Atomzahl vor Beginn der Maxwells-Dämon-Kühlung. Vergleicht man deshalb die Fläche der Nadel mit der Fläche einer Dopplerverteilung direkt nach dem Abschalten der MOT reduziert sich die Transfereffizienz auf etwa 6 %.

Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, ist für die Atominterferometrie allerdings nicht allein die Zahl der Atome, sondern vor allem die Zahl der Atome in einem Geschwindigkeitsintervall, das von den Strahlteilerpulsen der Atominterferometrie angeregt werden kann, relevant. Vergleicht man also die maximalen Zählraten der Interferenzsignale, so wird bisher eine 'Effizienz' von über 50 % erreicht.

Die Effizienz wird durch die schon genannten technischen Begrenzungen wie die Beschleunigung durch die Melassestrahlen und die nicht perfekte Polarisierung des 430 nm - Lasers bzw. die Magnetfeldinhomogenität begrenzt. Hinzu kommen die langen Wartezeiten vor und nach der Kühlung, die einen zusätzlichen Verlust von Atomen zur Folge haben.

4.5 Interferometrie mit den gekühlten Atomen

4.5.1 Prinzip

Wie im Abschnitt 2.2.2 erläutert, kann durch die Kombination von kurzen Lichtpulsen die effektive Wechselwirkungszeit erhöht werden, ohne die Zahl der Atome, die zum Signal beitragen zu reduzieren. Um den Einfluß der eindimensionalen Geschwindigkeitsreduktion auf den Kontrast der Atominterferenzen möglichst gut quantifizieren zu können, haben wir das einfachste Interferometerschema gewählt. Dazu werden drei Pulse aus einer Richtung verwendet, entsprechend einem optischen Mach-Zehnder-Interferometer (s. Abb. 4.7). Ein $\pi/2$ -Puls spaltet das atomare Wellenpaket, ein π -Puls reflektiert beide Teilwellen und ein weiterer $\pi/2$ -Puls überlagert die atomaren Teilwellen. Wie in Abschnitt 2.2.2 gezeigt, wird die Laserphase der Strahlteilerpulse auf die atomare Phase übertragen. Durch Variation der Laserphase kann deshalb auch die Interferenzphase variiert werden. Die Interferenzphase wird bei diesem Schema über die Laserphase des letzten Pulses variiert. Die Besetzung des angeregten Zustandes, gemessen über die Fluoreszenz beim Zerfall in den Grundzustand, ist dann, abhängig von der Phasendifferenz zwischen den Strahlteilerpulsen, cosinusförmig moduliert.

Die Einstellung des Rabi-Winkels (vgl. (2.24)) erfolgt in den Experimenten nicht über die Veränderung der Laserleistung sondern über die Pulsdauer, da die maximale Laserleistung genutzt werden soll. Bei konstanter Laserleistung und resonanter Anregung dauert

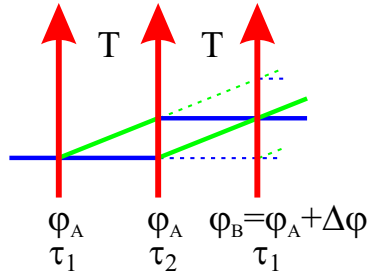


Abbildung 4.7: Schematische Darstellung eines Ramsey-Bordé-Atominterferometers mit drei Pulsen aus einer Richtung. Durch Variation der Laserphase eines Strahlteilerpulses kann die Interferenzphase der atomaren Welle variiert werden.

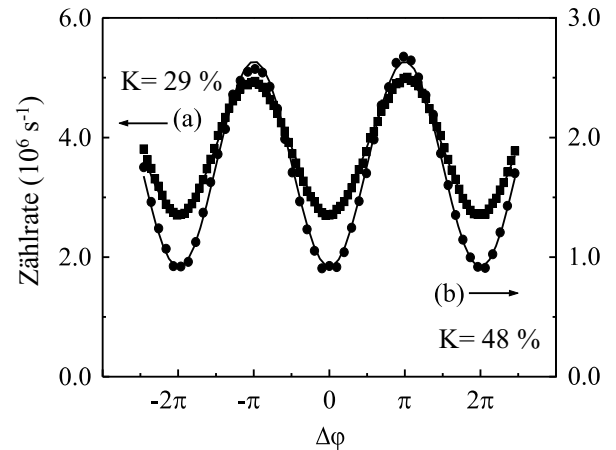


Abbildung 4.8: Interferenzmuster des in Abb. 4.7 gezeigten Atominterferometers (a) für ein Doppler-gekühltes Ensemble und (b) für ein Maxwell-Dämon-gekühltes Ensemble. Die reduzierte Geschwindigkeitsbreite führt zu einem deutlich höheren Kontrast.

ein π -Puls genau doppelt so lange wie ein $\pi/2$ -Puls. Experimentell zeigt sich aber, dass für ein Doppler-gekühltes Ensemble mit $T \approx 3$ mK der beste Kontrast mit einer Pulsdauer τ_2 des mittleren Pulses erreicht wird, die nur $\tau_2 \approx 1.5 \times \tau_1$, der Pulsdauer des ersten bzw. des letzten Pulses entspricht. Die optimale Pulsdauer ist dabei ein Kompromiss zwischen einem guten π -Puls und einer möglichst großen Fourierbreite des mittleren Pulses, damit ein großer Teil der Geschwindigkeitsverteilung angeregt wird. Bei der theoretischen Pulsdauer würden viele Atome, die durch die $\pi/2$ -Pulse angeregt werden, vom mittleren Puls nicht angeregt werden und damit für das Interferenzsignal verloren gehen.

4.5.2 Experimentelle Ergebnisse

In Abb. 4.8 sind Atominterferenzen für ein Doppler-gekühltes (a) und ein Maxwell-Dämon-gekühltes (b) Ensemble gezeigt. Der Kontrast $K = (N_{Max} - N_{Min}) / (N_{Max} + N_{Min})$ der Interferenzstruktur, definiert als das Verhältnis der Amplitude zum mittleren Signal, beträgt für das Doppler-gekühlte Ensemble etwa 0,29. Weil die Breite der Geschwindigkeitsverteilung des Maxwell-Dämon-gekühlten Ensembles (FWHM ≈ 150 kHz) wesentlich kleiner als die Fourierbreite der Strahlteilerpulse mit $\tau = 1.2 \mu\text{s}$ (FWHM $\approx 0,5 \dots 1$ MHz) ist, können mit fast allen Atomen optimal wechselwirken. Damit nehmen mehr Atome an der Interferometrie teil und der Kontrast der Interferenzstruktur steigt auf 0,48.

Der Kontrast ist nicht mehr durch die Geschwindigkeit der Atome *in Richtung* der Strahlteilerpulse begrenzt. Dies zeigt die Optimierung der Pulsdauer τ_2 des mittleren Pulses (π -Puls). Der Kontrast der Interferenzstruktur wird maximal, wenn die Pulsdauer genau

doppelt so lang wie die Pulsdauer der anderen beiden Pulse ist, wie es auch theoretisch zu erwarten ist.

Beim verwendeten Setup ist die Zählrate für das Maxwells-Dämon-Ensemble um einen Faktor zwei kleiner als für ein Doppler-Ensemble. Berücksichtigt man aber die wesentlich kleinere Zahl von Atomen, mit denen dieses Signal erreicht wurde, wird der Vorteil der eindimensionalen Geschwindigkeitsreduzierung deutlich.

Obwohl die Limitierung des Kontrastes der Interferenzstrukturen durch die Geschwindigkeitsverteilung durch die eindimensionale Kühlung aufgehoben ist, wird nur ein maximaler Kontrast von etwa 50 % erreicht. Wir führen dies wiederum auf nicht perfekte Anregungspulse zurück. Da die Atomwolke sich während der gesamten Kühldauer von ca. 2 ms, vor allem auf Grund der langen Wartezeiten, auf etwa 2 mm ausdehnt, kann bei den Strahldurchmessern der Spektroskopielaserstrahlen von 3.5 mm nicht mehr eine homogene Intensitätsverteilung angenommen werden. Die äusseren Atome sind in einem Bereich des Gauss'schen Strahlprofils, in dem die Leistung schon auf ca. 50 % der maximalen Leistung abgefallen ist. Damit ist es nicht möglich, für alle Atome den gleichen Rabi-Winkel zu erreichen, was wiederum eine Reduzierung des Kontrastes zur Folge hat.

Um diese Annahme zu bestätigen haben wir eine weitere Messung mit einem etwas homogeneren Anregungsprofil durchgeführt, indem die Flanken des Gauss'schen Strahles mit einer Irisblende abgeschnitten wurden. Zusätzlich wurde die Zeit bis zur Spektroskopie deutlich verkürzt, indem mit nur einem Selektionspuls ein Ensemble mit einer kleinen Zahl langsamer Atome präpariert wurde und die Interferometrie dann vom angeregten Zustand aus durchgeführt wurde. Dies ergibt zunächst invertierte Interferenzmuster mit etwa dem gleichen Kontrast wie der der Interferenzstrukturen, die mit Maxwells-Dämon-Ensembles erreicht werden. Dabei ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis wegen der kleineren Zahl von Atomen wesentlich kleiner. Der Kontrast dieser invertierten Interferenzstrukturen lässt sich nun auf 60 % steigern (Abb. 4.9), wenn die Irisblende einen Teil des Gauss'schen Strahlprofils abschneidet.

Da weitere Verkürzungen der Wartezeit zwischen Abschalten der 423 nm MOT und der Spektroskopie, u.a. durch die Realisierung einer neuen MOT, erwartet wurden, ist an dieser Stelle auf weitere Untersuchungen zur Erhöhung des Kontrastes verzichtet worden.

4.6 Bewertung der Maxwells-Dämon-Kühlung

Die Maxwells-Dämon-Kühlung ist ein einfaches Verfahren zur eindimensionalen Kühlung von Atomen mit schmalen Übergängen. Insbesondere für die Atominterferometrie bietet es Vorteile, da der für die Interferometrie vorhandene Laser zur Selektion verwendet werden kann. Darüberhinaus kann die Geschwindigkeitsverteilung durch die Dauer der Selektionspulse an die vorhandene Laserleistung angepasst werden, so dass mit einer maximalen Zahl von Atomen der größtmögliche Kontrast erreicht wird. Aufgrund der großen Linienbreite des Umpumpüberganges sind die Anforderungen an die Frequenzstabilität und die Leistung des Umpumpasers gering, so dass z.B. eine Laserdiode in einem extended-cavity - Aufbau mit zusätzlichem Referenzresonator ausreichend wäre. Dies macht das Verfahren

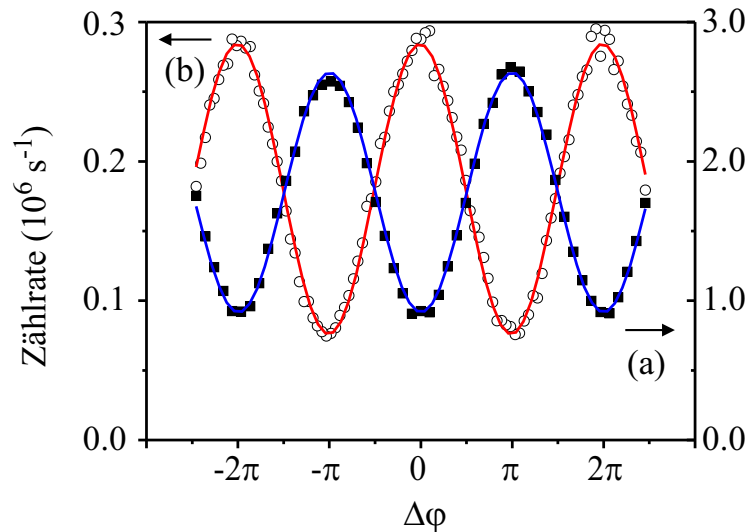


Abbildung 4.9: Lichtphasenabhängige Atominterferenzen für ein Maxwells-Dämon-gekühltes Ensemble (a) mit Gauss'schem Anregungsstrahl und für ein selektiertes Ensemble (b) mit homogenisierten Anregungsstrahl. Bei (b) ist das Interferenzmuster invertiert, da im angeregten Zustand begonnen wird. Der Kontrast erhöht sich auf etwa 0,6 (s. Text).

einfach und praktikabel.

Wie im Abschnitt 4.5 erläutert, wird der Kontrast der Atominterferenzen nicht mehr durch die Geschwindigkeitsverteilung in Richtung der Anregungsstrahlen begrenzt, sondern durch die Ausdehnung der Atomwolke in den anderen beiden Dimensionen. Um diese zu reduzieren, sind verschiedene Maßnahmen denkbar. In einer neuen Vakuumkammer mit innenliegenden Spulen und optimierten Stromschaltern sind jetzt wesentlich kürzere Schaltzeiten der Magnetfelder und eine höhere Homogenität des Magnetfeldes möglich. Damit kann die Maxwells-Dämon-Kühlung zum einen früher beginnen, so dass weniger Atome verloren gehen und zum anderen sollten Verluste durch optisches Pumpen in die falschen Zeeman-Unterkomponenten reduziert werden.

Eine zusätzliche Verbesserung wird mit sechs unabhängigen 423 nm-Fallenstrahlen, die besser balanciert werden können, möglich sein. Damit sollte eine optimale Rethermalisierung ohne zusätzliche Beschleunigung der Atome möglich sein.

Auch die Wartezeit am Ende der Kühlung kann reduziert werden. Statt auf den spontanen Zerfall in den Grundzustand zu warten, könnten die Atome wieder in den $m=0$ Zustand gepumpt werden. Dies kann relativ einfach mit einem weiteren Strahl vom 430 nm-Laser, dessen Polarisation senkrecht zum ursprünglichen Pumpstrahl und damit auch senkrecht zum homogenen Magnetfeld ist, realisiert werden. Da dieser Laser nur Übergänge mit $\Delta m = \pm 1$ anregen kann, würden die Atome nach im Mittel wieder 1,5 Anregungen im $m=0$ -Zustand sein. Der wesentliche Nachteil dieser Methode ist, dass die Geschwindigkeitsverteilung durch die spontan emittierten Photonen zusätzlich verbreitert wird. Wenn benötigt kann dieser Nachteil durch einen kohärenten Transfer der Atome mittels „Sti-

mulated Raman scattering involving adiabatic passage“ (STIRAP) [70] umgangen werden, allerdings ist dies auch etwas aufwändiger. In jedem Fall würde die Atominterferometrie dann im angeregten Zustand beginnen, was zu invertierten Interferenzmustern führt, aber den Kontrast nicht beeinflusst (vgl. Abb. 4.9). Wie in dieser Arbeit gezeigt wurde, ist neben der Verkürzung der Kühldauer auch die Verwendung nicht-Gaussischer Anregungsstrahlen eine Möglichkeit den Kontrast weiter zu steigern (vgl. Abb. 4.9).

Insgesamt bleibt allerdings der Nachteil, dass die Maxwells-Dämon-Kühlung ein ein-dimensionales Kühlverfahren ist. Phasenfehler, die durch die Bewegung der Atomwolke senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Spektroskopiestrahlen entstehen (vgl. [55, 32]), können durch diese Kühlung nicht reduziert werden. Im nächsten Kapitel wird deshalb ein dreidimensionales Kühlverfahren vorgestellt, das eine größere Transfereffizienz, niedrigere Temperaturen und einen echten Einfang der Atome erlaubt.

