

Sub-Doppler-Kühlung und magnetische Speicherung von Magnesiumatomen bei Temperaturen unter 1 mK

Von der Fakultät für Mathematik und Physik
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover
zur Erlangung des Grades
Doktor der Naturwissenschaften
Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation

von
Dipl.-Phys. Karsten Moldenhauer
geboren am 25. Juli 1977 in Berlin-Steglitz

2008

Referent: Prof. Dr. Wolfgang Ertmer
Korreferent: Prof. Dr. Jan Arlt
Tag der Promotion: 31.1.2008

Zusammenfassung

Auf dem Prinzip der optischen Gitteruhr basierende Zeitstandards besitzen das Potenzial, relative Genauigkeiten von unter 10^{-17} zu erreichen. Damit nähern sich Zeitstandards erstmals einem Regime, in dem ihre Genauigkeit nicht durch systematische Fehler in der Bestimmung der atomaren Eigenfrequenz, sondern durch Störeinflüsse der Erde selbst limitiert ist. Auf einem relativen Genauigkeitsniveau von 10^{-18} liefern die Dopplerverschiebung durch Kontinentaldrift und Seismik, die Rotverschiebung durch Gravitation und der Einfluss der Schwarzkörperstrahlung der 300 K heißen Umgebung signifikante Beiträge zur Ungenauigkeit des Zeitstandards.

Magnesium gehört zu den wenigen Elementen, die sich für den Betrieb einer Gitteruhr eignen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden neuartige Kühlverfahren mit dem Ziel untersucht, ein atomares Ensemble mit hinreichend tiefer Temperatur und hoher Teilchenzahl bereitzustellen, so dass ein optisches Gitter bei der magischen Wellenlänge effizient beladen werden kann. Aufbauend auf der Kühlung und Speicherung von Magnesiumatomen in einer magneto-optischen Falle (MOT) wurde das kohärente Zwei-Photonen-Kühlen (K2PK) sowie die Präparation von metastabilem Magnesium, welches Polarisationsgradientenkühlen erlaubt, verfolgt. Auf diese Weise soll eine essentielle Voraussetzung für die Implementierung einer Gitteruhr mit Magnesium erfüllt werden.

Die Bereitstellung kalter Mg Atome in einer MOT konnte durch verschiedene Maßnahmen deutlich verbessert werden. Durch den Einsatz eines neuen Frequenzverdopplungsresonators konnte die Leistung der zur Laserkühlung genutzten Strahlquelle bei 285 nm um einen Faktor 2 erhöht werden. In Kombination mit einer neuen Atomquelle konnte die Atomzahl um eine Größenordnung auf $1,4 \cdot 10^9$ gesteigert werden. Der Einfluss von Reabsorption von Photonen wurde bei Erreichen einer kritischen Dichte von $5,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ beobachtet. Der Aufbau einer MOT in Sechs-Strahl-Konfiguration und der Einsatz einer Glasfaser zum Transport des Laserlichts auf den Fallentisch verbessert die Stabilität und Reproduzierbarkeit in der Präparation des atomaren Ensembles.

Eine Unterschreitung des Dopplerlimits von 1,9 mK ist mit der Dopplerkühlung in einer MOT mit ^{24}Mg nicht möglich, da der Grundzustand keine magnetische Unterstruktur aufweist. Experimentell realisierte Temperaturen in einer MOT oder Melasse sind zudem einen Faktor 2-3 über dem Dopplerlimit. Daher wurde das K2PK untersucht, ein neuartiges Kühlverfahren, das den schnellen Kühlübergang $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ durch Treiben des Zwei-Photonen-Übergangs $^1S_0 \rightarrow ^1D_2$ kohärent modifiziert, wodurch das Dopplerlimit unterschritten werden kann. Experimentell konnte die Temperatur in einer eindimensionalen Melasse um einen Faktor 11 auf 500 μK reduziert werden. In einer MOT-Konfiguration wurden durch K2PK 60% der Atome zu Temperaturen von 1,0 mK gekühlt, was einer Temperaturreduktion um einen Faktor 3,8 entspricht. Der Einfluss der modifizierten Kühlkräfte kann experimentell beobachtet und durch ein semi-klassisches Modell erklärt werden. Aus der Breite des oberen Übergangs von 2,2 MHz ergibt sich im Rahmen des Modells ein theoretisches Limit von 50 μK . Experimentell kann auf Grund von technischem Heizen ein Temperaturlimit von 200 μK als realistisch angesehen werden.

Eine deutlich tiefere theoretische Grenztemperatur bietet das Polarisationsgradientenkühlen von Atomen im metastabilen Zustand 3P_2 , das durch das Rückstoßlimit von 5,4 μK limitiert ist. Experimentell konnten bereits $4 \cdot 10^6$ Atome nach 3P_2 angeregt und in einer Magnetfalle gefangen werden. Durch einen frequenzverdoppelten Diodenlaser bei 383 nm konnte der Kühlübergang adressiert und zur Detektion des atomaren Ensembles genutzt werden. Flugzeitmessungen lieferten eine Temperatur von 400-800 μK .

Theoretische Berechnungen ergeben, dass durch K2PK $10^4 - 10^5$ und durch Kühlen von metastabilem Magnesium über 10^6 Atome in einer optischen Dipolfalle mit einer Leistung von 7 W bei der magischen Wellenlänge gefangen werden können. Dies würde eine solide Grundlage für die Implementierung einer Gitteruhr mit Magnesium schaffen.

Schlagwörter: Frequenzstandard, Laserkühlung, Zwei-Photonen-Kühlen, metastabiles Magnesium, Magnetfalle

Abstract

Time standards utilizing the optical lattice clock scheme hold the potential to achieve relative uncertainties below 10^{-17} . Thus time standards are for the first time approaching a regime where the accuracy is not limited by systematic errors in the determination of the atomic resonance frequency but by perturbations from earth itself. At a relative accuracy level of 10^{-18} the Doppler shift by continental drift and seismics, the gravitational red shift and the room temperature black body radiation shift contribute significantly to the inaccuracy of the time standard.

Magnesium belongs to the few elements suitable for an optical lattice clock. In this work new cooling schemes were tested to deliver an atomic ensemble with sufficiently low temperature and high atom number to enable efficient loading of an optical lattice at the magic wavelength. Based on the cooling and trapping of magnesium atoms in a magneto-optical trap (MOT), coherent two-photon cooling (K2PK) and the preparation of metastable magnesium, which enables polarisation gradient cooling, were studied. In this way an essential prerequisite for the implementation of the lattice clock scheme with magnesium can be achieved.

The preparation of cold Mg atoms in a MOT could be improved considerably by different measures. The power of the cooling light at 285 nm was enhanced by a factor of 2 by the implementation of a new cavity for frequency doubling of 570 nm. In combination with a new atom source the atom number could be increased by an order of magnitude to $1.4 \cdot 10^9$. Reabsorption of photons was observed at a critical density of $5.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. The installation of a MOT with six independent beams and the use of an optical fibre to deliver the light to the MOT table increases the stability and reproducibility in the preparation of the atomic ensemble.

Due to the absence of a magnetic substructure of the ground state, cooling of ^{24}Mg in the MOT does not support temperatures below the Doppler limit of 1.9 mK. Temperatures typically realised in a MOT or molasses are a factor of 2-3 above this limit. For this reason K2PK, a novel cooling scheme which coherently modifies the fast cooling transition $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ by driving the two-photon transition $^1S_0 \rightarrow ^1D_2$, was tested. In a one dimensional molasses a temperature of 500 μK could be realised, which corresponds to a decrease in temperature by a factor of 11. In a MOT configuration 60 % of the atoms were cooled to a temperature of 1.0 mK, a temperature reduction by a factor of 3.8. The impact of the modified cooling force could be observed experimentally and is consistent with a semi-classical theoretical model. The linewidth of 2.2 MHz of the upper transition sets a theoretical temperature limit of 50 μK . Due to technical heating, temperatures of 200 μK seem to be achievable in the experiment.

Polarisation gradient cooling of atoms in the metastable state 3P_2 offers a significantly lower theoretical temperature limit which is given by the recoil limit of 5.4 μK . In the current setup $4 \cdot 10^6$ atoms could be excited to 3P_2 and captured in a magnetic trap. The cooling transition at 383 nm was addressed by a frequency doubled diode laser and used for a detection of the atomic ensemble. Time-of-flight measurements yielded temperatures of 400-800 μK .

A theoretical model suggests that K2PK enables the trapping of $10^4 - 10^5$ atoms in an optical dipole trap with a power of 7 W at the magic wavelength. Cooling of metastable magnesium should allow the loading of more than 10^6 atoms in the optical dipole trap. This would provide a solid basis for the implementation of the lattice clock scheme with magnesium.

Keywords: frequency standard, laser cooling, two-photon cooling, metastable magnesium, magnetic trap

INHALTSVERZEICHNIS

1	Einleitung	1
2	Experimenteller Aufbau	7
2.1	Kühlverfahren und benötigte Strahlquellen	7
2.2	Systeme für die Laserkühlung	9
2.2.1	Effiziente Erzeugung von 285 nm	9
2.2.2	Frequenzverdopplung mit OCWOCs	16
2.2.3	880 nm für das kohärente Zwei-Photonen-Kühlen	26
2.2.4	383 nm für die optische Manipulation metastabiler Atome	27
2.3	Fallenapparatur	28
2.3.1	Strahltransport zum Fallentisch	28
2.3.2	Sechs-Strahl-MOT für 285 nm und 383 nm	31
2.3.3	Der neue Atomofen	33
2.3.4	Reabsorption von Photonen	36
3	Kohärentes Zwei-Photonen-Kühlen	43
3.1	Einleitung	43
3.2	Theoretisches Modell	46
3.3	Ergebnisse für eine eindimensionale Zwei-Photonen-Melasse	52
3.3.1	Charakterisierung der Kühlkraft	52
3.3.2	Temperaturvergleich von Experiment und Modell	59
3.4	Zwei-Photonen-Kühlen in der MOT	61
3.4.1	Verlustspektroskopie in Anwesenheit eines Quadrupolfeldes	61
3.4.2	Realisierung des K2PK in der MOT	63
3.5	Limit des Zwei-Photonen-Kühlens	68

4	Metastabiles Magnesium	75
4.1	Einführung und Methoden	75
4.1.1	Motivation und Kühlschema	75
4.1.2	Bevölkerung des metastabilen Zustands	77
4.1.3	Speicherung in einem magnetischen Quadrupolfeld	77
4.2	Experimente mit metastabilem Magnesium	79
4.2.1	Experimentelle Sequenz	79
4.2.2	Spektroskopie des Kühlübergangs	80
4.2.3	Parasitäre Anregung von Atomen nach 3D_2 und 3D_1	81
4.2.4	Lebensdauer der Magnetfalle	82
4.2.5	Effizienz des Umladeprozesses in die Magnetfalle	85
4.2.6	Atomzahl und Dichte in der Magnetfalle	88
4.2.7	Temperaturen in der Magnetfalle	90
5	Ausblick	95
A	Formeln und Symbole	105
B	Neue Atomquelle	107
C	Berechnung der Populationen im Sechs-Niveau-System	109
D	Umladeeffizienz in die Dipolfalle	113
D.1	Theoretisches Modell	113
D.2	Umladeeffizienz bei kleineren optischen Leistungen	114

EINLEITUNG

Die Laserkühlung hat die experimentellen Methoden der Atom- und Molekülphysik revolutioniert. Während sich Atome bei Raumtemperatur und Atmosphärendruck mit etwa 500 m/s stochastisch bewegen und etwa eine Milliarde Mal pro s miteinander stoßen, erlaubt das Laserkühlen die Präparation von verdünnten Gasen bei deutlich definierten Bedingungen. Atome in verdünnten Gasen können auf Geschwindigkeiten von weit unter 1 m/s abgebremst und in einem Volumen kleiner als 1 mm³ gefangen werden. Die langsamen Atome können mit ungeahnter Präzision analysiert, manipuliert und die gegenseitigen Wechselwirkungen studiert werden.

Laserkühlung beruht darauf, dass ein Photon aus der Richtung des Laserstrahls aufgenommen und durch spontane Emission in eine zufällige Richtung abgegeben wird. Da sich der ungerichtete Impulsübertrag der Emission bei Mittelung über viele Zyklen aufhebt, kann so eine Kraft in Richtung des Laserstrahls ausgeübt werden. Laserstrahlen aus allen sechs Raumrichtungen können Atome in allen Dimensionen abbremsen und damit kühlen. Die unkontrollierte Zitterbewegung durch die spontane Emission führt aber auch zu einem Diffusionsprozess, der die minimal erreichbare Temperatur auf das so genannte Dopplerlimit T_D begrenzt. Für Linienbreiten des zur Kühlung genutzten atomaren Übergangs von 10-100 MHz ist T_D in der Größenordnung von 1 mK.

1978 konnte die Laserkühlung an Ionen erstmals experimentell demonstriert werden [1, 2]. 1985 gelang die Kühlung von Neutralatomen in einer optischen Melasse [3] und 1987 der Einfang in einer magneto-optischen Falle (MOT) [4]. Da das Laserkühlen eine einfache elektronische Struktur mit nahezu geschlossenem Kühlübergang erfordert, konnten bis heute fast ausschließlich Neutralatome mit einem oder zwei Valenzelektronen oder einer dazu äquivalenten Elektronenkonfiguration in einer MOT gefangen werden.

Erdalkaliatome zeichnen sich durch schnelle Übergänge im Singlett-System aus, die sich hervorragend für die Laserkühlung eignen. Als erste Erdalkaliatome konnten Calcium und Strontium 1990 in einer MOT gefangen werden [5], 1993 folgte

Magnesium [6]. Das theoretische Dopplerlimit konnte in den Experimenten nicht unterschritten werden.

Gleichzeitig finden sich bei Erdalkalimetallen schmale Interkombinationslinien, die als Grundlage für optische Uhren mit hohem Gütefaktor dienen. Durch Atominterferometrie an kalten Atomen konnten Übergänge mit bis dato unerreichten Gütefaktoren spektroskopiert und für Frequenzstandards ausgenutzt werden. Dabei wurden beispielsweise mit zu 2-3 mK gekühlten Calciumatomen relative Unsicherheiten von $2 \cdot 10^{-14}$ [7] und eine Stabilität von $4 \cdot 10^{-15}$ in 1 s erzielt [8]. Die Genauigkeit war dabei durch den residuellen Dopplereffekt limitiert. Ein weiterer Fortschritt hing essentiell von der Erarbeitung und Umsetzung neuartiger, nicht an das Dopplerlimit gebundener Kühlverfahren ab.

Die Situation bei den Alkalimetallen und metastabilen Edelgasen stellte sich grundlegend anders dar. Zunächst unverstanden, wurden 1988 bei der Laserkühlung von Natrium Temperaturen deutlich unterhalb des Dopplerlimits gemessen [9]. Ein Jahr später konnte dies durch das so genannte Polarisationsgradientenkühlen erklärt und auf die magnetische Unterstruktur des Grundzustands zurückgeführt werden [10]. Die Kombination von Laserkühlung und evaporativer Kühlung führte schließlich zu Temperaturen im nK-Bereich und ermöglichte 1995 einen Durchbruch auf dem Gebiet der Atomphysik: die Bose-Einstein Kondensation (BEC) von Gasen aus bosonischem ^7Li [11], ^{87}Rb [12] und ^{23}Na [13].

Die Forschung an quantenentarteten Gasen stellt heute einen der aktivsten Forschungszweige der modernen Physik dar. Mittlerweile ist es gelungen, quantenentartete Fermigase [14] herzustellen und quantenentartete Mischungen aus unterschiedlichen Spezies durch Feshbachresonanzen [15] zu Molekülen zu verbinden [16, 17, 18]. Optische Gitter und Feshbachresonanzen erlauben eine direkte Einflussnahme auf den Hamiltonoperator des Quantensystems. Wegen der Analogie zum Elektronengas können so Quantenphänomene der Festkörperphysik, wie etwa die Supraleitung, experimentell simuliert werden [19].

Angespornt von den spektakulären Resultaten, die mit ultrakalten Alkalimetallen erzielt werden konnten, wurde die Suche nach sub-Doppler-Kühlverfahren für Erdalkaliatome vorangetrieben. Im Jahr 1999 konnten schließlich Strontiumatome bei 400 nK präpariert werden [20]. Dies wurde durch ein zweistufiges Kühlverfahren möglich, bei dem zunächst auf der starken Kühllinie im Singlett-System vorgekühlt und anschließend auf der schmalen Interkombinationslinie eine zweite Kühlstufe angeschlossen wurde. Durch eine künstliche Verbreiterung der Interkombinationslinie durch Kopplung mit einem höher liegendem Niveau im Singlett-System (quenchen) konnte dieses Verfahren 2001 auch erfolgreich für Calcium angewendet werden [21, 22]. 2003 schließlich konnte Ytterbium durch Kühlen auf der Interkombinationslinie und evaporativem Kühlen in einer Dipolfalle zu einem BEC kondensiert werden [23].

Das Unterschreiten des Dopplerlimits um mehr als drei Größenordnungen hatte weitreichende Konsequenzen für die auf Neutralatomen beruhenden optischen

Frequenzstandards. Das im Jahre 2001 von Katori vorgeschlagene Konzept der Gitteruhr [24, 25] konnte 2005 mit Strontium [26, 27, 28] umgesetzt werden. Hierbei werden kalte Atome in ein optisches Gitter bei der so genannten magischen Wellenlänge geladen, bei der die Übergangsfrequenz durch den Gitterlaser nicht verschoben wird. So kann der Dopplereffekt im Vergleich zu frei fallenden ultrakalten Atomen noch einmal deutlich reduziert und die Abfragedauer wesentlich verlängert werden.

Damit das Potenzial der Gitteruhr ausgeschöpft werden kann, sind ultraschmale Uhrenübergänge nötig. Hierzu wurde von Katori vorgeschlagen, den streng verbotenen Übergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ auszunutzen, der in bosonischen Isotopen nur durch das Beimischen von 3P_1 durch Anlegen eines externen Magnetfelds erlaubt ist und in fermionischen Isotopen durch den Kernspin induziert wird [25]. Hierdurch werden Uhrenübergänge mit Linienbreiten im sub-Hz Bereich zugänglich. Mittlerweile konnte dieser Übergang an Strontium und Ytterbium in einem optischen Gitterspektroskopiert werden [29, 30]. Indem der Übergang nach 3P_0 mit einer Auflösung von 1,8 Hz abgefragt wurde, konnte für eine Sr Gitteruhr ein Gütefaktor von $Q = 2,4 \cdot 10^{14}$ realisiert werden. Die erzielte Unsicherheit lag bei beeindruckenden $9 \cdot 10^{-16}$ [31] und die erwartete Stabilität liegt bei $1 \cdot 10^{-15}$ in einer s [29].

Selbst Ungenauigkeiten von besser als 10^{-17} scheinen mit optischen Gitteruhren realisierbar [26, 32]. Auf diesem Niveau liefern die Dopplerverschiebung durch Seismik und selbst die Kontinentaldrift von etwa 1 cm pro Jahr signifikante Beiträge. Eine Höhendifferenz von 10 cm bewirkt auf Grund der Rotverschiebung im Gravitationsfeld der Erde bereits eine relative Frequenzverschiebung von 10^{-16} . Auch der Einfluss der Schwarzkörperstrahlung der 300 K heißen Umgebung kann auf einem Niveau unterhalb von 10^{-17} die Genauigkeit begrenzen.

Um den enormen Fortschritt auf dem Gebiet der Frequenzstandards in den letzten Jahren aufzuzeigen, sind in Tabelle 1.1 die Kenndaten herausragender Standards aufgeführt. Dazu gehören neben den genannten Neutralatomstandards auch optische Ionenstandards und Mikrowellenstandards auf Basis von Cäsium. Die deutlichen Verbesserungen in den letzten Jahren sind ein Resultat verschiedener innovativer Methoden und akribischer Detailarbeit; ein nicht unerheblicher Anteil ist aber für jeden Typ von Frequenzstandard verbesserten Kühl- und Speichertechniken zuzuschreiben.

Von dieser enormen Präzision profitieren sowohl technische Anwendungen wie die Satellitennavigation oder die Synchronisation von immer schnelleren Datennetzen [40, 41]. Weiterhin kann auch die Messung von anderen physikalischen Größen wie Länge, Spannung, Strom oder Magnetfeldstärke auf eine Frequenzmessung zurückgeführt werden [41], so dass eine Verbesserung der Frequenzstandards positive Auswirkungen auf das gesamte Gebiet der Metrologie hat. Durch die Verfügbarkeit von Frequenzkämmen ist die absolute Messung der Frequenz eines optischen Standards und die Erzeugung eines ultrastabilen Mikrowellensignals inzwischen für jedes Labor zugänglich [42].

	$\sigma(\tau = 1\text{s})$		$\Delta\nu/\nu$	
	2000	2006	2000	2006
Cs, PTB/BNM-Syrte [33, 34, 35]	$3,5 \cdot 10^{-13}$	$1,6 \cdot 10^{-14}$	$1,4 \cdot 10^{-15}$	$7 \cdot 10^{-16}$
Hg ⁺ , NIST [36, 37, 38]	$7 \cdot 10^{-15}$	$4 \cdot 10^{-15}$	$1 \cdot 10^{-14}$	$7,2 \cdot 10^{-17}$
Ca, PTB/NIST [8, 7, 39]	$4 \cdot 10^{-15}$	$4 \cdot 10^{-15}$	$2 \cdot 10^{-14}$	$6,6 \cdot 10^{-15}$
Sr, JILA [29, 31]		$(1 \cdot 10^{-15})$		$9 \cdot 10^{-16}$

Tabelle 1.1: Stabilität σ und Genauigkeit $\Delta\nu/\nu$ herausragender Frequenzstandards für publizierte Werte in den Jahren 1999-2001 und 2005-2007. Die Genauigkeit des Calcium-Standards von $2 \cdot 10^{-14}$ wurde 2003 ermittelt. Der Cäsium-Standard ist ein Mikrowellenstandard, die anderen sind optische Standards. Die Stabilität der Strontium-Gitteruhr ist lediglich eine Prognose.

Insbesondere stellen Frequenzstandards ein wertvolles Werkzeug auf der Suche nach einer zeitlichen Variation von Naturkonstanten dar [43, 44]. Eine solche Variation wird von Theorien, die über das Standardmodell der Elementarteilchenphysik hinausgehen, vorhergesagt. Die Frequenz ist die am genauesten messbare Größe, so dass durch jede Verbesserung der Frequenzstandards auch schärfere Grenzen für die Variation bestimmter Naturkonstanten gezogen werden können. Frequenzstandards sind sensitiv auf Änderungen der Feinstrukturkonstanten α , der Rydbergkonstanten R_y und des Verhältnisses von Protonen- zu Elektronenmasse m_p/m_e [45]. Änderungen der Feinstrukturkonstante α auf Grund von relativistischen Effekten sind für schwere Elemente deutlich stärker ausgeprägt als für leichte Elemente. Hier können leichtere Elemente wie Aluminium oder Magnesium einen wichtigen Beitrag leisten, indem sie als relativ konstante Referenz für die schweren Elemente wie Strontium, Ytterbium oder Quecksilber dienen.

Die Technik der Gitteruhr und die Adressierung des $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Uhrenübergangs ist auch auf einen Magnesiumfrequenzstandard übertragbar. Voraussagen für die magische Wellenlänge liefern Werte zwischen 432 nm [46] und 470 nm [47], die durch frequenzverdoppelte Festkörperlaser erreichbar sind. Der Übergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ in Magnesium sollte sich für die hochauflösende Spektroskopie eignen [46]. Dieser Uhrenübergang ist außerdem im Vergleich zu anderen Erdalkalimetallen relativ unempfindlich gegenüber einer Verschiebung durch die Schwarzkörperstrahlung der Umgebung, die die Genauigkeit künftiger Uhren limitieren könnte [48].

Die Kühlung von Magnesium zu Temperaturen, bei denen das effiziente Beladen eines optischen Gitters möglich ist, ist daher Gegenstand der aktuellen Forschung. Das Kühlen auf der Interkombinationslinie, mit dem Sr und Yb so effizient gekühlt werden konnten, verbietet sich für Magnesium wegen der geringen Breite der In-

terkombinationslinie. Die für das Verbreitern der Interkombinationslinie benötigte Laserleistung ist so groß, dass sich auch das Quenchkühlen an einer Magnesium-MOT nur sehr ineffizient anwenden lässt [49]. Im Rahmen dieser Arbeit werden daher zwei vielversprechende Techniken zur Unterschreitung des Dopplerlimits T_D des schnellen Kühlübergangs untersucht.

Das kohärente Zwei-Photonen-Kühlen nutzt die Existenz eines dritten Niveaus im Singlett-System, um die Kühlkräfte des schnellen Kühlübergangs kohärent zu manipulieren. Durch Treiben von Zwei-Photonen-Übergängen kann der Kühlprozess so modifiziert werden, dass theoretisch eine etwa 40-fache Unterschreitung von T_D möglich ist. Bisherige Untersuchungen konnten aber nur einen Kühleffekt im Rahmen von relativen Temperaturmessungen bei absoluten Temperaturen deutlich oberhalb des Dopplerlimits registrieren [50, 51] bzw. die experimentellen Ergebnisse nicht systematisch einordnen [52].

Eine weitere Stoßrichtung ist das Kühlen von Magnesium im metastabilen Zustand 3P_2 . Dieser Zustand weist eine magnetische Unterstruktur auf, wodurch Polarisationsgradientenkühlen und das Fangen in einer Magnetfalle möglich werden. Das Temperaturlimit liegt in der Größenordnung des Rückstoßlimits von $5,4 \mu\text{K}$.

Kapitel 2 stellt die verwendeten experimentellen Methoden vor. Dazu gehören die Lasersysteme sowie der neue MOT-Aufbau in Sechs-Strahl-Konfiguration für Magnesium im Grund- und metastabilem Zustand. Es wird auf die Integration einer neuen Frequenzverdopplung zur Erzeugung des Kühllichts bei 285 nm eingegangen, wodurch die verfügbare Leistung verdoppelt wird. Zur Erzeugung von 285 nm werden neuartige Kristallstrukturen untersucht, die das Auseinanderlaufen von Grund- und Oberwelle minimieren. Aus der Verbesserung des KühlLasersystems und der Verwendung eines neuen Atomofens resultieren deutlich gesteigerte Teilchenzahlen von über 10^9 . Auf Grund der hohen Teilchenzahlen und Dichten kann eine Charakterisierung der MOT im dichtelimitierten Regime erfolgen.

Kapitel 3 behandelt das kohärente Zwei-Photonen-Kühlen in einer eindimensionalen Melasse und in einer MOT-Konfiguration. Insbesondere die Melasse ermöglicht einen erstmaligen systematischen Vergleich zwischen theoretischen Vorhersagen und experimentellen Ergebnissen, während der dreidimensionale Einschluss der MOT von hoher praktischer Relevanz ist. Für beide Konfigurationen kann von einer deutlichen Unterschreitung des Dopplerlimits berichtet werden.

Kapitel 4 widmet sich ersten experimentellen Ergebnissen zur optischen Anregung von Magnesium in das metastabile Niveau 3P_2 und dessen Speicherung in einer Magnetfalle. Das Kapitel beschreibt die Adressierung des Kühlübergangs mit einem frequenzverdoppelten Diodenlaser bei 383 nm. Hierdurch kann eine Bestimmung von Teilchenzahl, Dichte, Lebensdauer und Temperatur erfolgen.

Kapitel 5 reflektiert die erzielten Ergebnisse und skizziert mögliche weitere Vorgehensweisen. Dabei wird insbesondere auf die Realisierbarkeit einer optischen Dipolfalle für Magnesium im Kontext der hier vorgestellten experimentellen Fortschritte eingegangen.

EXPERIMENTELLER AUFBAU

2.1 Kühlverfahren und benötigte Strahlquellen

Das Einfangen von neutralen Atomen in einer magneto-optischen Falle (MOT) ist seit der erstmaligen Realisierung im Jahr 1987 zu einer Standardtechnik der experimentellen Atomphysik geworden. Die Physik der zugrunde liegenden Kühl- und Speicherprozesse wird umfassend in Artikeln [10, 53, 54, 55] und aktuellen Lehrbüchern [56] behandelt, so dass hier auf eine allgemeine Darstellung verzichtet wird.

Der einfache atomare Aufbau von Magnesium erlaubt ein schnelles und effizientes Kühlen. In Abbildung 2.1 sind die für diese Arbeit relevanten Übergänge und Zustände aufgetragen. Der Kühlübergang $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ mit einer Linienbreite von $\gamma_1 = 80$ MHz stellt ein ideales Zwei-Niveau-System dar und ermöglicht es, ohne den Einsatz von Rückpump Lasern Atome schnell und effizient zu Temperaturen von etwa 3-4 mK zu kühlen. Auf Grund der fehlenden magnetischen Unterstruktur von ^{24}Mg sind jedoch sub-Doppler-Kühlmechanismen wie z.B. das Polarisationsgradientenkühlen nicht anwendbar und die minimal erreichbare Temperatur ist durch das Dopplerlimit von $T_D = 1,9$ mK gegeben.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der bestehende Aufbau, insbesondere die Erzeugung des Kühllichts bei 285 nm, optimiert. Dies beinhaltet die Frequenzstabilisierung des Farbstofflasers bei 570 nm und die Integration eines neuen Verdopplungsresonators in das Experiment (Abschnitt 2.2.1), die Evaluierung von neuartigen Kristallstrukturen zur Frequenzverdopplung (Abschnitt 2.2.2) sowie den Strahltransport des Kühllichts über Glasfaser (Abschnitt 2.3.1). Eine neue Strahlführung ermöglicht die Nutzung von sechs unabhängigen MOT-Strahlen bei 285 nm und 383 nm und erlaubt eine präzise Einstellung der Balance der Lichtdruckkräfte (Abschnitt 2.3.2). Durch den Einbau einer effizienteren Atomquelle konnte die Anzahl der gefangenen Atome deutlich erhöht werden (Abschnitt 2.3.3).