Kapitel 5

Kühlung auf der Interkombinationslinie

Da die Dopplerkühlung im Allgemeinen durch die Linienbreite des Kühlübergangs (vgl. (2.14)) limitiert ist, liegt es nahe, schmalere Linien zu verwenden, um tiefere Temperaturen zu erreichen. Insbesondere die Interkombinationslinien der Erdalkalimetalle wurden schon 1989 von Wallis und Ertmer [44] für Sub-Rückstoß-Kühlung vorgeschlagen. Für Strontium, dessen Interkombinationslinie etwa zwanzigmal breiter als die von Calcium ist, wurde diese Kühlung vor kurzem realisiert. Zwei Gruppen konnten Geschwindigkeitsverteilungen nahe am Rückstoßlimit demonstrieren [41, 40]. Während bei der Kühlung von Strontium auf der Interkombinationslinie das Dopplerlimit (vgl. 2.14) etwa so groß wie das Rückstoßlimit (vgl. 2.15) ist, liegt für Calcium und Magnesium das Dopplerlimit deutlich unter dem Rückstoßlimit. Damit ist für diese beiden Elemente sogar eine Sub-Rückstoßkühlung möglich. Allerdings hat die geringe Linienbreite den Nachteil, dass die Kühlkräfte sehr klein werden und unter realistischen Bedingungen nicht ausreichen, um Atome gegen die Schwerkraft zu halten. Eine Möglichkeit zur Erhöhung der Kühlkraft ist die künstliche Verkürzung der Lebensdauer des angeregten Zustandes.

In diesem Kapitel werden deshalb zunächst die Besonderheiten der Laserkühlung auf sehr schmalen Übergängen erläutert und die 'Breitbandkühlung' vorgestellt. Anschließend wird die Verbreiterung des Interkombinationsüberganges bei Calcium diskutiert und die erreichten Geschwindigkeitsverteilungen gezeigt. Abschließend wird die Abhängigkeit der erreichten Temperatur und der Zahl der Atome von der Verstimmung des Kühllasers und der Kühltdauer diskutiert und Möglichkeiten zur weiteren Optimierung vorgeschlagen.

5.1 Schema

5.1.1 Prinzip

Für die Beschreibung der Laserkühlung wurde in (2.11) von einer kontinuierlichen Kraft ausgegangen werden, da die Geschwindigkeitsänderung und die damit verbundene Ände-

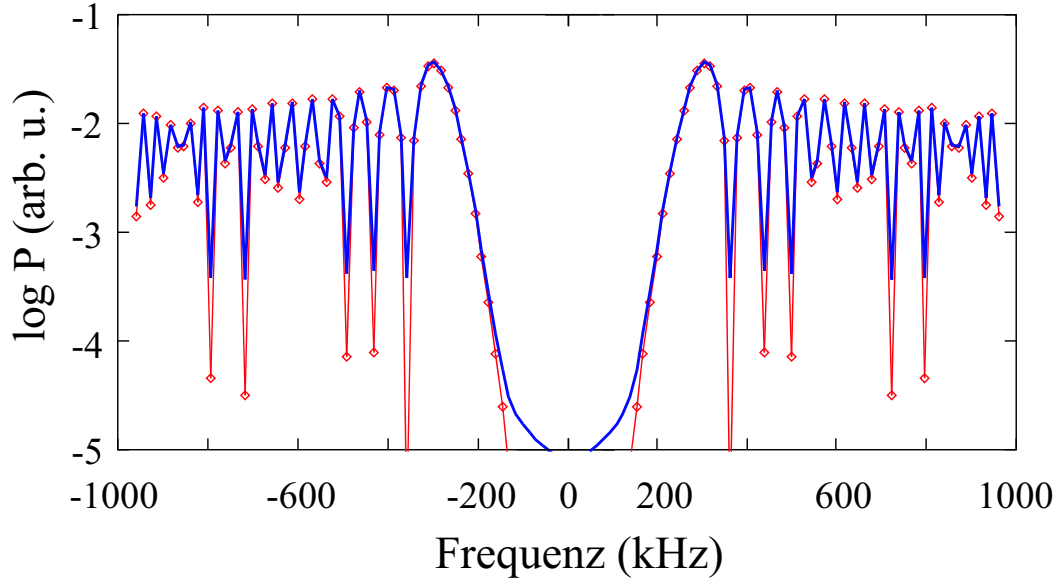


Abbildung 5.1: Anregungsprofil des Frequenzkammes zur Kühlung auf der Interkombinationslinie. Die dünne Linie mit Rauten zeigt die Besselfunktionen entsprechend den experimentellen Daten ($\delta_L \approx 260$ kHz, $f_{\text{Mod}} = 15$ kHz, $\Delta f_{pp} = 1.4$ MHz), die dicke Linie die Faltung mit einer Lorentzkurve, entsprechend einer verbreiterten Interkombinationslinie ($\gamma_{\text{eff}} = 3$ kHz). In einem schmalen Bereich um $\delta = 0$ ist die Anregungswahrscheinlichkeit P sehr klein, so dass Atome mit $v \approx 0$ nicht angeregt werden. Alle anderen Atome können bis zu einer effektiven Verstimmung durch Dopplerverschiebung $k \cdot v$ oder Zeeman-Verschiebung $\mu' B(r)$ von $\delta = \Delta f_{pp} + \delta_L \approx 1.66$ MHz angeregt und damit gekühlt und gefangen werden.

rung der Dopplerverschiebung klein gegen die natürliche Linienbreite des Kühlübergangs war. Bei der Kühlung mit sehr schmalen Linien gilt dies nicht mehr. Wenn die Rückstoßverschiebung größer als die natürliche Linienbreite ist, ist ein Atom nach einer Absorption nicht mehr in Resonanz. Ausserdem können nur Atome aus einem sehr kleinen Geschwindigkeitsbereich eingefangen werden. Um die damit verbundenen Probleme zu umgehen, wird ein Kamm von Laserfrequenzen verwendet, so dass die Atome über einen Geschwindigkeitsbereich von ca. 1 m/s mit dem Lichtfeld resonant sind.

Bei zwei gegenläufigen, rotverstimmten Frequenzkämmen sind die Atome für einen schmalen Bereich um $v = 0$ nicht resonant (s. Abb. 5.1). Rechnungen [44] ergaben für Ca ein Kühllimit von nur 30 nK bei einer Verstimmung des Kühllasers von $\delta \approx -2(kv_R\gamma)^{1/2} = -13.6$ kHz. Die berechneten Kühlzeiten vom Dopplerlimit in einer optischen Melasse auf dem starken Übergang im Singulettssystem bis zur Rückstoßtemperatur betragen 27 ms beim Calcium. Demnach sollte die Breitbandkühlung bei Calcium möglich sein, erfordert jedoch wegen der Expansion während der Kühlung sehr große Laserstrahlen. Allerdings sind die in der normalen MOT tatsächlich erreichten Temperaturen höher und die maximale Kraft, die bei der Lebensdauer $\tau = 0.5$ ms des 3P_1 -Zustandes durch Streuung von

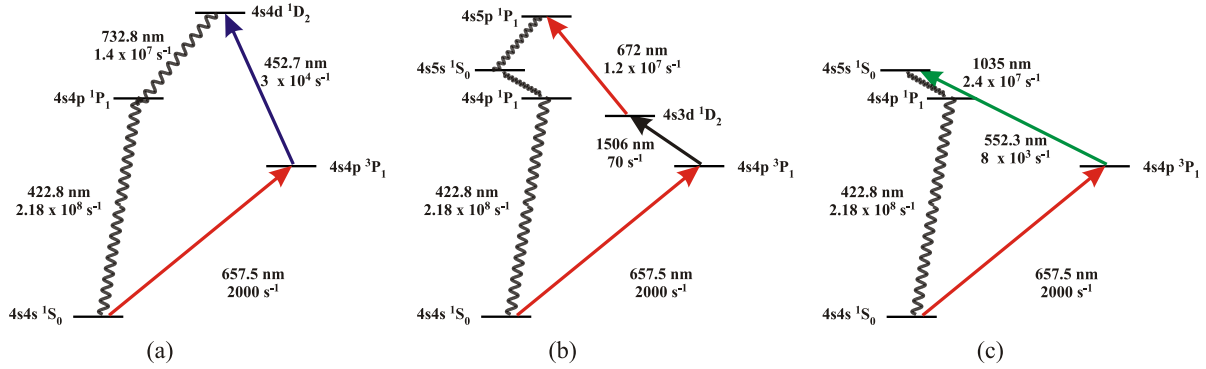


Abbildung 5.2: Ausschnitt aus dem Energieschema von ^{40}Ca mit den Wellenlängen und Zerfallsraten der für die Quenchkühlung verwendeten Übergänge.

Photonen erreicht werden kann, beträgt $F = \frac{\hbar k}{2\tau} \approx 1.55 \cdot F_G$, wobei $F_G = M_{Ca} \cdot g$ die Schwerkraft ist. Damit wird das effektive Halten der Atome gegen die Gravitation unter realistischen Bedingungen sehr schwierig.

Zur Lösung dieses Problems kann die Aufenthaltsdauer der Atome im 3P_1 -Zustandes verkürzt werden, so dass die effektive Streurrate vergrößert wird, und damit auch die auf die Atome ausgeübte Kraft. Für Ionen wurde dieses „Quenchen“ schon 1989 von Wineland et al. [71] realisiert.

Die Verkürzung der effektiven Lebensdauer des Triplett-Zustandes kann bei Calcium durch das Rückpumpen mit einem weiteren Laser, der den 3P_1 -Zustand an das Singulettssystem koppelt, realisiert werden. Zu D-Zuständen im Singulettssystem kommen zwei Übergänge mit $\lambda=452.7$ nm, $\gamma_i = 2 \cdot 10^4$ s $^{-1}$ zum 4s4d - Zustand (s. Abb. 5.2 (a)) bzw. $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ $\gamma = 2 \cdot 10^4$ s $^{-1}$ zum 4s3d - Zustand (s. Abb. 5.2 (b)) in Frage. Der 4s4d 1D_2 zerfällt mit einer Rate von $\gamma_2 = 2\pi \cdot 2.27 \cdot 10^6$ s $^{-1}$, hauptsächlich zum 4s4p 1P_1 , so dass die Atome schnell wieder im Grundzustand ankommen. Beim zweiten Rückpumpübergang zum 4s3d 1D_2 muss zusätzlich der für die Standard-MOT genutzte Rückpumper bei 672 nm verwendet werden, um die Atome über den 4s5p 1P_1 wieder in den Grundzustand zu pumpen. Eine andere Möglichkeit ist es, auf dem Übergang 4s4p 3P_1 - 4s5s 1S_0 ($\lambda = 552$ nm, $\gamma = 2 \cdot 10^4$ s $^{-1}$) (s. Abb. 5.2 (c)) zurückzupumpen. Curtis et al. [72] haben damit in einer Dimension vor kurzem Geschwindigkeitsverteilungen nahe am Rückstoßlimit erreicht.

Wir haben zunächst den Übergang bei 452.7 nm verwendet (s. Abb. 5.2 (a)), da der vorhandene blaue Farbstofflaser relativ leicht auf diese Wellenlänge abgestimmt werden konnte.

5.1.2 Theoretische Beschreibung

Zunächst ist es sinnvoll, eine Abschätzung der benötigten effektiven Streuraten bei Vorgabe der maximalen Abbremsstrecke $s_{\text{Brems}} = v_0^2/(2a)$ zu machen. Da die Atome beim Abbrems-

¹Dieser Wert wird in [72] abgeschätzt und ist einen Faktor 50 kleiner als der Literaturwert aus [73]

sen nicht aus dem Kühllaserstrahl laufen sollen, gilt $s_{\text{Brems}} \leq 2,5$ mm. Für $v_0 = 1$ m/s wird hierzu eine Beschleunigung des Ca-Atoms von $a = 200$ m/s² benötigt. Nach (2.1) entspricht dies einer effektiven Streurrate von $S_{\text{eff}} = a/v_R = 1,3 \cdot 10^4$ s⁻¹ bzw. einer Verkürzung der Lebensdauer auf $\tau_{\text{eff}} = 2/S_{\text{eff}} = 150$ μ s. Die benötigte Zeit zum Abbremsen beträgt dann $t = 5$ ms.

Um eine Abschätzung der mit der vorhandenen Laserleistung erreichbaren effektiven Streuraten zu erhalten, werden die Rabifrequenzen Ω_{ik} (vgl. (2.5)) betrachtet. Nach (2.8) ergibt sich für die Anregungswahrscheinlichkeit auf dem Quenchübergang $r_{12} = \frac{\Omega_{23}^2}{\gamma_2}$, mit der Rabifrequenz Ω_{23} des Übergangs und der totalen Zerfallsrate γ_2 des 1D_2 - Zustandes. Einsetzen der experimentellen Parameter ($I_{453nm} = \frac{6 \cdot 20mW}{\pi \cdot (1,5mm)^2} = 2,5 \cdot 10^5 \cdot I_0$) und des Literaturwertes für $A_{ki} = 3 \cdot 10^4$ ergibt $r_{12} = 8 \cdot 10^6$ s⁻¹.

Diese Rate ist wesentlich höher, als im Rahmen der Voruntersuchungen zur Quencheffizienz (s. Abschnitt 5.2.2) gemessen wurde. Aus der in einer Dimension gemessenen Verkürzung der Lebensdauer des 3P_2 - Zustandes um einen Faktor 7, schätzen wir in 3-D etwa einen Faktor 15 der Verkürzung ab. Dabei wird berücksichtigt, dass beim Durchfädern des Quenchlaserstrahls Verluste an den optischen Elementen auftreten, so dass der Wert des 1-D - Experimentes nicht einfach verdreifacht werden kann.

Mit der zusätzlichen Annahme, dass der Quenchlaser resonant eingestrahlt wird, so dass 2-Photonen-Übergänge vernachlässigt werden können und dass der Quenchübergang nicht gesättigt ist und deshalb die Besetzung des 1D_2 - Zustandes vernachlässigt werden kann, entspricht die Verkürzung der Lebensdauer direkt der Anregungsrate auf dem Quenchübergang. Es ergibt sich somit eine Anregungswahrscheinlichkeit von $r_{12} = 2,8 \cdot 10^4$, die zwei Größenordnungen kleiner als die aus dem Literaturwert bestimmte ist. Wir führen diese Diskrepanz zumindest zum Teil auf die Unsicherheit des Literaturwertes aus [73] zurück, zumal auch die Quenchrage auf dem 3P_1 - 4s5s 1S_0 - Übergang einen Faktor 50 kleiner als der entsprechende Literaturwert ist [72].

Mit der experimentell abgeschätzten Quenchrage ergibt sich für den Interkombinationsübergang damit eine effektive Zerfallsrate $\gamma_{\text{eff}} = \gamma_1 + r_{12} \approx 3 \cdot 10^4$ s⁻¹. Aus dieser effektiven Zerfallsrate folgt für die Anregungswahrscheinlichkeit r_{01} auf dem Interkombinationsübergang

$$r_{01} = \frac{\alpha \Omega_{01}^2}{\gamma_{\text{eff}}} \approx 5,5 \cdot 10^4 \text{s}^{-1}. \quad (5.1)$$

Der Vorfaktor $\alpha = \gamma_{\text{eff}}/\gamma_L$ berücksichtigt dabei die Verbreiterung des Lasers $\gamma_L = \Delta f_{pp} = 2\pi \cdot 1,4$ MHz.

Die effektive Streurrate S_{eff} ergibt sich durch Multiplikation der Anregungswahrscheinlichkeit mit der Besetzung ρ_{11} des angeregten Zustandes zu

$$S_{\text{eff}} = r_{12} \rho_{11} = r_{12} \frac{s_0}{2(s_0 + 1)} \quad (5.2)$$

wobei $s_0 = 2\Omega_{01}^2/\gamma_{\text{eff}}^2$ der Sättigungsparameter dieses Übergangs ist. Mit den experimentellen Parametern ($I_{657nm} = \frac{1 \cdot 7mW}{\pi \cdot (2,5mm)^2} = 1 \cdot 10^6 \cdot I_0$) ergibt sich daraus $s_0 \approx 4$, $\rho_{11} \approx 0,4$ und damit eine effektive Streurrate von $S_{\text{eff}} = 1,2 \cdot 10^4$. Die Leistung wird dabei nur einfach

gezählt, da auf Grund der kleinen Linienbreite jedes Atom im wesentlichen mit einem Laserstrahl resonant sein wird, im Gegensatz zur Dopplerkühlung auf breiten Linien, wo aus jedem Strahl absorbiert wird und deshalb auch die Summe der Einzelintensitäten relevant ist.

Da diese berechnete effektive Streurrate *kleiner* als die zum Abbremsen von Atomen mit $v_0 = 1$ m/s innerhalb der Laserstrahlradian benötigte Streurrate ist, ist zu erwarten, dass ein Teil der schnellen Atome nicht in die MOT auf dem Interkombinationsübergang transferiert wird.

5.1.3 Magnetfeld

In einer MOT darf der Magnetfeldgradient nur so groß sein, dass die Änderung der Dopplerverschiebung durch die Abbremsung größer als die Änderung der Zeeman-Verschiebung ist, da sonst die Atome aus der Resonanz geraten und nicht mehr gekühlt werden. Dadurch ergibt sich eine "Gradientenbedingung" für die Kühlung auf dem Interkombinationsübergang

$$\mu' \frac{dB}{dz} \leq \frac{\hbar k^2 \gamma_{eff}}{2M_{Ca}v}, \quad (5.3)$$

wobei $\mu' = \mu_B g_J \Delta m = 2,10$ MHz $(10^{-4}T)^{-1}$ mit $g_J(^3P_1)=1,5$.

Da die Änderung der Dopplerverschiebung proportional zur Beschleunigung ist, muss der Magnetfeldgradient für die MOT auf dem Interkombinationsübergang deutlich kleiner sein als für die MOT im Singulettssystem. Setzt man die Werte für die Kühlung auf der unverbreiterten Interkombinationslinie ein, d.h. $\gamma_{eff} = \gamma_{657nm} = 2000$ s⁻¹, dürfte der maximale Magnetfeldgradient $2 \cdot 10^{-5}$ T cm⁻¹ betragen.

Für die Kühlung auf schmalen Linien ist wichtiger als die Gradientenbedingung, dass der absolute Betrag des Magnetfeldes nicht zu groß wird und die Atome durch die Zeeman-Verschiebung aus der Resonanz geraten. Als Abschätzung wird angenommen, dass Atome wegen der Strahldurchmesser der 657 nm - Fallenstrahlen maximal 2,5 mm vom Fallenzentrum entfernt noch gefangen werden können. Mit einem Magnetfeldgradienten von $2 \cdot 10^{-5}$ T cm⁻¹ folgt daraus eine maximale Zeeman-Verschiebung von 105 kHz (s. (2.17)). Diese Verschiebung ist klein gegen die Dopplerverschiebung auf Grund der Bewegung der Atome und braucht deshalb bei der Einstellung der Frequenzbreite des Kühllasers nicht berücksichtigt werden. Für einen z.B. 10fach größeren Gradienten, der durch die Erhöhung der effektiven Streurrate möglich wäre, kann dieser Einfluß nicht mehr vernachlässigt werden. Damit die Atome auch bei einer Zeeman-Verschiebung von mehr als 1 MHz, die sich zur Dopplerverschiebung addiert, noch in Resonanz sind, muss die Verbreiterung des 657 nm - Kühllasers entsprechend groß gewählt werden.

Zusätzliche Vorteile für die Kühlung gewinnt man, wenn der Rückpumpplaser ebenfalls aus allen sechs Richtungen und mit der gleichen zirkularen Polarisation wie der rote Kühllaser eingestrahlt wird. Es ergibt sich dann eine hohe Wahrscheinlichkeit, dass zwei Photonen aus der gleichen Richtung absorbiert werden. Dies folgt aus den Clebsch-Gordan-Koeffizienten des Überganges $^3P_1 - ^1D_2$ (s. Abb. 5.3). Die Absorption eines σ^- - Photons auf dem Interkombinationsübergang regt das Atom in den $m=-1$ - Zustand an. Dort hat

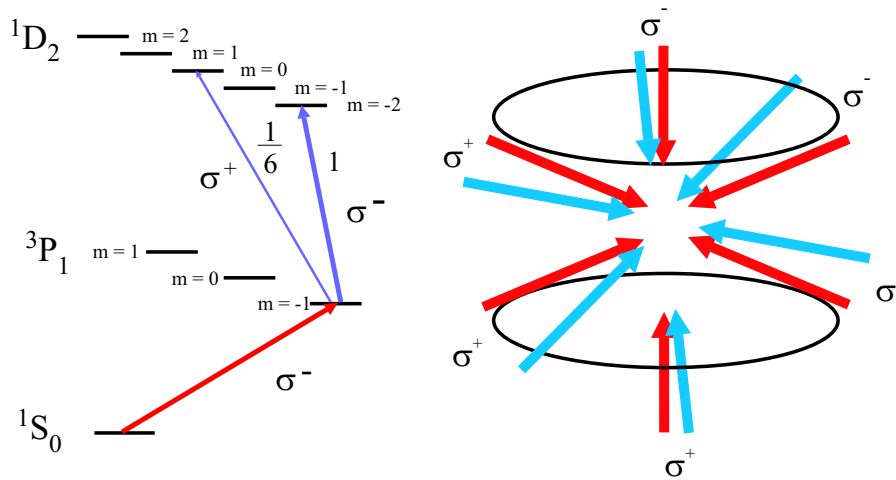


Abbildung 5.3: Schema des Rückpumpens in MOT-Konfiguration. Wird zuerst ein σ^- -Photon absorbiert, besteht eine hohe Wahrscheinlichkeit, dass auch auf dem Rückpumpübergang ein σ^- -Photon absorbiert wird. Wenn Kühl- und Rückpumplaser die gleiche Polarisation haben, sind die Photonenimpulse gleichgerichtet und eine deutlich höhere Kühlkraft wird möglich.

es eine sechsmal höhere Wahrscheinlichkeit ein weiteres σ^- -Photon auf dem Rückpumpübergang zu absorbieren, als ein σ^+ -Photon. Analog ist die Wahrscheinlichkeit, nach der Absorption eines σ^+ -Photons auf dem 1S_0 - 3P_1 -Übergang ein weiteres σ^+ -Photon auf dem Rückpumpübergang zu absorbieren, relativ groß.

Die Übertragung von zwei gerichteten Photonenimpulsen pro Kühlzyklus erhöht die Kühlkraft signifikant. Um z.B. die oben abgeschätzte Beschleunigung von $a=200$ m/s zu erreichen, wäre nur noch eine Streurrate von $S_{\text{eff}} = a/(v_{R,657\text{nm}} + v_{R,453\text{nm}}) = 5,4 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ nötig.

Eine Rot-Verstimmung des Rückpumplasers, so dass er wie eine eigene MOT funktioniert scheint nicht sinnvoll, da die Geschwindigkeits- und Ortsabhängigkeit der Kraft schon auf dem Interkombinationsübergang gegeben sein sollte. Durch eine Verstimmung des Rückpumplasers würde im wesentlichen nur die effektive Streurrate reduziert und damit die Kühlung weniger effizient. Monte-Carlo-Simulationen für Magnesium bestätigen dies [74].

5.1.4 Kühllimit

Für die Bestimmung der minimalen Temperatur in der MOT auf dem Interkombinationsübergang können zunächst zwei Bereiche der Kühlung unterschieden werden. Zu Beginn, wenn die Atome noch relativ hohe Geschwindigkeiten haben, ist die Dopplerkühlung bestimmend. Die Atome geraten durch ihre Geschwindigkeit mit einem entgegenlaufenden Laserstrahl in Resonanz und werden gebremst. Bei kleinen Geschwindigkeiten und hinreichend großer Verstimmung ($\Delta_L \gg kv_R$) wird dann die Geschwindigkeit nicht mehr durch

die Verstimmung bestimmt [40]. Die Atome werden sich mit ihrer Restgeschwindigkeit in einen Bereich des Magnetfeldes bewegen, wo sie durch die Zeemanverschiebung wieder in Resonanz geraten. Dann werden sie beschleunigt, bis sie gerade wieder mit einer kleinen Geschwindigkeit in Richtung Fallenzentrum fliegen und aus der Resonanz geraten. Damit wird die Geschwindigkeit immer in der Größenordnung der Rückstoßgeschwindigkeit der beteiligten Photonen liegen, $v_{R, \text{eff}} = 3.5 \text{ cm/s}$ (s. Anhang B.2 und die Verstimmung bestimmt in Verbindung mit dem Magnetfeldgradienten nur die Größe der Falle. In der MOT ist das theoretische Limit aus [44] also nicht zu erreichen.

Um die prinzipiell möglichen Temperaturen unterhalb des Rückstoßlimits zu erreichen, muß in einer optischen Melasse gekühlt werden und die Verstimmung kleiner als die Rückstoßverschiebung sein. Die Atome fallen dann durch die spontanen Emissionen in einen Geschwindigkeitsbereich, in dem sie nicht resonant sind. Im Gegensatz zu VSCPT ist der Zustand nicht dunkel, sondern wegen der verbleibenden kleinen Anregungswahrscheinlichkeit nur „grau“.

Ob eine Sub-Rückstoßkühlung möglich ist, hängt dann vom Verhältnis der Wahrscheinlichkeit, durch spontane Emissionen in den grauen Bereich zu kommen, zur Anregungswahrscheinlichkeit im grauen Bereich ab. Die Eintrittswahrscheinlichkeit in den grauen Bereich ist gleich der dritten Potenz des Verhältnisses der Rückstoßgeschwindigkeit zur Geschwindigkeitsbreite des grauen Bereiches. Soll also einen Faktor 10 unter das Rückstoßlimit gekühlt werden, beträgt die Wahrscheinlichkeit 10^{-3} . Da die natürliche Linienbreite dann immer noch klein gegen die Dopplerbreite des grauen Bereiches ist, sollte es prinzipiell möglich sein, Anregungswahrscheinlichkeiten für ruhende Atome die deutlich kleiner als 10^{-3} sind zu realisieren. Allerdings muss die effektive Lebensdauer des 3P_1 -Zustandes durch Reduzierung der Leistung des Quenclasers angepasst werden.

In unserem Fall kommt allerdings noch der Verlustkanal zum 3P_2 -Zustand hinzu, d.h. die Atome würden etwa mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit in den 3P_2 -Zustand kommen, statt in die gewünschte Geschwindigkeitsklasse.

5.2 Experimentelle Realisierung

5.2.1 Aufbau

Im Experiment wurde die rote Strahlung zur Kühlung auf dem Interkombinationsübergang vom Farbstofflaserspektrometer erzeugt und durch den AOM4 (s. Abb. 3.1) direkt zur Falle geschickt, um Leistungsverluste durch eine optische Faser zu vermeiden. Die am Experiment verfügbare Leistung war ca. 20 mW. Um die notwendige spektrale Breite zur Kühlung zu erreichen, wurde die Radiofrequenz (RF) am AOM moduliert mit $f_{\text{Mod}} = 15 \text{ kHz}$ und einem Spitze-Spitze – Hub von 0.7 MHz. Diese Modulation wurde mit einem VCO realisiert, der von einem Funktionsgenerator angesteuert wurde. Die Drift des VCO war nach dem Warmlaufen von ca. 1 Stunde kleiner als 1 kHz/h, so dass der Einfluss auf das Experiment vernachlässigbar war. Die gute Linearität des VCO von 2,7 kHz/mV erlaubte einfache Änderungen der Verstimmung durch Ändern der Offsetspannung am Funktionsgenerator.

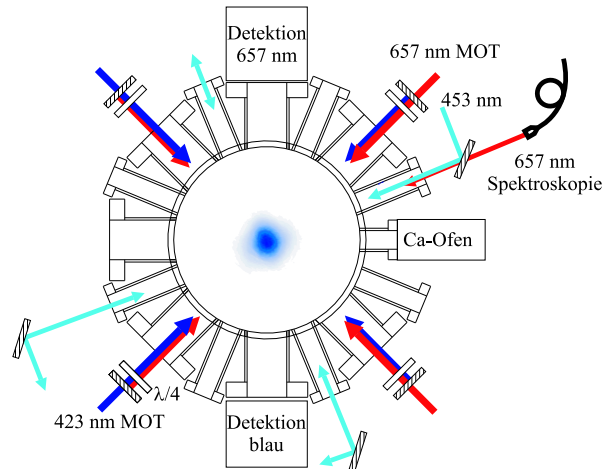


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung des Aufbaus zur 2-Stufenkühlung von Ca (s. Text)

Um Richtungsschwankungen zu minimieren wurde der AOM im zweifachen Durchgang betrieben, so dass die Gesamtbreite des verwendeten Frequenzkammes $\Delta f_{pp} = 1.4$ MHz betrug. Die Verstimmung des Frequenzkammes wurde an einem Spektrumanalysator so eingestellt, dass das äusserste hochfrequente Maximum ca. 100 kHz unterhalb der Mittenfrequenz des AOMs lag. Da der Laser an jedem Messtag zunächst mit Hilfe eines hochaufgelösten Sättigungsspektrum auf Resonanz eingestellt wurde (d.h. die Frequenz des AOM1 wird so eingestellt, dass die AOMs 2 - 4 resonantes Licht erzeugen, wenn sie genau auf ihre Mittenfrequenz eingestellt sind) und die Drift des Referenzresonators vernachlässigbar war (< 2 kHz/h), entspricht die optische Verstimmung δ_L dem doppeltem Abstand zwischen der RF-Frequenz des höchsten Kammzinken und 40 MHz, der Mittenfrequenz des verwendeten AOMs.

An der Vakuumapparatur wurde das Licht durch Strahlteilerplatten in drei Strahlen aufgeteilt, die gegenläufig zu den 423 nm-Kühlaserstrahlen in die Kammer eingekoppelt wurden (vergl. Abb. 5.4) und etwa den gleichen Durchmesser wie diese hatten. Dazu sind die Rückspiegel für die jeweils andere Wellenlänge transmittierend und die Verzögerungsplatten für beide Wellenlängen geeignet. Die Polarisation der roten Strahlen wird entsprechend der Polarisation der blauen Strahlen eingestellt, so dass die MOT mit dem gleichen Vorzeichen des Quadrupolfeldes funktioniert. Um den Gradienten des Quadrupolfeldes von ca. $6 \cdot 10^{-5}$ T/cm auf $2,5 \cdot 10^{-6}$ T/cm zu reduzieren, wird der Strom durch die Spulen von ca. 22 A auf $\approx 0,1$ A reduziert. Da dies wieder sehr schnell geschehen soll, werden zwei Konstantstromquellen verwendet, zwischen denen durch schnelle Stromschalter gewechselt werden kann. Damit werden Schaltzeiten von weniger als 200 μ s erreicht.

Damit bei dem für die Kühlung auf dem Interkombinationsübergang notwendigen kleinen Magnetfeldgradienten ein Quadrupolfeld realisiert werden kann und das Zentrum des Quadrupolfeldes gleich bleibt, müssen externe Magnetfelder gut kompensiert werden. Dazu sind in der Vakuumkammer drei Helmholtzspulenpaare senkrecht zueinander angeordnet.