Da in der MOT das Dopplerlimit nicht unterschritten werden kann, ist die Suche nach neuartigen Kühlmethode Hauptgegenstand der aktuellen Untersuchungen an Magnesium und integraler Bestandteil dieser Arbeit. Das kohärente Zwei-Photonen-Kühlen [57, 51, 50] basiert auf einer Zwei-Photonen-Anregung $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ im Singlett-System und nutzt den oberen schmalen Übergang, um Einfluss auf die Besetzung des Niveaus 1P_1 zu nehmen. Auf Grund der resultierenden Kohärenz des Zwei-Photonen-Übergangs kann analog zu elektro-magnetisch induzierter Transparenz (EIT) die Besetzung von 1P_1 und damit die Kühlkraft des UV-Übergangs kohärent modifiziert werden. Hierdurch ist eine Temperaturreduktion auf theoretisch bis zu $50 \mu\text{K}$ möglich. Dazu wird neben dem Farbstofflaser ein Titan-Saphir-Laser bei 881 nm benötigt, der in Abschnitt 2.2.3 vorgestellt wird.

Auf längeren Zeitskalen gewinnen die Zerfälle von Atomen im Zustand 1D_2 in das Triplett-System an Bedeutung, wodurch der metastabile Zustand 3P_2 populiert werden kann. Die Lebensdauer des metastabilen Niveaus beträgt über 2000 s , somit kann der Zerfall für alle experimentellen Belange vernachlässigt werden. Der $25,6 \text{ MHz}$ breite Übergang nach 3D_3 bietet sich als Kühlübergang an; die magnetische Unterstruktur des metastabilen Niveaus erlaubt das Fangen in einer Magnetfalle und die Ausnutzung von sub-Doppler-Kühlmechanismen [10]. Das Rückstoßlimit des Kühlübergangs beträgt lediglich $5,4 \mu\text{K}$. Die Wellenlänge von 383 nm wird in diesem Experiment über einen frequenzverdoppelten Diodenlaser generiert (Abschnitt 2.2.4).

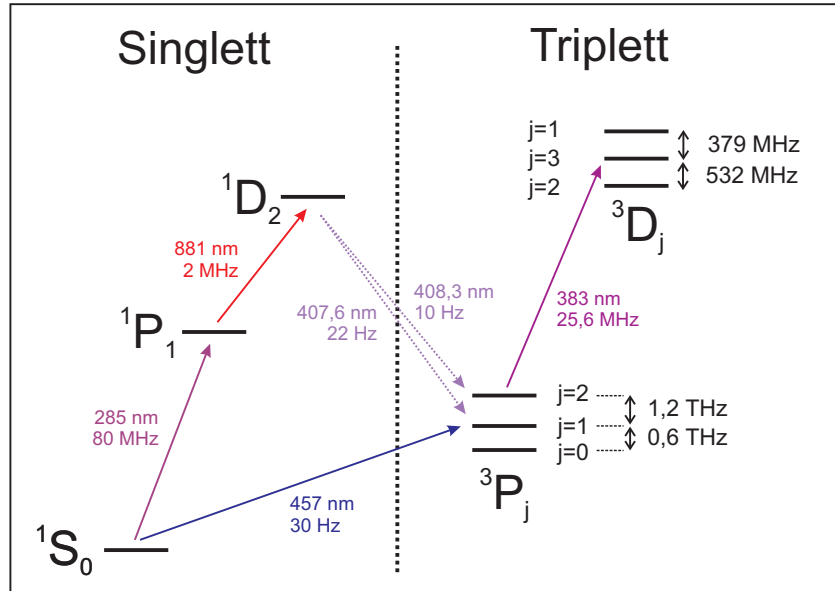


Abbildung 2.1: Ausschnitt aus dem Termschema von ^{24}Mg . Die Daten für die Linienbreiten wurden [58, 59, 60] entnommen. Im Triplett-System wurde nur der Kühlübergang eingezeichnet, es existieren weitere Übergänge und Zerfallskanäle, die den Einsatz von zwei Rückpumpfern nötig machen.

2.2 Systeme für die Laserkühlung

2.2.1 Effiziente Erzeugung von 285 nm

Der Kühlübergang $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ liegt mit einer Wellenlänge von 285 nm im tiefen UV-Bereich. Die einzige Möglichkeit, ausreichend Leistung bei dieser Wellenlänge zu erzeugen, liegt momentan in der Nutzung von nichtlinearen Kristallen zur Frequenzvervielfachung von Laserlicht. In dem hier genutzten Aufbau wird ein Rhodamin 6G Farbstofflaser bei 570 nm durch einen BBO-Kristall verdoppelt. Alternativen könnten Faserlaser mit anschließender Frequenzvervierfachung darstellen, die bis jetzt jedoch an der Verfügbarkeit von genügend hoher Laserleistung (> 2 W bei 1140 nm) im kontinuierlichen Single-Mode Betrieb scheitern. Realistischer ist eine Erzeugung des Lichts über Summenfrequenzmischung auf Basis von Diodenlasern oder Ti:Saphir-Lasern, der technische und finanzielle Aufwand ist hier jedoch beträchtlich.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Ansatz verfolgt, die Leistung des Farbstofflasers effizienter zu nutzen. Sie beinhaltet zum einen den Einsatz eines neuen Frequenzverdopplungsresonators und zum anderen die Nutzung von Glasfasern zum Transport des Kühllichts zum 10 m entfernten Fallentisch, um den täglichen Justageaufwand gering zu halten und eine bessere Reproduzierbarkeit zu gewährleisten.

Farbstofflasersystem bei 570 nm

Die Generierung von Laserstrahlung bei 285 nm erfolgt über einen zweistufig frequenzstabilisierten und anschließend frequenzverdoppelten Rhodamin 6G Farbstofflaser. Der selbstgebaute Ringlaser wird durch einen 10 W Verdi gepumpt und liefert bis zu 1,6 W¹. Die Linienbreite des Übergangs von 80 MHz stellt moderate Anforderungen an die Stabilität der Laserfrequenz; eine stärkere Forderung entsteht durch die Bedingung, dass die Linienbreite des Lasers kleiner sein muss als die Linienbreite des Resonators zur Frequenzverdopplung von etwa 5 MHz.

In einer ersten Frequenzstabilisierungsstufe erfolgt eine Verbesserung der Kurzzeitstabilität durch eine Anbindung an einen optischen Resonator. Das Flankenlock nutzt als Stellelement einen Piezospiegel im Laserringresonator. Die Linienbreite wird hierdurch auf etwa 1,5 MHz reduziert. Im optischen Referenzresonator befindet sich ein Galvo-Plättchen, das eine leichte Änderung der Resonatorlänge ermöglicht. Bei hinreichend langsamer Änderung der Referenzresonatorlänge folgt die erste Stufe der Stabilisierung dieser und stellt die Frequenz des Lasers nach.

Die zweite Stufe gewährleistet die Langzeitstabilität durch Polarisationspektroskopie an einer Jod-Zelle. Dazu werden etwa 40 mW Laserleistung abgezweigt und über einen AOM in -1. Beugungsordnung um ν_{AOM} frequenzverschoben. Das

¹Coherent Fieldmate, LM2-VIS, 1000:1 Abschwächer

Komponente	u	t	s	r	pq	o	j	i	h	c	b
$\nu_{KAT} - 525405288$	0	32	64	285	322	357	583	610	638	898	909
$\nu_{WSU} - 525405280$	0	32	65	285	320	357	581	609	638	899	910
$\Delta\nu_{JHM}$	0	32,5	65	287	326	360,5	588	615	642	892,5	901,5

Tabelle 2.1: Frequenzen der Hyperfeinkomponenten des R115 (20-1) Übergangs im Jod in MHz, die für die Stabilisierung der Farbstofflaserfrequenz genutzt werden. ν_{KAT} bezeichnet absolute Werte, die dem Jodatlas entnommen wurden. ν_{WSU} ist die mit dem Lambdameter gemessene Frequenz. $\Delta\nu_{JHM}$ gibt die in [61] ermittelte Frequenzdifferenz zur u-Komponente an. Die Absolutfrequenz des auf die entsprechende Komponente stabilisierten Farbstofflasers ergibt sich zu $\nu_{KAT} + \nu_{AOM}$.

Licht wird in zwei Strahlen aufgeteilt, die die Jodzelle gegensinnig durchlaufen. Die dopplerfreie Polarisationspektroskopie generiert über eine Abfrage einer Hyperfeinkomponente des R115 (20-1)-Übergangs im Jod mit Hilfe der Lock-In Technik ein Regelsignal. Dieses stellt über das Galvo-Plättchen im Referenzresonator die Laserfrequenz nach.

Tabelle 2.2.1 vergleicht die Frequenzen der zur Stabilisierung verwendeten Hyperfeinkomponenten im Jod. Dabei wurde auf Daten aus der Dissertation von Jörg-Helge Müller [61], Daten aus dem Jod-Atlas [62] und eigenen Messungen, die mit einem kommerziellen Lambdameter² vorgenommen wurden, zurückgegriffen. Für ν_{KAT} wird eine Unsicherheit von 1,5 MHz angegeben, J.H. Müller spezifiziert einen Fehler für jede Frequenzmessung von 2,5 MHz.

Die Werte aus dem Jodatlas stimmen sehr gut mit den durch das Lambdameter gemessenen Daten überein. Nach Abzug eines konstanten Wertes in Höhe von 8 MHz beträgt die maximale Abweichung 2 MHz und liegt auch inkl. der konstanten Verschiebung deutlich unterhalb der spezifizierten Genauigkeit des Messgeräts von 30 MHz. Die maximale Abweichung der Daten aus [61] und dem Jod-Atlas liegt bei 7,5 MHz und knapp über der Summe der angegebenen Fehler von 6,5 MHz.

Anhand der Lambdameter-Werte in Tabelle 2.2.1 ist es also möglich, unabhängig von der Jod-Spektroskopie die Verstimmung des Farbstofflasers gegenüber der halben Frequenz der Magnesiumresonanz zu messen. So kann die Verstimmung des frequenzverdoppelten Lichts bezüglich der Magnesiumresonanz grob gemessen und die ordnungsgemäße Funktion der Langzeitstabilisierung verifiziert werden. Gemäß [61] ist die halbe Frequenz des Kühlübergangs 79,5 MHz kleiner als die Frequenz der u-Komponente. Die doppelte Frequenz des Farbstofflasers bei einer Stabilisierung auf die u-Komponente bei einer AOM-Frequenz von beispielsweise $\nu_{AOM} = 79,5$ MHz entspricht also gerade der Frequenz des Kühlübergangs von ²⁴Mg. Ein weiterer 80 MHz Schalt-AOM in -1. Beugungsordnung auf dem Fallentisch stellt dann die Verstimmung der MOT-Strahlen zu etwa einer Linienbreite ein.

²Lambdameter WS Ultimate 30, Firma HighFinesse, Genauigkeit: 30 MHz

Verbesserung der hochfrequenten Rauschcharakteristik der Kurzzeitstabilisierung des Farbstofflasers

Im Rahmen der Diplomarbeit von Jan Friebe [63] wurde eine auf den Farbstofflaser angepasste Frequenzverdopplung entwickelt. Sie ermöglicht eine effiziente Generierung ultravioletter Strahlung durch einen Regelkreis, der die im Verdopplungsresonator umlaufende Leistung maximiert. Eine detaillierte Beschreibung des Systems folgt in Abschnitt 2.2.1.

Die Integration der neuen Frequenzverdopplung in den experimentellen Aufbau wurde jedoch durch starke Intensitätsfluktuationen der generierten UV-Leistung von 20-30 % erschwert. Diese Fluktuationen haben ihren Ursprung in Frequenzfluktuationen des Farbstofflasers und machen es notwendig, die Regelcharakteristik dieses Systems zu verbessern.

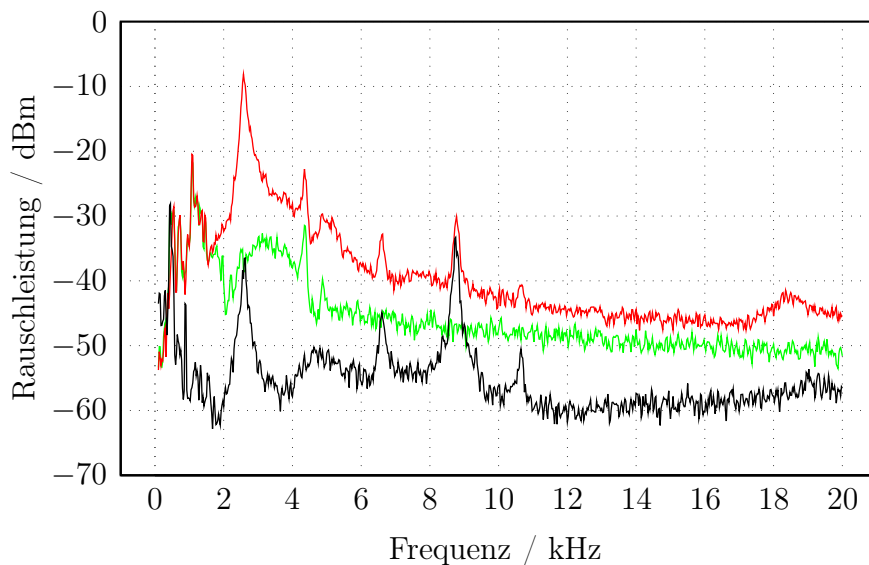


Abbildung 2.2: Die beiden oberen Kurven zeigen ein Spektrum des Fehlersignals der Regelung für die Frequenzverdopplung. Wenn die Kurzzeitstabilisierung aktiv ist, ergibt sich die obere und ohne Kurzzeitstabilisierung die mittlere Kurve. Die untere Kurve stellt das Spektrum des Fehlersignals der Kurzzeitstabilisierung dar.

Abbildung 2.2 zeigt ein Spektrum des Fehlersignals der stabilisierten Frequenzverdopplung bei frei laufendem und kurzzeitmäßig stabilisiertem Farbstofflaser sowie ein Spektrum des Fehlersignals der ersten Frequenzstabilisierungsstufe. Deutlich zu erkennen ist, dass das Regelsignal der Frequenzverdopplung bei aktiver Kurzzeitstabilisierung deutlich zunimmt und bei 2,5 kHz, 6,5 kHz und 8,5 kHz starke Resonanzen aufweist. Diese charakteristischen Frequenzen finden sich im Regelsignal der Kurzzeitstabilisierung wieder, was auf eine Verschlechterung des Laserfrequenzrauschens im Bereich > 1 kHz durch Hinzunahme der Kurzzeitstabilisierung hindeutet. Diese hineingeregelter Frequenzfluktuationen führen zu erhöhten Intensitätsfluktuationen des erzeugten UV-Lichts.

Eine Analyse der Sprungantwortfunktion des Piezotreibers ergab, dass die maximale Regelbandbreite auf 2,5 kHz, weit unterhalb der mechanischen Piezoresonanz von etwa 50 kHz, begrenzt war, da der Hochspannungsverstärker nicht ausreichend Strom zum schnellen Umladen der Piezokapazität bereitstellen konnte. Weiterhin zeigte sich, dass die eingesetzten Hochspannungsnetzteile für den Piezo und das Etalon starke Rauschamplituden von etwa 100 mV bei 8,5 kHz aufwiesen, die sich sofort in ein entsprechendes Frequenzrauschen übersetzen. Ein Austausch der Hochspannungsnetzteile sowie der Hochspannungsverstärker durch Eigenbauten basierend auf PA-85 HV-Operationsverstärkern konnten eine deutliche Verringerung des Frequenzrauschens des Farbstofflasers erreichen, s. Abbildung 2.3.

Durch diese Modifikationen konnten sowohl das intrinsische Laserrauschen reduziert, als auch die Regelbandbreite der Kurzzeitstabilisierung erhöht werden. In der Folge ist nun ein einfacher PI-Regler ausreichend, um die Frequenz hinreichend zu stabilisieren und den zuvor eingesetzten aufwändigen PID-Regler mit DoppelinTEGRATOR zu ersetzen. Das Rauschen der überhöhten gelben Leistung beträgt jetzt nur noch wenige Prozent und auch das Intensitätsrauschen der generierten UV-Strahlung konnte auf diese Weise auf unter 10 % reduziert werden.

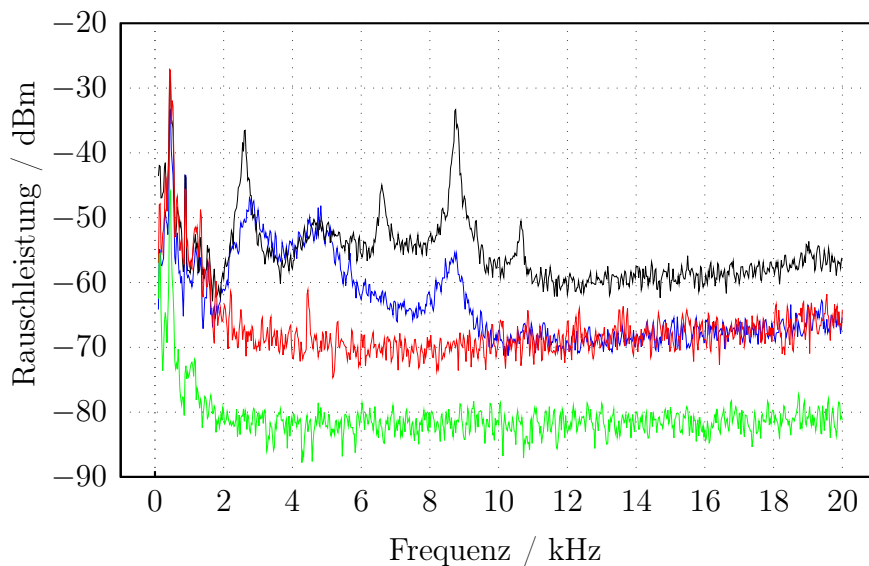


Abbildung 2.3: Rauschspektrum des Fehlersignals der Kurzzeitstabilisierung nach Verbesserungen an Regelung und Netzteilen. Von oben nach unten: ursprünglicher Zustand; nach Austausch des HV-Netzteils; nach Austausch der Piezotreiber und des Reglers; Detektionsrauschen.

Implementierung einer neuen Frequenzverdopplung

Die neue Frequenzverdopplung [63] basiert auf einem BBO-Kristall, der sich in einem Ringresonator im bow-tie Design befindet und die Leistung des Farbstofflasers resonant überhöht. Damit eine effiziente Frequenzkonversion durchgeführt

werden kann, müssen die Brechungsindizes für Grund- und Oberwelle übereinstimmen (Phasenanpassung). Die Grundwelle ist so polarisiert, dass sie sich gemäß dem ordentlichen Brechungsindex ausbreitet, die Polarisation der Oberwelle ist demgegenüber um 90° gedreht, und für sie gilt der außerordentlich Brechungsindex (Typ I Phasenanpassung). Dadurch wird gewährleistet, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeiten übereinstimmen und die erzeugten Wellen konstruktiv überlagern. Über den Winkel zwischen optischer Achse des Kristalls und dem Laserstrahl wird der außerordentliche Brechungsindex für die Oberwelle so eingestellt, dass er identisch mit dem ordentlichen Brechungsindex für die Grundwelle ist (kritische Phasenanpassung). Die Poynting-Vektoren von Grund- und Oberwelle sind bei kritischer Phasenanpassung nicht kollinear, so dass Grund- und Oberwelle unter einem Winkel ρ auseinander laufen (walk-off).

Als nichtlinearer Kristall wird BBO verwendet, da BBO von den Materialien, die bei 285 nm noch transparent und phasenanpassbar sind, die größte Nichtlinearität aufweist. Neben einem leicht hygroskopischen Verhalten weist BBO allerdings zusätzlich einen verhältnismäßig großen walk-off Winkel von $\rho = 4,8^\circ$ auf, wodurch in Kombination mit der starken Fokussierung ein starker Astigmatismus im erzeugten UV-Strahl entsteht. Die sinnvoll nutzbare Kristalllänge ist so auf etwa 7 mm beschränkt [64]. Eine Alternative können optisch kontaktierte walk-off kompensierte Kristalle (OCWOCs, optically contacted walk-off compensated crystals) darstellen, die in Abschnitt 2.2.2 behandelt werden.

Im Gegensatz zu den BBO-Kristallen des alten Resonators, die im Brewster-Winkel geschnitten wurden, um Reflexionen der Grundwelle zu vermeiden, werden hier Kristalle mit senkrecht zum Strahl orientierten antireflex-beschichteten Facetten genutzt. Diese bieten nicht nur den Vorteil der einfacheren Justage des Resonators, sondern ermöglichen gleichzeitig geringere lineare Verluste und damit eine stärkere Überhöhung der umlaufenden gelben Leistung.

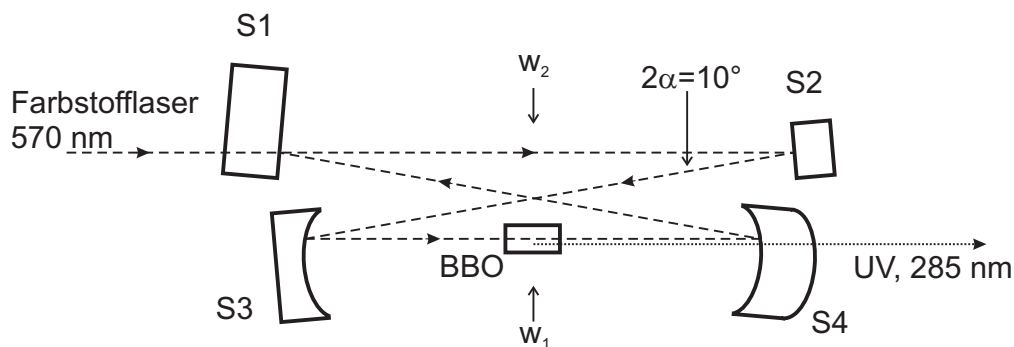


Abbildung 2.4: Schematische Zeichnung des Verdopplungsresonators. Gestrichelte Linien kennzeichnen gelbes Laserlicht, gepunktete UV. Die Größen der Strahltaillen betragen $w_1 \approx 27 \mu\text{m}$ und $w_2 \approx 117 \mu\text{m}$.

Abbildung 2.4 stellt schematisch die Geometrie des Verdopplungsresonators dar. Der Ringresonator weist gegenüber einem linearen Resonator den Vorteil auf, dass sich keine stehenden Wellen ausbilden können und dass bei jedem Umlauf im Resonator der Kristall nur einmal durchlaufen werden muss. Als Einkoppler dient ein planparalleler Spiegel S1 mit einer Transmission von 4,3 %. Die Spiegel S2, S3 und S4 sind hochreflektierend für 570 nm und antireflex-beschichtet für 285 nm. Der planparallele Spiegel S2 ist auf einem Piezo montiert und besteht aus einem besonders kleinen Substrat von 3 mm Dicke und 4 mm Durchmesser, um eine möglichst hohe Resonanzfrequenz des Systems aus Piezo und Spiegel zu erzielen. S3 und S4 besitzen jeweils einen Krümmungsradius von 50 mm, wodurch sich durch die Wahl des Abstands S3-S4 Strahlradien im Kristall von 26-30 μm einstellen lassen. Aus Symmetriegründen befindet sich eine zweite Strahltaile mit einem Radius von etwa 115-120 μm zwischen den Spiegeln S1 und S2. Das Modenprofil des Farbstofflasers wurde dahingehend angepasst, diese zweite Strahltaile zu reproduzieren. Der BBO Kristall^{3,4} hat eine Länge von 8 mm und ist unter einem Winkel von $\Theta_m = 43,2^\circ$ geschnitten.

Die Länge des Resonators wird über einen Lock-In Regelkreis auf die Laserfrequenz stabilisiert [63]. Dazu wird die Resonatorlänge über den Piezospiegel mit kleiner Amplitude bei einer Frequenz von 100 kHz, deutlich oberhalb der ersten Resonanzfrequenz des Piezospiegels, moduliert. Eine Photodiode detektiert das durch S3 transmittierte Licht der Grundwelle. Ein selbstgebauter Lock-In Verstärker generiert aus dem Signal der Photodiode und der Modulationsfrequenz ein Fehlersignal, welches über einen PID-Regler auf den Piezospiegel gegeben wird. Das in [63] beobachtete Frequenzrauschen von 20-30 % konnte durch die bereits beschriebene Verbesserung der Regelcharakteristik des Farbstofflasers auf unter 10 % verringert werden. Eine aktive Intensitätsstabilisierung ist damit nicht notwendig. In [63] beschriebene Verweildauern in der Regelung von unter einer Minute wurden behoben, indem die Temperatur des Kristalls stabilisiert und die Regelcharakteristik an das veränderte Frequenzrauschen des Farbstofflasers angepasst wurde.

Abbildung 2.5 zeigt die erzeugte UV-Leistung in Abhängigkeit der Leistung in der Grundwelle. Ein quadratischer Fit ergibt eine Effizienz von 0,26 W/W². Abweichungen von der Parabelform entstehen dadurch, dass der Resonator nicht für alle Eingangsleistungen optimal angepasst ist und daher der relative Anteil der eingekoppelten und der reflektierten Leistung nicht konstant ist. Der Leistungszuwachs verglichen zum davor eingesetzten Verdopplungsresonator beträgt etwa einen Faktor 2. Thermische Effekte, die beim alten Resonator eine erschwerte resonante Justageprozedur und eine tägliche Aufwärmphase von ca. 60 Minuten erforderten, sind beim neuen Resonator deutlich geringer, so dass die Aufwärmphase entfällt. Auch die Justage des Resonators vereinfacht sich dadurch erheblich, insbe-

³Firma Castech, bezogen über GWU Lasertechnik

⁴LEA Inc., Novosibirsk

sondere kann sie auch anhand der Höhe der Transmissionsmaxima bei 570 nm und 285 nm optimiert werden. Eine genauere Betrachtung thermischer Effekte erfolgt in Abschnitt 2.2.2. Die in [63] erzielte Effizienz von etwa $0,35 \text{ W/W}^2$ ist um einen Faktor 1,35 höher, was von der Verwendung eines Einkopplers mit höherer Transmission herrührt und eine größere zirkulierende Grundwellenleistung ermöglicht. Eine Erhöhung der Finesse des Resonators durch Nutzung eines anderen Einkopplers würde die generierte UV-Leistung also weiter erhöhen, gleichzeitig aber auch ein erhöhtes Intensitätsrauschen nach sich ziehen.

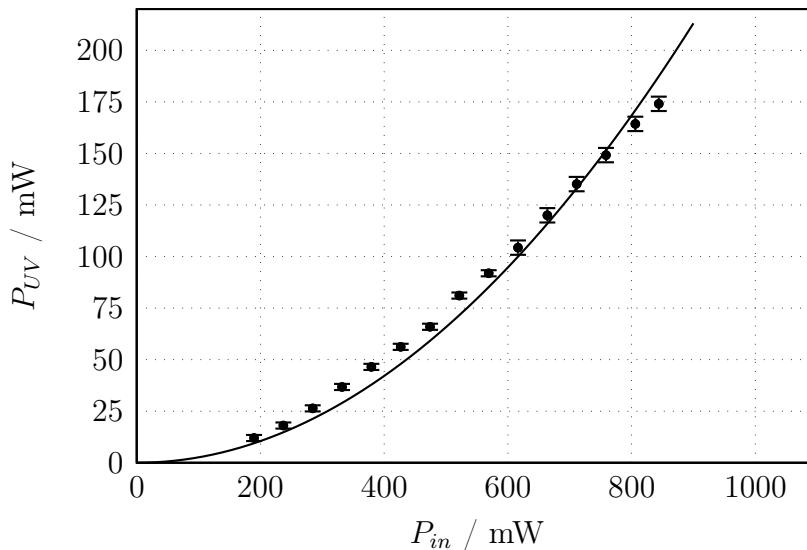


Abbildung 2.5: Erzeugte UV-Leistung P_{UV} bei 285 nm in Abhängigkeit der direkt vor dem Verdopplungsresonator gemessenen Leistung P_{in} bei 570 nm. Die durchgezogene Linie entspricht einer Parabel mit $P_{UV} = P_{in}^2 \cdot 0,26 \text{ W/W}^2$.

Nach nur wenigen Betriebsstunden wurde eine deutliche Leistungsabnahme beobachtet. Ein Verschieben des Kristalls senkrecht zur Strahlrichtung kann die ursprüngliche Leistung wiederherstellen, jedoch erfolgt die Leistungsabnahme nach mehrmaligem Verschieben immer schneller, so dass bereits nach wenigen Wochen ein neuer Kristall eingesetzt werden muss. Effekte dieser Art sind auch vom alten Resonator bekannt und führten dazu, dass im Abstand von wenigen Monaten ein Tausch des Kristalls erforderlich wurde. Hier wurde vermutet, dass die Ursache im Zusammenspiel zwischen Kristallschädigungen durch die generierte UV-Strahlung und dem Einlagern von Wasser in den hygroskopischen Kristall liegt. Im Gegensatz zu den im Brewster-Winkel geschnittenen Kristallen für den alten Resonator weisen die neuen Kristalle jedoch eine Antireflex-Beschichtung auf, die vor dem Eindringen von Wasser schützen und auch der UV-Strahlung widerstehen sollte.

Abbildung 2.6 zeigt Ausschnitte der Kristalloberfläche, aufgenommen mit einem Interferenzkontrast-Mikroskop nach Nomarski. Deutlich sind Beschädigungen der Kristalloberfläche zu erkennen, deren Durchmesser beträgt etwa $30 \mu\text{m}$. Auf

einer Kristallfacette befinden sich etwa 10-12 solcher Defekte mit Durchmessern von 5-30 μm . Die Intensität der Grundwelle auf den Kristallfacetten betrug dabei etwa 1,2 MW/cm^2 und liegt damit deutlich unter der spezifizierten Zerstörschwelle der Beschichtungen⁵ von 350 MW/cm^2 . Mögliche Gründe für die Schäden sind die hohe Leistung in der Grundwelle, die aggressive UV-Strahlung der Oberwelle und Einlagerungen von Wasser in den leicht hygroskopischen Kristall.

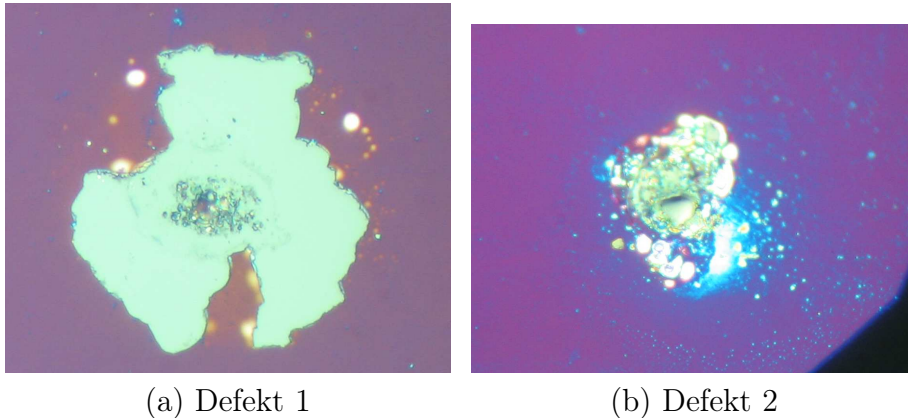


Abbildung 2.6: Beschädigte Oberfläche eines BBO-Kristalls. Die Breite der Bilder entspricht etwa 40 μm . Nicht nur die Oberfläche, sondern auch tiefer liegende Schichten sind angegriffen.

Als Reaktion wurden unbeschichtete Kristalle beschafft und durch das Laser Zentrum Hannover mit einer speziellen Beschichtung, ausgelegt für hohe Leistungen in der Grundwelle und hoher Widerstandsfähigkeit gegen ultraviolette Strahlung, versehen. Weiterhin wurde das Resonatorgehäuse mit Raumluft geflutet, der zuvor durch einen Kieselgel-Filter das Wasser bis auf etwa 5% rel. Luftfeuchte entzogen wurde. Durch diese Maßnahmen konnte die Lebensdauer wesentlich erhöht werden. Der aktuelle Kristall ist bereits seit über einem Jahr im Einsatz und zeigt bisher nur leichte Einbußen in der Konversionseffizienz.

2.2.2 Frequenzverdopplung mit OCWOCs

Die für die Frequenzverdopplung verwendeten monolithischen BBO-Kristalle weisen einen relativ großen walk-off Winkel von $4,81^\circ$ bei 285 nm auf. Dies hat zur Folge, dass sich der Überlapp von Grund- und Oberwelle mit zunehmender Kristalllänge verschlechtert und die Konversionseffizienz begrenzt wird. In Kombination mit der starken Fokussierung der Grundwelle ergeben sich maximal sinnvoll einsetzbare Kristalllängen von etwa 7 mm [64]. Weiterhin wird mit einem großen walk-off Winkel auch gleichzeitig ein großer Astigmatismus des erzeugten UV-Strahls in

⁵LEA Inc., Novosibirsk

Kauf genommen. Periodisch gepolte Strukturen für eine Quasiphasenanpassung (quasi phase matching, QPM) für den tiefen UV-Bereich lassen sich nicht herstellen, da die in Frage kommenden Materialien im UV-Bereich nicht transparent sind und zusätzlich das Aufprägen einer Gitterstruktur für die kurzen Kohärenzlängen im UV-Bereich schwierig ist [64]. Kristalle wie KTP⁶ oder BIBO⁷ weisen höhere Nichtlinearitäten und kleinere walk-off Winkel auf, sind jedoch auf Grund hoher linearer Absorption im tiefen UV-Bereich unbrauchbar bzw. nicht phasenanpassbar.

Die Anwendung der OCWOC-Technologie auf BBO könnte den walk-off nahezu beseitigen. Sie wurde bereits bei KTP erfolgreich eingesetzt [65, 66] und konnte dort die Effizienz im einfachen Durchgang gegenüber einem monolithischen Kristall um einen Faktor 15 steigern und das Strahlprofil deutlich verbessern.

Die OCWOC-Technologie basiert auf der Verwendung von mehreren Kristallen, die optisch kontaktiert sind und deren Orientierung so gewählt ist, dass die Richtung des walk-off periodisch umgekehrt wird. Ein 2N-OCWOC besteht aus N Einheitszellen, die durch je zwei einzelne Kristallplatten gebildet werden. Im Gegensatz zur QPM-Technologie ist hierbei jede einzelne Kristallplatte phasenanpassbar. Da die relative Orientierung der einzelnen Kristalle durch den optischen Kontakt festgelegt ist, kann für einen OCWOC die Wellenlängenanpassung nicht mehr über den Winkel relativ zum Strahl festgelegt werden. Es muss bereits bei der Produktion darauf geachtet werden, die Oberflächen sorgfältig so auszurichten, dass bei einer Einstrahlung senkrecht zur Kristalloberfläche jede einzelne Platte im richtigen Winkel zum Strahl steht. Eine Fehlorientierung der einzelnen Platten vermindert die Effizienzsteigerung und erhöht die Bandbreite. Die Winkelakzeptanz $\Delta\Theta$ für die OCWOC-Versuche an KTP betrug moderate $\Delta\Theta \cdot L \leq 0,65^\circ\text{cm}$ bei einer Länge $L = 1\text{ mm}$ einer einzelnen Kristallplatte. BBO besitzt eine im Vergleich zu KTP deutlich geringere Winkelakzeptanz von $\Delta\Theta \cdot L \leq 0,012^\circ\text{cm}$. Es werden also mit etwa $0,1^\circ$ hohe Anforderungen an die Schnittgenauigkeit gestellt, die typischerweise durch Röntgenbeugung bestimmt wird und eine Genauigkeit von $0,15^\circ$ aufweist. Auch die Sellmeier-Gleichungen [67], die die Berechnung des korrekten Schnittwinkels ermöglichen, liefern den korrekten Schnittwinkel nur mit einer Genauigkeit von $0,5^\circ$, so dass hier experimentelle Daten ermittelt werden müssen.

Ein Test eines OCWOC-Tandems aus zwei einzelnen Kristallblöcken ($N=1$) verlief bereits erfolgreich und erbrachte eine um den Faktor 1,65 höhere Konversionseffizienz, verglichen mit einem monolithischen Kristall gleicher Länge [63, 64]. Erwartungsgemäß, auf Grund der Unsicherheiten der Sellmeier-Gleichungen und der Schnittwinkel, lag die Wellenlänge λ_{max} , bei der maximale Konversionseffizienz auftritt, nicht genau auf der Zielwellenlänge, sondern war etwa 1 nm entfernt. Durch die Versuche am OCWOC-Tandem wurde experimentell die nötige Schnittwinkelkorrektur ermittelt und die entsprechenden Daten zur Produktion eines 8-

⁶KTiOPO₄, Kaliumtitanylphosphat

⁷BiB₃O₆, Bismuthtriborat

fach OCWOCs, bestehend aus 8 einzelnen Kristallplatten ($N=4$) an den Hersteller weitergeleitet. Abbildung 2.7 zeigt eine Fotografie des angefertigten OCWOCs.

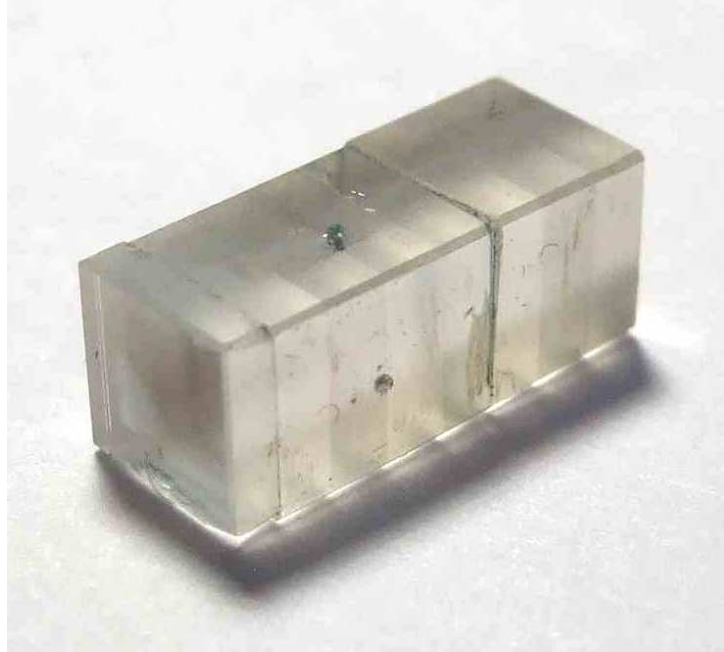


Abbildung 2.7: Bild des für die Frequenzverdopplung von 570,6 nm verwendeten 8-fach OCWOCs bestehend aus 8 einzelnen, optisch kontaktierten Kristallstücken. Die Länge beträgt 10 mm, Breite und Höhe betragen jeweils 4 mm.

Untersuchungen im einfachen Kristalldurchgang

Der 8-fach OCWOC wurde zunächst im einfachen Durchgang getestet, um die Konversionseffizienz in Abhängigkeit der Wellenlänge und der Kristalltemperatur zu bestimmen [64]. Abbildung 2.8 zeigt die Wellenlängenabhängigkeit bei nahezu optimaler Fokussierung mit einer Strahltaile von $33 \mu\text{m}$ und Raumtemperatur. Verglichen mit einem monolithischen BBO-Kristall wird bei einer Wellenlänge von $\lambda_{max}=569,85 \text{ nm}$ eine maximale Konversionseffizienz von $\Gamma = 3,5 \cdot 10^{-4}$ gemessen, die um einen Faktor 3,0 höher liegt als die eines vergleichbaren monolithischen BBO-Kristalls gleicher Länge bei derselben Fokussierung. Auch das theoretische Optimum bei perfekter Fokussierung für einen monolithischen Kristall gleicher Länge von $\Gamma_{opt} = 1,44 \text{ W/W}^2$ wird deutlich um einen Faktor 2,4 überschritten.

Wird ein maximaler Einbruch der Konversionseffizienz von 10 % toleriert, so beträgt die Akzeptanzbandbreite nur 0,03 nm. Abseits der zentralen Wellenlänge λ_{max} ist eine Modulation der Konversionseffizienz zu beobachten, die auf Interferenzeffekte ähnlich wie bei Lyot-Filtern zurückzuführen ist und sich im Einklang mit Untersuchungen in [65, 66] befindet. Die Zielwellenlänge von $\lambda_{vac} = 570,6 \text{ nm}$

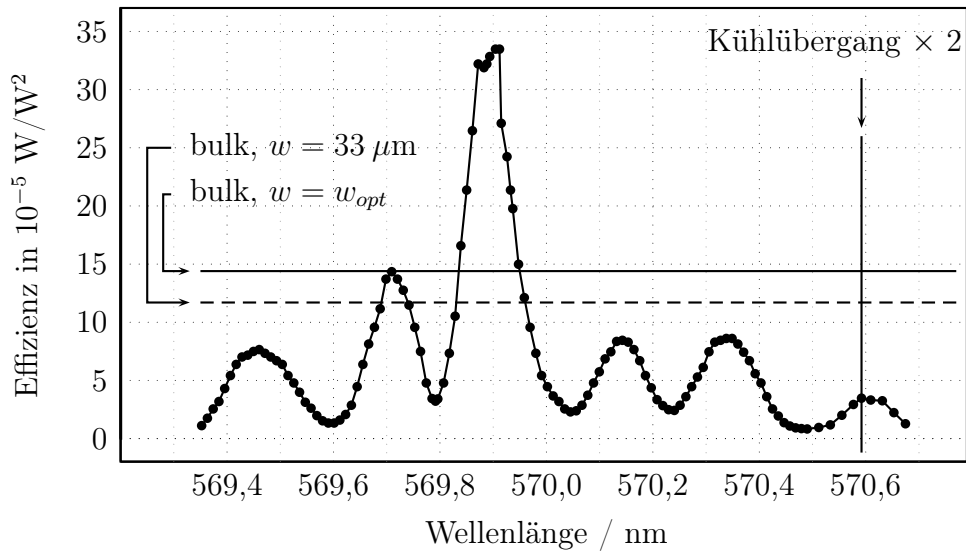


Abbildung 2.8: Konversionseffizienz des OCWOCs in Abhängigkeit der Vakuumwellenlänge. Die horizontalen Linien zeigen die berechnete Konversionseffizienz eines monolithischen Kristalls bei optimaler Fokussierung und bei einer Strahltaile, wie sie für die OCWOC-Tests benutzt wurde. Die Wellenlängenabhängigkeit des monolithischen Kristalls kann auf dieser Skala vernachlässigt werden.

liegt etwa $0,7$ nm oberhalb von λ_{max} . Da der Schneidprozess mit einer Ungenauigkeit von etwa $0,15^\circ$ behaftet ist, wurde der Schnittwinkel bewusst so eingestellt, dass λ_{max} bei Raumtemperatur unterhalb der Zielwellenlänge liegt. Auf diese Weise kann sichergestellt werden, dass die Zielwellenlänge durch Heizen des Kristalls (was λ_{max} zu größeren Wellenlängen verschiebt) erreicht werden kann. So wird ausgeschlossen, dass eine Kühlung des Kristalls erforderlich ist und damit einhergehende Probleme wie z.B. Kondensation des Wasserdampfs vermieden werden können.

In Abbildung 2.9 ist die Wellenlänge, bei der maximale Konversion auftritt, gegenüber der Temperatur des Kristalls aufgetragen. Die Verschiebung beträgt etwa $0,023$ nm/K und bei einer experimentell leicht zugänglichen Temperatur von 54°C ist die Konversionseffizienz für die Zielwellenlänge von $\lambda_{vac} = 570,6$ nm am höchsten. Eine Temperaturänderung von 1 K hat eine Änderung der Konversionseffizienz von etwa 10% zur Folge, so dass die Ansprüche an die Temperaturstabilisierung des Kristalls moderat ausfallen.

Abbildung 2.10 zeigt die Konversionseffizienz in Abhängigkeit der Wellenlänge für einen auf 54°C geheizten Kristall. Deutlich zu erkennen ist, dass genau auf der Zielwellenlänge eine Überhöhung der Konversionseffizienz um einen Faktor $2,45$ erfolgt. Die maximale Konversionseffizienz hängt nur leicht von der Temperatur ab, während die Interferenzstruktur in den Flügeln weniger prägnant hervortritt. Hierdurch kann die Anwendbarkeit des OCWOC-Prinzips auf BBO und die hinreichende Möglichkeit der Wellenlängenverstimmung über die Temperatur demonstriert

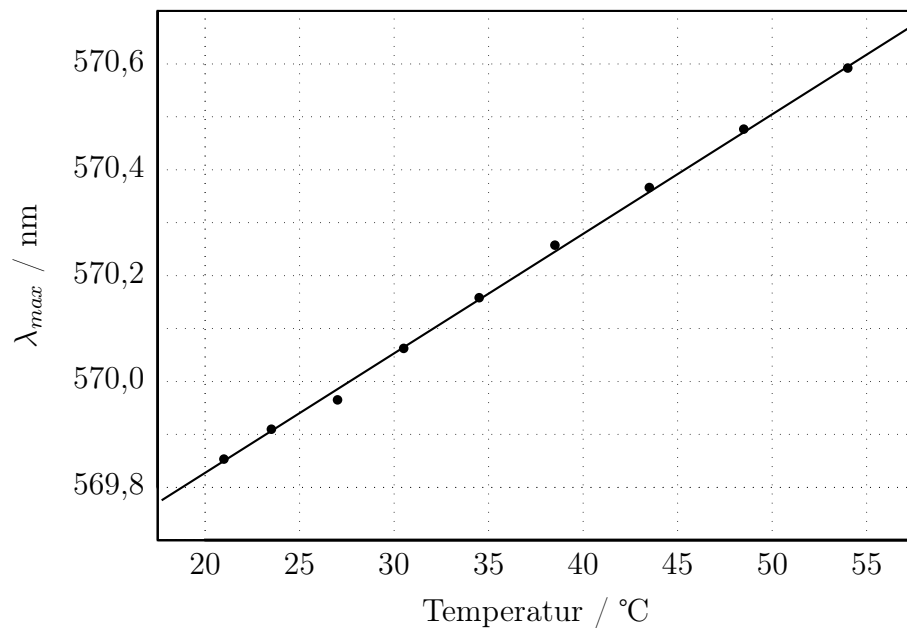


Abbildung 2.9: Verschiebung der Vakuumwellenlänge λ_{max} , bei der maximale Konversionseffizienz auftritt, in Abhängigkeit der Temperatur des OCWOCs. Die Zielwellenlänge von 570,6 nm wird bei einer Temperatur von 54 °C erreicht.

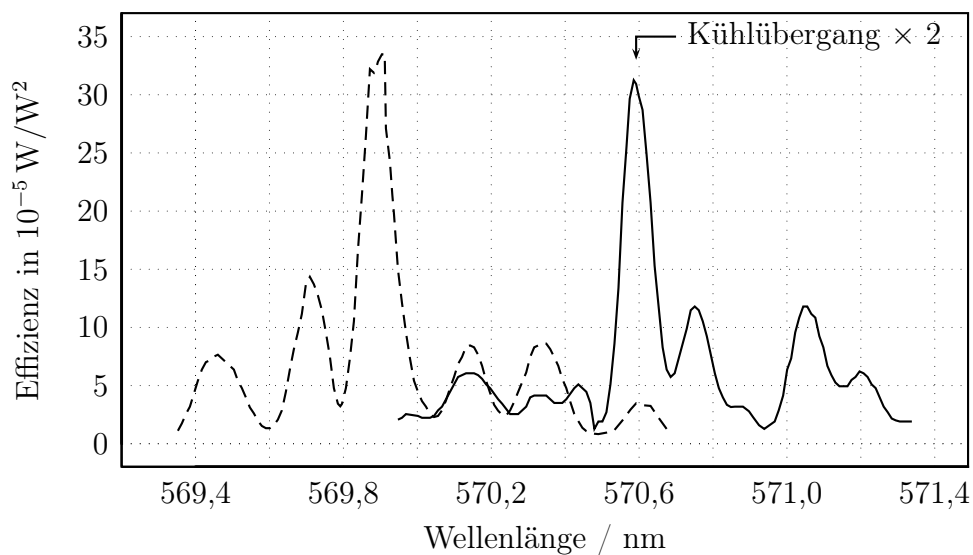


Abbildung 2.10: Abhängigkeit der Konversionseffizienz von der Wellenlänge für einen OCWOC bei Raumtemperatur (21 °C) (gestrichelte Linie) und bei 54 °C (durchgezogene Linie). Für den geheizten Kristall stimmen λ_{max} und die Zielwellenlänge überein.

werden. Theoretisch ist eine Erhöhung um einen Faktor von bis zu sieben möglich. Dies wird jedoch nur erreicht, wenn die Platten alle genau parallel ausgerichtet und die Schnittwinkel perfekt realisiert werden. Dies deckt sich mit Untersuchungen an KTP [65, 66], bei denen die Effizienzsteigerung ebenfalls etwa 40 % des theoretisch erwarteten Wertes betrug.

Absorption des Kristalls bei resonanter Überhöhung

Die positiven Ergebnisse im einfachen Durchgang gaben Anlass, den OCWOC auch in einem Überhöhungsresonator zu testen. Dazu wurde der bereits für den monolithischen Kristall erfolgreich eingesetzte und in Abschnitt 2.2.1 beschriebene Verdopplungsresonator genutzt.

Abbildung 2.11 stellt die durch einen Resonatorspiegel transmittierte Lichtintensität in Grund- und Oberwelle dar, wenn die Resonatorlänge mit einem Piezo verstellt wird. Es ist zu erkennen, dass eine Asymmetrie bezüglich der Verstellrichtung des Piezos besteht, die bei einer Erhöhung der Leistung in der Grundwelle zunimmt. Dies lässt auf thermische Effekte schließen, wie sie z.B. von Zondy und Douillet bei OPOs (optisch parametrische Oszillatoren) beobachtet wurden [68]. Grund hierfür ist eine erhöhte Absorption α des Kristalls, die im Folgenden genauer betrachtet werden soll.

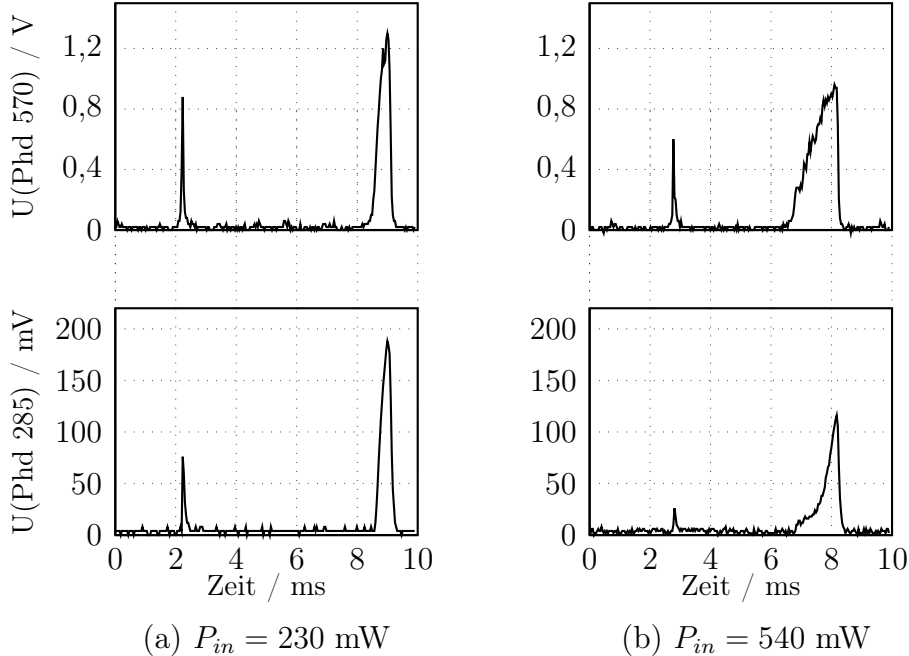


Abbildung 2.11: Transmission des Verdopplungsresonators mit OCWOC bei Verstimmung der Resonatorlänge. Nach etwa 5 ms wird die Richtung der Verstimmung umgekehrt.

Durch die resonante Strahlung der Grundwelle entsteht sowohl transversal als auch axial ein Temperaturgradient im Kristall. Der axiale Temperaturgradient führt zu einer Verschiebung der Frequenzen der Eigenmoden des kalten Resonators, die bei $\nu_0 = qc/[2L + 2l_c(n_0 - 1)]$ liegen. Dabei ist q die Modenzahl, l_c die Kristalllänge, L die Länge des Resonators und n_0 der Brechungsindex des Kristalls. Eine Temperaturänderung ΔT führt dann zu einer Verschiebung der Resonanzfrequenz um

$$\Delta\nu_c = \nu_c(T) - \nu_0 = -\nu_0 \frac{l_c dn/dT \Delta T}{L + l_c(n_0 - 1)} \quad (2.1)$$

Der thermo-optische Koeffizient des Kristalls dn/dT beträgt bei BBO $-9,3 \cdot 10^{-6}$ bzw. $-16,3 \cdot 10^{-6}$ je Kelvin für den ordentlichen bzw. außerordentlichen Brechungsindex.

Der Temperaturgradient in einem stabförmigen Kristall lässt sich gemäß

$$\Delta T(r) = \frac{\alpha P^c}{4\pi K_c} [0,57 + \ln(2r_0^2/w^2)] - \frac{\alpha P^c}{\pi K_c w^2} r^2 \quad (2.2)$$

annähern [69, 70]. Dabei wird angenommen, dass die Temperatur an den Kristallgrenzflächen stabilisiert ist. Da $r_0 \gg w$ ist, sollten die durch die Quaderform des Kristalls leicht geänderten Randbedingungen keinen großen Fehler nach sich ziehen. α ist der Absorptionskoeffizient des Kristalls, P^c die im Resonator umlaufende Leistung, r der Radius des Kristalls, w die Strahltaile und K_c die thermische Leitfähigkeit.

α liegt typischerweise deutlich unter einem Prozent pro cm. Der Hersteller⁸ spezifiziert für monolithische Kristalle $\alpha < 0,1 \text{ m}^{-1}$ bei 1064 nm und $\alpha < 1,0 \text{ m}^{-1}$ bei 512 nm. Dieser kleine Wert ist durch eine Messung der Transmissionsverluste nur unpräzise bestimmbar, außerdem können weitere Verluste an den beschichteten Grenzflächen nicht separiert werden, so dass α einer direkten Messung nicht zugänglich ist. Eine indirekte Bestimmung über das Transmissionspektrum des Resonators ist jedoch möglich und soll nachfolgend beschrieben werden.

Für das Transmissionsspektrum ist lediglich der axiale Temperaturgradient, der die Resonanzfrequenz verschiebt, relevant. Der zweite, radiale Term in Gleichung 2.2, wird daher vernachlässigt. Ausgehend von einem normalisierten lorentzförmigen Modenspektrum $y = P^c/P^{cm} = 1/[1 + \delta^2]$ eines Resonators der Finesse F , mit der auf Resonanz zirkulierenden Leistung P^{cm} , der Verstimmung $\delta = (\nu - \nu_0)/\Gamma$ und der HWHM Linienbreite $\Gamma = c/[(L + l_c(n_0 - 1))/F]$ ergibt sich für das Modenspektrum des heißen Resonators:

$$y = \frac{1}{1 + [\delta + \Delta \cdot y]^2} \quad (2.3)$$

⁸Firma Casix, bezogen über GWU Lasertechnik

Der thermo-optische Koeffizient Δ bestimmt maßgeblich die Stärke des thermischen Effekts. Er gibt an, um wie viele HWHM Linienbreiten die heiße Resonanzfrequenz gegenüber der kalten verschoben ist. Er ist definiert als

$$\Delta = \frac{0.57 + \ln(2r_0^2/w^2)\alpha \, dn/dT F P^c l_c}{\pi K_c \lambda} \quad (2.4)$$

Durch Lösen der kubischen Gleichung 2.3 kann das Modenspektrum des heißen Resonators bestimmt werden. Die Parameter $F = 110$ und $P_c = 20,1$ W können durch Messungen an einem Resonator mit monolithischem Kristall gewonnen werden. Da die unterschiedliche Absorption des OCWOCs diese Werte leicht ändert, wird später eine Korrektur für F und P^c folgen. Aus der experimentell bestimmten Form der Resonatormode lässt sich, wie in Abbildung 2.12 gezeigt, ein Wert von $\Delta \approx 75$ ableiten. Mit einer Strahltaile von $27 \mu\text{m}$ und einem Kristallradius von 2 mm ergibt sich über Gleichung 2.4 ein Wert von $\alpha_{OCWOC} = 0,11 \text{ m}^{-1}$.

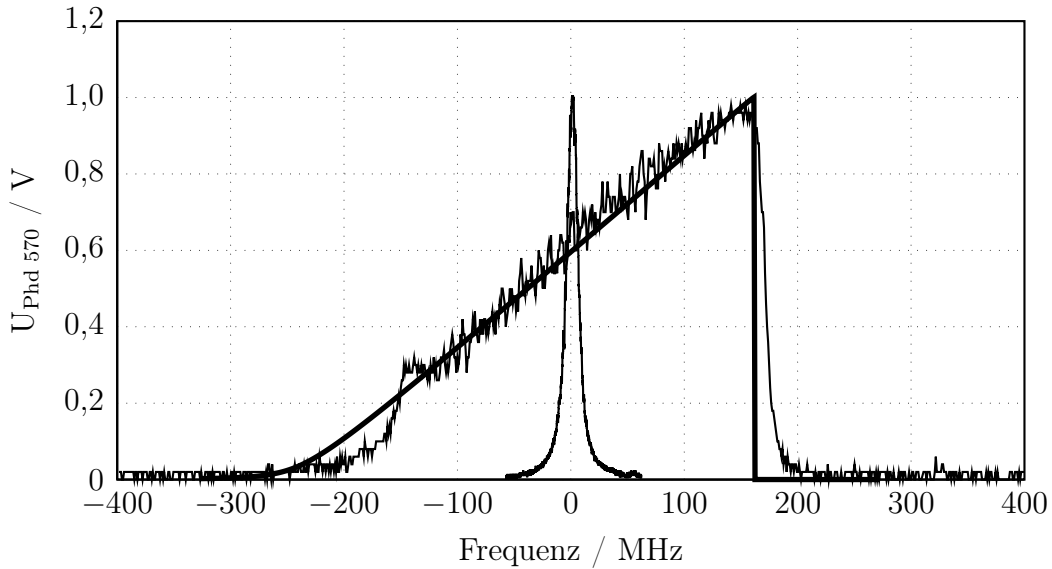


Abbildung 2.12: Transmissionspektrum des Resonators mit OCWOC ($P_{in} = 540$ mW) und über Gleichung 2.3 berechnete Form der heißen Resonatormode mit $\Delta = 75$. Zum Vergleich ist die deutlich schmalere Resonatormode bei Nutzung eines monolithischen Kristalls gezeigt ($P_{in} = 630$ mW).

Zum Vergleich soll α auch für einen monolithischen Kristall abgeschätzt werden. Eine Messung des Transmissionspektrums ergibt bei $P_{in} = 630$ mW eine Verbreiterung der Resonatormode von 5 auf $5,5$ MHz bei weitestgehender Beibehaltung eines Lorentzprofils. Die Gleichungen 2.3 und 2.4 zugrunde legend kann daraus konservativ abgeschätzt werden, dass die Absorption α_{bulk} für den monolithischen Kristall kleiner als $0,01 \text{ m}^{-1}$ ist.