Die Optimierung der Magnetfeldkompensation erfolgte durch Messung der Magnetfeldempfindlichen Übergänge zum 3P_1 , $m = \pm 1$, bei abgeschaltetem Helmholtz- und Quadrupolfeld. Wenn die Lambdips auf beiden Komponenten nahezu übereinander liegen, kann von einem gut kompensierten Magnetfeld (Restmagnetfeld $< 0,02 \cdot 10^{-7}$ T) ausgegangen werden. Details der Optimierung sind in [61] dargestellt.

Für die Anregung des Kühlübergangs bei 423 nm und auch des Pumpüberganges der Maxwell's-Dämon Kühlung bei 430 nm war die Stabilität des Referenzresonators des blauen Farbstofflasers ausreichend, da die natürlichen Linienbreiten beider Übergänge eine Größenordnung größer als die Laserlinienbreite waren. Für den Rückpumpübergang bei 453 nm musste die Stabilität allerdings verbessert werden, da eine Linienbreite aufgrund des Zerfalls des $4s4d \ ^1D_2$ - Zustandes von nur 2,3 MHz abgeschätzt wurde. Hierzu wurden die Spiegel des Referenzresonators ausgetauscht, so dass zusätzlich ein Helium-Neon - Laser (HeNe - Laser) auf den Resonator stabilisiert werden konnte. Die Schwebungsfrequenz dieses HeNe - Lasers mit einem Iod-stabilisierten HeNe - Laser wurde gemessen und stabilisiert, indem die Referenzresonatorlänge geregelt wurde. Zusätzlich konnte der Sollwert der Differenzfrequenz mit einer Offsetspannung an der Regelung der Schwebungsfrequenz durchgestimmt werden, um den Rückpumpübergang spektroskopisch zu untersuchen. Für diese Messungen wurde der Quenchlaser zunächst als stehende Welle auf der Achse des Spektroskopielasers realisiert. Für die eigentliche Kühlung wurde er dann, wie in Abb. 5.4 gezeigt, unter einem Winkel von $22,5^\circ$ zu den anderen Kühlstrahlen in der horizontalen und nahezu parallel dazu in der vertikalen Richtung, dreimal durch die Falle geführt und dann in sich zurückreflektiert. Eine Aufteilung in drei unabhängige stehende Wellen wäre zwar wünschenswert, um die Polarisation besser kontrollieren und die Strahlen balancieren zu können, war aber auf Grund der begrenzten Leistung ($P_{\max} = 30$ mW) nicht möglich. Der Durchmesser des Quenchlasers musste etwas kleiner als der Durchmesser der MOT-Strahlen gewählt werden, weil der freie Durchmesser der benutzten Achsen nicht groß genug war.

5.2.2 Rückpumpeffizienz

Zunächst wurde die Effizienz des Rückpumpüberganges $^3P_1 \rightarrow ^1D_2$ ($\lambda = 452,7$ nm) untersucht, indem nach einem roten Anregungspuls ($\Delta m = 0$) der Rückpumplaser eingestrahlt wurde und anschließend die rote Fluoreszenz gemessen wurde. Die Abnahme der roten Fluoreszenz in Abhängigkeit von der Frequenz des Rückpumplasers ist in Abb. 5.5 gezeigt. Mit zunehmender Laserleistung oder Zeit, die der Rückpumplaser eingeschaltet ist, nimmt die Abnahme zu. Abb. 5.6 zeigt die relative Zahl der verbleibenden Atome in Abhängigkeit von der Dauer des Rückpumpens bei konstanter Leistung des Rückpumpers. Dass auch bei langen Rückpumpzeiten die rote Fluoreszenz nicht vollständig verschwindet, führen wir auf eine nicht vollständigen Überlagerung des 657 nm - Anregungsstrahl mit dem Rückpumpstrahl zurück.

Die Zeitkonstante der exponentiellen Abnahme der roten Fluoreszenz, die der effektiven Lebensdauer entspricht, beträgt $70 \mu\text{s}$. Daraus ergibt sich eine effektive Zerfallsrate von $\gamma_{\text{eff}} = 1/\tau_{\text{eff}} = 1,4 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1} \equiv \gamma_1 + r_{12}$. Dies ist, wie im Abschnitt 5.1.2 bereits erwähnt, um

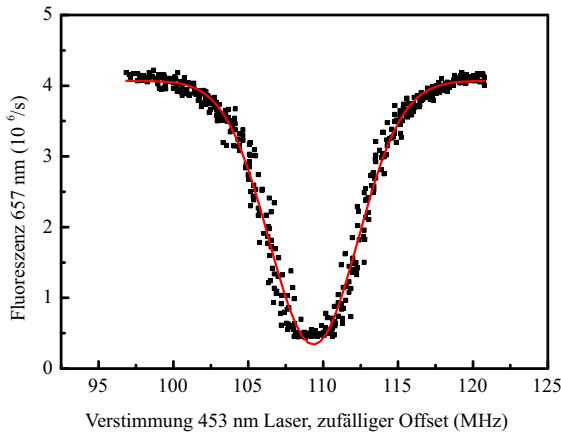


Abbildung 5.5: 657 nm - Fluoreszenz nach dem Rückpumpen über der Frequenz des 453 nm - Lasers. Der Rückpumplaser erzeugt einen „Dip“, dessen Tiefe von der Rückpumpdauer abhängt.

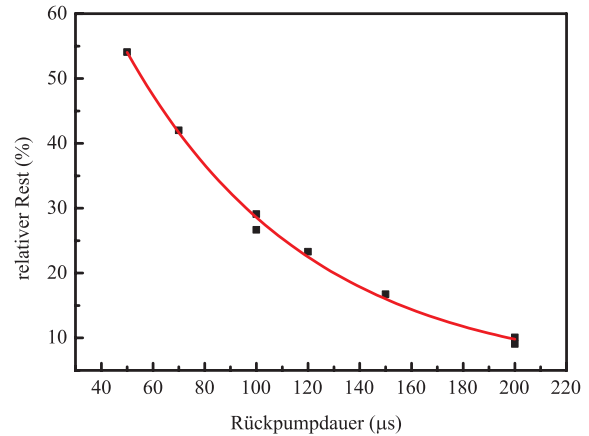


Abbildung 5.6: Verbleibende Atome im 3P_1 gegen Rückpumpdauer bei konstanter Rückpumpleistung. Die Zeitkonstante des gefitteten exponentiellen Abfalls ist $\tau = 70 \mu s$.

nahezu zwei Größenordnungen kleiner, als die abgeschätzte effektive Streurrate erwarten ließ, aber immer noch groß genug, um einen effektiven Einfang der Atome erwarten zu lassen.

Um die Rückpumpeffizienz in der relevanten Anordnung mit $\sigma^+ - \sigma^-$ - Polarisation zu überprüfen, wurde ein Anregungspuls mit 657 nm verwendet, der nur den Zustand 3P_1 , $m = -1$ bevölkert. Dazu wurde der Spektroskopielaser mit linearer Polarisation senkrecht zum Helmholtzfeld eingestrahlt. Da auf dem Spektroskopieübergang die Magnetfeldaufspaltung der $m = \pm 1$ -Übergänge beim verwendeten Magnetfeld von etwa $4 \cdot 10^{-4}$ T wesentlich größer als die Dopplerbreite ist, kann einer der Übergänge über die Frequenz des anregenden Lasers ausgewählt werden. Der Rückpumplaser wurde ebenfalls mit linearer Polarisation senkrecht zum Spektroskopiemagnetfeld eingestrahlt, so dass er nur σ^+ oder σ^- - Übergänge anregen kann. Die Zeemanverschiebung der magnetischen Unterzustände des 1D_2 durch das Spektroskopiemagnetfeld ist größer als die Linienbreite des Übergangs ist, so dass beim Durchstimmen des Rückpumplasers zwei Dips entstehen, die den beiden Übergängen mit $\Delta m = \pm 1$ entsprechen. Die Tiefe der Dips ist, entsprechend den Clebsch-Gordan-Koeffizienten (s. Abb. 5.3), unterschiedlich, wie in Abb. 5.7 gezeigt wird. Da die Rückpumpeffizienz bei der verwendeten Pumpdauer bereits nicht mehr linear zunimmt, was gut an der unterschiedlichen Breite der beiden Dips zu erkennen ist, ergibt sich bei der Diptiefe nicht der Faktor 6 zwischen den beiden Dips.

5.2.3 Optimierung

Als Hilfsmittel zur Justage der optischen Elemente wurde die rote Fluoreszenz nach einem langen Anregungspuls ($\tau = 50 \mu s$) mit den MOT-Strahlen verwendet. Nachdem die-

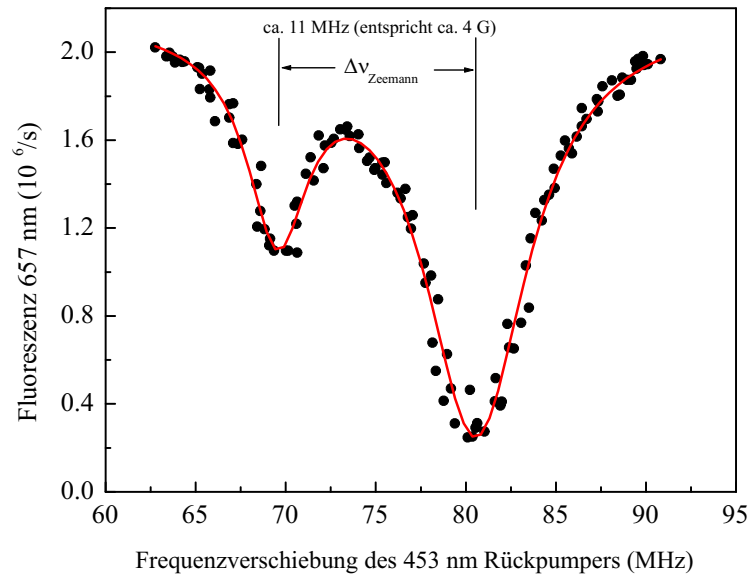


Abbildung 5.7: Rückpumpeffizienz aus dem $^3P_1, m=-1, -$ Zustand, gemessen über die Fluoreszenz des Zerfalls $^3P_1-^1S_0$ in Abhängigkeit von der Frequenz des Quenclasers. Da die Polarisation des 453 nm – Lasers senkrecht zum angelegten Magnetfeld ist, sind nur die Übergänge zum $^1D_2, m=0,-2$ möglich. Die unterschiedlichen Clebsch-Gordan-Koeffizienten der beiden Übergänge bewirken entsprechend unterschiedliche Rückpumpeffizienzen.

se Fluoreszenz maximiert wurde, wurde zusätzlich der 453 nm-Laser, ebenfalls in MOT-Konfiguration, nach dem roten Anregungspuls eingestrahlt und so optimiert, dass die verbleibende rote Fluoreszenz minimal und damit die Rückpumpeffizienz maximal wurde.

Beim 453 nm-Laser wurde mit dieser Methode anfangs auch die Frequenz optimiert, da dieser resonant sein sollte. Im Laufe der Parameteruntersuchungen hat sich aber gezeigt, dass auch die Verstimmung des 453 nm-Lasers optimiert werden musste, um optimale Kühlergebnisse zu erhalten. In einem nächsten Schritt wurde dann die Zahl der Atome nach einer festen Kühdauer in einem schmalen Geschwindigkeitsintervall um $v=0$ durch die Messung der Fluoreszenz nach einem resonanten Spektroskopiepulss bestimmt und die Verstimmung des Kühl- und des Quenclasers so optimiert, dass die Zählrate maximal wurde. Dabei zeigte sich, dass die Verstimmung des Quenclasers nicht genau auf Resonanz stand, wenn die maximale Zählrate erreicht wurde. Ausserdem war trotz des Offsetlocks ein regelmäßiges Optimieren der Verstimmung nötig. Dies deutet auf eine starke Abhängigkeit der Effizienz des Kühlverfahrens von der Frequenz des Quenclasers hin. Eine quantitative Untersuchung dieser Abhängigkeit steht noch aus. Allerdings kann ausgeschlossen werden, dass die Verstimmung des Quenclasers nötig war, um die effektive Streurrate zu reduzieren. Eine Untersuchung der Abhängigkeit der Temperatur und der Transfereffizienz von der Leistung des Quenclasers zeigte, dass noch keine Sättigung auftrat (s. Abb. 5.12) und damit durch eine Reduzierung der Anregungsrate des Quenclasers keine Verbesserung auftrat.

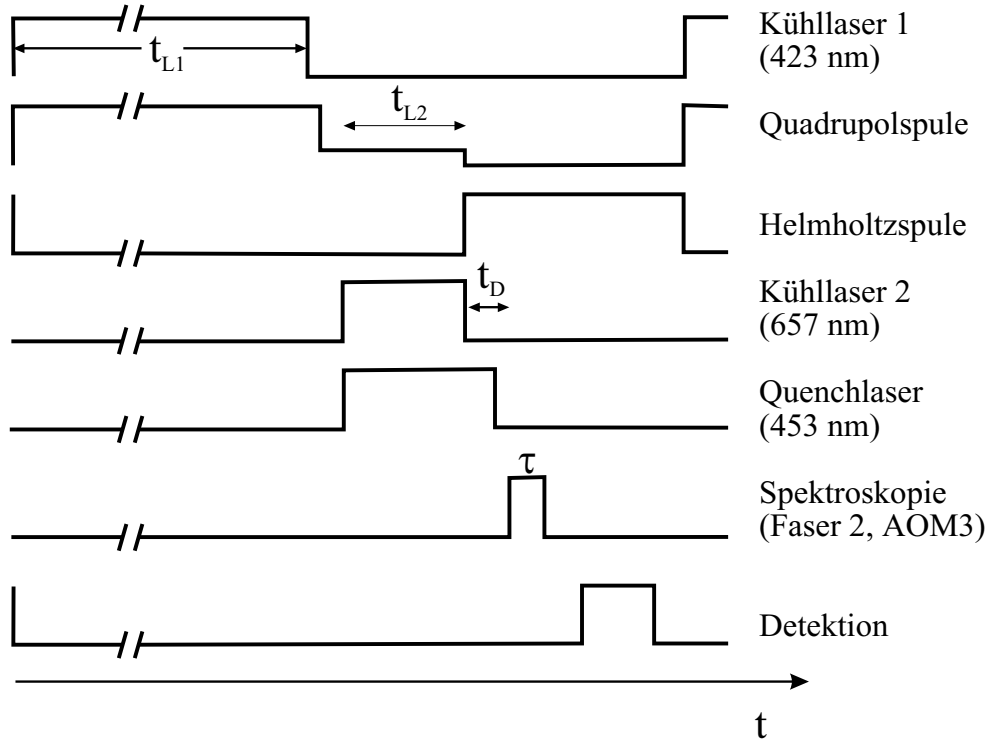


Abbildung 5.8: Zeitschema der Quenchkühlung.

5.2.4 Kühlung

In Abb. 5.8 ist schematisch der Zeitablauf der Kühlung auf der gequenchten Interkombinationslinie gezeigt. Die Kühlung beginnt nach dem Laden der üblichen 423 nm – MOT. Aufgrund ihrer langen Lebensdauer sind Ladezeiten t_{L1} bis zu 1 s nötig, um eine konstante Zahl von Atomen einzufangen. Dann werden die 423 nm – Strahlen abgeschaltet und der Magnetfeldgradient reduziert. Nach 50 μs werden der 657 nm – Kühlstrahl und der 453 nm – Quenchstrahl angeschaltet. Diese zweite Stufe der Kühlung dauert zwischen $t_{L2} = 5$ ms und 100 ms. Nach Ende der zweiten Kühlstufe wird der 657 nm – Strahl abgeschaltet. Der Quenchlaser bleibt für weitere $t_D = 500 \mu\text{s}$ an, um die Atome wieder in den Grundzustand zu pumpen. Diese Zeit ist nicht allein für das Quenchen nötig, sondern weil ein Teil der Atome nicht im Strahldurchmesser des Quenchlasers liegt. Damit diese Atome nicht einen großen Hintergrund bei der Spektroskopie erzeugen, wurde eine bis zwei natürliche Lebensdauern des 3P_1 - Zustandes gewartet, so dass ein großer Teil dieser Atome durch spontanen Zerfall wieder in den Grundzustand gelangte.

Anschließend wurde die Geschwindigkeitsverteilung durch ein Anregungsspektrum auf dem Interkombinationsübergang gemessen. Wie in Abschnitt 2.2.1 erläutert, wird die gemessene Gaussverteilung im wesentlichen durch die Dopplerverbreiterung bestimmt und entspricht deshalb der Geschwindigkeitsverteilung der gekühlten Atome. Zu beachten ist allerdings, dass bei den geringen Breiten, die nach der Quenchkühlung erreicht wurden,

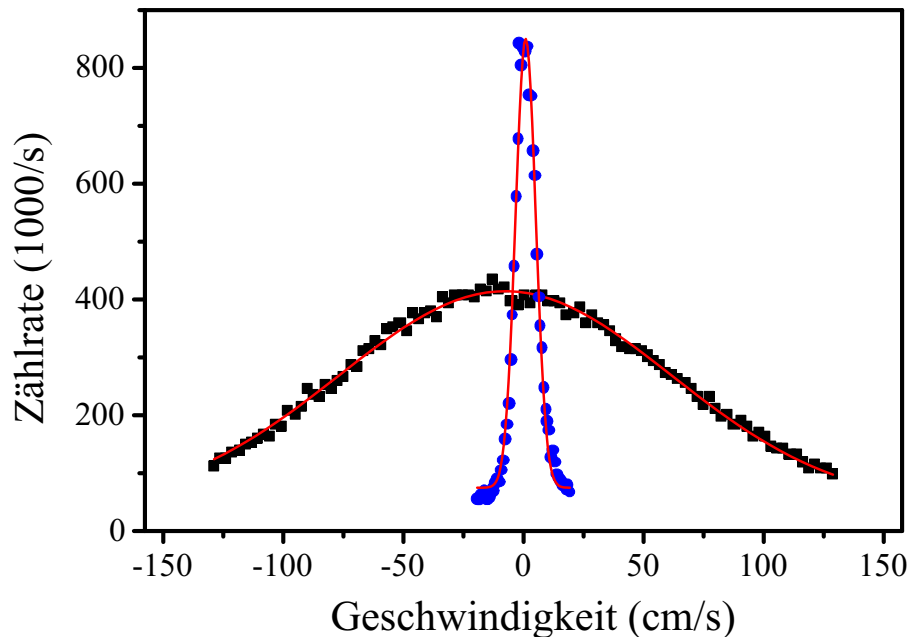


Abbildung 5.9: Die gemessene Geschwindigkeitsverteilung nach normaler MOT-Kühlung (a) zeigt eine rms Geschwindigkeit von 71 cm/s ($T = 2.4$ mK) die auf 4.3 cm/s ($T = 9$ μ K) nach 25 ms Kühlung auf der gequenchten Interkombinationslinie (b) reduziert wird. Der Vergleich der Flächen der gefitteten Gausskurven ergibt eine Transfereffizienz von 12 %.

die Pulsdauer des Anregungspulses so groß sein muss, dass die Fourierbreite der Anregung immer noch kleiner als die Dopplerbreite des Ensembles ist. Ist dies nicht der Fall, muss die gemessene Kurve zunächst mit dem Profil der Anregung entfaltet werden, bzw. die ermittelte Breite der Verteilung entsprechend korrigiert werden.

5.3 Ergebnisse

5.3.1 Geschwindigkeitsverteilung

Eine typische Geschwindigkeitsverteilung nach einer Kühldauer von 25 ms ist in Abb. 5.9 gezeigt. Die Breite der Verteilung entspricht einer quadratgemittelten Geschwindigkeit von $v_{rms} = 4.3$ cm/s. Dies ist eine Verringerung gegenüber der Geschwindigkeitsbreite nach der Kühlung in der einfachen MOT um mehr als einen Faktor 15, entsprechend einer Reduzierung der Temperatur um zwei Größenordnungen. Durch einen Vergleich der Flächen der gemessenen Verteilungen lässt sich eine Transfereffizienz η_N von $\eta_N = 12$ % bestimmen.

Die Zunahme der Zahl der Atome mit $v \approx 0$ nach der Quenchkühlung ist in Abb. 5.9 durch die Integration über die Transversalgeschwindigkeiten maskiert. Zur maximalen

Zählrate bei $v = 0$ tragen beim „heissen“ Ensemble auch Atome bei, die eine höhere Geschwindigkeit senkrecht zur Meßrichtung haben. Beim ultrakalten Ensemble sind dagegen auch die transversalen Geschwindigkeiten klein. Der Faktor η_v der Erhöhung der Dichte im Geschwindigkeitsraum ergibt sich deshalb zu

$$\eta_v = \left(\frac{v_{rms,423}}{v_{rms,657}} \right)^3 \times \eta_N \quad (5.4)$$

und beträgt im Falle der Abb. 5.9 $\eta_v \approx 500$.

Die Abhängigkeit der Breite der Geschwindigkeitsverteilung v_{rms} von der Kühldauer läßt sich durch einen doppelt exponentiellen Abfall beschreiben. In Abb. 5.10 nimmt sie zunächst mit einer Zeitkonstante von 1.4 ms ab bis auf $v_{rms} \approx 0.1$ m/s, die einigen kombinierten Rückstößen der spontan emittierten Photonen entspricht. Danach sinkt v_{rms} mit einer größeren Zeitkonstante weiter. Dies ist in guter Übereinstimmung mit Monte-Carlo-Simulationen der Quenchkühlung, die am Institut für Quantenoptik an der Universität Hannover für die von uns verwendeten experimentellen Parameter durchgeführt wurden. Die simulierte Transfereffizienz liegt bei über 50 % und ist damit wesentlich höher als die bisher experimentell beobachtete Transfereffizienz. Wir führen dies auf die geringe Strahlqualität der roten MOT-Strahlen und den zu kleinen Durchmesser des Quenchlaserstrahls zurück. Messungen bis zu 100 ms Kühldauer haben eine weitere Verringerung der Breite der Geschwindigkeitsverteilung bis auf $v_{rms} = 3,4$ cm/s ($T = 5,4 \mu\text{K}$) gezeigt. Dies ist etwa die Temperatur, die der Quadratsumme der Rückstöße der spontan emittierten Photonen und des Quenchphoton entspricht. Dabei nimmt auch die Zahl der Atome weiter ab.

Da durch Driften des mechanischen Aufbaus und der Frequenz des Quenchlaser die absolute Temperatur stärker variierte, als durch die gezielte Veränderung eines Parameters, sind die Skalen der unterschiedlichen Abbildungen nicht gleich. Dennoch war immer der gleiche qualitative Verlauf der Abhängigkeit zu erkennen.

Wir erklären dieses Verhalten mit zwei unterschiedlichen Regimen der Kühlung. Zunächst werden die Atome durch die Dopplerkühlung auf der Interkombinationslinie auf Geschwindigkeiten von einigen Rückstößen der spontan emittierten Photonen abgebremst. Da die Verstimmung deutlich größer als das Rückstoßlimit gewählt wurde, ist nicht mit der in [44] beschriebenen Sub-Rückstoß-Kühlung zu rechnen, sondern die Atome werden mit einer Geschwindigkeit von einigen $v_{R, \text{eff}}$ frei durch die Falle driften, bis sie an einem Ort geraten, an dem sie durch die Zeeman-Verschiebung mit einem der Laserstrahlen in Resonanz geraten. Dann werden sie solange resonant sein, bis sie wieder eine kleine Geschwindigkeit in Richtung Fallenzentrum haben.

Zur Erklärung der weiteren Kühlung auch bei sehr langen Zeiten gibt es zur Zeit zwei Modelle, die beide eine Art „Verlust der schnellen Atome“ beinhalten, was zumindest mit der kontinuierlichen Abnahme der Atomzahl vereinbar wäre:

- Da die schnelleren Atome öfter in Resonanz geraten und auch länger resonant bleiben, haben sie eine höhere Wahrscheinlichkeit, durch den Verlustkanal zum 3P_2 ($10^3:1$) die Falle zu verlassen

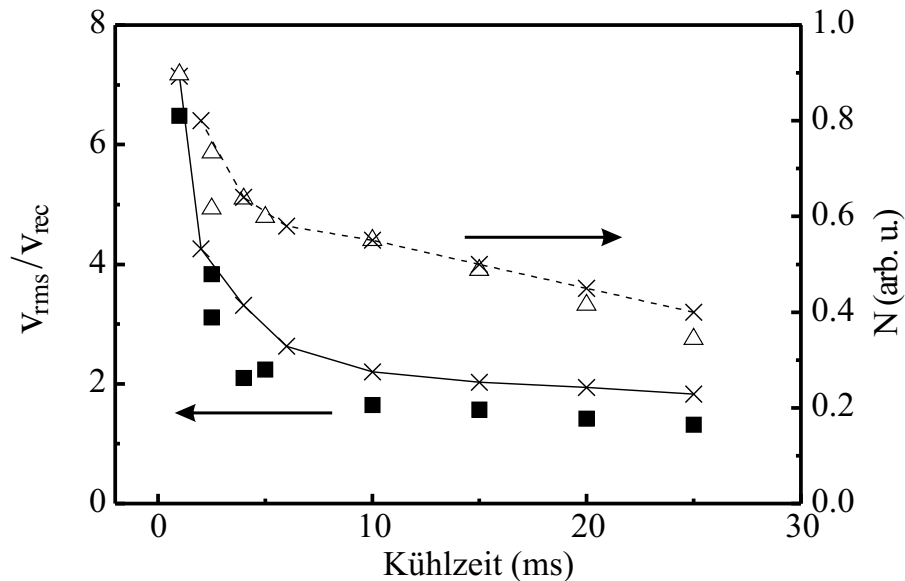


Abbildung 5.10: v_{rms} und Zahl der Atome N in Abhängigkeit von der Dauer der Quenchkühlung. Die mit Linien verbundenen Kreuze zeigen Ergebnisse der an der Universität Hannover durchgeführten Monte-Carlo-Simulationen [75]. Die gestrichelte Linie, die die Ergebnisse der Simulation der Atomzahl zeigt, wurde so skaliert, dass sie ins Bild passte.

- der niedrige Magnetfeldgradient führt dazu, dass der magnetische Fallendurchmesser größer als das Schnittvolumen der Laserstrahlen wird, so dass wiederum bevorzugt schnelle Atome die Falle verlassen können

Die typischen Zeiten für einen solchen Mechanismus liegen mit $v \approx 5$ cm/s und $r \approx 2,5$ mm bei etwa 25 ms, was die lange Zeitskala bis zum Erreichen eines Gleichgewichts erklärt. In beiden Varianten wäre eine Abweichung der gemessenen Geschwindigkeitsverteilungen von einer Gauss-Verteilung zu erwarten, da bei den bisher geringen Dichten ($\approx 10^9$) eine Thermalisierung des Ensembles durch Stöße unwahrscheinlich erscheint. Allerdings ist nicht trivial abzuschätzen, ob Stöße mit angeregten Atomen eine Möglichkeit der Thermalisierung wären.

Auch die Unsicherheit der experimentellen Daten erlaubt noch keine definitive Aussage über die tatsächliche Geschwindigkeitsverteilung. Diese Fragen werden in weiterführenden Experimenten zu untersuchen sein.

Die Abhängigkeit der Transfereffizienz und der Breite der Geschwindigkeitsverteilung von der Verstimmung des Kühllasers sind in Abb. 5.11 dargestellt. Die kleinsten Geschwindigkeitsverteilungen und die größten Transfereffizienzen ergeben sich bei einer Verstimmung von 200 kHz bis 300 kHz. Den Anstieg zu kleineren Verstimmungen führen wir auf die Zunahme der Anregungswahrscheinlichkeit für Atome mit $v=0$ zurück, da das verwendete Anregungsprofil nicht ideal rechteckig ist, sondern noch verhältnismäßig flache Flanken hat (vgl. Abb. 5.1). Hinzu kommt, dass die Größe der Falle bei festem Magnetfeldgradienten von der Verstimmung des Kühllasers abhängt. Wird diese kleiner, nimmt auch die Größe

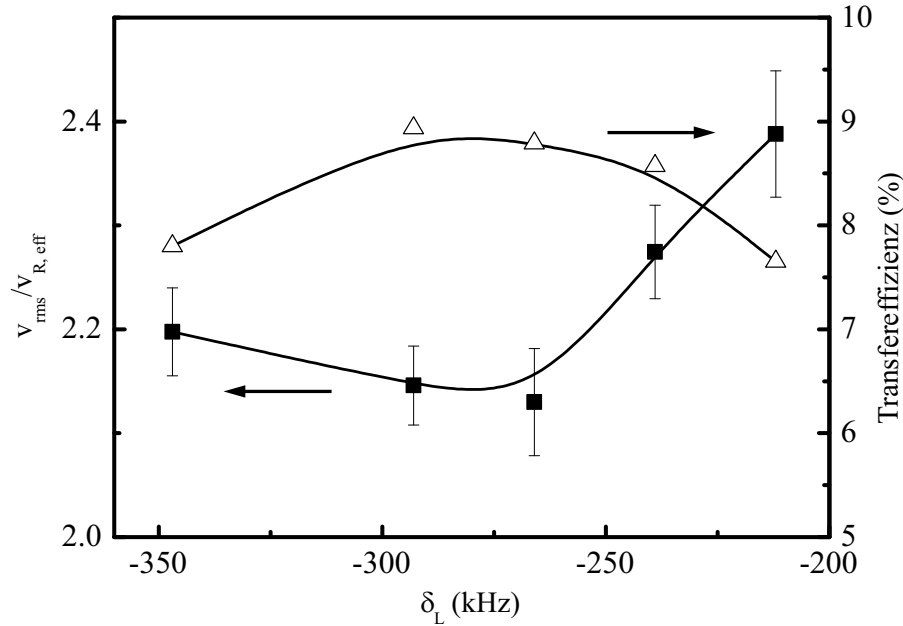


Abbildung 5.11: Quadratgemittelte Geschwindigkeit v_{rms} (Quadrate) und Transfereffizienz η_N (Dreiecke) in Abhängigkeit von der Verstimmung des 657 nm Kühllasers.

der Falle ab und die Atome kommen bei gleicher Geschwindigkeit häufiger in Resonanz. Dies begünstigt Verluste zum 3P_2 -Zustand.

Um die Annahme zu überprüfen, dass die Leistung des Quenclasers der limitierende Faktor bei der Kühlung auf der verbreiterten Interkombinationslinie ist, wurde dessen Leistung reduziert. Die nach 25 ms Kühlung erreichte Breite der Geschwindigkeitsverteilung sowie die Transfereffizienz in Abhängigkeit von der Quenchleistung sind in Abb. 5.12 gezeigt. Während die Temperatur nicht signifikant von der Quenchleistung abhängt, zeigt die Transfereffizienz eine starke Abhängigkeit. Insbesondere ist eine beginnende Sättigung zu erkennen. Dies bedeutet, dass eine weitere Erhöhung der Quenchleistung nur noch eine geringe Erhöhung der Transfereffizienz bewirken wird, weil der Kühlübergang auf der Interkombinationslinie dann nicht mehr gesättigt wird.