Für die Bestimmung von α_{OCWOC} wurden die Parameter F und P^c durch Messungen an dem monolithischen Kristall gewonnen. Mit Kenntnis von α_{bulk} und

dem Vorwert für α_{OCWOC} kann abgeschätzt werden, dass P^c und F um etwa 25 % zu verringern sind, wodurch α_{OCWOC} um 50 % auf etwa $0,15 \text{ m}^{-1}$ korrigiert werden muss.

Auch das Auftreten einer thermischen Linse kann sowohl zu einer Vergrößerung der Strahltaile w als auch zu einem geringeren Wert von P^c durch die schlechtere Modenanpassung und damit einem zu kleinen Wert von α_{OCWOC} führen. Dieser Beitrag ist schwer abzuschätzen, so dass der angegebene Wert von α_{OCWOC} wahrscheinlich immer noch zu niedrig angesetzt ist.

Festzuhalten bleibt, dass der OCWOC konservativ geschätzt eine mindestens 10-fach höhere Absorption aufweist. Ursachen dafür können in der (unwahrscheinlichen) Verwendung schlechter BBO-Substrate, Mehrfachreflexionen an den eingefügten Grenzflächen oder der Generierung von Fehlstellen in der Kristallstruktur durch den Trenn- und Polierprozess für die optische Kontaktierung liegen. Nicht auszuschließen ist auch, dass im Rahmen des aufwändigen und langwierigen Herstellungsprozesses Luftfeuchtigkeit in den hygroskopischen Kristall eingedrungen ist, die die Absorption ebenfalls erhöhen kann.

Stabilität der resonant erzeugten UV-Leistung

Wird der Resonator mit der untersuchten OCWOC-Struktur über einen Lock-In-Regelzweig auf Resonanz gehalten, ist im Gegensatz zu einem Resonator mit monolithischem Kristall die generierte Leistung nicht stabil. Abbildung 2.13 zeigt die Abnahme der Leistung in der Grundwelle und der erzeugten UV-Leistung. Eine Anpassung an eine exponentielle Abnahme ergibt eine Zeitkonstante von 50 ms bei 570 nm und 35 ms bei 285 nm. Die Leistung kann auch nicht dadurch wiederhergestellt werden, dass der Nullpunkt der Lock-In Regelung verschoben wird; ein Verfahren, das in [68, 71] vorgeschlagen wurde, um die Stabilität des Regelzweiges zu verbessern.

Ein transversaler Temperaturgradient ist verantwortlich für das Auftreten einer thermischen Linse; die Brennweite dieser Linse kann gemäß

$$\frac{1}{f_{th}} = \frac{\alpha(dn/dT)P^c}{\pi K_c} \int_{-l_c/2}^{l_c/2} \frac{dz}{w^2(z)} \quad (2.5)$$

berechnet werden.

Damit ergibt sich für den monolithischen Kristall eine Brennweite von -220 mm, für den OCWOC jedoch bereits eine Brennweite von -25 mm, was vergleichbar ist mit den Brennweiten der Resonatorspiegel. Die thermische Linse modifiziert dynamisch die Modenanpassung für den Resonator. Dadurch ändern sich die Strahltaile und die ursprüngliche, für den kalten Resonator optimierte Modenanpassung ist nicht mehr adäquat. Gleichzeitig kann eine erhöhte vom Resonator reflektierte Leistung gemessen werden. Wird die optische Leistung vor dem Resonator für

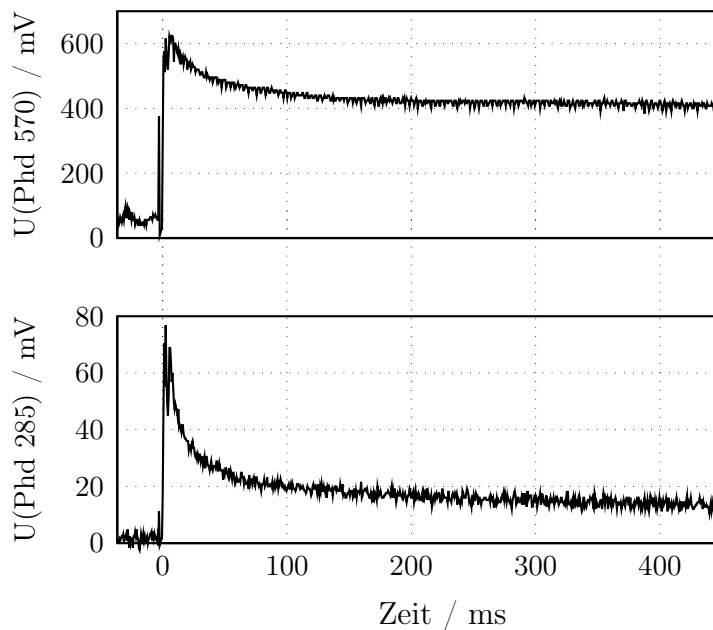


Abbildung 2.13: Leistungsabfall der umlaufenden gelben Leistung und der generierten UV-Leistung bei geschlossenem Regelkreis.

kurze Zeit blockiert, ergibt sich anschließend ein identischer Verlauf. Dieses reproduzierbare Verhalten ist ein weiteres Indiz für das Auftreten von thermischen Effekten.

Wird dem System hinreichend Zeit gegeben, um ins thermische Gleichgewicht zu gelangen, so kann zusätzlich noch ein weiterer, linearer Leistungsverlust von 5% pro Minute beobachtet werden. Dieses Verhalten ist nicht reproduzierbar und kann nur durch ein Verschieben des Kristalls kompensiert werden. Es wird vermutet, dass hier Schädigungen an den optischen Beschichtungen auf den Frontfacetten auftreten.

Antireflex-Beschichtungen mit besserer Haltbarkeit könnten z.B. vom Laser Zentrum Hannover aufgebracht werden. Auf Grund der Fragilität des Kristalls muss hier ein kaltes Beschichtungsverfahren wie z.B. das Ionenstrahl-Zerstäuben (IBS, ion beam sputtering) zur Anwendung kommen. Dieses bietet gleichzeitig, im Vergleich zum konventionellen Elektronenstrahlverdampfen, eine bessere Qualität der optischen Schichten.

Insgesamt muss also festgehalten werden, dass sowohl die thermischen Eigenschaften als auch wahrscheinlich die Qualität der optischen Beschichtungen eine resonante Nutzung des OCWOC erschweren. Die um einen Faktor 2,4 gesteigerte Konversionseffizienz im einfachen Durchgang kann daher nicht in eine höhere resonant erzeugte Leistung umgesetzt werden. Eine Möglichkeit, thermischen Effekten entgegen zu wirken, wäre eine Neudimensionierung des Resonators für größere Strahltaillen oder kleinerer Finesse und damit kleineren Intensitäten. Da

hiermit wiederum Leistungseinbußen verbunden sind, stellt aber eine Verringerung der Absorption durch einen verbesserten Herstellungsprozess die optimale Lösung dar.

2.2.3 880 nm für das kohärente Zwei-Photonen-Kühlen

Zur Adressierung des $^1P_1 \rightarrow ^1D_2$ Übergangs für das Zwei-Photonen-Kühlen und für die Bevölkung des metastabilen 3P_2 Niveaus wird ein zweistufig frequenzstabilisierter Titan-Saphir Laser⁹ verwendet. Wird der Laser durch einen Argon-Ionen-Laser¹⁰ gepumpt, so kann bei einer Pumpleistung von 16,6 W eine Ausgangsleistung von maximal 1,2 W erzielt werden. Alternativ kann der Laser über einen zweiten Argon-Ionen Laser¹¹ gepumpt werden, der eine Pumpleistung von 10,8 W bereitstellt. Auf diese Weise können bis zu 850 mW an infraroter Strahlung erzeugt werden.

Die freilaufende Linienbreite des Lasers liegt bei etwa 5 MHz. Als Frequenzstabellelemente stehen vier Piezos zur Verfügung. Drei der Piezos können über ein gemeinsames, vom Hersteller bereitgestelltes Steuergerät angesprochen werden, um die Laserfrequenz zu verstellen. Ein Signaleingang des Steuergeräts akzeptiert externe Spannungssignale und ermöglicht so eine Frequenzregelung, die durch die Charakteristik des Systems aus Hochspannungsverstärker und Piezospiegel auf wenige kHz begrenzt ist. Der vierte, kompakte Piezo kann direkt angesteuert werden und weist laut Hersteller eine Resonanzfrequenz bei etwa 60 kHz auf.

Die schnellen Frequenzfluktuationen des Lasers werden über eine Stabilisierung auf einen Referenzresonator ausgeregelt. Der hierfür benutzte temperaturstabilisierte konfokale Fabry-Perot Resonator mit einem freien Spektralbereich von 750 MHz weist eine Finesse von etwa 30 auf und kann über einen Piezospiegel in der Länge verstellt werden. Über eine Flankenregelung wird ein Regelsignal erzeugt, das über einen PID-Regler dem Spannungseingang des Steuergeräts für die drei Piezos zugeführt wird. Auf diese Weise kann die Kurzzeitlinienbreite auf 620 ± 100 kHz verringert werden [52].

Die Frequenzdrift des Lasers von etwa 2-5 MHz pro Minute wird in einer zweiten Frequenzstabilisierungsstufe ähnlich [72] kompensiert, für die die Stabilität eines intensitäts- und polarisationsstabilisierten HeNe-Lasers¹² ausgenutzt wird. Dazu werden sowohl der Titan-Saphir Laser als auch der HeNe Laser in einen so genannten Transferresonator eingekoppelt. Der temperaturstabilisierte Transferresonator hat einen freien Spektralbereich von etwa 1 GHz und eine Finesse von 290. Über eine periodische Rampenspannung wird ein Piezospiegel des Resonators verfahren und der Resonator so kontinuierlich über etwa einen halben freien Spek-

⁹Fa. TekhnoScan, Modell TIS-SF-07e

¹⁰Innova-200, Fa. Coherent, Multiline-VIS 514 nm

¹¹Innova 400, Fa. Coherent, Single Line 514 nm

¹²NIST stabilisierter HeNe Laser, B. Drullinger, NIST, Colorado, USA; Drift kleiner 130 kHz/d

tralbereich durchgestimmt. Dabei registriert ein ATMEL-Mikrokontroller¹³ [52] die Rampenspannungen, die den Transmissionsmaxima $U_{Ti:Sapph}$ und U_{HeNe} des Titan-Saphir und des Helium-Neon Lasers entsprechen. Bei geschlossenem Regelkreis stellt der ATMEL-Mikrokontroller die Frequenz des Titan-Saphir Lasers über den Piezo im Resonator zur Kurzzeitstabilisierung so nach, dass die Spannungsdifferenz $\Delta U = U_{Ti:Sapph} - U_{HeNe}$ konstant gehalten wird. Um eine bessere Frequenzstabilität zu erzielen, wird das Regelsignal zusätzlich auf den freien Spektralbereich normiert. Auf diese Weise kann die Frequenz des Titan-Saphir Lasers auf wenige MHz genau stabilisiert werden. Über eine Kalibrierung kann ΔU in einen Frequenzabstand umgerechnet werden, so dass über eine Änderung der Sollgröße ΔU der Laser definiert verstimmbar werden kann. Der Transport der Laserstrahlung zum Fallentisch erfolgt über eine polarisationserhaltende Single-Mode Glasfaser¹⁴.

2.2.4 383 nm für die optische Manipulation metastabiler Atome

Für die Erzeugung des Laserlichtes bei 383 nm wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [73] ein Diodenlaser^{15,16} in Littrow-Konfiguration bei 766 nm mit anschließender Frequenzverdopplungsstufe aufgebaut. Typische Ausgangsleistungen des Masterlasers liegen bei 50 mW. Ein Isolator¹⁷ schützt den Laser vor Rückreflexen. Die Leistung wird durch eine TA-Verstärkerstufe¹⁸ auf etwa 1 W verstärkt. Nach einem weiteren Isolator stehen etwa 750 mW vor dem Verdopplungsresonator zur Verfügung. Der Resonator in bow-tie Geometrie besitzt eine Gesamtlänge von 270 mm und eine Finesse von etwa 200. Die Radien der beiden gekrümmten Spiegel betragen 50 mm und generieren eine Strahltaile im Kristall von etwa 30 μm . Der LBO Kristall hat eine Länge von 15 mm, es wird kritische Typ-I Phasen Anpassung genutzt. Das System erzeugt im regulären Betrieb etwa 75 mW, maximal konnten gut 90 mW erzeugt werden.

Der Verdopplungsresonator wird bei niedrigen Frequenzen im kHz-Bereich auf den Diodenlaser stabilisiert. Dazu wird dem Laser über den Laserdiodenstrom eine Modulation bei 16 MHz aufgeprägt und durch eine PDH Elektronik¹⁹ (Pound-Drever-Hall) ein Fehlersignal erzeugt. Ein PID-Regler steuert einen Piezo im Verdopplungsresonator und stabilisiert so die Resonatorlänge. Bei höheren Frequenzen wird der Diodenlaser auf den Verdopplungsresonator stabilisiert. Dazu nutzt eine weitere PDH-Elektronik dieselbe Modulation bei 16 MHz, um das entsprechende

¹³ATMEGA8(L), ATMEL Corporation

¹⁴Typ PMC-980-6,4-NA012-3-APC2000, Fa. Schäfter und Kirchoff, Hamburg

¹⁵Laserdiode LEYP-RWE-0790-04000-0750-SOT01-0000, Firma Eagleyard

¹⁶Gitterlinienzahl 1800/mm, Firma Spectrogon bzw. Zeiss

¹⁷I-80-U-4, Fa. Döhler Elektrooptik

¹⁸EYP-TPA-0765-01500-3006-CMT03-0000, Fa. Eagleyard

¹⁹PDH 2C und Laserlock-Modul, Fa. TEM Messtechnik

Fehlersignal zu generieren. Ein selbstgebauter PID-Regler wirkt auf den Diodenstrom zurück und reduziert so schnelle Intensitätsfluktuationen auf dem generierten UV-Licht bis auf unter ein Prozent.

Die Langzeitstabilisierung des Lasersystems wird über ein Präzisionslambdameter²⁰ vorgenommen. Dazu wird die Laserfrequenz kontinuierlich gemessen und bei Abweichungen über einen digitalen PID-Regler ein Stellsignal für den Piezo im Laserresonator erzeugt. Auf diese Weise kann die Frequenz mit einer Genauigkeit von etwa 2 MHz an das Lambdameter angebunden werden. Im Verlauf eines Tages tritt eine Drift des Lambdameters von etwa 10-20 MHz auf, die durch einen regelmäßigen Abgleich mit dem frequenzstabilisierten Helium-Neon Laser kompensiert werden muss.

Der Strahl wird über ein Zylinderlinsenteleskop geformt und durchläuft anschließend einen Schalt-AOM²¹. Die 1. Ordnung wird über ein System aus fünf Polstrahlteilern und Wellenplättchen auf sechs Fasern aufgeteilt und zum Fallentisch geleitet, die dort für eine MOT- oder Melassekühlung weiter verwendet werden. Ein mechanischer Verschluss unterdrückt Restlicht, das auch bei ausgeschaltetem AOM in die 1. Ordnung gebeugt wird. Die 0. Ordnung durchläuft einen AOM im Doppelpass²² und wird dann in eine Faser gekoppelt, die das Licht für die Detektion dem Experiment zuführt. Über die Absolutfrequenz am Lambdameter und die Frequenzen der beiden AOMs kann die Verstimmung von Kühl- und Detektionslasern gegenüber der $^3P_2 \rightarrow ^3D_3$ Resonanz definiert eingestellt werden.

Momentan befinden sich zwei weitere Laser dieser Art im Aufbau, um Atome, die in die Zustände 3D_1 und 3D_2 angeregt werden und sukzessive in die Zustände 3P_1 und 3P_0 zerfallen, wieder in den Zustand 3P_2 zurückzupumpen. Für die Langzeitstabilisierung wird ein Transferresonator aufgebaut, dessen Länge durch eine Regelung auf den frequenzstabilen Helium-Neon Laser konstant gehalten wird und auf den gleichzeitig die drei Laser bei 383 nm stabilisiert werden.

2.3 Fallenapparatur

2.3.1 Strahltransport zum Fallentisch

Die Experimentierkammer befindet sich etwa 10 m entfernt vom Farbstofflaser. In der Vergangenheit wurden Strahlagestabilisierungen eingesetzt, um diese Distanz zu überbrücken, da polarisationserhaltende Single-Mode Fasern für den tiefen UV-Bereich nicht verfügbar sind. Die Strahlagestabilisierung weist jedoch den Nachteil auf, dass Intensitätsschwankungen des Laserlichts in Strahlageschwankungen umgesetzt werden [74] und auch die tägliche Reproduzierbarkeit des Strahlengangs nur bis zu einem gewissen Grade realisierbar ist.

²⁰Lambdameter WS Ultimate 30, Firma HighFinesse, Genauigkeit: 30 MHz

²¹Modell 3220-120, Firma Crystal Technology Inc.

²²Modell ASM-1501 M3, Firma IntraAction

Daher wurde der Ansatz verfolgt, das Licht der Grundwelle mit einer Faser zu transportieren und die Frequenzverdopplung direkt auf dem Fallentisch durchzuführen. Während der Transport von mehr als einem Watt Laserleistung im IR-Bereich ohne weiteres möglich ist, können auf Grund der kleineren Faserkerndurchmesser und damit höheren Intensitäten im sichtbaren Bereich Probleme auftreten. Abbildung 2.14 zeigt den Test einer Glasfaser²³, die sich laut Vertreiber für den Strahltransport von einem Watt gelber Leistung über eine Strecke von 10 m eignet. Ein Isolator²⁴ schützt den Laser vor Rückreflexen der Faser. Es ist erkennbar, dass ab einer Eingangsleistung von etwa 550 mW die Effizienz der Faser abnimmt. Am Isolator kann die an der Faser reflektierte Strahlung P_r beobachtet werden. Damit ist diese Faser für den Transport selbst über eine Strecke von 5 m nicht geeignet.

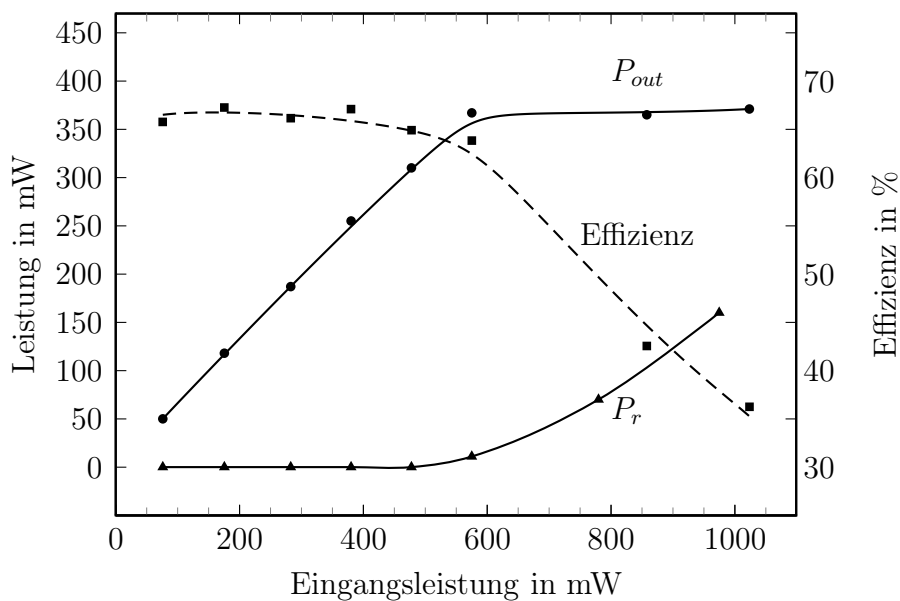


Abbildung 2.14: Die Ausgangsleistung P_{out} (Kreise) nimmt zunächst linear mit der Eingangsleistung vor der Faser zu und die Effizienz (Quadrat) ist stabil bei 65 %. Oberhalb einer Eingangsleistung von 500 mW wird eine Leistung P_r zurückgestreut und die Effizienz sinkt.

Stimulierte Brillouin-Streuung (SBS) begrenzt die optische Leistung, die durch eine Single-Mode Faser transmittiert werden kann. Der Grenzwert maximal transmittierter Leistung durch die HB600 Faser soll im Folgenden berechnet werden. Raman-Streuung tritt bei schmalbandigen Lichtquellen erst bei deutlich höheren Leistungen auf und wird daher vernachlässigt.

Die hohen elektrischen Felder der Laserstrahlung verdichten das dielektrische Fasermaterial (Elektrostriktion) und die periodischen Kompressionszonen verur-

²³HB600, 5m Länge, Firma Fibercore Limited, bezogen über ATOS GmbH

²⁴40 dB, Optics for Research, 90 % Transmission

sachen Schallwellen in der Faser. Das Laserlicht mit Wellenlänge λ wird an dieser periodischen Struktur rückgestreut und gleichzeitig um die Brillouinfrequenz $\Delta\nu_B = -2nv_a/\lambda$ spektral verschoben. Dabei bezeichnet n den Brechungsindex des Faserkerns und v_a die Schallgeschwindigkeit im Medium. Für den Fall schmalbandiger Laserquellen mit Linienbreite $\Delta\nu$ ist $\Delta\nu \ll \Delta\nu_B$ und die optische Leistungsschwelle für kontinuierliches Laserlicht P_{cw} kann gemäß

$$P_{cw} = 21 \frac{A_e K}{g_B L_e} \quad (2.6)$$

berechnet werden [75, 76]. P_{cw} gibt den Leistungswert an, bei dem die rückgestreute Leistung durch SBS gleich der transmittierten Leistung durch die Faser ist. Die effektive Wechselwirkungslänge L_e ist gegeben durch:

$$L_e = \frac{1 - e^{-\alpha l}}{\alpha} \quad (2.7)$$

A_e beschreibt die effektive Faserkernfläche, α die Faserverluste in m^{-1} , l die Länge der Faser, K den Polarisationsfaktor ($1 \leq K \leq 2$) und g_B den so genannten "peak brillouin coefficient". Dem Datenblatt der Faser kann man einen effektiven Faserdurchmesser von $3,2 \mu\text{m}$ und eine Dämpfung von $14,1 \text{ dB/km}$ bei 633 nm entnehmen. Die Gesamtlänge ist 5 m und $g_B = 4,4 \cdot 10^{-11} \text{ m/W}$ wurde gemäß der in [77] beschriebenen Prozedur berechnet. Für den Fall von linear polarisiertem Laserlicht gilt $K = 1$, so dass aus den Gleichungen 2.6 und 2.7 ein Wert von $P_{cw} = 770 \text{ mW}$ folgt.

Die experimentellen Daten zeigen, dass ab einer Eingangsleistung von etwa 550 mW die durch die Faser transmittierte Leistung nicht weiter erhöht werden kann. Bei einer Einkoppeleffizienz von 66% entspricht dies einer eingekoppelten Leistung von 360 mW . Wird die Eingangsleistung weiter erhöht, wird die zusätzliche Leistung durch SBS komplett rückgestreut. Daher sind bei einer eingekoppelten Leistung von etwa 720 mW rückgestreute und transmittierte Leistung gleich, wodurch sich $P_{cw} = 720 \text{ mW}$ ergibt. Dieser Wert deckt sich sehr gut mit dem berechneten Wert $P_{cw} = 770 \text{ mW}$, insbesondere da die meisten Materialkonstanten nicht bei genau 570 nm bestimmt wurden.

Als Alternative wurde eine spezielle Hochleistungsfaser²⁵ verwendet. Mit dieser Faser konnte in dem zugänglichen Leistungsbereich bis etwa 1 W kein SBS beobachtet werden. Es können zuverlässig eine Transmission von 72% und damit etwa 700 mW gelber Laserleistung übertragen werden. Hierdurch können direkt auf dem Fallentisch ca. 120 mW bei 285 nm bereitgestellt werden. Dieser Wert ist im Vergleich zu einer UV-Erzeugung direkt auf dem Lasertisch etwa $40\text{-}50\%$ geringer. Gleichzeitig entfallen aber Verluste durch die Strahlage stabilisierung. Diese Verluste an Piezospiegeln, Abzweigern zu den Stabilisierungsdioden und zusätzlichen Linsensystemen summierten sich zu etwa 45% . Die Leistungsverluste durch

²⁵FDS-A-P-12-S-532-2.0-2.0, Firma Pointsource, Länge: 12 m

den Strahltransport sind also vergleichbar, durch die Faser kann aber eine deutlich verbesserte Handhabbarkeit und Reproduzierbarkeit gewährleistet werden.

2.3.2 Sechs-Strahl-MOT für 285 nm und 383 nm

Vakuumsystem und Detektion

Die im Rahmen von zwei aktuellen Dissertationen [50, 52] aufgebaute Vakuumkammer für die neue Fallenapparatur besteht aus einer Quellen- und einer Hauptkammer. Die Quellenkammer wird durch ein DN63 CF T-Stück mit drei zusätzlichen DN40 Flanschen gebildet. Die in 2.3.3 näher beschriebene Quelle wird an einem Ende des T-Stücks über einen Wellbalg befestigt, auf der anderen Seite ist die Hauptkammer angeflanscht. Eine Blende mit 5 mm Innendurchmesser trennt Haupt- und Quellenkammer, ein mechanischer Verschluss erlaubt das Unterbrechen des Atomstrahls. An dem dritten DN63 Flansch ist eine Turbopumpe²⁶ angebracht. Die DN40-Flansche nehmen einen Vakuummesskopf und Durchführungen für den mechanischen Verschluss auf. Die Hauptkammer basiert auf einem Edelstahlzylinder mit 210 mm Durchmesser und 12 horizontal angebrachten Flanschen, die mit kommerziell erhältlichen Vakuumfenstern verschlossen sind. Zwei speziell angefertigte DN200CF Topfflansche schließen die Kammer nach oben und unten ab. In die Topfflansche sind in einer Tiefe von etwa 62 mm Vakuumfenster eingearbeitet, die MOT-Spulen liegen in dieser Vertiefung.

Die MOT-Spulen mit einem Innendurchmesser von 91 mm befinden sich somit außerhalb der Kammer und wurden durch 4 mm Hohl-Kupferdraht gefertigt, der im Inneren mit Kühlwasser durchflossen wird. Der Draht ist in 11 Lagen zu je 3 Windungen gewickelt. Bei einem Strom von 200 A generiert das Anti-Helmholtz-Spulenpaar ein maximales B-Feld von 500 G in der starken und 200 G in der schwachen Richtung bei einem Magnetfeldgradienten von 130 bzw. 65 G/cm bei einem Spulenstrom von 200 A. Alle Vakuumfenster sind aus Quarzglas und mit einer entsprechenden Antireflex-Beschichtung versehen. Die Hauptkammer wird durch eine Ionengetterpumpe²⁷ und eine Turbomolekularpumpe²⁸ gepumpt. Ein Vakuum-Messgerät²⁹ zeigt bei ausgeschalteter Quelle einen Druck von etwa $4 \cdot 10^{-10}$ Torr. Die Nutzung der Quelle erhöht den Druck auf bis zu $8 \cdot 10^{-10}$ Torr. Die Kammer ist durch ein Gestell fest mit dem Boden verbunden, während zwischen optischem Tisch und Kammer keine direkte Verbindung besteht. Vibrationen insbesondere der Vakuumpumpen übertragen sich somit nicht direkt auf die optischen Systeme. Die Mitte der Kammer befindet sich 255 mm oberhalb der Ebene des optischen Tisches.

²⁶TMU 071 P, Firma Pfeiffer, 60 l/s Saugvermögen

²⁷Star-Cell VacIon, Saugleistung 120 l/s, Firma Varian

²⁸TMU 260, Saugleistung 200 l/s, Firma Pfeiffer

²⁹KR-70, Kaltkathoden-Messröhre, Firma Balzer

Zur Detektion des Fluoreszenzlichts der Atome wird eine CCD-Kamera³⁰ und ein Photomultiplier³¹ genutzt. Beide Geräte sind in der Lage, 285 nm und 383 nm zu detektieren. Die CCD wird sowohl für die Strahljustage der MOT, als auch für time-of-flight (TOF) Aufnahmen zur Temperaturbestimmung genutzt, s. Abschnitt 3.3.2. Durch Schalten von AOMs in Kombination mit einem externen Verschluss³² wird gewährleistet, dass der Chip der CCD jeweils nur mit dem gestreuten Licht einer Wellenlänge belichtet wird. Der Photomultiplier wird zur Detektion von Fluoreszenz sowohl zur MOT-Justage als auch für zeitlich aufgelöste Messungen wie z.B. der Bestimmung von Lebensdauern eingesetzt.

Strahlführung

Im Rahmen der Verlagerung der Frequenzverdopplung auf den Fallentisch wurden dort die Strahlengänge neu konzipiert und für den Aufbau einer Sechs-Strahl-MOT sowohl für 285 nm als auch 383 nm optimiert. Dabei wurde eine zweite Ebene in den optischen Aufbau eingefügt, die sich auf einer Höhe von 200 mm befindet und die Platzierung von optischen Elementen direkt auf Höhe der Kammermitte erlaubt. Die CCD-Kamera und der Photomultiplier befinden sich direkt auf dieser Ebene, Laserstrahlen werden über Periskope auf diese Ebene geleitet.

Der astigmatische Strahl aus dem Verdopplungsresonator für 285 nm wird über ein Linsensystem aus vier Linsen geformt. Dazu wird zunächst über eine sphärische Linse der Strahl kollimiert; auf der Linse entspricht das Aspektverhältnis etwa 3:1. Anschließend wird durch ein aus drei verschiebbaren Zylinderlinsen bestehendes Teleskop mit variabler Vergrößerung die große Halbachse entsprechend dem Aspektverhältnis verkleinert und so der Astigmatismus kompensiert. Eine bewusste leichte Fokussierung des Strahls an dieser Stelle wird ausgenutzt, um die Beugungseffizienz der folgenden AOMs zu optimieren.