5.3.2 Phasenraumdichte

Neben der reinen Geschwindigkeitsverteilung ist die Änderung der Phasenraumdichte eine relevante Größe für die Effizienz der Kühlung. Um z.B. die ultrakalten Atome in eine Dipolfalle laden zu können, muss ein räumlicher Überlapp zwischen dem Ort der kalten Atome und dem Fallenpotential erreicht werden. Da die Kühlung in einem sehr flachen Magnetfeldgradienten stattfand, bestand die Möglichkeit, dass die Atome über einen großen Raumbereich verteilt sind, so dass die Phasenraumdichte trotz der reduzierten Geschwindigkeit abgenommen hätte. Die Phasenraumdichte ρ ist das Produkt aus der Dichte n und

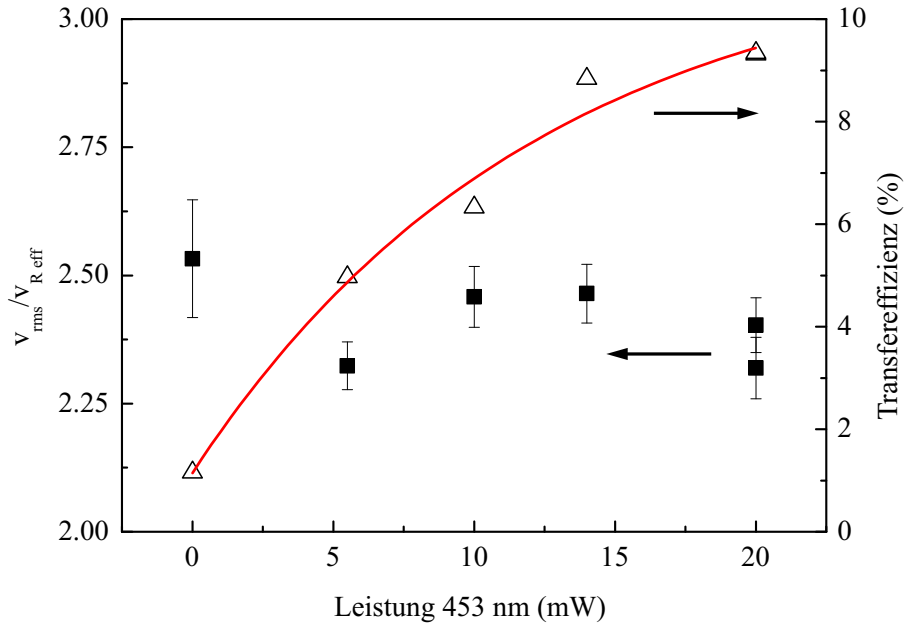


Abbildung 5.12: Quadratgemittelte Geschwindigkeit v_{rms} und Transfereffizienz η_N in Abhängigkeit von der Leistung des Quenchlaser. Die durchgezogene Linie ist eine gefittete Exponential-Zunahme mit einer Konstante von $P_0 = 12$ mW.

der dritten Potenz der de-Broglie-Wellenlänge λ_{dB} der Atome,

$$\rho = n \cdot \lambda_{dB}^3, \quad (5.5)$$

d.h. die Zahl der Atome pro Phasenraumzelle, wobei die mittlere de-Broglie - Wellenlänge durch die Temperatur der Atome gegeben ist:

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2\pi M k_B T}} \quad (5.6)$$

Um eine erste Abschätzung der Dichte der Atomwolke nach der Kühlung auf der Interkombinationslinie zu bekommen, wurden Absorptionbilder mit einem Strahl, der resonant auf dem Übergang $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$, $\lambda = 423$ nm, war, aufgenommen.

In Abb. 5.13 sind Absorptionbilder nach der normalen Kühlung in der MOT und nach der weiteren Kühlung auf der Interkombinationslinie gezeigt. Während die normale MOT relativ rund ist, ist die Falle nach der Kühlung auf der Interkombinationslinie stark asymmetrisch. Die horizontale Ausdehnung in der schwachen Magnetfeldrichtung $r_{x,rms} \approx 0,8$ mm ist doppelt so groß, wie die vertikale Ausdehnung $r_{z,rms} = 0.4$ mm in Richtung des starken Magnetfeldgradienten. Die maximale Dichte in der normalen MOT betrug $7,5 \cdot 10^9$ cm $^{-3}$ und nahm in der Quench-MOT auf $1,1 \cdot 10^9$ cm $^{-3}$ ab.

Für die Phasenraumdichte bedeutet dies bereits eine Zunahme um mehr als zwei Größenordnungen, ohne dass besondere Anpassungen des Kühlschemas zur Erhöhung der Dichte vorgenommen wurden, was eine gute Perspektive für das Laden einer optischen Dipolfalle eröffnet.

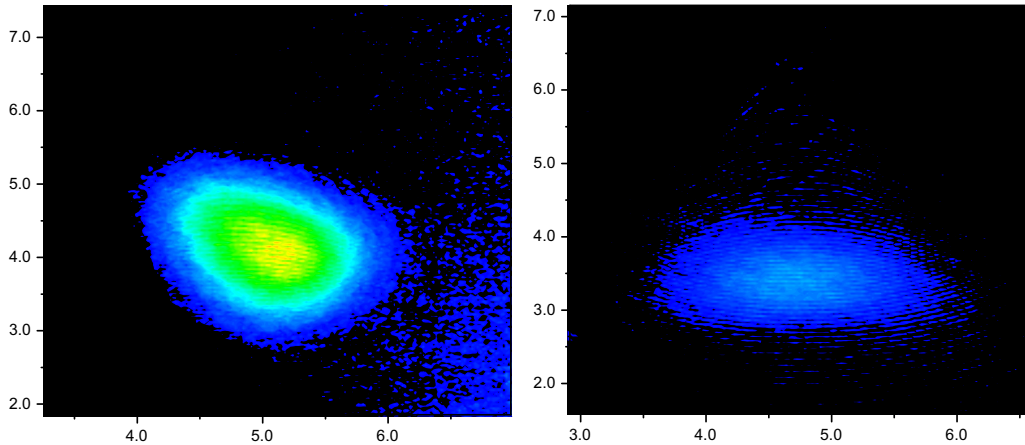


Abbildung 5.13: Absorptionsbild ($\lambda = 423 \text{ nm}$) der MOT (a) direkt nach der normalen Kühlung ($r_{x,rms} \approx 0.44 \text{ mm}$, $r_{z,rms} = 0.41 \text{ mm}$, $n_{max} = 7.5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$) und (b) nach 20 ms Kühlung auf dem Interkombinationsübergang ($r_{x,rms} \approx 0.8 \text{ mm}$, $r_{z,rms} = 0.4 \text{ mm}$, $n_{max} = 1.1 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$).

5.4 Verbesserungen und zukünftige Entwicklungen

Zur Optimierung der Quenchkühlung werden in Zukunft die Parameter der Kühlung während der Kühlung angepasst. Im Einzelnen bedeutet dies, dass z.B. der Magnetfeldgradient während der Kühlung langsam wieder erhöht wird, so dass die Dichte der Atomwolke steigt. Dies ist bei Sr erfolgreich realisiert worden [40]. Zusätzlich soll die effektive Streurrate über die Leistung des Quenchlasers an die jeweilige Geschwindigkeitsverteilung angepasst werden, d.h. zu Beginn der Kühlung soll eine hohe Streurrate das effektive Abbremsen der Atome ermöglichen um dann durch eine Reduzierung der Streurrate zu möglichst kleinen Temperaturen zu gelangen. Gleichzeitig kann die Verbreiterung des Kühllaser und dessen Verstimmung relativ einfach verändert werden, in dem mit dem Funktionsgenerator, der den VCO steuert, ein passender Verlauf generiert wird. Die genauen Parameter einer solchen Optimierung sollen in Kürze untersucht werden.

Für die weitere Optimierung der Quenchkühlung sind dabei zwei unterschiedliche Ziele zu unterscheiden. Die Realisierung eines optischen Frequenznormals geringster Unsicherheit erfordert möglichst kleine Geschwindigkeiten der Atome bei moderaten Dichten. Damit werden einerseits Phasenverschiebungen durch die Bewegung der Atome während der Atominterferometrie minimiert und andererseits der phasenverschiebende Einfluss von Stößen der Atome untereinander klein gehalten. Dieses Ziel kann durch das Abschalten des Magnetfeldes und anschließendes Kühlen in einer optischen Melasse realisiert werden.

Um das volle Potential der Kühlung auf der Interkombinationslinie zu nutzen, muss in einer weiteren Stufe ohne den Rückpumper bei kleinerer Verstimmung weiter gekühlt werden. Da die Atome für Verstimmungen, die kleiner als die Rückstoßverschiebung sind, erst durch spontane Emission in das schmale Geschwindigkeitsintervall um $v = 0$ dif-

fundieren müssen, sind die zu erwartenden Zeitkonstanten für eine Kühlung weit unter das Rückstoßlimit sehr lang. Mit der in Abschnitt 5.1.4 gemachten Abschätzung, dass die Wahrscheinlichkeit für ein Atom in einen dunklen Zustand zu gelangen etwa 10^{-3} beträgt und der maximalen Streurrate auf dem unverbreiterten Interkombinationsübergang von 10^3 ergeben sich Zeitkonstanten in der Größenordnung von Sekunden. Um diese Kühlung zu realisieren ist deshalb ein zusätzlicher Einschluß der Atome, wie z.B. eine Dipolfalle, und eine höhere Fallenlebensdauer notwendig. Das effektive Füllen einer Dipolfalle erfordert im Allgemeinen eine möglichst hohe Phasenraumdichte. Deshalb ist zu erwarten, dass mit der Quenchkühlung zunächst bis zu Temperaturen von etwa $10 \mu\text{K}$ gekühlt wird, wobei insbesondere auf eine hohe Transfereffizienz zu achten ist, um dann durch Erhöhen des Magnetfeldgradienten vor allem die Dichte zu erhöhen. Erst nach dem Transfer in eine Dipolfalle wird dann die Kühlung auf der Interkombinationslinie fortgesetzt. Dies wird durch die Verwendung einer speziellen weitverstimmten Dipolfalle möglich, die den Grund- und den angeregten Zustand gleich stark verschiebt [42].

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei neue Kühlverfahren entwickelt, die zum einen erhebliche Fortschritte bei der Realisierung von Atominterferometern ermöglichen und zum anderen Perspektiven zur Erzeugung von quantenentarteten atomaren Ensembles mit rein optischen Methoden eröffnen. Mit der Maxwells-Dämon-Kühlung werden in einer Dimension Geschwindigkeitsbreiten von einigen cm/s erreicht. Für die Atominterferometrie werden damit die Fourierbreiten der mit der vorhandenen Laserleistung erreichbaren Strahlteilerpulse größer als die Dopplerbreite des verwendeten Ensembles. Dadurch kann der Kontrast von Atominterferenzen deutlich gesteigert werden und wird nicht mehr durch die verfügbare Laserleistung bzw. die minimale Pulsdauer limitiert. Mit höchstauflösenden spektroskopischen Methoden konnten die einzelnen Schritte des Kühlschemas optimiert werden. Da für dieses Kühlverfahren zur Selektion der langsamen Atome der für die Atominterferometrie vorhandene Laser genutzt wird, ist nur zum Umpumpen in die magnetischen Unterzustände ein weiterer Laser nötig, an den keine besonderen Anforderungen gestellt werden.

Um allerdings kleinste Unsicherheiten bei der Realisierung von Atominterferometern oder eine Erhöhung der Phasenraumdichte um mehrere Größenordnungen zu erreichen, ist eine dreidimensionale Kühlung notwendig. Diese wurde mit der Quenchkühlung auf dem Interkombinationsübergang realisiert. Die schmale Linienbreite des 1S_0 - 3P_1 - Überganges führt zu einem Dopplerlimit bei der Kühlung auf diesem Übergang, das weit unter dem Rückstoßlimit liegt. Allerdings ist die erreichbare Kühlkraft wegen der langen natürlichen Lebensdauer des 3P_1 - Zustandes zu gering, um die Atome unter realistischen Bedingungen gegen die Schwerkraft zu halten. Um dennoch eine MOT zu realisieren, wurde die effektive Lebensdauer des 3P_1 - Zustandes durch einen Quenchlaser verkürzt, so dass ein Einfang von Atomen möglich wurde. Mit dieser Anordnung lässt sich in wenigen Millisekunden die Geschwindigkeitsbreite eines vorgekühlten Ensembles von Ca-Atomen auf weniger als 10 cm/s reduzieren und es werden schließlich Geschwindigkeitsbreiten erreicht, die etwa den Beiträgen der Rückstöße der spontan emittierten Photonen und des Quenchphotons entsprechen.

Erste Absorptionsbilder zeigen, dass die Dichte der Atomwolke um weniger als eine Größenordnung abnimmt, ohne dass besondere Anpassungen des Schemas zur Erzielung hoher Dichten vorgenommen wurden. Insgesamt steigt die Phasenraumdichte um mehr als

zwei Größenordnungen, so dass ein effizientes Umladen in eine Dipolfalle möglich erscheint.

Für das Ca-Frequenznormal lässt die Reduktion der Temperatur um mehr als zwei Größenordnungen eine signifikante Reduzierung der Unsicherheit erwarten. Zur Zeit beträgt die Unsicherheit 3×10^{-14} und ist vor allem durch geschwindigkeitsabhängige Effekte limitiert [76]. Da die Frequenzverschiebung quadratisch von der mittleren Geschwindigkeit der Atome abhängt [32], ist zu erwarten, dass ihr Beitrag zum Unsicherheitsbudget auf weniger als 10^{-15} sinkt. Da bei den erreichten Geschwindigkeitsbreiten alle Atome zum Interferenzsignal beitragen können, sollte zusätzlich ein höheres Signal-zu-Rausch-Verhältnis erreicht werden. Dies wiederum wird die genauere Messung des Einflusses von Stößen auf die gemessene Frequenz ermöglichen, der bisher nur durch eine obere Grenze abgeschätzt wird.

Mit der Realisierung von Unsicherheiten unter 10^{-15} kommen die optischen Frequenznormale in den Unsicherheitsbereich der Cs-Atomuhren, allerdings bei deutlich kürzeren Mittelungszeiten. Zusammen mit der Realisierung von Frequenzkämmen [77], die den Bereich zwischen optischen Frequenzen und technisch verarbeitbaren Frequenzen im Mikrowellenbereich überbrücken können, rückt die Realisierung von 'optischen Uhren' mit Neutralatomen, die den Mikrowellennormalen ebenbürtig sind, näher.

Bisher war die Gesamtunsicherheit der Absolutfrequenz des Uhrenüberganges im Calcium zu einem wesentlichen Teil durch die Frequenzmessung bestimmt [31, 35]. Die jüngsten Verbesserungen der Frequenzmessung haben diesen Beitrag zur Unsicherheit soweit reduziert [36], dass auf dem Weg zur „optischen Uhr“ jetzt nur noch die Unsicherheit des optischen und des Mikrowellennormals eingeht. Eine baldige Frequenzmessung mit ultrakalten Atomen wird zeigen, ob die Reduzierung der Unsicherheitsbeiträge ausreicht, damit der Ca-Frequenzstandard mit den Ionen-Frequenznormalen, die wesentlich schmalere Übergänge, aber ein geringeres Signal-zu-Rausch-Verhältnis haben, konkurrieren kann.