Das Licht durchläuft sukzessive vier AOMs in 0. Ordnung. Der erste Modulator ist für eine Intensitätsstabilisierung der 0. Ordnung vorgesehen. Die drei folgenden Modulatoren werden zum Schalten des Lichts in der -1. Ordnung für die MOT, die anschließende Detektion und für den Zeeman-Abbremsler verwendet. Obwohl keine weiteren Elemente zur Strahlformung genutzt werden, um einen kompakten Aufbau zu gewährleisten, liegt die Beugungseffizienz der ersten drei AOMs bei über 80 Prozent. Die Beugungseffizienz des AOMs für den Bremsstrahl liegt nur noch bei etwa 60 Prozent und könnte durch den Aufbau einer separaten Strahlformung gesteigert werden.

Der MOT-Strahl wird durch ein Aufweitungsteleskop auf eine Strahltaile von etwa 13,6 x 9,9 mm aufgeweitet und anschließend über eine Kombination von 5 Polstrahlteilern und Wellenplättchen auf die sechs MOT-Strahlen variabel aufgeteilt.

³⁰MaxCam, Firma Finger Lakes Instrumentation, CCD47-10 Chip von Marconi

³¹Type P30CWAD5-09, Firma electron tubes

³²UNIBLITZ VS14, Firma Vincent Associates

Über Periskope gelangen die Strahlen auf eine zweite Ebene, auf der die Strahlen auf Höhe der Kammermitte verlaufen. Hinter den Periskopen werden über Wellenplatten zirkulare Polarisierungen eingestellt. Der Bremsstrahl wird über ein eigenes Teleskop vergrößert und tritt über den der Quellenkammer gegenüberliegenden Flansch in die Kammer ein.

Die 383 nm Strahlen werden durch Fasern direkt auf die zweite Ebene geführt. Die Faserauskoppler bestehen aus horizontal aufgebauten mechanischen Komponenten³³, die jeweils mit einem Faserauskoppler und einem Achromaten zur Kollimation bestückt sind. Durch die Wahl des Achromaten lassen sich Strahltaillen zwischen 2,5 mm und mehr als 10 mm erzeugen. An Überlappspiegeln werden die beiden UV-Wellenlängen überlagert. Diese Spiegel transmittieren 383 nm und reflektieren 285 nm. Anschließend durchlaufen beide Strahlen Dual-Wellenplättchen, die bei 383 nm als $\lambda/4$ Verzögerungsplättchen wirken und eine zirkulare Polarisation einstellen, das Licht bei 285 nm hingegen um genau eine Wellenlänge verzögern, so dass dessen zirkulare Polarisation beibehalten wird. Eine weitere Faser für 383 nm leitet einen separaten Detektionsstrahl auf die Kammerebene, der senkrecht zur Detektionsrichtung einer CCD-Kamera verläuft und in sich selbst zurückreflektiert wird.

Der 880 nm Strahl durchläuft auf dem Fallentisch einen Schalt-AOM, einen variablen Abschwächer und wird dann ebenfalls über ein Periskop auf die Kammerebene geleitet. Er tritt durch ein weiteres Vakuumfenster in die Kammer ein und kann ebenfalls bei Bedarf in sich zurückreflektiert werden.

2.3.3 Der neue Atomofen

Im Rahmen des Aufbaus der neuen Fallenapparatur [50, 52] wurde ein kompaktes und nahe an der Experimentierkammer befindliches Quellendesign entwickelt. Der Abstand zwischen MOT-Zentrum und Ofen beträgt lediglich 165 mm, wodurch aus einem verhältnismäßig großen Raumwinkel von $2 \cdot 10^{-3}$ geladen werden kann. Ofenkammer und Hauptkammer werden durch eine Apertur mit einem Durchmesser von 5 mm getrennt, um den Atomstrahl zu kollimieren und Beeinträchtigungen des Vakuums in der Hauptkammer zu vermeiden. Der Ofen selbst besteht aus einem zylindrischen Stahlreservoir, das durch eine aufgebohrte Stahlschraube M8x10 verschlossen ist und von einer 200 W Heizpatrone auf bis zu 490 °C erhitzt werden kann. Ein wassergekühltes Kühlschild um den Ofen schützt das Vakuum von Ofen- und Hauptkammer.

In [50] wurde beobachtet, dass der direkte Atomstrahl nur etwa 1 % zur Atomzahl in der MOT beiträgt und hauptsächlich aus dem Hintergrunddampf geladen wurde. Der Hintergrunddampf in Kombination mit dem Kühllaser führt allerdings zu UV-induzierten Ablagerungen an den Auftreffpunkten der Laserstrahlen auf

³³Cage cube System, Fa. Thorlabs

den Innenseiten der Kammerfenster. Diese beeinträchtigen die Transmission merklich. Ein Transmissionsspektrum³⁴ von Fenstern, die etwa ein Jahr in Gebrauch waren, zeigt Abbildung 2.3.3. Auch nach einem Tausch der Fenster gegen solche mit einer fluoridischen Antireflex-Beschichtung konnte bereits wenige Wochen nach Inbetriebnahme der Apparatur eine Verringerung der Transmission auf etwa 97 % beobachtet werden.

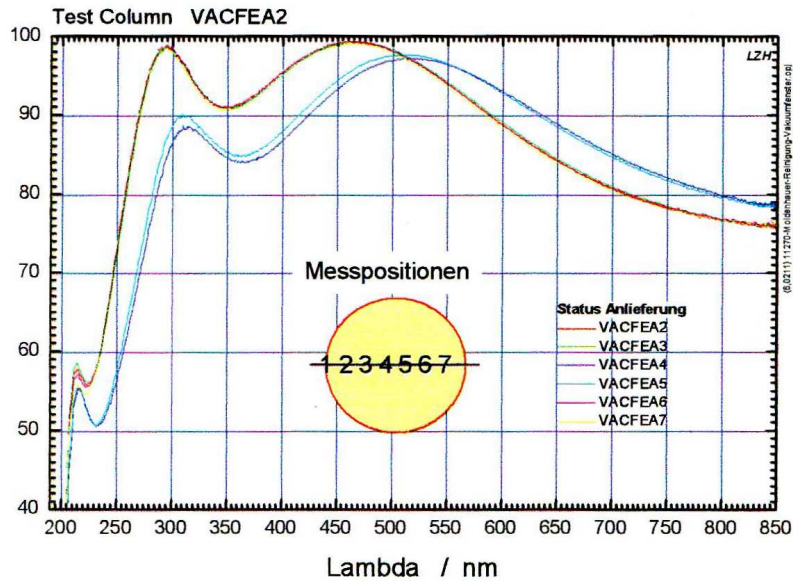


Abbildung 2.15: Transmissionsspektrum der Vakuumfenster nach etwa einem Jahr regelmäßigen Fallenbetriebs. Die verschiedenen Ziffern kennzeichnen verschiedenen Messpositionen. Der Einsatz zeigt deren Lage relativ zum Schauglas. An den Positionen 1,2,3 sowie 6 und 7 ist die Transmission nicht beeinträchtigt, die entsprechenden Messkurven liegen übereinander. An den zentralen Messpositionen 4 und 5 passierte der Laserstrahl das Vakuumfenster. Die beiden unteren Kurven zeigen, dass hier die Transmission bei 285 nm deutlich verringert ist.

Eine Erhöhung der Laderate aus dem direkten Strahl ist sowohl für die Qualität der Vakuumfenster als auch für die Konzeption einer metastabilen Quelle [78] von Vorteil. Das Innengewinde der Düsenhalterung ermöglicht einen Austausch der Düse. Im Gegensatz zur vorher genutzten Stahlschraube, deren Austrittskanal aus einer 3 mm tiefen Bohrung mit einem Durchmesser von 0,8 mm besteht, wurde diesmal ein Werkstück mit sieben dünnen Kanälen von 0,5 mm Durchmesser und einer Länge von 5 mm in Auftrag gegeben. Auf diese Weise wird bereits durch die Düse ein vorkollimierter Strahl bei gleichzeitig erhöhtem Fluss erzeugt. Eine Skizze der Düse befindet sich im Anhang B.

³⁴Transmissionsspektrum gemessen durch das Laser Zentrum Hannover, Dr. Stefan Günster

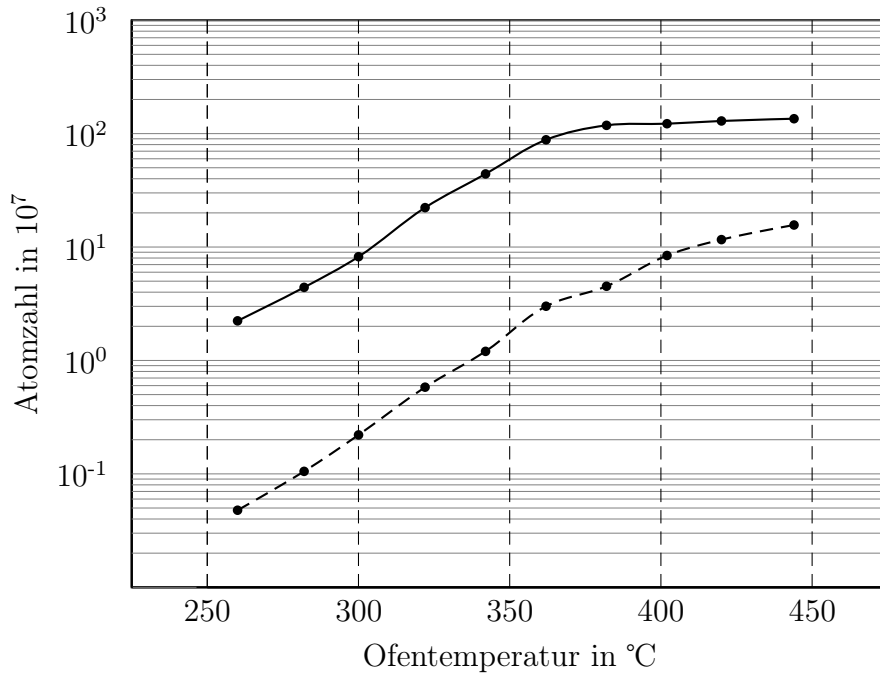


Abbildung 2.16: Atomzahlen in der MOT bei unterschiedlichen Quellentemperaturen. Die durchgezogene Kurve zeigt Daten mit, die gestrichelte Kurve ohne zusätzlichen Bremsstrahl.

Abbildung 2.16 vergleicht die gefangene Atomzahl in Abhängigkeit der Quellentemperatur mit und ohne Zeeman-Abbremsler für eine Vier-Strahl MOT. Die Verstimmung des UV-Lasers relativ zum Kühlübergang betrug $\delta_1 = -\gamma_1 = -80$ MHz, die totale Sättigung durch die sechs MOT-Strahlen $s_{tot} = 0,032$ und die Leistung im Zeeman-Strahl etwa 15 mW. Die Sättigung ist dabei als Verhältnis I/I_{sat} von Laserintensität I zu Sättigungsintensität I_{sat} definiert.

Die neue Quelle gestattet es, bereits ohne Zeeman-Abbremsler über 10^8 Atome zu fangen und mit Zeeman-Abbremsler Atomzahlen von $1,5 \cdot 10^9$ zu erzielen. Mit einer Sechs-Strahl-MOT konnten ebenfalls bereits über 10^9 Atome gefangen werden. Mit der alten Quelle und einer Vier-Strahl Konfiguration konnten ohne Zeeman-Abbremsler maximal etwa $5 \cdot 10^7$ Atome gefangen werden. Durch Hinzunahme des Bremsstrahls konnte diese Zahl um einen Faktor 3 erhöht werden [50]. Durch die neue Quelle kann bei Temperaturen unterhalb von 370 °C durch Hinzunahme des Bremsstrahls eine Zunahme der Atomzahl um einen Faktor 20 erreicht werden. Ein Betrieb der MOT ist selbst bei Quellentemperaturen von unter 300 °C möglich. In diesem Regime sollte der Hintergrunddampfdruck und damit die Bedampfung der Vakuumfenster deutlich reduziert sein. Oberhalb von 370 °C erfolgt bei eingesetztem Bremsstrahl eine Sättigung der Atomzahl. In diesem Regime gewinnt die Reabsorption von Photonen an Bedeutung, die im folgenden Abschnitt behandelt werden soll.

2.3.4 Reabsorption von Photonen

Für kleine Atomzahlen und Dichten in der MOT verhält sich die gefangene Wolke wie ein Gas aus N unabhängigen Atomen. In diesem Fall führt die thermische Bewegung der Atome zu einer räumlichen Verteilung, die einer Gauß-Funktion entspricht. Der Radius der Wolke ist in diesem so genannten temperaturlimitierten Regime lediglich von der Temperatur und der Federkonstante der MOT κ abhängig (Equipartitionstheorem):

$$\frac{1}{2}\kappa \langle r^2 \rangle = \frac{1}{2}k_B T \quad (2.8)$$

κ ist gemäß der Dopplerttheorie abhängig vom effektiven magnetischen Moment $\mu' = (g_e m_e - g_g m_g)\mu_B$ des Übergangs und gegeben durch [56]:

$$\kappa = \frac{\mu' dB/dx}{\hbar k} \frac{8\hbar k^2 \delta s_0}{\gamma(1 + s_0 + (2\delta/\gamma)^2)} \quad (2.9)$$

Der Einfachheit halber sei im Folgenden angenommen, dass die MOT in beiden Richtungen die gleiche Federkonstante aufweist. Da der Magnetfeldgradient in der starken Richtung etwa doppelt so groß ist wie in der schwachen, die Laserintensität aber typischerweise in der starken Richtung geringer ist, ist diese Näherung vertretbar. Die Temperatur hängt nicht von der Atomzahl ab und damit ist gemäß Gleichung 2.8 der Wolkenradius konstant, wodurch sich ein linearer Zusammenhang zwischen Dichte und Atomzahl ergibt.

Kraft durch Absorption und Reabsorption

Steigt die Anzahl der Atome, gewinnt sowohl die Reabsorption von Photonen innerhalb der Wolke als auch die zunehmende optische Dichte der Wolke an Bedeutung. Durch die Absorption und die damit einhergehende Abschwächung der Laserstrahlen wird die einschließende Dopplerkraft durch einen additiven Betrag \vec{F}_A modifiziert [79]. Für den Fall kleiner Absorption erfüllt dieser die Gleichung:

$$\vec{F}_A = -I \frac{\sigma_L^2}{c4\pi r^2} \hat{r} \quad (2.10)$$

Dabei ist σ_L der Streuquerschnitt für eine Absorption eines Photons aus dem Laserfeld und ergibt sich gemäß [79] zu:

$$\sigma_L = \frac{\hbar\omega_L\gamma}{2} \frac{s}{I(s+1)} \quad (2.11)$$

Das negative Vorzeichen in Gleichung 2.10 drückt die komprimierende Wirkung der Kraft auf die Atomwolke aus. Dem entgegen wirkt die Kraft \vec{F}_R , die durch die Reabsorption von Photonen auftritt. Dabei emittiert ein angeregtes Atom ein Photon, das anschließend von einem anderen Atom wieder absorbiert wird. Diese

Kraft wirkt abstoßend, da der relative Impuls um zwei Photonenrückstöße erhöht wird. Sie lässt sich nach [79] ausdrücken durch:

$$\vec{F}_R = \frac{I\sigma_L}{c} \frac{\sigma_R}{4\pi r^2} \hat{r} \quad (2.12)$$

σ_R ist der Streuquerschnitt für die Reabsorption eines Photons. Das für die Bestimmung von σ_R benötigte Spektrum des gestreuten Lichts setzt sich aus einem elastischen, die Frequenz nicht verschiebenden Beitrag durch Rayleigh-Streuung sowie einem inelastischen Beitrag zusammen. Die spektrale Verteilung des inelastisch gestreuten Lichts entspricht bei niedrigen Lichtintensitäten einer Lorentzverteilung und geht bei hohen Intensitäten über in ein Mollow-Triplet. Eine genaue Berechnung ist kompliziert, in [79] findet sich jedoch eine Näherungsformel in Abhängigkeit der Verstimmung δ :

$$\frac{\sigma_R}{\sigma_L} - 1 \approx \frac{s}{s+1} \cdot \frac{\delta^2}{s(\delta^2 + \gamma^2/4) + \gamma^2/4} \quad (2.13)$$

Die Gleichungen 2.10, 2.11, 2.12 und 2.13 erlauben die Berechnung der Kräfte \vec{F}_A und \vec{F}_R . Für typische MOT-Parameter ist $|\vec{F}_R| \gg |\vec{F}_A|$. Sie beschreiben allerdings nur die Kräfte, die jeweils zwischen zwei Atomen auftreten.

Um die Wechselwirkung zwischen allen Atomen zu berechnen, wird eine Eigenschaft genutzt, die für alle Kräfte gilt, die wie $\vec{F}_A + \vec{F}_R$ mit $1/r^2$ abfallen. Für diese Kräfte gilt, dass die Nettokraft auf ein Atom am Ort \vec{r} durch eine sphärische Atomverteilung zentriert um $\vec{r} = 0$ gleich der Kraft ist, die entstehen würde, wenn sich N Atome im Ursprung befinden. N ist dabei die Anzahl der Atome im eingeschlossenen Volumen. Wird eine konstante Atomdichte angenommen, so führt die Wechselwirkung mit allen Atomen zu einem zusätzlichen Faktor, der proportional zu r^3 ist. Eine Begründung für die Gültigkeit dieser Annahme folgt im folgenden Abschnitt. In Kombination mit der $1/r^2$ -Abhängigkeit von $\vec{F}_A + \vec{F}_R$ ergibt sich eine Kraft \vec{F}_{ges} , die linear mit der Entfernung zunimmt:

$$\vec{F}_{ges} = \frac{4}{3}\pi r^3 n \frac{I\sigma_L^2(\sigma_R/\sigma_L - 1)}{c4\pi r^2} \hat{r} = \epsilon_{RA} \vec{r} \quad (2.14)$$

Berechnung der kritischen Dichte

Die Kraft $\vec{F}_{MOT} = \kappa \vec{r}$ durch die MOT-Strahlen ist ebenfalls linear von r abhängig. Bei $\epsilon_{RA} = \kappa$ dehnt sich die Wolke aus, so dass die Dichte nicht weiter steigt und die Kräfte \vec{F}_{ges} und \vec{F}_{MOT} im Gleichgewicht sind. Das Profil der Atomwolke weicht von einer Gauß-Funktion ab und nähert sich einem Rechteckprofil an. Für $\epsilon_{RA} = \kappa$ resultiert eine kritische Dichte n_c , die nicht überschritten werden kann:

$$n_c = \frac{3\kappa c}{I\sigma_L^2(\sigma_R/\sigma_L - 1)} \quad (2.15)$$

Für sehr große Atomzahlen ist die Dichte konstant und gleich der kritischen Dichte. Die Breite der Atomwolke ist in diesem Regime der Mehrfachstreuung nur von der kritischen Dichte und der Atomzahl abhängig. Dies rechtfertigt die für Gleichung 2.14 getroffene Annahme über die Atomverteilung. Mit den experimentellen Parametern $I_{tot} = 148 \text{ W/m}^2$, $\delta_1 = -\gamma_1$, $dB/dx = 65 \text{ G/cm}$, $s_0 = 0,033$, $s = 6,64 \cdot 10^{-3}$, $\Omega = 6,39 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ ergeben sich $\kappa = 1,40 \cdot 10^{-18} \text{ N/m}$, $\sigma_L = 7,6 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2$ und ein Verhältnis $\sigma_L/\sigma_R = 1,026$. Für die kritische Dichte ergibt sich somit ein Wert von $n_c = 5,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Charakterisierung der MOT bei hohen Teilchenzahlen

Die Parameter der MOT sind identisch mit den Parametern, die für die Berechnung der kritischen Dichte genutzt wurden. Die MOT-Strahlen in der horizontalen Tischebene wurden in sich zurückreflektiert, während in der vertikalen Richtung zwei separate MOT-Strahlen aufgebaut wurden. Die Teilchenzahl wurde über die Temperatur der Atomquelle eingestellt. Um ein Atomprofil zu gewinnen, wurde das Bild der CCD-Kamera entlang der vertikalen bzw. der horizontalen Richtung integriert, so dass ein Profil der horizontalen bzw. vertikalen Richtung entstand.

Abbildung 2.17 zeigt Profile der Atomwolke bei unterschiedlich hohen Teilchenzahlen. Die Teilchenzahl wird dabei über die Temperatur der atomaren Quelle eingestellt. Das Atomprofil entlang der horizontalen Richtung bleibt zunächst gaußförmig, mit zunehmender Atomzahl ist aber eine Abflachung und auch eine Verschiebung des Schwerpunkts erkennbar. Da die Dichte in die Nähe der kritischen Dichte kommt, treten starke abstoßende Kräfte zwischen den Atomen auf. Die Wolke wird breiter und nähert sich einem Rechteckprofil an. Der Ort der Atomwolke in vertikaler Richtung bleibt dagegen weitestgehend stabil. Entlang dieser Achse wurden zwei unabhängige MOT-Strahlen aufgebaut und es herrschen ausbalancierte Lichtdruckkräfte. Die Breite des Wolkenprofils nimmt hier ebenfalls deutlich zu.

In der Abbildung 2.18 ist die Dichte über der Atomzahl aufgetragen. Für kleine Atomzahlen, die im oberen Teil von Abbildung 2.18 gesondert dargestellt werden, kann wie erwartet eine lineare Zunahme registriert werden. Dies ist ein klares Indiz dafür, dass das temperaturlimitierte Regime vorherrscht. Oberhalb einer Atomzahl von etwa 10^8 findet der Übergang in das Regime der Mehrfachstreuung statt. Der lineare Zusammenhang ist nicht mehr gegeben und die Dichte nähert sich einem konstanten Wert an. Die maximale Dichte entspricht mit $n = 5,6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ sehr gut den vorausgerechneten Werten von $n_c = 5,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, wobei die experimentellen Daten mit einem Fehler von 20 % behaftet sind. Bei sehr hohen Atomzahlen sind die Dichtemessungen mit einem zusätzlichen Fehler behaftet, da zum einen die Absorption der Wolke nicht mehr vernachlässigbar ist und zum anderen für die Berechnung der Dichte gaußförmige Wolkenverteilungen angenommen wurden.

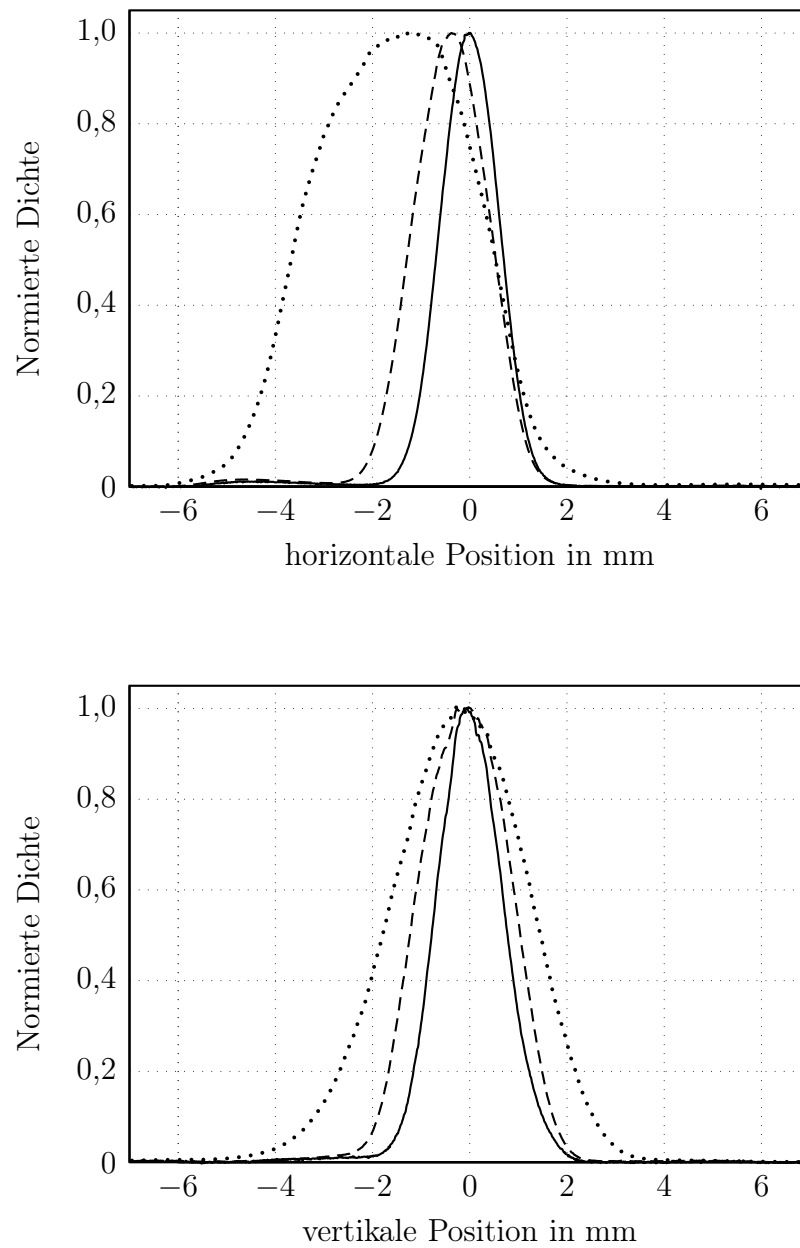


Abbildung 2.17: Atomprofile in horizontaler Richtung (oben) und in vertikaler Richtung (unten). Die verschiedenen Kurven entsprechen unterschiedlichen Atomzahlen: $8,2 \cdot 10^7$ (durchgezogen), $4,4 \cdot 10^8$ (gestrichelt) und $1,4 \cdot 10^9$ (gepunktet). Die Profile wurden auf das Maximum normiert. Die durchgezogenen Linien lassen sich gut durch Gauß-Funktionen approximieren.

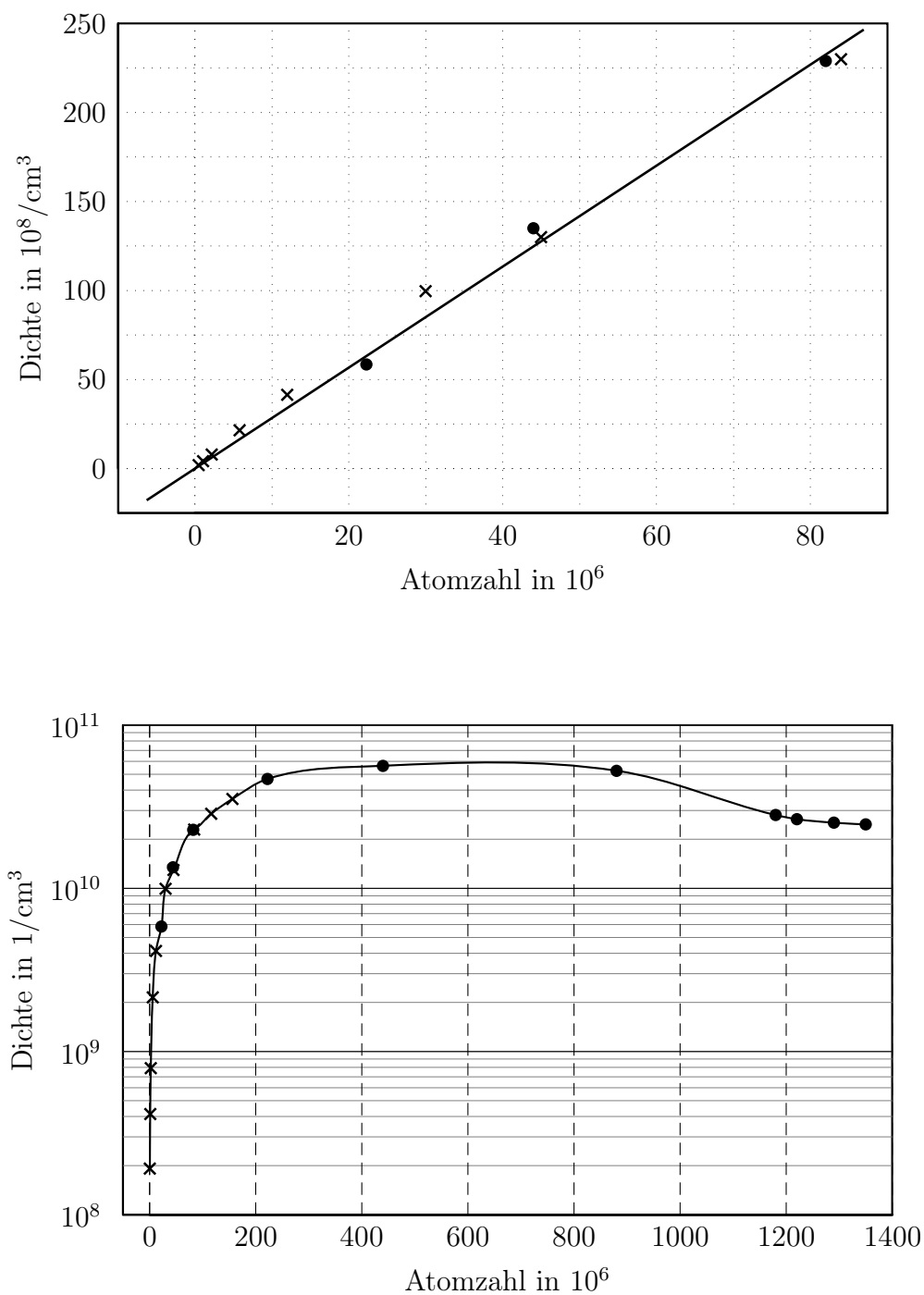


Abbildung 2.18: Dichte in Abhängigkeit der Atomzahl. Im oberen Teil sind die Daten für kleine Atomzahlen gesondert dargestellt. Mit Kreuzen markierte Messpunkte wurden ohne Bremsstrahl gemessen, durch Punkte markierte mit. Die Dichtemessungen sind mit einem Fehler von 20 % behaftet, bei sehr hohen Atomzahlen nimmt der Fehler zu.

Abbildung 2.19 stellt das Volumen der MOT V_{MOT} in Abhängigkeit der Teilchenzahl dar. Hierzu wurde durch numerische Anpassung an eine Gauß-Verteilung eine Breite σ gewonnen. Innerhalb des Volumens $V_{MOT} = 4/3\pi(2\sigma)^3$, das einer Kugel mit einem Radius von $2 \cdot \sigma$ entspricht, befinden sich 87% der Atome. Auch hier ist klar ein Übergang zwischen den beiden Regimes zu erkennen. Für Atomzahlen $N_A \ll 2 \cdot 10^8$ ist lediglich ein leichter Anstieg des MOT-Volumens zu verzeichnen, da im temperaturlimitierten Regime der Radius der Wolke nicht von der Atomzahl abhängig ist. In dem anschließenden Bereich findet der Übergang zwischen den Regimes statt, der spätestens bei $N_A \approx 1,2 \cdot 10^9$ Atomen vollzogen ist. Das MOT-Volumen nimmt nun linear mit der Atomzahl zu, da das Regime der Mehrfachstreuung vorherrscht. In diesem Regime ist die Dichte n konstant, woraus sich ein linearer Zusammenhang zwischen MOT-Volumen und Teilchenzahl ergibt. Bei $N_A \approx 1,4 \cdot 10^9$ hat sich das MOT-Volumen gegenüber dem Volumen bei niedrigen Atomzahlen um etwa einen Faktor 20 vergrößert.

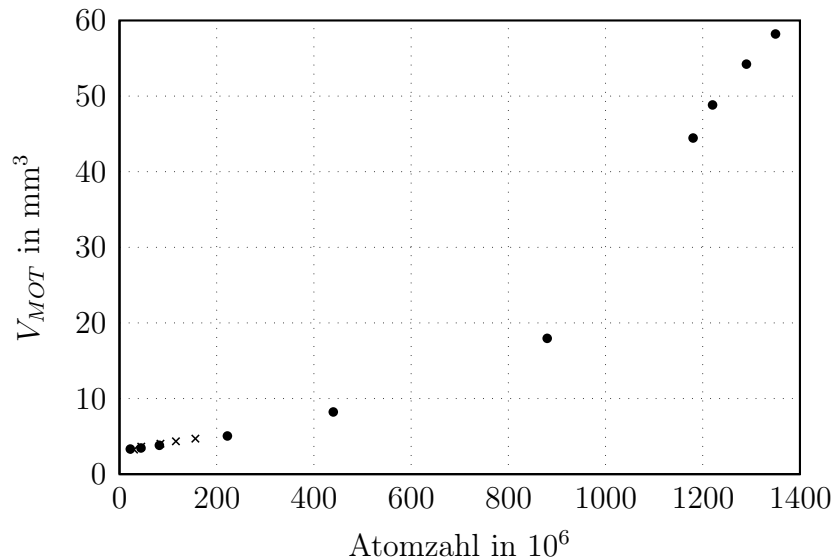


Abbildung 2.19: MOT-Volumen V_{MOT} in Abhängigkeit der Teilchenzahl. Mit Kreuzen markierte Messpunkte wurden ohne, durch Punkte markierte mit Bremsstrahl gewonnen.

Die durch die neue Quelle mögliche Präparation von über 10^9 kalten Magnesiumatomen stellt einen enormen Zuwachs von über einer Größenordnung dar. Trotzdem ist anzunehmen, dass das Potenzial noch nicht vollständig ausgeschöpft wurde. Ein noch steilerer Magnetfeldgradient wäre in der Lage, die kritische Dichte noch weiter zu erhöhen, da hierdurch die Federkonstante κ vergrößert wird. Eine Steigerung der Atomzahl kann auch über eine Erhöhung der Laserverstimmung δ_1 erfolgen, da hierdurch der Einfangradius vergrößert wird und der Bremsstrahl effektiver arbeitet.

KOHÄRENTES ZWEI-PHOTONEN-KÜHLEN

3.1 Einleitung

Die durch Lichtdruckkräfte minimal erzielbaren Temperaturen in einem Zwei-Niveau-System sind durch eine Grenztemperatur limitiert, da der durch die Lichtdruckkräfte vermittelte Kühlprozess mit dem Heizprozess durch spontane Emission konkurriert [80]. Diese so genannte Dopplertemperatur $T_{Doppler}$ ist abhängig von der Verstimmung δ_1 gegenüber der atomaren Resonanz, der Linienbreite γ_1 und der Summe der Intensitäten I_{tot} aller Kühllaser. Sie ergibt sich nach der Dopplertheorie zu:

$$T_{Doppler} = \frac{\hbar 2\pi\gamma_1}{4k_B} \frac{1 + I_{tot}/I_{sat} + (2\delta_1/\gamma_1)^2}{2|\delta_1|/\gamma_1} \quad (3.1)$$

Für den Grenzfall verschwindender Intensität und $\delta_1 = -\gamma_1/2$ wird das Dopplerlimit, also die geringste Temperatur $T_D = \hbar 2\pi\gamma_1/2k_B$, erreicht. Für Magnesium ist so das Kühlen auf dem Übergang $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ auf $T_D = 1,9$ mK limitiert. Kühlverfahren, die das Dopplerlimit unterschreiten, machen im Allgemeinen von der Existenz weiterer atomarer Niveaus Gebrauch.

Das kohärente Zwei-Photonen-Kühlen (K2PK) ist ein neuartiges Kühlverfahren, das es erlaubt, das Dopplerlimit eines breiten Kühlübergangs $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ mit Linienbreite γ_1 zu unterschreiten. Das K2PK erfordert die Anwesenheit eines dritten Niveaus $|2\rangle$, das energetisch über $|1\rangle$ liegen kann (Leiterkonfiguration), oder aber auch zwischen den Niveaus $|1\rangle$ und $|0\rangle$ (V- oder Λ -Konfiguration), s. Abbildung 3.1. Weiterhin wird ein schmaler Übergang nach $|2\rangle$ benötigt, dessen Linienbreite γ_2 deutlich kleiner als γ_1 ist. Werden beide Übergänge simultan getrieben, wird die Population in $|1\rangle$ durch Quanteninterferenz modifiziert und ändert sich auf einer Frequenzskala, die durch die Breite des schmalen Übergangs vorgegeben

ist. Dieser Effekt ist ähnlich der bekannten elektro-magnetisch induzierten Transparenz (EIT) [81]. Da die Kühlkraft proportional zur Besetzung in $|1\rangle$ ist, kann die Geschwindigkeitsselektivität des starken Kühlübergangs erhöht und das zu diesem Übergang gehörige Dopplerlimit unterschritten werden. Die Kühlkraft wird dabei weiterhin durch den starken Kühlübergang vermittelt, der schmale Übergang übernimmt lediglich die Funktion, die Population in $|1\rangle$ zu modifizieren. Eine einfache experimentelle Realisierung ist möglich, da bereits das Einstrahlen eines die Niveaus $|1\rangle$ und $|2\rangle$ koppelnden Lasers aus nur einer Raumrichtung ausreicht, um die Populationen in $|1\rangle$ hinreichend zu modifizieren. Das Limit dieses Kühlschemas ist in guter Näherung durch die Dopplerbreite des schmalen Übergangs gegeben.

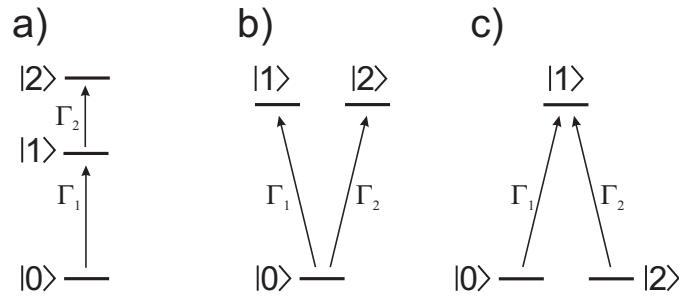


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung unterschiedlicher, für das K2PK relevanter, Drei-Niveau-Systeme: (a) Kaskadensystem, (b) V-System und (c) Λ -System.

Das Magnesium-Termschema eignet sich besonders gut für die Anwendung des K2PK. Abbildung 3.2 zeigt die relevanten Übergänge. Das Drei-Niveau-System in Leiterkonfiguration ist nahezu ideal realisiert, da die Zerfallsraten von 1D_2 nach 3P_1 und 3P_2 klein gegenüber der inversen Kühldauer sind und so Zerfälle ins Triplett-System vernachlässigt werden können. Der breite Kühlübergang mit einer Linienbreite von 80 MHz wird durch einen schmalen Kühlübergang mit einer Linienbreite von 2 MHz modifiziert, wodurch theoretisch Temperaturen erzielt werden können, die etwa einen Faktor 40 unterhalb des Dopplerlimits des breiten Übergangs liegen. Die Wellenlänge des Übergangs $^1P_1 \rightarrow ^1D_2$ von 881 nm ist durch Festkörperlaser zugänglich, wofür das in Abschnitt 2.2.3 beschriebene Ti:Sapph Lasersystem benutzt wird.

Das Kühlverfahren wurde zunächst von Magno et al. [57] vorgeschlagen, deckte sich aber nicht mit experimentellen Ergebnissen, die im Rahmen der Dissertation von Tanja Mehlstäubler gewonnen wurden [50]. Grund war, dass die Kohärenzen zwischen $|0\rangle$ und $|2\rangle$ in diesem semiklassischen Modell nicht berücksichtigt wurden. Eine in [50] präsentierte Erweiterung der semiklassischen Theorie bezieht diese Kohärenzen mit ein und deckt sich qualitativ gut mit den experimentellen Untersuchungen. So konnten Hinweise auf ein Kühlen sowohl rot- als auch blauverstimmt zu einer Zwei-Photonen-Resonanz experimentell gewonnen und durch das semiklassische Modell erklärt werden. Verlässliche Temperaturmessungen, die

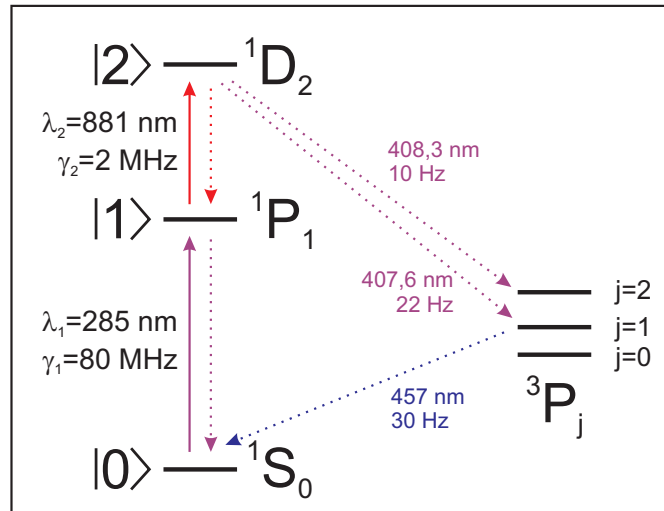


Abbildung 3.2: Relevante Übergänge und Niveaus für das kohärente Zwei-Photonen-Kühlen. Übergänge, die durch Laser getrieben werden, sind mit durchgezogenen Pfeilen versehen, Zerfallskanäle gepunktet.

einen quantitativen Vergleich mit dem Modell ermöglichen, fehlen jedoch. Weiterhin sorgte technisches Heizen wahrscheinlich dafür, dass das Dopplerlimit nicht unterschritten werden konnte. In [52] wurden erstmals Temperaturen unterhalb des Dopplerlimits präsentiert, die allerdings als singuläre Werte nicht in ein weiteres Umfeld eingebettet werden konnten. Auch hier war eine systematische Analyse und ein Vergleich mit der Theorie nicht möglich.

Parallel wurde eine erweiterte semiklassische Theorie auch in [51] herausgearbeitet und mit experimentellen Daten verglichen. Es wurden dort jedoch nur relative Angaben zur Temperaturreduzierung gemacht und keine absoluten Temperaturwerte gemessen. Werden absolute Temperaturmessungen derselben Gruppe aus älteren Publikationen zugrunde gelegt [82], so wurden aller Wahrscheinlichkeit nach keine Temperaturen unterhalb des Dopplerlimits erzielt. In aktuellen Publikationen [83, 84] wurde inzwischen eine vollständige quantenmechanische Analyse des Kühlprozesses vorgenommen.

In Abschnitt 3.2 wird ein semiklassisches Modell präsentiert, das um die Auswirkungen eines konstanten Magnetfelds erweitert wurde. Da sich das Magnetfeld im Experiment nicht vollständig unterdrücken lässt, ist diese Erweiterung nötig, um Theorie und Experiment in Einklang bringen zu können. Systematische experimentelle Untersuchungen an einer eindimensionalen K2PK-Melasse erlauben eine quantitative Verifizierung dieses Modells und die Erzeugung von Magnesiumensembles deutlich unterhalb des Dopplerlimits des schnellen Übergangs (Abschnitt 3.3). Die Anwendung des K2PK auf ein Ensemble, das einem dreidimensionalen Einschluss unterworfen ist, ist von entscheidender Bedeutung für darauf aufbauende Experimente. In Abschnitt 3.4 werden Untersuchungen der Anwendbarkeit des K2PK

in einer magneto-optischen Falle vorgestellt. In Abschnitt 3.5 wird schließlich das theoretische Limit dieses Kühlverfahrens im semiklassischen Modell behandelt. Es wird ein Vergleich zur voll quantenmechanischen Betrachtungsweise gezogen und es werden in der Praxis erreichbare Temperaturen im Kontext der experimentellen Ergebnisse prognostiziert.

3.2 Theoretisches Modell

1D Zwei-Photonen-Melasse für Magnesium

Die Modellierung der Zwei-Photonen-Kühlkraft in einer 1D-Melassekonfiguration basiert auf dem von Rooijackers et al. in [85] beschriebenen Verfahren, das eine semiklassische Herleitung von Kräften, Reibung und Diffusion in einem Drei-Niveau-System ausführt. Die durch die Laserstrahlen übertragene Kraft F ergibt sich demzufolge durch:

$$F = \hbar k_1 \Gamma_1 \rho_{11} + \hbar k_2 \Gamma_2 \rho_{22} \quad (3.2)$$

Dabei bezeichnen die k_i die entsprechenden Wellenzahlen und die $\Gamma_i = 2\pi\gamma_i$ die Zerfallsraten der Niveaus. Die Berechnung der Populationen ρ_{ii} erfolgt durch Lösung der optischen Bloch-Gleichungen für das Drei-Niveau-System, die [85] entnommen werden können. Dieses System aus neun gekoppelten linearen Differentialgleichungen kann im Gleichgewichtszustand über eine Drehwellennäherung in ein System aus neun linear unabhängigen Gleichungen überführt [85] und mit den Methoden der linearen Algebra gelöst werden. Im Rahmen dieser Arbeit soll das Verfahren zur Berechnung der Populationen nicht detaillierter ausgeführt werden, da sich eine umfassende Darstellung in [50, 52, 86] befindet.

Die erreichbare Endtemperatur der Melasse in einem Drei-Niveau-System ist gegeben durch den Quotienten aus Diffusionskonstante D und Reibungskoeffizient α [87], $T = D/\alpha k_B$, was dem analogen Ausdruck im Zwei-Niveau-System entspricht [80]. Dabei ist der Reibungskoeffizient gegeben durch die Ableitung der Kühlkraft nach der Geschwindigkeit bei $v = 0$, also $\alpha = -dF/dv|_{v=0}$. Die Diffusionskonstante berechnet sich in einer eindimensionalen Betrachtung des Drei-Niveau-Systems durch:

$$D = (\hbar k_1)^2 \Gamma_1 \rho_{11} + (\hbar k_2)^2 \Gamma_2 \rho_{22} \quad (3.3)$$

Die experimentelle Konfiguration besteht aus zwei gegenläufigen UV-Strahlen in einer Melassekonfiguration und einem zusätzlichen, von links kollinear einstrahlten IR-Laser. Der UV-Laser treibt den Übergang $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$, der IR-Laser treibt $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$. Die resultierende Kraft ist gemäß Gleichung 3.2 gegeben durch:

$$F = \hbar k_1 \Gamma_1 (\rho_{11}^{(l)} - \rho_{11}^{(r)}) + \hbar k_2 \Gamma_2 (\rho_{22}^{(l)} - \rho_{22}^{(r)}) \quad (3.4)$$

(l) und (r) im Superskript kennzeichnen die Populationen, die durch den linken bzw. rechten UV-Strahl in Kombination mit dem IR-Strahl generiert werden. Die

Populationen sind abhängig von den relativen Verstimmungen $\delta_{10}^{(l)} = \delta_1 - v/\lambda_1$, $\delta_{10}^{(r)} = \delta_1 + v/\lambda_1$ und $\delta_{21} = \delta_2 - v/\lambda_2$ bezüglich der Ein-Photonen-Resonanzen. Sie sind bestimmt durch die eingestellten Laserfrequenzen, die um δ_1 (im UV) bzw. um δ_2 (im IR) von der nominellen Frequenz der Übergänge abweichen und durch die Verschiebung auf Grund des Dopplereffekts. Als $\Delta = \delta_1 + \delta_2$ sei im Folgenden die Verstimmung von der Zwei-Photonen-Resonanz für Atome der Geschwindigkeit Null definiert.

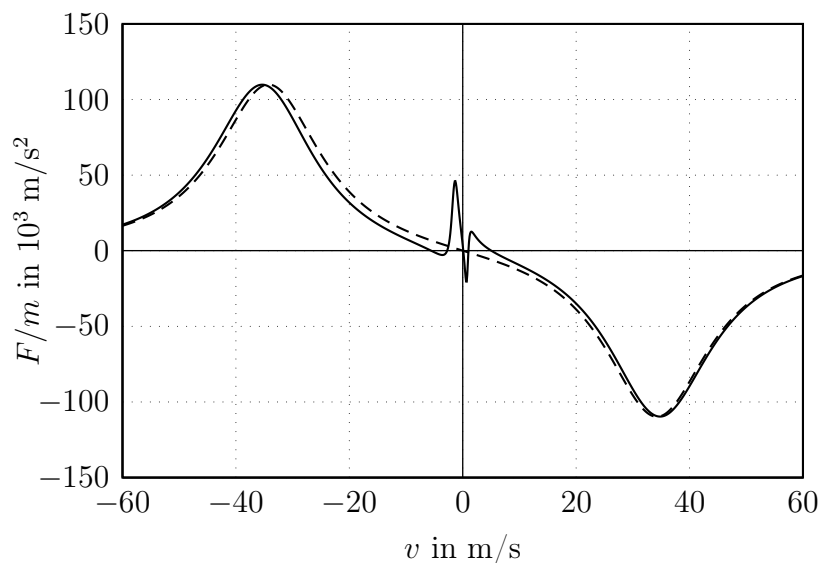


Abbildung 3.3: Die gestrichelte Kurve zeigt das Kraftprofil einer Dopplermelasse, die durchgezogene Kurve das modifizierte Kraftprofil der K2PK-Melasse. Verwendete Parameter: $\Delta = -6$ MHz, $\delta_1 = -1,5\gamma_1$, $s_1 = 0,0075$ und $s_2 = 500$.

Abbildung 3.3 zeigt ein berechnetes Kraftprofil für eine sehr geringe Sättigung von $s_1 = 0,0075$ im UV bei gleichzeitig hoher Sättigung $s_2 = 500$ im IR. Die Verstimmungen betragen $\delta_1 = -1,5\gamma_1$ und $\Delta = -6$ MHz. Diese Parameter sind dem Experiment zugänglich und führen, wie unten gezeigt wird, auch zu einer deutlichen Temperaturreduktion. Gegenüber dem Profil einer Dopplermelasse ist das Kraftprofil für eine K2PK-Melasse um $v = 0$ m/s modifiziert und zeigt dort ein dispersives Verhalten mit deutlich steilerem Verlauf.

Eine detaillierte Betrachtung für Geschwindigkeiten um $v = 0$ m/s zeigt Abbildung 3.4. Dafür sind die Populationen $\rho_{11}^{(l)}$, $\rho_{11}^{(r)}$, $\rho_{22}^{(l)}$ und $\rho_{22}^{(r)}$ separat aufgeführt sowie die Kräfte, die sie gemäß Gleichung 3.4 hervorrufen. Die Atome, die durch den Dopplereffekt in Resonanz mit dem Zwei-Photonen Übergang gebracht werden, zeigen eine deutlich erhöhte Wahrscheinlichkeit, in die Niveaus $|1\rangle$ und $|2\rangle$ angeregt zu werden. Obwohl die Besetzungswahrscheinlichkeit des mittleren Niveaus um etwa einen Faktor 10 geringer ist als die des oberen Niveaus, wird die Kühlkraft nach Gleichung 3.4 auf Grund der hohen Linienbreite des UV-Übergangs und des

großen Rückstoßes der UV-Photonen ($k_1\Gamma_1 \approx 112 k_2\Gamma_2$) durch die UV-Photonen dominiert. Die IR-Photonen verursachen in dieser Konfiguration lediglich eine kleine Verschiebung des Profils zu positiven Kraftwerten.

Abbildung 3.5 zeigt die Abhängigkeit der Reibungs- und Diffusionskonstanten sowie der Temperatur von der Verstimmung Δ . Die Frequenz des UV-Lasers ist dabei auf $\delta_1 = -1,5\gamma_1$ festgesetzt und die IR-Frequenz wird variiert. Die Temperatur nimmt sowohl leicht rot- als auch blauverstimmt zur Zwei-Photonen-Resonanz ein Minimum an. Dieses liegt im Roten mit etwa 200 μK deutlich unterhalb der Dopplertemperatur für den breiten Übergang von 3,2 mK. Die Temperaturreduktion rotverstimmt zur Zwei-Photonen-Resonanz ist auf eine deutliche Erhöhung des Reibungskoeffizienten α zurückzuführen, der um fast einen Faktor 60 größer ist als für das reine Dopplerkühlen. Gleichzeitig geht hiermit aber auch eine erhöhte Diffusion einher, was insgesamt zu einer Temperaturreduktion verglichen zur Dopplerkühlung um einen Faktor 15 führt. Blauverstimmt ist sowohl die Reibungskonstante leicht erhöht als auch die Diffusionskonstante erniedrigt, hier kann die Dopplertemperatur um einen Faktor 3-4 unterschritten werden.

Einfluss eines konstanten Magnetfelds

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, wie sich ein lineares Magnetfeld auf den Kühlmechanismus auswirkt. In Anwesenheit eines konstanten Magnetfelds wird die energetische Entartung der Zeeman-Unterstufen aufgehoben. Die Zeeman-Aufspaltung ΔE_B benachbarter Niveaus ($\Delta m = 1$) durch den linearen Zeeman-Effekt ist im Singlett-System unabhängig von der Quantenzahl $L=J$ (normaler Zeeman-Effekt) und beträgt $\mu_B/h \approx 1,4 \text{ MHz/G}$. Abbildung 3.6 zeigt das resultierende Termschema und die Clebsch-Gordan Koeffizienten der Übergänge.

Die Besetzung der verschiedenen Unterstufen ist davon abhängig, wie der Laser polarisiert und in welcher Richtung die Feldlinien des Magnetfelds verlaufen. Liegt das lineare Magnetfeld senkrecht zur Richtung des Laserstrahls, so kann je nach Polarisation von UV- und IR-Laser jedes magnetische Unterniveau von 1D_2 bevölkert werden. Experimentell relevant ist der Fall, bei dem die Magnetfeldrichtung mit der Strahlrichtung der Melasselaser übereinstimmt. Sind die Laser linear polarisiert, bietet es sich dann an, die lineare Polarisation in zwei entgegengesetzt zirkuläre Polarisationen zu zerlegen.

Durch die Absorption von zwei σ^- -Photonen wird das Niveau $^1D_2, m = -2$ angeregt, durch die Absorption von zwei σ^+ -Photonen wird $^1D_2, m = +2$ bevölkert. Eine Absorption eines σ^+ -Photons im UV und eines σ^- -Photons im IR bzw. eines σ^- -Photons im UV und eines σ^+ -Photons im IR führt zu einer Bevölkering des $^1D_2, m = 0$ Zustands. Die Niveaus $^1D_2, m = \pm 1$ werden nicht bevölkert, da der IR-Laser keine Übergänge mit $\Delta m = 0$ treibt, so dass maximal drei Resonanzen auftreten.

Werden beide Pfade nach $^1D_2, m = 0$ simultan getrieben, ist die Population

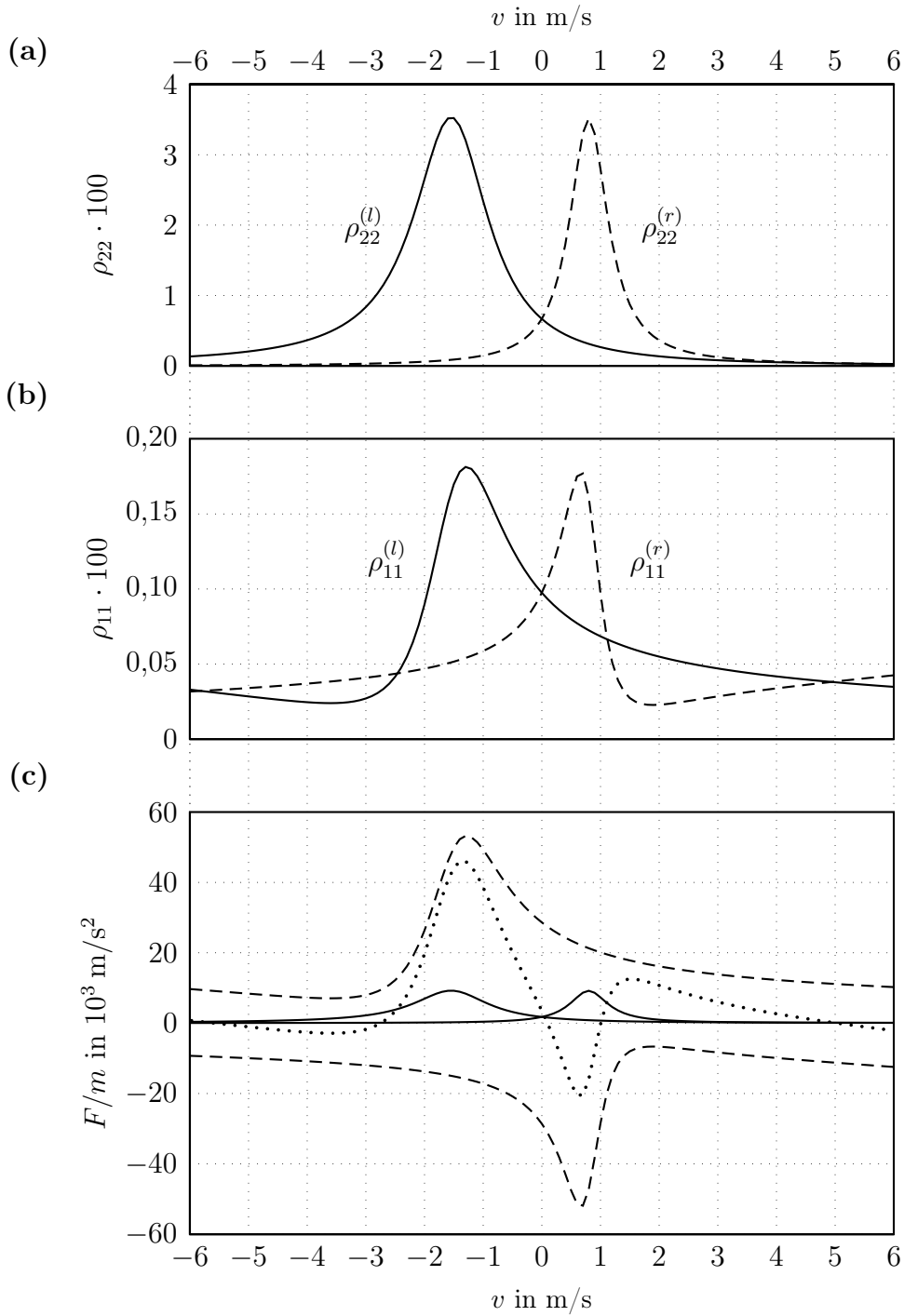


Abbildung 3.4: (a) Besetzungswahrscheinlichkeiten $\rho_{22}^{(l)}$ und $\rho_{22}^{(r)}$ in $1D_2$ in Abhängigkeit der Geschwindigkeit v des Atoms. (b) Besetzungswahrscheinlichkeiten $\rho_{11}^{(l)}$ und $\rho_{11}^{(r)}$ in $1P_1$. In (c) sind die Kräfte, die gemäß Gleichung 3.4 proportional zu den Populationen sind, für die vier Populationen separat gezeigt. Die gestrichelten Linien zeigen die Kräfte durch $\rho_{11}^{(l)}$ und $\rho_{11}^{(r)}$, die durchgezogenen die Kräfte durch $\rho_{22}^{(l)}$ und $\rho_{22}^{(r)}$. Die gepunktete Linie stellt das komplette Kraftprofil, also die Summe aller Beiträge dar.