Darüber hinaus eröffnen die ultrakalten Atome die Möglichkeit, den Interkombinationsübergang zum 3P_2 mit einer berechneten Linienbreite von $20 \mu\text{Hz}$ [56] für die Atominterferometrie zu nutzen. Als Abschätzung sei angenommen, dass ein π -Puls auf diesem Übergang in 1 ms erreicht werden kann. Mit einem Pulsabstand von 2×10 ms ergeben sich dann Interferenzsignale mit Linienbreiten von etwa 25 Hz. Die Gesamtdauer beträgt ca. 25 ms, so dass die Atome während der Spektroskopie auf 25 cm/s beschleunigt werden und 3 mm nach unten fliegen.

Die ultrakalten Atome erlauben eine Vielzahl von weiteren Entwicklungen. Zunächst besteht durch die Erhöhung der Phasenraumdichte die Möglichkeit, Ca effektiv in eine weitverstimmte Dipolfalle (far off resonance trap, FORT) zu laden [78]. Für Strontium ist eine spezielle FORT realisiert worden, in der Grund- und angeregter Zustand die gleiche Stark-Verschiebung erfahren. Damit konnte die Kühlung auf der Interkombinationslinie auch in der FORT fortgesetzt und eine Phasenraumdichte von bis zu 0.1 erreicht [42] werden. Begrenzt wird die Phasenraumdichte beim Strontium durch photoassoziative Stöße.

Deshalb wird neben der Entwicklung einer entsprechenden Dipolfalle für Ca die weitere Untersuchung der Photoassoziation eine wichtige Rolle spielen. Dabei wird zum einen eine genauere Vermessung der Vibrationsniveaus des $^1\Sigma_u^+$ Zustandes, der asymptotisch einem Atompaar im 1S_0 und im 1P_1 entspricht, möglich sein, da die bisherigen Photoassoziations-

raten aufgrund der hohen Temperatur und der geringen Dichte sehr niedrig waren. Die hohe Temperatur bedeutete ausserdem eine Besetzung höherer Rotationsniveaus und eine thermische Verbreiterung der Linien, so dass Linienformprofile bisher nicht genau vermessen werden konnten. Eine weitere wichtige Forschungsrichtung wird die Erzeugung von kalten Molekülen mit Hilfe der Photoassoziation sein, die bei verschiedenen Alkali-Elementen bereits gelungen ist (z.B. Cs [79]). Die Erzeugung, Speicherung und Untersuchung von ultrakalten Erdalkali-Molekülen ist besonders im Hinblick auf deren, im Vergleich zu Alkali-Elementen, vereinfachte theoretische Beschreibung von großer Bedeutung.

Darüberhinaus wird die Untersuchung der Photoassoziation auf dem Interkombinationsübergang $^1S_0 - ^3P_1$ von großer Bedeutung für die weitere Kühlung sein, da zu erwarten ist, dass, ähnlich wie beim Strontium, die erreichbare Phasenraumdichte durch photoassoziative Stöße limitiert ist. Eine genaue Untersuchung der Molekülpotentiale bietet eventuell die Möglichkeit, Kühltumata zu entwickeln, in denen die Photoassoziation stark unterdrückt ist [80].

Neuere Berechnungen der Streulänge lassen für Ca eine positive Streulänge erwarten [81], so dass die hohen Phasenraumdichten, die mit rein optischen Methoden erreichbar erscheinen, zu einem stabilen Bose-Einstein-Kondensat führen können.

Abschließend bleibt festzustellen, dass die Möglichkeit, auch auf sehr schmalen Linien zu kühlen, für die bisher nicht in den Mikrokkelvin - Bereich kühlbaren Erdalkalielemente Ca und Mg viele neue Perspektiven eröffnet hat. Aber auch für andere Atome erschließt das hier erfolgreich realisierte Verfahren der Erzeugung einer gewünschten Linienbreite neue Möglichkeiten der Kühlung.

Anhang A

Calcium-Daten

Hier sind einige relevante Daten der unterschiedlichen Übergänge im ^{40}Ca - Atom zusammengestellt. Die Werte sind alle entsprechend der im Kapitel 2 angegebenen Formel berechnet, mit der Masse $m_{^{40}\text{Ca}} = 6,636 \cdot 10^{-26} \text{ kg} = 39.962507 \text{ u}$.

	$4s^2 \ ^1S_0 - 4s4p \ ^1P_1$	$4s^2 \ ^1S_0 - 4s4p \ ^3P_1$	$3d4s \ ^1D_2 - 4s5p \ ^1P_1$
λ (nm)	422,7	657,3	672
$A_{ik}(\text{s}^{-1})$	$2,18 \cdot 10^8$	2000	$1,21 \cdot 10^7$
$I_0(\text{W}/\text{m}^2)$	600	$1,5 \cdot 10^{-3}$	8
T_D (K)	$8,3 \cdot 10^{-4}$	$7,6 \cdot 10^{-9}$	$4,6 \cdot 10^{-5}$
v_R (cm/s)	2,36	1,52	1,49
T_R (μK)	2,7	1,11	1,1

Tabelle A.1: Relevante Übergänge, Teil I, Standard-MOT

	$4s4p \ ^3P_1 - 4p^2 \ ^3P_0$	$4s4p \ ^3P_1 - 4s4d \ ^1D_2$	$4s4p \ ^1P_1 - 4s4d \ ^1D_2$
λ (nm)	430,9	452,7	732,8
$A_{ik}(\text{s}^{-1})$	$1,99 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^7$
$I_0(\text{W}/\text{m}^2)$	520	$6 \cdot 10^{-3}$	–
T_D (K)	$7,6 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-7}$	$4,2 \cdot 10^{-5}$
v_R (cm/s)	2,32	2,20	1,36
T_R (μK)	2,6	2,3	0,9

Tabelle A.2: Relevante Übergänge, Teil II, weitere Kühlung

Anhang B

Berechnung der Geschwindigkeitsverteilungen

B.1 Maxwells-Dämon-Kühlung

In die minimale Geschwindigkeitsbreite der mit der Maxwells-Dämon-Kühlung gekühlten Atome gehen drei Beiträge ein. Zunächst bestimmt die Fourierbreite des Selektionspulses, deren FWHM etwa dem Kehrwert der Pulsdauer entspricht, welche Geschwindigkeitsbreite ausgewählt wird. Hinzu kommt die Verbreiterung durch die Spontanemission beim Umpumpen und beim abschließenden Zerfall in den Grundzustand. Ein wesentlicher Beitrag folgt noch aus der statistischen Verteilung der Absorption beim Umpumpen. Da *im Mittel* 1.5 Photone übertragen werden, gibt es Atome, die nur einen Rückstoß erhalten haben und andere, die mehrere erhalten haben. Die Beiträge durch Photonenrückstöße sollen im Folgenden quantitativ betrachtet werden:

Spontanemission: da der Rückstoß in 3-D erfolgt, die Geschwindigkeit aber nur in 1-D relevant ist, ergibt sich die effektive Rückstoßverschiebung zu $p_z^2 = \frac{\hbar^2 k^2}{3}$ und die daraus resultierende FWHM = $\frac{2\sqrt{2}m\hbar}{3} \cdot \hbar k \approx 1.36 \cdot \hbar k$.

Varianz der Absorption: Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Atom nach einem Absorption-Emissionszyklus wieder im Ausgangszustand ist beträgt α (im hier betrachteten Fall ist $\alpha = 1/3$), nach N Photonen ist das Atom also mit einer Wahrscheinlichkeit $P(N)$ in die magnetischen Unterzustände gepumpt, die

$$P(N) = (1 - \alpha)\alpha^{N-1} \quad (\text{B.1})$$

beträgt. Die mittlere Anzahl von Photonen, die zum Umpumpen benötigt werden, ist also

$$\langle N \rangle = (1 - \alpha) \sum_{n=1}^{\infty} n \cdot \alpha^{n-1} = \frac{1}{1 - \alpha} \quad (\text{B.2})$$

Für den hier vorliegenden Fall mit $\alpha = 1/3$ werden im Mittel 1.5 Photonen zum Umpumpen benötigt. Die Verbreiterung durch den Rückstoß bei der *spontanen Emission* ist

deshalb mit 1.5 zu multiplizieren. Zusätzlich ist eine Verbreiterung aufgrund der Varianz der *Absorption* der Pump photons zu berücksichtigen, wobei für $\langle N^2 \rangle$ gilt:

$$\langle N^2 \rangle = (1 - \alpha) \sum_{n=1}^{\infty} n^2 \cdot \alpha^{n-1} = \frac{1 + \alpha}{(1 - \alpha)^2} \quad (\text{B.3})$$

und damit für $\langle \Delta N \rangle$

$$\langle \Delta N \rangle = \langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2 = \frac{\alpha}{(1 - \alpha)^2} \quad (\text{B.4})$$

Für den Beitrag zur Linienbreite ergibt sich damit $\sqrt{\langle \Delta p \rangle^2} \sim 35 \text{ kHz} \cdot \sqrt{3/4} = 30 \text{ kHz}$. Die Umrechnung auf die FWHM der gemessenen Geschwindigkeitsverteilungen erfolgt wie oben.

Insgesamt ergibt sich also für die quadratisch summierten Beiträge zur gemessenen FWHM bei einer Selektionspulsdauer $\tau_S = 10 \mu\text{s}$:

Spontanemission 430 nm	1.5 · 47.6 kHz
Spontanemission 657 nm	31.3 kHz
Absorption 430 nm	41 kHz
<hr/>	
Zwischensumme	78 kHz
Fourierbreite Selektionspuls	100 kHz
<hr/>	
Gesamt	127 kHz

Tabelle B.1: Erwartete Linienbreite nach der Maxwells-Dämon-Kühlung

B.2 Quench-Kühlung

Für die Quenchkühlung gelten etwas andere Verhältnisse. Da die Kühlung in drei Dimensionen erfolgt, heizt der volle Rückstoß von spontan emittierten Photonen. Für die Rückstoßgeschwindigkeit sind somit mindestens die beim Quenchen spontan emittierten Photonen mit $\lambda = 733$ nm und $\lambda = 423$ nm zu berücksichtigen. Hinzu kommt das Quenchphoton, wenn nicht sichergestellt ist, dass es immer aus der richtigen Richtung, d.h. dämpfend, absorbiert wird.

v_R 733 nm	1.36 cm/s
v_R 423 nm	2.36 cm/s
v_R 453 nm	2.21 cm/s
$v_{R, \text{eff}} = \sqrt{\sum v_R^2}$	3.51 cm/s

Tabelle B.2: Effektiver Rückstoß der bei der Quenchkühlung relevanten Photonen

Literaturverzeichnis

- [1] T. Binnewies, U. Sterr, J. Helmcke, and F. Riehle, “Cooling by Maxwell’s demon: Preparation of single-velocity atoms for matter wave interferometry”, *Phys. Rev. A* **62**, p. 011601(R), 2000.
- [2] T. Binnewies, G. Wilpers, U. Sterr, F. Riehle, J. Helmcke, T. E. Mehlstäubler, E. M. Rasel, and W. Ertmer, “Doppler cooling and trapping on forbidden transitions”, *Phys. Rev. Lett.* **87**, p. 123002, 2001.
- [3] R. Frisch and O. Stern, “Anomalien bei der spiegelnden Reflexion und Beugung von Molekularstrahlen an Kristallspaltflächen. I.”, *Z. Phys.* **84**, pp. 430–442, 1933.
- [4] T. W. Hänsch and A. L. Schawlow, “Cooling of gases by laser radiation”, *Opt. Commun.* **13**, pp. 68–69, 1975.
- [5] D. Wineland and H. Dehmelt, “Proposed $10^{14}\delta\nu/\nu$ laser fluorescence spectroscopy on Tl^+ mono-ion oscillator III”, *Bull. Am. Phys. Soc.* **20**, p. 637, 1975.
- [6] W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall, and M. Zhu, “Laser manipulation of atomic beam velocities: Demonstration of stopped atoms and velocity reversal”, *Phys. Rev. Lett.* **54**, p. 996, 1985.
- [7] J. Prodan, A. Migdall, W. Phillips, I. So, H. Metcalf, and J. Dalibard, “Stopping atoms with laser light”, *Phys. Rev. Lett.* **54**, pp. 992–995, 1985.
- [8] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin, “Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure”, *Phys. Rev. Lett.* **55**, pp. 48–51, 1985.
- [9] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard, “Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure”, *Phys. Rev. Lett.* **59**, pp. 2631–2634, 1987.
- [10] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts, and C. I. Westbrook, “Optical molasses”, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, pp. 2084–2107, 1989.
- [11] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, “Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models”, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, pp. 2023–2045, 1989.

- [12] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji, “Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping”, *Phys. Rev. Lett.* **61**, pp. 826–829, 1988.
- [13] M. Kasevich and S. Chu, “Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer”, *Appl. Phys. B* **54**, pp. 321–332, 1992.
- [14] N. F. Ramsey, *Molecular Beams*, Clarendon Press, Oxford, 1956.
- [15] J. Zacharias, “Precision measurements with molecular beams”, *Phys. Rev.* **94**, p. 751, 1954.
- [16] N. F. Ramsey, “A molecular beam resonance method with separated oscillating fields”, *Phys. Rev.* **78**, pp. 695–699, 1950.
- [17] G. Santarelli, P. Laurent, P. Lemonde, A. Clairon, A. G. Mann, S. Chang, A. N. Luiten, and C. Salomon, “Quantum projection noise in an atomic fountain: A high stability cesium frequency standard”, *Phys. Rev. Lett.* **82**, pp. 4619–4622, 1999.
- [18] S. Weyers, U. Hübner, R. Schröder, C. Tamm, and A. Bauch, “Uncertainty evaluation of the atomic caesium fountain CSF1 of PTB”, *Metrologia* ??, p. in print, 2001.
- [19] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. A. Joffe, M. R. Andrews, and W. Ketterle, “Evaporative cooling of sodium atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **74**, pp. 5202 – 5205, 1995.
- [20] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, “Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor”, *Science* **269**, pp. 198–201, 1995.
- [21] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, “Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **75**, pp. 3969 – 3973, 1995.
- [22] M.-O. Mewes, M. R. Andrews, D. M. Kurn, D. S. Durfee, C. G. Townsend, and W. Ketterle, “Output coupler for Bose-Einstein condensed atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **78**, pp. 582–585, 1997.
- [23] I. Bloch, T. W. Hänsch, and T. Esslinger, “Atom laser with a cw output coupler”, *Phys. Rev. Lett.* **82**, pp. 3008–3011, 1999.
- [24] J. McClelland, R. Scholten, E. Palm, and R. Celotta, “Laser-focused atomic deposition”, *Science* **262**, pp. 877–880, 1993.
- [25] G. Timp, R. E. Behringer, D. M. Tennant, J. E. Cunningham, M. Prentiss, and K. K. Berggren, “Using light as a lens for submicron, neutral-atom lithography”, *Phys. Rev. Lett.* **69**, pp. 1636–1639, 1992.