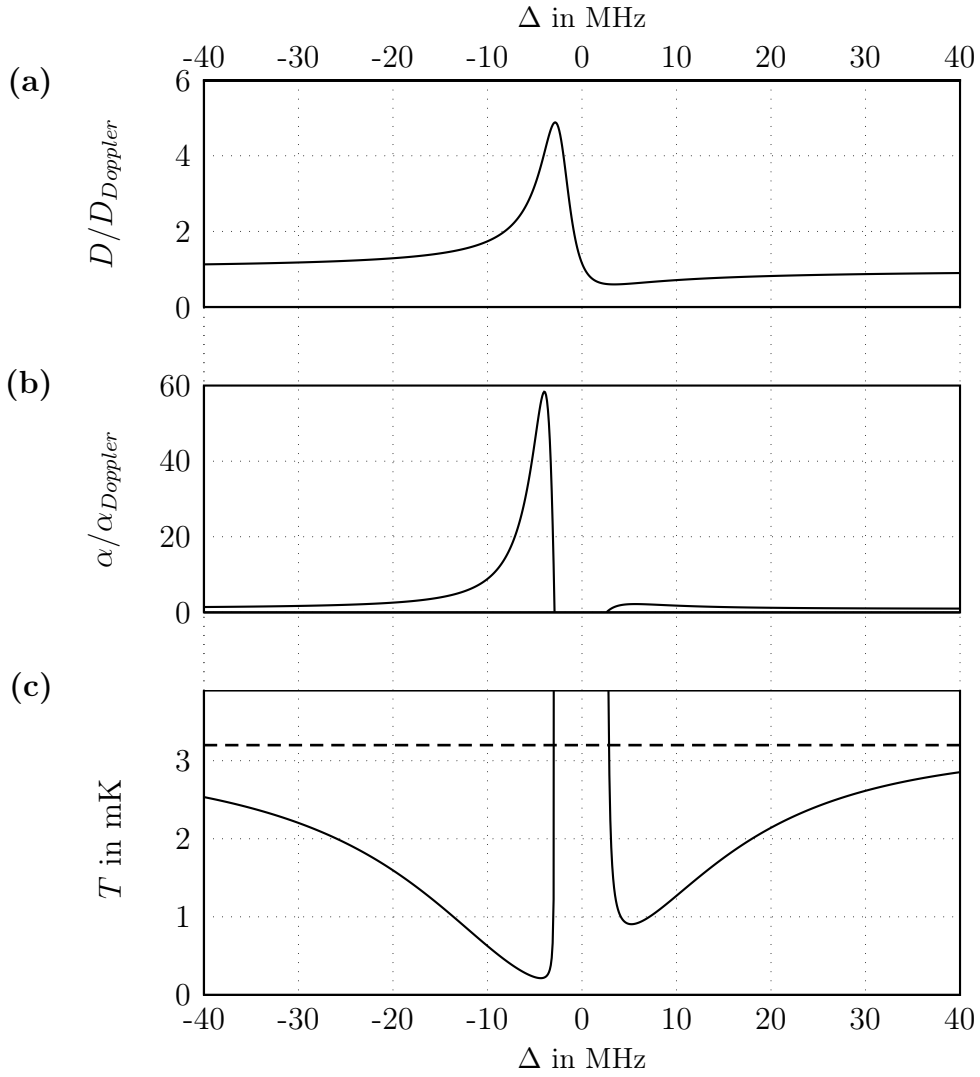


Abbildung 3.5: (a) Diffusionskonstante D und (b) Reibungskoeffizient α , normiert auf den Wert $D_{Doppler}$ bzw. $\alpha_{Doppler}$ einer Dopplermelasse. (c) Die Temperatur T ergibt sich durch den Quotienten $D/\alpha k_B$. Die Dopplertemperatur $T_{Doppler} = D_{Doppler}/\alpha_{Doppler} k_B = 3,2$ mK ist durch die horizontale Linie markiert.

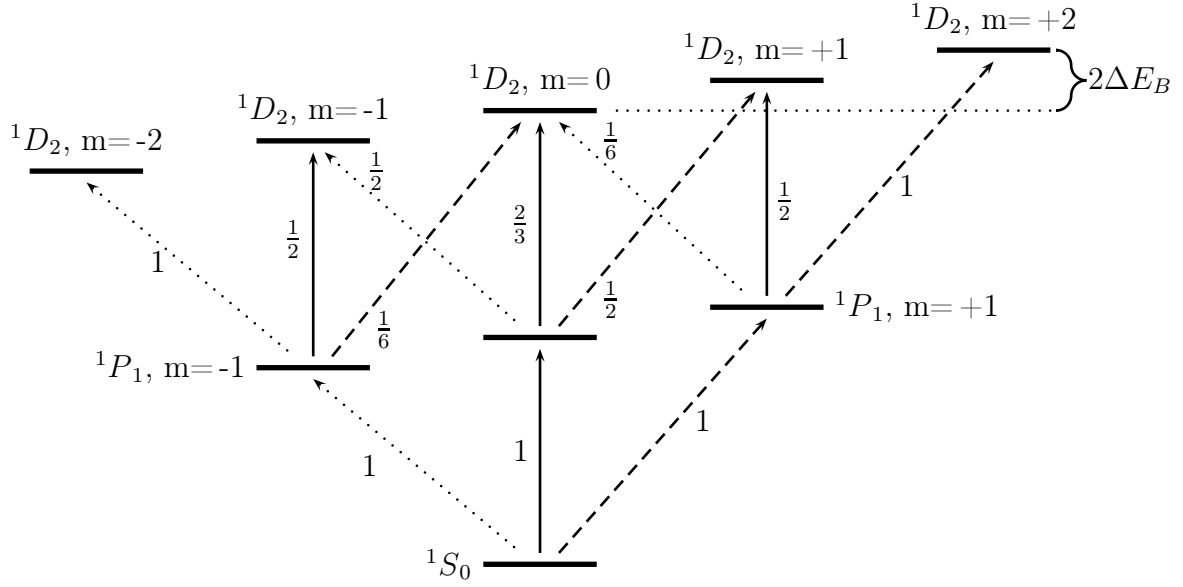


Abbildung 3.6: Termschema bei Berücksichtigung des Zeeman-Effekts. Die Zahlen geben die Quadrate der Clebsch-Gordan Koeffizienten an. Übergänge, die durch σ^- -Licht getrieben werden, sind gepunktet, σ^+ -Licht getriebene Übergänge sind gestrichelt. Durchgezogene Linien zeigen Übergänge, die über π -Polarisation adressiert werden können.

abhängig von der relativen Phase der Anregungspfade. Diese Phase wird über die relative Orientierung der Polarisierungen von IR- und UV-Laser eingestellt. Für den Fall, dass die beiden Polarisierungen parallel orientiert sind, interferieren die Anregungspfade konstruktiv und $^1D_2, m = 0$ wird populierte. Sind die Polarisierungen orthogonal, ist die Interferenz destruktiv und das Niveau kann nicht bevölkert werden. Experimentell wurde diese Quanteninterferenz für Magnesium erstmalig in [50] beobachtet.

Verläuft das Magnetfeld in Strahlrichtung und wird das im vorigen Abschnitt beschriebene Modell zugrunde gelegt, so können die resultierende Kraft sowie Diffusions- und Reibungskoeffizient unter Vernachlässigung der IR-Photonen wie folgt berechnet werden:

$$F = \hbar k_1 \Gamma_1 (\tilde{\rho}_{11}^{(l)} - \tilde{\rho}_{11}^{(r)} + \hat{\rho}_{11}^{(l)} - \hat{\rho}_{11}^{(r)}) \quad (3.5)$$

$$D = (\hbar k_1)^2 \Gamma_1 (\tilde{\rho}_{11}^{(l)} + \tilde{\rho}_{11}^{(r)} + \hat{\rho}_{11}^{(l)} + \hat{\rho}_{11}^{(r)}) \quad (3.6)$$

$$\alpha = \left. \frac{dF}{dv} \right|_{v=0} \quad (3.7)$$

Die Population in $^1P_1, m = -1$ wird mit $\tilde{\rho}_{11}$ und die Population in $^1P_1, m = +1$ mit $\hat{\rho}_{11}$ bezeichnet. Das zu berücksichtigende Termschema enthält fünf bzw. sechs relevante Niveaus. Die Bestimmung der Rabifrequenzen der entsprechenden Übergänge erfordert die Einbeziehung der zugehörigen Clebsch-Gordan Koeffizienten

(s. Abbildung 3.6). Die Verstimmungen ergeben sich unter Berücksichtigung sowohl der Doppler- als auch der Zeemanverschiebung. Dieses System wird in dem Modell durch mehrere Drei-Niveau-Systeme approximiert. Details zur Berechnung der Populationen finden sich im Anhang C.

Abbildung 3.7 zeigt die erreichbaren Temperaturen. Die Parameter sind identisch zu denen im vorangegangenen Abschnitt, also $s_1 = 0,0075$, $s_2 = 500$ und $\delta_1 = -1,5 \gamma_1$. Die Stärke des Magnetfelds ist zu 5,3 G gewählt, woraus ein Abstand der Resonanzen von 15 MHz resultiert. Die erreichbaren Temperaturen sind für parallele Polarisierungen von UV- und IR-Laser aufgetragen. Zum Vergleich ist zusätzlich die Kurve ohne angelegtes Magnetfeld eingezeichnet. Die Aufhebung der Entartung der Zeeman-Untersätze führt dazu, dass drei Resonanzen auftreten, und dass sowohl rot- als auch blauverstimmt zu jeder dieser Resonanzen gekühlt werden kann. Bei dem gewählten Magnetfeld ist der Abstand der Resonanzen so klein, dass die Bereiche, in denen sie eine signifikante Temperaturänderung bewirken, überlappen. Hieraus resultieren insgesamt vier Temperaturminima. Wird jeweils nur eine der Resonanzen bei angelegtem Magnetfeld betrachtet, so ist das Frequenzintervall, in dem eine deutliche Temperaturreduktion erfolgt, kleiner und der Temperaturverlauf steiler als wenn kein Magnetfeld anliegt. Somit ist ein genaueres Einstellen des Parameters Δ erforderlich. Die minimalen Temperaturen sind aber nahezu unabhängig vom Magnetfeld und liegen in beiden betrachteten Konfigurationen bei etwa 200 μK , deutlich unterhalb der Dopplertemperatur. Durch konstante externe Magnetfelder wird also die Einstellung der optimalen Kühlparameter erschwert, die erreichbaren Temperaturen aber nicht negativ beeinflusst. Das Kühlverfahren kann somit als relativ robust gegenüber diesen Störungen angesehen werden.

3.3 Ergebnisse für eine eindimensionale Zwei-Photonen-Melasse

3.3.1 Charakterisierung der Kühlkraft

Modell der Melassephase

Die Charakterisierung der Kühlkraft in einer Dimension ist ein essentielles Werkzeug, um die Validität des theoretischen Modells anhand experimenteller Daten zu überprüfen, da die Atomverteilung sehr sensitiv auf den genauen Verlauf des Kraftprofils ist. Sie erlaubt weiterhin eine genaue Bestimmung der Verstimmungen Δ bezüglich der Zwei-Photonen-Resonanz.

Mit Hilfe des in Abschnitt 3.2 erarbeiteten Kraftmodells ist es möglich, die Atomverteilung nach der Melassephase und anschließender freier Expansionszeit t zu berechnen. Dabei wird angenommen, dass das atomare Ensemble bereits durch Dopplerkühlung auf dem breiten Kühlübergang vorgekühlt und komprimiert wur-

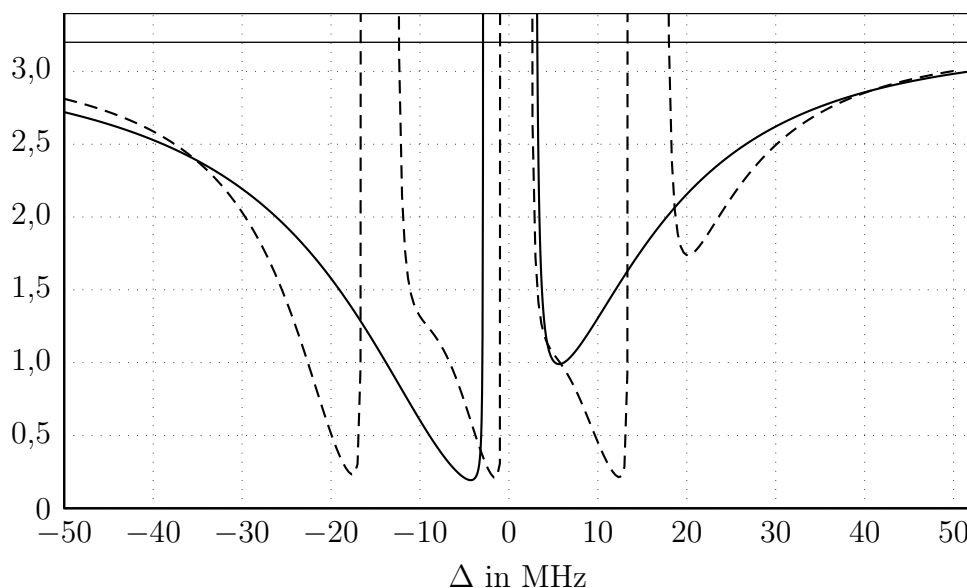


Abbildung 3.7: Temperaturen der K2PK-Melasse in Abhängigkeit der Verstimmung Δ von der $m = 0 \rightarrow m = 0$ Zwei-Photonen-Resonanz. Die gestrichelte Kurve zeigt den Temperaturverlauf in Anwesenheit eines konstanten Magnetfelds bei paralleler Polarisation von UV- und IR-Laser. Zum Vergleich ist der Temperaturverlauf ohne Magnetfeld (durchgezogen) eingezeichnet. Die horizontale Linie markiert $T_D = 3,2$ mK.

de. Weiterhin wird vorausgesetzt, dass die K2PK-Melasse durch zwei entgegengesetzte UV-Laser und einen kollinearen IR-Strahl gebildet wird und für eine kurze Zeit von etwa $200 \mu\text{s}$ eingestrahlt wird. Die Diffusion durch spontane Emission wird vernachlässigt. Sie würde zu einer zusätzlichen Verbreiterung der Wolken führen. Dieser Beitrag ist aber bei den verwendeten Flugzeiten klein gegenüber der Verbreiterung durch die gaußförmige Ortsverteilung der Atome in der MOT.

Die Atome werden in Geschwindigkeitsklassen mit einer Diskretisierung von $\delta v = 0,1$ m/s eingeteilt. Die Anzahl der Atome in jeder Geschwindigkeitsklasse, $N(v)$, ist proportional zum Integral über die Boltzmannverteilung mit $T = T_{mel}$ von $v - \delta v/2$ bis $v + \delta v/2$. Über das in Abschnitt 3.2 vorgestellte Modell wird die Kraft $F(v)$ auf die Atome in jeder einzelnen Geschwindigkeitsklasse berechnet. Die Geschwindigkeit ändert sich in jedem Zeitschritt $\Delta t = 2 \mu\text{s}$ um $\Delta v = F(v) \cdot \Delta t$. Insgesamt 100 Zeitschritte simulieren die Melassephase von $200 \mu\text{s}$ Dauer, nach der jede Geschwindigkeitsklasse mit der ursprünglichen Geschwindigkeit v eine neue Geschwindigkeit v_{end} erhalten hat.

Die Ortsverteilung direkt nach der Melassephase wird als Gauß-Verteilung angenommen, deren Breite σ der Breite der experimentell realisierten Atomverteilung nach der Melassephase entspricht. Anschließend expandieren die Atome für die Zeitdauer t der freien Expansionsphase von etwa 2 ms gemäß ihrer neu zugewie-

senen Geschwindigkeiten v_{end} . Für jede Geschwindigkeitsklasse existiert dann eine gaußförmige Ortsverteilung, deren Zentrum durch $x_0 = v_{end} \cdot t$ und deren Amplitude durch das Integral $N(v)$ gegeben ist. Die Summation über alle Gauß-Funktionen ergibt dann das Atomprofil.

Experimentelle Sequenz

Zunächst werden Magnesiumatome in einer MOT vorgekühlt und anschließend Laser und Quadrupolfeld der MOT abgeschaltet. Nach einer Wartezeit von 200 μs , in der die Atomwolke frei expandiert, ist das Quadrupolfeld soweit abgefallen, dass lediglich ein konstantes Restmagnetfeld von etwa 5 G in Strahlrichtung wirksam ist. Anschließend wird die K2PK 1D-Melasse in der oben genannten Konfiguration für eine Zeitdauer von 200 μs appliziert. Die Balance der UV-Melassestrahlen kann über die Ortsverschiebung der Atomwolke während der Melassephase präzise detektiert und über eine Kombination aus Halbwellenplättchen und Polstrahlteiler genau eingestellt werden. Typische Sättigungen pro Strahl sind $s_1 = 0,0075$ und $s_2 = 980$ bei Strahltaillen von 4,5 mm im IR und $4,1 \times 7,8$ mm im UV. Die Polarisierungen von IR- und UV-Laser sind linear und parallel ausgerichtet. Es wird abgeschätzt, dass die realen Rabifrequenzen um etwa 20 % kleiner sind, da eine nicht perfekte Strahljustage und kleine Winkel zwischen dem magnetischen Feld und der Polarisation des Laserlichts die Effizienz der Anregung herabsetzen.

Die Frequenz des IR-Lasers wurde um die Zwei-Photonen-Resonanz herum variiert, die Frequenz des UV-Lasers wurde auf $-1,5\gamma_1$ festgesetzt. Nach dem Kühlpuls folgt für ungefähr 2 ms eine Phase der freien Expansion, bevor die Wolke durch den UV-Strahl angeblitzt und die Fluoreszenz mit der CCD-Kamera registriert wird. Durch Summation entlang der zum Kühllaser senkrechten Raumrichtung wird hieraus ein Atomprofil gewonnen, welches einen Vergleich mit dem zuvor berechneten Atomprofil zulässt.

Die Temperatur der MOT liegt bei etwa 4-5 mK, leicht oberhalb der Dopplertemperatur von 3,2 mK. Die Dopplertemperatur in der eindimensionalen Melasse $T_{Doppler} = 2,2$ mK ist sowohl gegenüber der MOT als auch gegenüber den Kalkulationen im Abschnitt 3.2 um einen Faktor 7/10 geringer. Dieser Faktor berücksichtigt, dass im Experiment die Kühlung in einer Dimension erfolgt, Diffusion durch spontane Emission jedoch in alle Raumrichtungen wirksam ist [80]. Die durch TOF (s. Abschnitt 3.3.2) experimentell bestimmte Temperatur $T_{mel} = 5,5$ mK der Dopplermelasse ist auch nach relativ aufwändiger Strahlformung durch einen Raumfilter um etwa einen Faktor 2,5 höher als $T_{Doppler}$. Die erhöhten Temperaturwerte werden auf Imperfektionen im Strahlprofil zurückgeführt, ein Effekt, der in einer eindimensionalen Melasse am Erdalkalimetall ^{88}Sr in [88] ausführlich untersucht wurde.

Vergleich von Experiment und Modell

Die Abbildung 3.8, 3.9 und 3.10 zeigen für unterschiedliche Verstimmungen Δ jeweils ein Kraftprofil $F(v)$, die zugehörige modellierte und die experimentell gemessene Atomverteilung. Δ wird dabei so definiert, dass es verschwindet, wenn die Laser mit dem Übergang $^1S_0, m = 0 \rightarrow ^1D_2, m = 0$ resonant sind.

In Abbildung 3.8 beträgt die Verstimmung $\Delta = -15$ MHz und die Laser sind resonant mit dem Übergang nach $^1D_2, m = -2$. Da die Steigung des Kraftprofils an der Stelle $v = 0$ positiv ist, ist α negativ und ruhende Atome werden beschleunigt. Bei einer Geschwindigkeit von etwa $\pm 1,25$ m/s wechselt das Vorzeichen von $F(v)$, während dF/dv negativ ist. Dies führt zu einer Anhäufung von Atomen, da sie in zwei bewegte Bezugssysteme mit $v \approx \pm 1,25$ m/s gekühlt werden. Dies korrespondiert mit dem lokalen Minimum in der Atomverteilung, das sowohl berechnet als auch experimentell beobachtet werden kann. Die beiden Atomwolken bewegen sich voneinander weg, was auch durch eine Serie von Aufnahmen zu verschiedenen Expansionszeiten bestätigt werden konnte.

Abbildung 3.9 präsentiert die Verhältnisse für $\Delta = -11$ MHz, also 4 MHz blauverstimmt bezüglich des Übergangs nach $m = -2$ und 11 MHz rotverstimmt zur zentralen Resonanz ($m = 0$). Atome mit Geschwindigkeiten um $v = 0$ m/s werden in das Laborsystem gekühlt. Im berechneten und experimentell bestimmten Atomprofil ist ein zentraler Teil erkennbar, der durch die Melasse gekühlt wurde. Bei etwa $-0,75$ m/s wechselt die Kraft das Vorzeichen. Schnellere Atome, die sich nach links bewegen, werden hierdurch beschleunigt und wiederum in ein bewegtes Bezugssystem gekühlt. Dies äußert sich im Atomprofil in einem zweiten, kleineren Maximum. Bei längeren Flugzeiten bewegt sich dieser Teil der Atomwolke weiter nach links, während der zentrale Teil seine Position nahezu beibehält.

Für eine Verstimmung von $\Delta = -4$ MHz, also nur leicht rotverstimmt zur mittleren Resonanz, ist in Abbildung 3.10 das Verhalten der Atomwolke bei optimierten Kühlparametern aufgetragen. Erst bei $-2,5$ m/s wechselt die Kühlkraft das Vorzeichen, so dass nahezu alle Atome ins Laborsystem gekühlt werden. Die Steigung bei $v = 0$ m/s und damit der Reibungskoeffizient α ist gegenüber einer Dopplermelasse deutlich erhöht. Auch die Atomwolken sind deutlich komprimiert, was ein Indiz für eine kältere Ensembletemperatur darstellt.

Die gute Übereinstimmung zwischen dem Modell und den experimentell ermittelten Daten ermöglicht eine genaue Zuordnung und Orientierung von experimentell eingestellter Laserfrequenz und der Verstimmung Δ zur Resonanz $m = 0 \rightarrow m = 0$. Auch für die übrigen Verstimmungen stimmen Modell und Experiment sehr gut überein. Im folgenden Abschnitt, in dem die Temperaturen für Experiment und Modell verglichen werden, werden Daten derselben Messung genutzt, so dass die Verstimmungen Δ direkt korrespondieren.

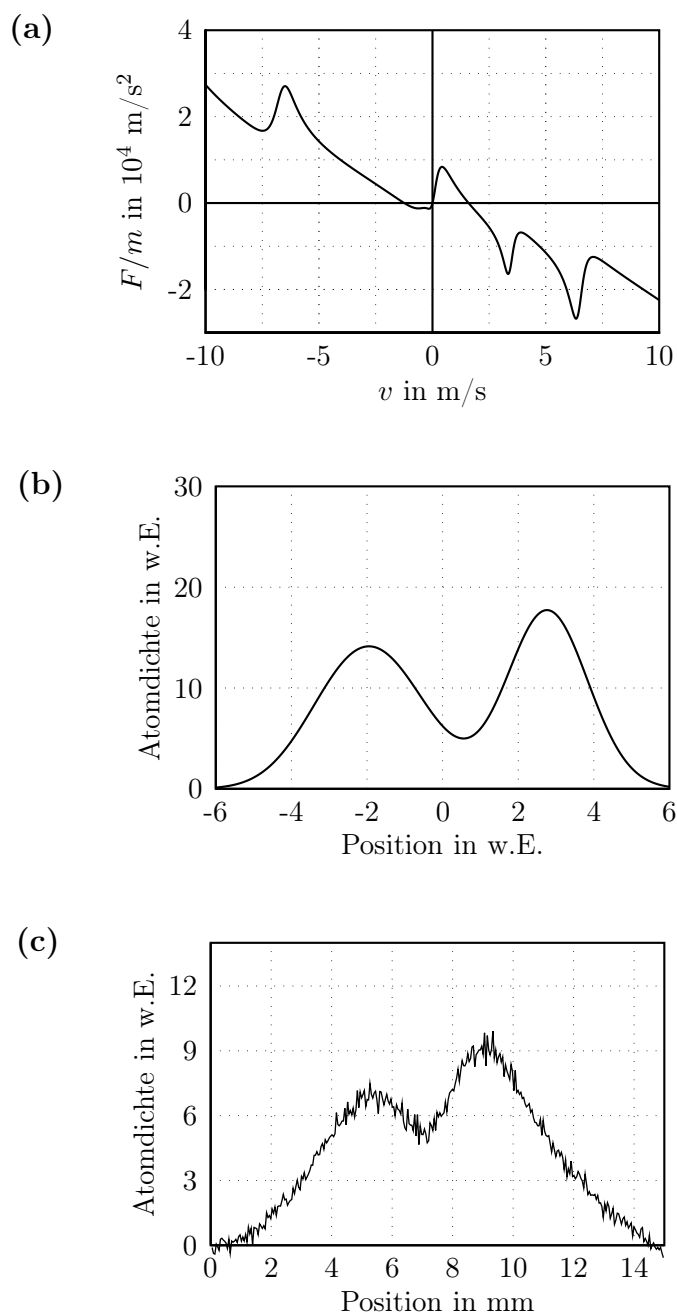


Abbildung 3.8: Kraftprofil (a), berechnete Atomverteilung (b) und gemessene Atomverteilung (c) für $\Delta = -15$ MHz und damit 15 MHz rotverstimmt zum Übergang $m = 0 \rightarrow m = 0$ und resonant mit dem Übergang $m = 0 \rightarrow m = -2$.

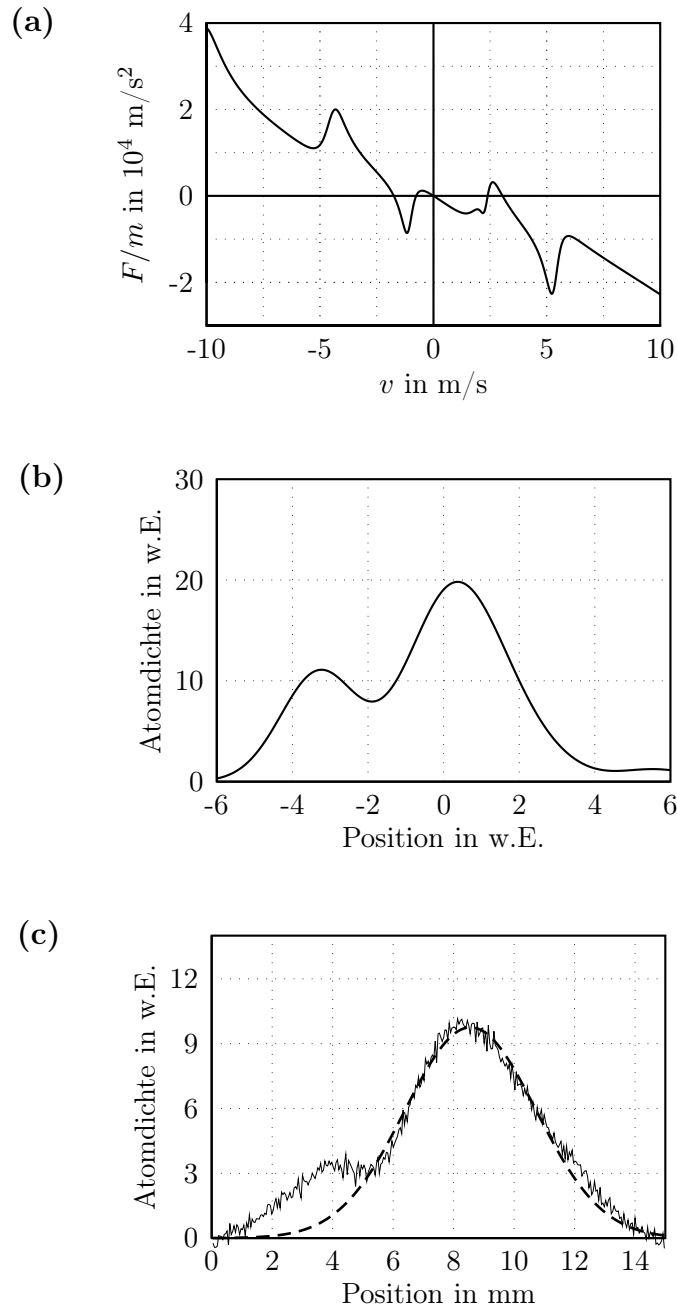


Abbildung 3.9: Kraftprofil (a), berechnete Atomverteilung (b) und gemessene Atomverteilung (c) für $\Delta = -11$ MHz und damit 11 MHz rotverstimmt zum Übergang $m = 0 \rightarrow m = -2$ und 4 MHz blauverstimmt zum Übergang $m = 0 \rightarrow m = -2$. Die gestrichelte Kurve in (c) zeigt eine numerisch angepasste Gauß-Funktion für den zentralen Teil der Verteilung.