- [26] R. W. McGowan, D. M. Giltner, and S. A. Lee, “Light force cooling, focusing, and nanometer-scale deposition of aluminum atoms”, *Opt. Lett.* **20**, pp. 2535–2537, 1995.
- [27] F. Lison, H.-J. Adams, D. Haubrich, M. Kreis, S. Nowak, and D. Meschede, “Nanoscale atomic lithography with a cesium atomic beam”, *Appl. Phys. B* **65**, pp. 419–421, 1997.
- [28] S. Nowak, T. Pfau, and J. Mlynek, “Nanolithography with metastabile helium”, *Appl. Phys. B* **63**, pp. 203–205, 1996.
- [29] K. Berggren, A. Bard, J. Wilbur, J. Gillaspay, A. Helg, J. McClelland, S. Rolston, W. Phillips, M. Prentiss, and G. Whitesides, “Microlithography by using neutral metastable atoms and self-assembled monolayers”, *Science* **269**, pp. 1255–1257, 1995.
- [30] J. Helmcke, A. Morinaga, J. Ishikawa, and F. Riehle, “Optical frequency standards”, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **IM 38**, pp. 524–532, 1989.
- [31] H. Schnatz, B. Lipphardt, J. Helmcke, F. Riehle, and G. Zinner, “First phase-coherent frequency measurement of visible radiation”, *Phys. Rev. Lett.* **76**, pp. 18–21, 1996.
- [32] T. Trebst, T. Binnewies, J. Helmcke, and F. Riehle, “Suppression of spurious phase shifts in precision atom-light interferometry”, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **50**, pp. 535–538, 2001.
- [33] J. Reichert, M. Niering, R. Holzwarth, M. Weitz, T. Udem, and T. W. Hänsch, “Phase coherent vacuum-ultraviolet to radio frequency comparison with a mode-locked laser”, *Phys. Rev. Lett.* **84**, pp. 3232–3235, 2000.
- [34] M. Niering, R. Holzwarth, J. Reichert, P. Pokasov, T. Udem, M. Weitz, T. W. Hänsch, P. Lemonde, G. Santarelli, M. Abgrall, P. Laurent, C. Salomon, and A. Clairon, “Measurement of the hydrogen 1S-2S transition frequency by phase coherent comparison with a microwave cesium fountain clock”, *Phys. Rev. Lett.* **84**, pp. 5496–5499, 2000.
- [35] J. Stenger, T. Binnewies, G. Wilpers, F. Riehle, H. R. Telle, J. K. Ranka, R. S. Windeler, and A. J. Stentz, “Phase-coherent frequency measurement of the Ca intercombination line at 657 nm with a Kerr-lens mode-locked laser”, *Phys. Rev. A* **63**, p. 021802(R), 2001.
- [36] K. R. Vogel, S. A. Diddams, C. W. Oates, E. A. Curtis, R. J. Rafac, W. M. Itano, J. C. Bergquist, R. W. Fox, W. D. Lee, J. S. Wells, and L. Hollberg, “Direct comparison between two cold-atom-based optical frequency standards by using a femtosecond-laser comb”, *Opt. Lett.* **26**, pp. 102 – 104, 2001.
- [37] F. Riehle, T. Kisters, A. Witte, J. Helmcke, and C. J. Bordé, “Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame: Sagnac effect in a matter-wave interferometer”, *Phys. Rev. Lett.* **67**, pp. 177–180, 1991.

- [38] K. Zeiske, G. Zinner, F. Riehle, and J. Helmcke, “Atom interferometry in a static electric field: Measurement of the Aharonov–Casher phase”, *Appl. Phys. B* **60**, pp. 205–209, 1995.
- [39] J. H. Müller, D. Bettermann, V. Rieger, K. Sengstock, U. Sterr, and W. Ertmer, “Topological phase shift in a cold–atom interferometer”, *Appl. Phys. B* **60**, pp. 199–204, 1995.
- [40] H. Katori, T. Ido, Y. Isoya, and M. Kuwata-Gonokami, “Magneto–optical trapping and cooling of strontium atoms down to the photon recoil temperature”, *Phys. Rev. Lett.* **82**, pp. 1116–1119, 1999.
- [41] K. R. Vogel, T. P. Dinneen, A. Gallagher, and J. L. Hall, “Narrow-line Doppler cooling of Strontium to the recoil limit”, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **48**, pp. 618 – 621, 1999.
- [42] T. Ido, Y. Isoya, and H. Katori, “Optical–dipole trapping of Sr atoms at a high phase–space density”, *Phys. Rev. A* **61**, pp. 061403–1–061403–4, 2000.
- [43] G. Zinner, T. Binnewies, F. Riehle, and E. Tiemann, “Photoassociation of cold Ca atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **85**, pp. 2292–2295, 2000.
- [44] H. Wallis and W. Ertmer, “Broadband laser cooling on narrow transitions”, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, pp. 2211–2219, 1989.
- [45] H. J. Metcalf and P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer, New York, 1999.
- [46] P. R. Berman, ed., *Atom interferometry*, Academic Press, San Diego, 1997.
- [47] L. Allen and J. H. Eberly, *Optical Resonance and Two–Level Atoms*, Wiley, New York, 1975.
- [48] R. C. Hilborn, “Einstein coefficients, cross sections, f values, dipole moments, and all that”, *Am. J. Phys.* **50**, pp. 982–986, 1982.
- [49] R. Dum and M. Ol’shanii, “Dark-state cooling in the presence of gravity: Gravitational limit of laser cooling”, *Phys. Rev. A* **55**, pp. 1217–1223, 1997.
- [50] W. Demtröder, *Laserspektroskopie*, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 2000.
- [51] W. S. Warren, “Effects of arbitrary laser or NMR pulse shapes on population inversion and coherence”, *J. Chem. Phys.* **81**, pp. 5437 – 5448, 1984.
- [52] J. L. Hall, C. J. Bordé, and K. Uehara, “Direct optical resolution of the recoil effect using saturated absorption spectroscopy”, *Phys. Rev. Lett.* **37**, pp. 1339–1342, 1976.
- [53] C. J. Bordé, “Atomic interferometry with internal state labelling”, *Phys. Lett. A* **140**, pp. 10–12, 1989.

- [54] C. J. Bordé, C. Salomon, S. Avrillier, A. Van Lerberghe, C. Bréant, D. Bassi, and G. Scoles, “Optical Ramsey fringes with travelling waves”, *Phys. Rev. A* **30**, pp. 1836–1848, 1984.
- [55] T. Trebst, *Atominterferometrie im Zeitbereich*, vol. PTB–Opt–60 of *PTB–Bericht*, Physikalisch–Technische Bundesanstalt, Braunschweig, 1999.
- [56] A. Derevianko , private Mitteilung, 2000.
- [57] F. Pereira Dos Santos, J. Léonard, J. Wang, C. J. Barrelet, F. Perales, E. Rasel, C. S. Unnikrishnan, M. Leduc, and C. Cohen-Tannoudji, “Bose-Einstein condensation of metastable Helium”, *Phys. Rev. Lett.* **86**, pp. 3459–3462, 2001.
- [58] J. Grünert, G. Quehl, V. Elman, and A. Hemmerich, “Ultracold metastable calcium ensembles, a medium for matter wave amplification?”, *J. of Mod. Opt.* **47**, pp. 2733–2740, 2000.
- [59] S. Bergeson , private Mitteilung, 2000.
- [60] J. Grünert and A. Hemmerich , private Mitteilung, 2001.
- [61] G. Wilpers, “Dissertation in Vorbereitung”, tech. rep., Physikalisch–Technische Bundesanstalt, Braunschweig, 2001.
- [62] A. Witte, T. Kisters, F. Riehle, and J. Helmcke, “Laser cooling and deflection of a calcium atomic beam”, *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, pp. 1030–1037, 1992.
- [63] T. Kisters, K. Zeiske, F. Riehle, and J. Helmcke, “High–resolution spectroscopy with laser–cooled and trapped calcium atoms”, *Appl. Phys. B* **59**, pp. 89–98, 1994.
- [64] J. Helmcke, J. J. Snyder, A. Morinaga, F. Mensing, and M. Gläser, “New ultra–high resolution dye laser spectrometer utilizing a non–tunable reference resonator”, *Appl. Phys. B* **43**, pp. 85–91, 1987.
- [65] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward, “Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator”, *Appl. Phys. B* **31**, pp. 97–105, 1983.
- [66] G. Zinner, “Ein optisches Frequenznormal auf der Basis lasergekühlter Calciumatome”, PTB–Bericht PTB–Opt–58, Physikalisch–Technische Bundesanstalt, Braunschweig, 1998.
- [67] W. D. Phillips and H. Metcalf, “Laser deceleration of an atomic beam”, *Phys. Rev. Lett.* **48**, pp. 596–599, 1982.
- [68] P. M. Harman, ed., *The scientific letters and papers of James Clerk Maxwell, Volume II, 1862-1873*, vol. 2, Cambridge University Press, Cambridge, 1995.

- [69] P. Harman, “Editors note”, in *The scientific letters and papers of James Clerk Maxwell, Volume II, 1862-1873*, P. M. Harman, ed., p. 328, Cambridge University Press, Cambridge, 1995.
- [70] K. Bergmann, H. Theuer, and B. W. Shore, “Coherent population transfer among quantum states of atoms and molecules”, *Rev. Mod. Phys.* **70**, pp. 1003–1025, 1998.
- [71] F. Diedrich, J. C. Bergquist, W. M. Itano, and D. J. Wineland, “Laser cooling to the zero-point energy of motion”, *Phys. Rev. Lett.* **62**, pp. 403–406, 1989.
- [72] E. A. Curtis, C. W. Oates, and L. Hollberg, “Quenched narrow-line laser cooling of ^{40}Ca to near the photon recoil limit”, *Phys. Rev. A* **64**, p. 031403(R), 2001.
- [73] R. L. Kurucz *Trans. IAU XXB*, pp. 168–172, 1988.
- [74] H. Ly, “Simulation eines neuartigen optischen Kühlverfahrens zur Präparation eines Ensembles kalter Magnesiumatome nahe am Rückstoßlimit”, Diplomarbeit, Universität Hannover, Hannover, 2000, 2000.
- [75] T. Binnewies, “Neuartige Kühlverfahren zur Erzeugung ultrakalter Ca-Atome”, PTB-Bericht, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig, 2001.
- [76] F. Riehle, H. Schnatz, B. Lipphardt, G. Zinner, T. Trebst, T. Binnewies, G. Wilpers, and J. Helmcke, “The optical Ca frequency standard”, in *Proceedings of the 1999 Joint Meeting of the European Frequency and Time Forum and The IEEE International Frequency Control Symposium*, pp. 700–705, EFTF co/Société Française des Microtechniques et de Chronométrie (SFMC), (26 Chemin de l’Epitaphe, 25030 BESANCON CEDEX - FRANCE), 1999.
- [77] H. R. Telle, G. Steinmeyer, A. E. Dunlop, J. Stenger, D. H. Sutter, and U. Keller, “Carrier-envelope offset phase control: A novel concept for absolute frequency measurement and ultra-short pulse generation”, *Appl. Phys. B* **69**, pp. 327–332, 1999.
- [78] R. Grimm, M. Weidemüller, and Y. B. Ovchinnikov, “Optical dipole traps for neutral atoms”, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **42**, pp. 95–170, 2000.
- [79] A. Fioretti, D. Comparat, A. Crubellier, O. Dulieu, F. Masnou-Seeuws, and P. Pillet, “Formation of cold Cs_2 molecules through photoassociation”, *Phys. Rev. Lett.* **80**, pp. 4402 – 4405, 1998.
- [80] M. Walhout, U. Sterr, C. Orzel, M. Hoogerland, and S. L. Rolston, “Optical control of ultracold collisions in metastable xenon”, *Phys. Rev. Lett.* **74**, pp. 506–509, 1995.
- [81] M. Machholm, P. S. Julienne, and K.-A. Suominen, “Calculations of collisions between cold alkaline earth atoms in a weak laser field”, 2001. arXiv:physics/0103059, March 2001.

Danksagung

An der Entstehung einer Doktorarbeit, noch dazu einer experimentellen, sind immer viele Menschen beteiligt. An dieser Stelle sei, ohne Anspruch auf Vollständigkeit, allen gedankt, die mich tatkräftig unterstützt haben und ohne deren Zutun diese Arbeit nicht in dieser Form zustande gekommen wäre. Besonders zu erwähnen sind dabei:

Herr Prof. Dr. Wolfgang Ertmer, dem ich für die Betreuung dieser Arbeit und die gute Zusammenarbeit danke. Insbesondere als Sprecher des Sonderforschungsbereiches „Quantenlimitierte Messprozesse an Atomen, Molekülen und Photonen“ hat er wesentlich zur weiteren Bewilligung des SFB und damit zur Finanzierung meiner Stelle beigetragen. Darüber hinaus hat seine Unterstützung des 'Doktorandenkolloquiums' eine gute Zusammenarbeit mit den Doktoranden der Universität Hannover gefördert, wie sie sonst nicht zu Stande gekommen wäre.

Herr Prof. Dr. Eberhard Tiemann, dem ich für die Übernahme des Korreferates danke, aber auch für die sehr lehrreichen Diskussionen und die gute Zusammenarbeit bei den Experimenten zur Photoassoziation.

Herr Prof. Dr. Jürgen Helmcke, der als Projektleiter im Sonderforschungsbereich maßgeblich an der interessanten Aufgabenstellung beteiligt war, Neben der fachlichen Begleitung hat er auch durch sehr praktische Unterstützung (Notebook) am Entstehen dieser Arbeit mitgewirkt

Herr Dr. habil. Fritz Riehle, der trotz seiner Arbeitsbelastung als Abteilungsleiter regelmässig für Diskussionen zur Verfügung stand und auch zu später Stunde noch im Labor auftauchte, um die neuesten Ergebnisse zu diskutieren.

Herr Dr. Uwe Sterr, der eigentlich erst im zweiten Antragszeitraum als Projektleiter zum SFB gestossen ist, aber von Anfang an als Ansprechpartner zur Verfügung stand und von dem ich sehr viel gelernt habe. Ohne sein aussergewöhnliches Engagement wären die Ergebnisse dieser Arbeit nicht möglich gewesen.

Meine Mitdoktoranden Dr. Tilmann Trebst, Guido Wilpers und Carsten Degenhardt, mit denen ich immer gerne zusammengearbeitet habe. Hervorzuheben ist vor allem die effektive Arbeitsteilung am Ca-Experiment.

Herr Dr. Harald Schnatz und Frau Dr. Gesine Grosche, die als Kollegen immer zu Diskussionen bereit waren und auch relativ bereitwillig ihre Geräte verliehen haben.

Die Herren Brennecke, Budin, Knigge, Mensing und Wesselhöft, die fast alle möglichen und unmöglichen Wünsche erfüllt und viele der verwendeten Geräte geplant, gefräst, gelötet und zusammengebaut haben und mit ihrer Erfahrung und ihrem Sachverstand manchen

Doktorandenplan in geordnete Bahnen gelenkt haben. Nicht zu vergessen ist Frau Wengel, ohne die ich manches Gerät und viele Kabel erst sehr viel später zur Verfügung gehabt hätte.

Die Damen Zimber, Voss, Pfennig und Faber, die im Sekretariat des Fachbereichs 4.3 der PTB und im Büro des SFB die Fäden in der Hand hielten, mir manche Formalität abgenommen haben und auch dann noch ruhig geblieben sind, wenn ich mal wieder das Beschaffungswesen der PTB ändern wollte.

Den Kollegen vom Institut für Quantenoptik, namentlich seien vor allem Jochen Keupp, Tanja Mehlstäubler und Dr. Ernst Maria Rasel erwähnt, danke ich für die gute Zusammenarbeit und die vielen interessanten Diskussionen, die trotz der Entfernung zu Stande gekommen sind.

Nicht zuletzt danke ich aber meiner Frau und meinen Kindern, die in den letzten Wochen, (fast) ohne zu klagen, manchen Abend und manches Wochenende ohne mich verbracht haben. Ohne ihre Unterstützung hätte ich Familie und Beruf nicht unter einen (Doktor)hut gebracht !