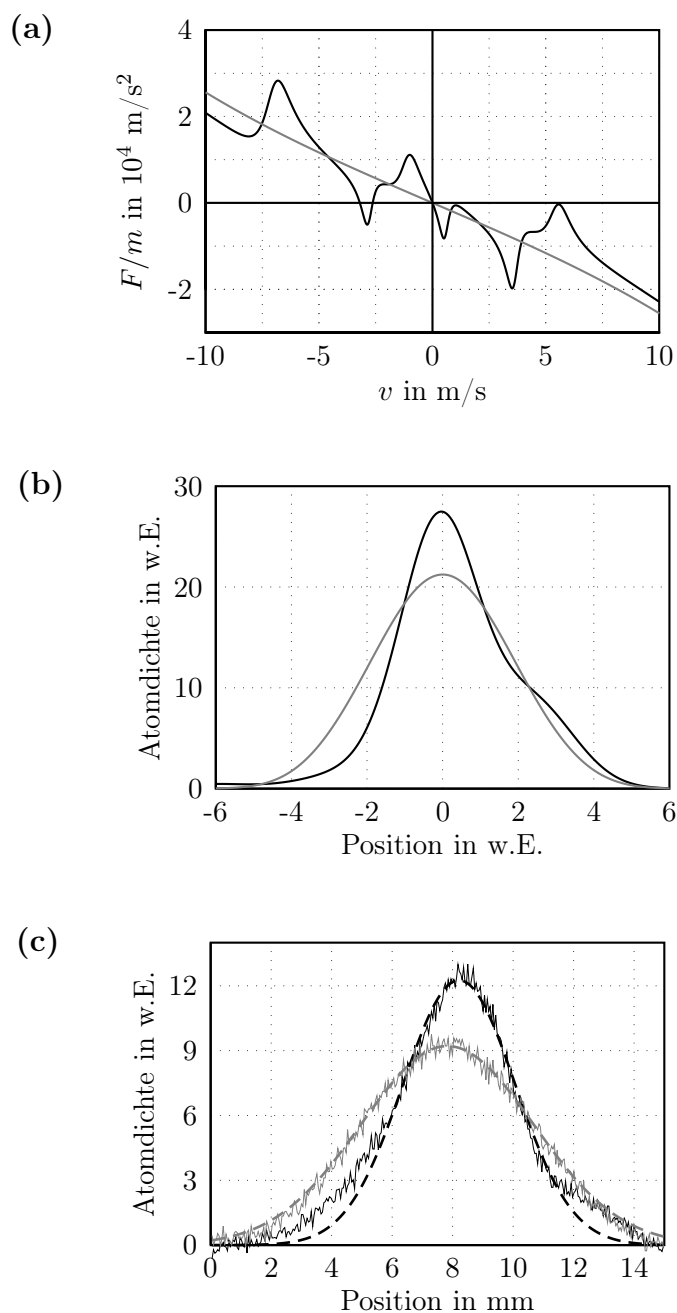


Abbildung 3.10: Kraftprofil (a), berechnete Atomverteilung (b) und gemessene Atomverteilung (c) für $\Delta = -4$ MHz und damit 4 MHz rotverstimmt zum $m = 0 \rightarrow m = 0$ Übergang. Die graue Kurve in (b) zeigt die berechnete Atomverteilung nach einer reinen UV-Melasse. In (c) sind zum Vergleich experimentelle Daten für die reine UV-Melasse gezeigt (graue Kurve) sowie die entsprechenden numerisch angepassten Gauß-Funktionen.

3.3.2 Temperaturvergleich von Experiment und Modell

Im vorigen Abschnitt wurde bereits beobachtet, dass durch die K2PK-Melasse expandierte Atomwolken mit deutlich kleineren Wolkenbreiten als mit der Doppelmelasse präpariert werden konnten. Eine Temperaturmessung erfordert jedoch die Beobachtung des Expansionsverhaltens der Wolke zu verschiedenen Zeitpunkten. Dazu wurde, wie im vorangegangenen Abschnitt, zunächst eine Vorkühlung in einer UV-MOT und anschließend eine eindimensionale K2PK-Melasse realisiert. Eine Serie von Fluoreszenzbildern nach unterschiedlichen Flugzeiten t lässt dann Aussagen über die zeitliche Entwicklung der Wolkenbreite σ zu. Die Zeit t bezieht sich dabei auf das Intervall zwischen dem Ende der Melassephase und dem Beginn des Detektionsblitzes. Da eine solche Temperaturmessung bei einer hinreichenden Anzahl von Mittelungen durchaus mehrere Minuten in Anspruch nehmen kann, ist die Frequenzstabilität des UV-Lasers und des IR-Lasers von entscheidender Bedeutung. Das resultierende Atomprofil wurde mit einer Gauß-Funktion mit Breite σ gefittet. In einer Auftragung σ^2 über t^2 ergibt sich ein linearer Zusammenhang und die Steigung der Regressionsgeraden ist proportional zur Temperatur des Ensembles:

$$\sigma^2(t) = \sigma^2(0) + \frac{k_B}{m} \cdot T \cdot t^2 \quad (3.8)$$

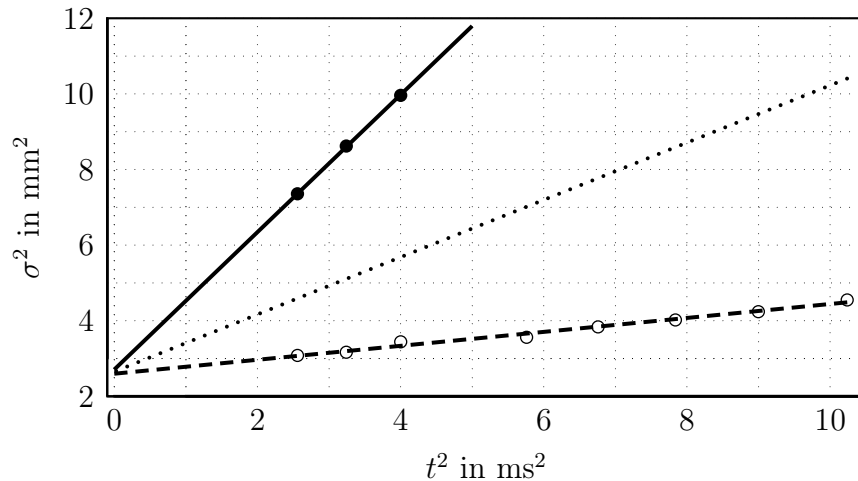


Abbildung 3.11: Vergleich der Temperaturmessungen durch Time-of-flight für die UV-Melasse von 5,5 mK (durchgezogen) und für die K2PK-Melasse von 500 μK (gestrichelt). Die gepunktete Linie entspricht der Dopplertemperatur von 2,2 mK.

Abbildung 3.11 zeigt eine TOF für eine Dopplermelasse und eine K2PK-Melasse mit $\Delta = -4$ MHz. Als Vergleich ist zusätzlich eine Gerade eingezeichnet, die die

Expansionsdynamik einer Atomwolke beschreibt, deren Temperatur der Dopplertemperatur von 2,2 mK entspricht. Deutlich zu erkennen ist, dass die Wolkenbreiten der K2PK-Melasse im Vergleich sowohl zur Dopplermelasse, als auch zur Wolke mit $T = T_D$, zu jeder Flugzeit $t > 0$ deutlich kleiner ist und die Steigung der Regressionsgeraden flacher verläuft. Der daraus gewonnene Temperaturwert der K2PK-Melasse beträgt etwa 500 μK . Dank der tieferen Temperaturen können deutlich längere Flugzeiten ausgenutzt werden, wodurch die Präzision der Messung gesteigert wird. Der Fehler in der Temperaturmessung beträgt etwa 150 μK .

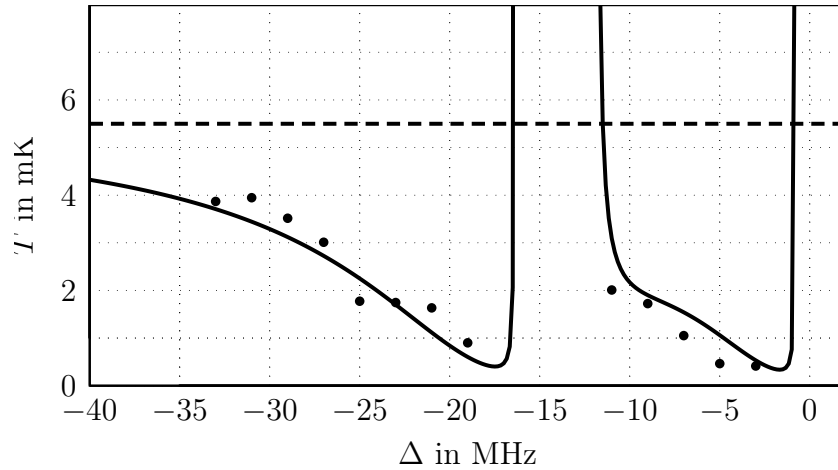


Abbildung 3.12: Temperaturen, die experimentell durch TOF gewonnen wurden (Punkte) und Vorhersagen des theoretischen Modells (durchgezogene Kurve) in Abhängigkeit der Verstimmung Δ gegenüber der Resonanz $m = 0 \rightarrow m = 0$. Die horizontale Linie stellt die Temperatur $T_{mel} = 5,5$ mK der Dopplermelasse dar.

Abbildung 3.12 zeigt systematische Temperaturmessungen in Abhängigkeit von Δ . Zum Vergleich sind berechnete Temperaturen eingetragen, die durch das in Abschnitt 3.2 beschriebene Modell gewonnen wurden. Die berechneten Temperaturen wurden mit einem Faktor $T_{mel}/T_{Doppler} = 2,5$ skaliert. Dies berücksichtigt das Heizen, das bereits in der UV-Melasse beobachtet wird und so durch eine erhöhte Diffusion modelliert wird.

Die experimentell gewonnenen Temperaturwerte können durch das Modell sehr gut beschrieben werden. Die tiefsten Temperaturen befinden sich wie erwartet in der Nähe der Resonanzen. Wie erwähnt bewirkt der Zeeman-Effekt, dass mehrere Resonanzen auftreten und jede einzelne Sub-Doppler Temperaturen ermöglicht. Für große Verstimmungen Δ nähert sich die Temperatur asymptotisch T_{mel} an. Die geringsten Temperaturen sind etwa 500 μK und damit einen Faktor 4,5 unterhalb der Dopplertemperatur und einen Faktor 10 geringer als die Temperaturen, die ansonsten in einer UV-Melasse präpariert werden können.

3.4 Zwei-Photonen-Kühlen in der MOT

3.4.1 Verlustspektroskopie in Anwesenheit eines Quadrupolfeldes

Eine effiziente Anwendung des K2PK erfordert auch in einer MOT die genaue Kenntnis der Verstimmung Δ relativ zu den Zwei-Photonen-Resonanzen. Aus diesem Grunde ist es notwendig, zunächst die Auswirkungen des Quadrupolfelds auf das Absorptionsspektrum zu untersuchen. Die Besetzung der einzelnen Zeeman-Unterkontinente in 1D_2 und die Modifizierung der Besetzung in 1P_1 wird bei Einstrahlung des IR-Lasers in einer magneto-optischen Falle deutlich komplexer. Die inhomogene Magnetfeldstärke verursacht eine variable Zeeman-Verschiebung und die variable Richtung des Magnetfelds erlaubt keine definierte Einstellung der Polarisation relativ zum Magnetfeld, wodurch eine unkontrollierte Besetzung aller Unterkontinente erfolgt. Zusätzlich sind die Intensitäten der MOT-Strahlen in der genutzten Vier-Strahl-Konfiguration nicht perfekt balanciert, wodurch die MOT gegenüber dem Zentrum des Quadrupolfelds verschoben ist.

Für die Spektroskopie der Zwei-Photonen-Resonanzen wird der IR-Laser mit einer Leistung von 15 mW kontinuierlich in die MOT eingestrahlt und die MOT-Fluoreszenz über einen Photomultiplier registriert. Zusätzlich wird die Fluoreszenz der MOT über eine CCD-Kamera aufgenommen. Die Zerfallskanäle von 1D_2 in das Triplett-System führen auf Zeitskalen von etwa 1 s zu einer merklichen Abnahme der MOT-Fluoreszenz, so dass durch Verlustspektroskopie in der MOT die Resonanzen aufgesucht werden können.

Um die Einflüsse des Quadrupolfelds besser einordnen zu können, wurde zusätzlich zur IR-Spektroskopie auch eine unabhängige Verlustspektroskopie mit einem blauen Farbstofflaser¹ auf dem $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ Übergang betrieben. Die Leistung am Ort der Atome beträgt etwa 15 μ W. Die Atomwolke wird außerdem durch Abschwächung eines MOT-Strahls definiert verschoben, um die Auswirkung eines konstanten Magnetfelds zu überprüfen. Dazu wird ein 10 % Abschwächer in den Rückreflex eines Strahls in der Tischebene eingebracht.

Abbildung 3.13 zeigt die Ergebnisse der Verlustspektroskopie. Deutlich sind in dem dargestellten Frequenzintervall für beide Versuchsreihen drei Minima zu erkennen. Die Ursache hierfür liegt in dem konstanten Magnetfeld, das in der Verschiebung der MOT gegenüber dem Zentrum des Quadrupolfelds begründet ist. Für die blaue Spektroskopie resultiert dies wegen $J = 1$ des oberen Zustands in drei Resonanzen, für die IR-Spektroskopie ergeben sich wegen $J = 2$ fünf Resonanzen, von denen jedoch nur die zentralen drei aufgelöst und dargestellt sind. Der Abstand der Minima beträgt im IR etwa 14 MHz und im Blauen 17 MHz (durchgezogene Kurven in Abb. 3.13). Wird das Ungleichgewicht der Strahlen erhöht, wächst der Abstand im IR auf 18 MHz und im Blauen auf 23 MHz (gestrichelte

¹eine ausführliche Darstellung des Lasersystems findet sich in: [89, 90, 74]

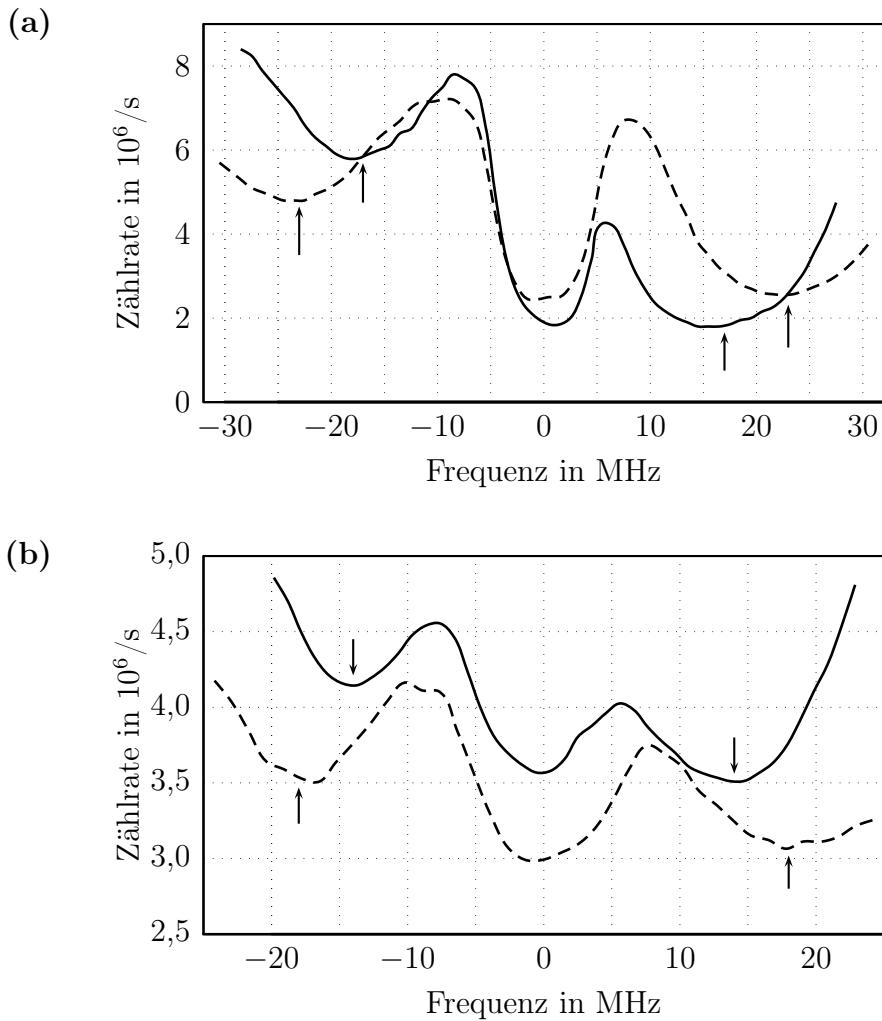


Abbildung 3.13: Fluoreszenz des Zerfalls $^1P_1 \rightarrow ^1S_0$ in der MOT (durchgezogene Linie). Die Zählrate der ungestörten MOT beträgt $9,8 \cdot 10^6$ 1/s. In (a) wurde die Frequenz eines blauen Farbstofflaser um die $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ Resonanz variiert, in (b) der Ti:Sapph-Laser über die Resonanzfrequenz des Übergangs $^1P_1 \rightarrow ^1D_2$. Die gestrichelten Kurven zeigen die Verhältnisse für einen um 20 % abgeschwächten MOT-Rückreflex. Pfeile markieren die im Text genannten Resonanzfrequenzen.

Kurve). Alle Messwerte können bei aufeinander folgenden Messreihen mit einer Genauigkeit von 1-2 MHz reproduziert werden. Gleichzeitig wird durch die Bilder der CCD Kamera die Verschiebung der MOT in der Tischebene um $540 \mu\text{m}$ gemessen, während vertikal keine signifikante Verschiebung auftritt.

Der Abstand der Minima im IR von 14 MHz entspricht bei einer Zeeman-Verschiebung von $1,4 \text{ MHz/G}$ einem Offset-Feld von 10 G. Der blauen Spektroskopie kann mit Hilfe der Zeeman-Verschiebung des Übergangs von $2,1 \text{ MHz/G}$ ein Offset-Feld von 8 G entnommen werden. Nach Einbringen des Abschwächers erhöht sich das Offset-Magnetfeld. Die Verschiebung um $540 \mu\text{m}$ sollte bei einem

Magnetfeldgradienten von 65 G/cm in der Tischebene zu einer Erhöhung des Magnetfelds um 3,5 G führen. In der Tat ergibt sich nach Verschiebung der MOT aus der IR-Spektroskopie eine Erhöhung um 3 G auf 13 G und aus der blauen Spektroskopie eine Erhöhung um 3 G auf 11 G. Damit liefern alle Messdaten im Rahmen der Messgenauigkeit konsistente Ergebnisse.

Insbesondere bei der blauen Spektroskopie ist zu erkennen, dass die äußeren Resonanzen breiter sind als die mittlere. Dies ist auf die inhomogene Zeeman-Verschiebung zurückzuführen, da sich die MOT über eine Breite, die einem $\sigma = 660 \mu\text{m}$ einer Gauß-Funktion entspricht, ausdehnt. Das Magnetfeld variiert in diesem Bereich um etwa 4,3 G, was zu einer Zeeman-Verbreiterung von 6 MHz im IR und 9 MHz im Blauen führt. Die mittlere Resonanz treibt den Übergang nach 3P_1 , $m = 0$ und ist daher durch den Zeeman-Effekt weder verschoben noch inhomogen verbreitert.

Für IR- und blaue Spektroskopie können somit konsistente Messergebnisse bezüglich des Offset-Magnetfelds erhalten werden, die auch mit Messungen der Position der Atomwolke übereinstimmen. Die Verbreiterung durch das inhomogene Magnetfeld kann ebenfalls experimentell bestätigt werden. Hierdurch wird ein qualitatives und quantitatives Verständnis der die experimentelle Umgebung definierenden Magnetfelder erlangt.

3.4.2 Realisierung des K2PK in der MOT

Eine Reduktion der Temperatur in der MOT ist von hoher praktischer Relevanz. So hängen beispielsweise Umladeeffizienz in eine Dipolfalle sowie Stabilität und Genauigkeit eines Frequenzstandards empfindlich von der Ausgangstemperatur ab. Im Gegensatz zu einer K2PK-Melasse gewährleistet die K2PK-MOT einen räumlichen Einschluss, wodurch folgende Experimentphasen zeitunkritisch angeschlossen werden können. Gleichzeitig erschwert die zusätzliche Komplexität durch das angelegte Quadrupolfeld eine Modellierung des Systems.

Experimentelle Sequenz

Ausgangsbasis für die Versuche an der K2PK-MOT ist wiederum eine UV-MOT, die ein vorgekühltes Ensemble bereitstellt. Die Verstimmung des UV-Lasers beträgt hierbei $-\gamma_1$ und die UV-Sättigung etwa $s_1 = 0,007$ pro Strahl. Die Temperatur der UV-MOT T_{MOT} liegt bei 3,8 mK. Anschließend wird die Atomwolke für eine Zeitdauer Δt mit dem IR-Laser bei einer Sättigung von $s_2 = 1000$ bestrahlt. Die Polarisation des Lasers ist linear, die Strahltaile beträgt 4,5 mm. Der IR-Laserstrahl kann wahlweise nur aus einer Richtung eingestrahlt werden oder durch das Einbringen eines Rückreflexes in einer Stehwellenkonfiguration genutzt werden. Die Einstrahldauer Δt beträgt dabei typischerweise 60 ms. In dieser Phase des Experiments sind die Quadrupolfelder und UV-Laser der MOT weiterhin eingeschaltet. Anschließend werden alle Kühllaser und das Magnetfeld abgeschaltet

und die Atomwolke nach einer freien Expansionszeit variabler Dauer durch einen UV-Blitz detektiert. Die Expansionsdauer wird hierbei relativ zum Zeitpunkt des Ausschaltens der Laser gemessen. Aus diesen Daten lässt sich über das Time-of-flight Verfahren eine Temperaturmessung gewinnen. Der Verlust an Atomen in das Triplet-System ist wegen der kurzen Einstrahldauer gering.

Eine komplementäre Messung dient dazu, die Laserfrequenz relativ zu den Zwei-Photonen-Resonanzen zu bestimmen. Der IR-Laser wird analog zu dem in Abschnitt 3.4.1 beschriebenen Verfahren kontinuierlich in die MOT eingestrahlt, Δt entspricht etwa einer Minute. Dies führt zu einem starken Verlust von Atomen und ermöglicht Verlustspektroskopie. Dazu wird die MOT-Fluoreszenz über den Photomultiplier gemessen und eine Aufnahme durch die CCD-Kamera vorgenommen.

Zur systematischen Datenaufnahme wird die Laserfrequenz des IR-Lasers in Schritten von 2 MHz über einen Bereich von über 100 MHz durchgestimmt. Bei jeder Frequenz wird die Ensembletemperatur gemessen und die MOT-Fluoreszenz registriert, wodurch die Frequenzen beider Messungen im Rahmen der Genauigkeit der Langzeitstabilisierung von UV- und IR-Laser übereinstimmen.

Temperaturreduktion durch K2PK

Abbildung 3.14 zeigt experimentelle Daten, die in der K2PK-MOT gewonnen wurden. In Abb. 3.14 a) sind die Temperaturmessungen dargestellt, wobei jeder Messpunkt mit einer zugehörigen TOF korrespondiert. Beide Messreihen unterscheiden sich durch das Einbringen des IR-Lasers in Form einer laufenden und einer stehenden Welle. Gleichzeitig wurde, bei nicht reflektiertem IR-Strahl, auch eine Verschiebung der Position der Atomwolke über die CCD-Aufnahmen gemessen, siehe Teilabbildung b). Wird der IR-Laser in einer Stehwellenkonfiguration eingestrahlt, kann keine signifikante Verschiebung der Atomwolke gemessen werden. Die Ergebnisse der Verlustspektroskopie, ebenfalls ohne Rückreflex aufgenommen, finden sich in Teilabbildung c).

Beide Verfahren, die Verlustspektroskopie und die Positionsbestimmung der MOT, ermöglichen die genaue Lokalisierung der Zwei-Photonen-Resonanzen im Frequenzraum. Eine Interpretation der Daten der Verlustspektroskopie wurde bereits im vorangegangenen Abschnitt erarbeitet. Die Position der Atomwolke ist sehr sensitiv auf die genaue IR-Frequenz, da die Lichtdruckkräfte durch den IR-Laser zwar deutlich kleiner sind als die durch die UV-Laser ausgeübten, auf Resonanz aber ausreichen, um die MOT leicht zu verschieben. Die gewonnenen Positionen und Abstände der Resonanzen aus den beiden Verfahren stimmen sehr gut überein. Die Verschiebung der MOT erlaubt auch die bei hohen Sättigungen ansonsten schwer aufzulösende Bestimmung der Frequenz der Zwei-Photonen-Resonanzen der Übergänge nach 1D_2 , $m = \pm 2$. Es folgt ein Abstand der Resonanzen von etwa 26 MHz, was mit einer MOT korrespondiert, die sich bei einem Offset-Magnetfeld

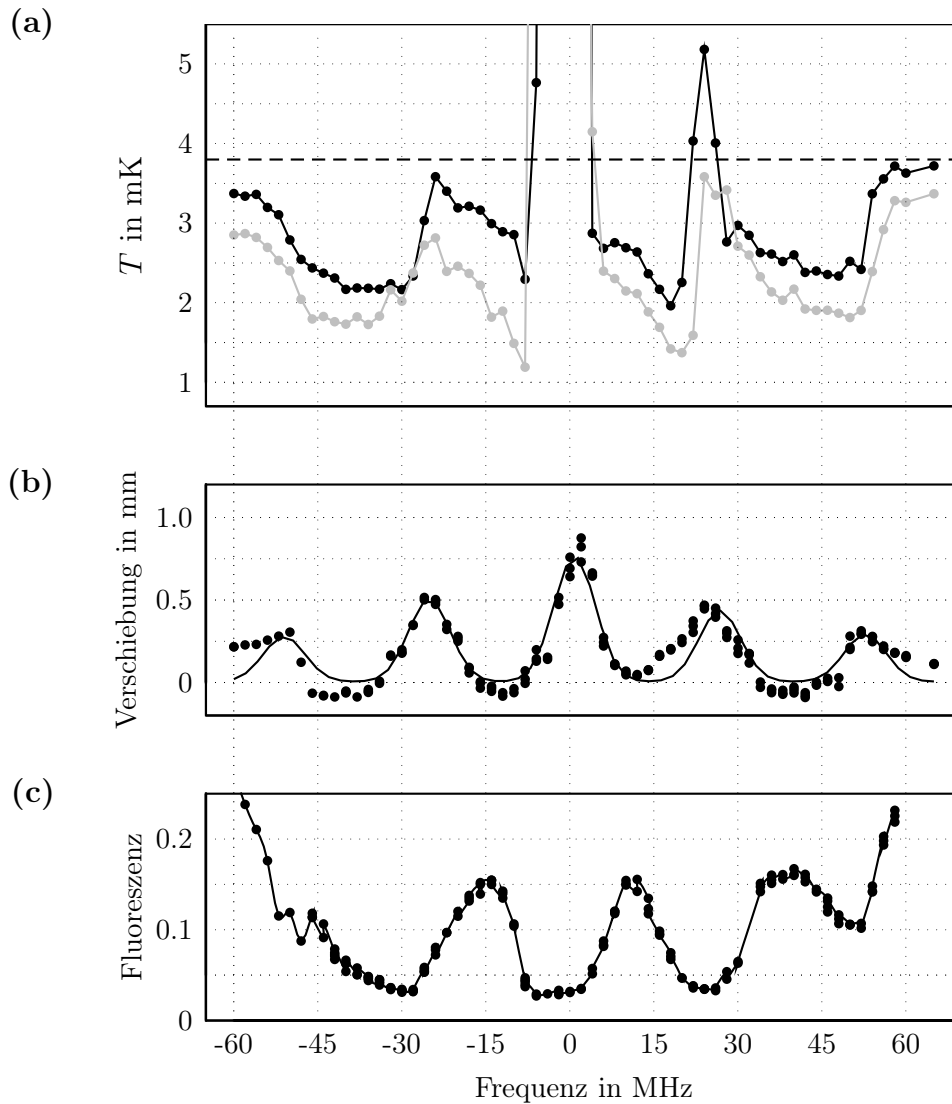


Abbildung 3.14: (a) Temperaturen in der K2PK-MOT, ohne (schwarz) und mit Rückreflex (grau) bei einer IR-Blitzdauer von 60 ms. Die horizontale Linie markiert die Dopplertemperatur. Zur Lokalisierung der Zwei-Photonen-Resonanzen wurde der IR-Laser kontinuierlich eingestrahlt und die Verschiebung der MOT (b) sowie die Reduktion der MOT-Fluoreszenz (c) genutzt. Die MOT-Fluoreszenz ist auf die Fluoreszenz der ungestörten UV-MOT normiert.

von 19 G befindet.

Abbildung 3.14 a) kann eine Temperaturreduktion über einen weiten Parameterbereich entnommen werden. Nahresonant nimmt die Temperatur zu, während ein Kühleffekt zu beiden Seiten einer jeden Resonanz beobachtet werden kann. Wird der IR-Laser in Stehwellenkonfiguration eingestrahlt, ist die Temperatur, bedingt durch die höhere IR-Sättigung, noch einmal deutlich geringer. Die nied-

rigsten Temperaturen von 1,0 mK, deutlich unterhalb des Dopplerlimits des UV-Übergangs von Magnesium, wurden leicht rotverstimmt zur zentralen Resonanz in IR-Stehwellenkonfiguration beobachtet. Dabei konnte über eine Auswertung der Bilder der expandierten Atomwolke der Anteil der Atome, die zu kalten Temperaturen gekühlt werden, zu über 60% bestimmt werden. Die Gleichgewichtstemperatur wird bereits nach einer Einstrahldauer von etwa 1-2 ms erreicht. Erst bei deutlich längeren Einstrahldauern von etwa 500 ms ist ein signifikanter Verlust von Atomen ins Triplett-System zu beobachten.

Das Quadrupolfeld der MOT erhöht die Komplexität des Systems deutlich. Alle fünf magnetischen Unterzustände von 1D_2 werden verschieden stark angeregt, was in fünf unterschiedlich stark ausgeprägten Zeeman-Resonanzen resultiert. Eine verhältnismäßig einfache Modellierung des Systems berücksichtigt die dominierenden drei mittleren Resonanzen mit unterschiedlichen Linienbreiten. Die Breite der Resonanzen ergibt sich durch die inhomogene Zeeman-Verbreiterung. Diese Methode liefert allerdings keine konsistenten Ergebnisse mit den experimentellen Daten. Im Rahmen dieses Modells wäre eine effiziente Kühlung an der zentralen Resonanz nach $m=0$ möglich. Die dort erreichbaren Temperaturen unterscheiden sich nur geringfügig von der Temperatur ohne Magnetfeld, was zu deutlich tieferen Temperaturen von etwa 200 μK führen sollte. An den verbreiterten Resonanzen wäre hingegen nur noch eine leichte Temperaturreduktion auf 2-3 mK möglich.

Die effiziente Kühlung an der mittleren Resonanz setzt voraus, dass die Verstimmung zur Zwei-Photonen-Resonanz auf etwa 2 MHz genau eingestellt wird und gleichzeitig lediglich Übergänge nach $m = 0$ getrieben werden. Diese Randbedingungen sind in der MOT nicht gegeben, da die Polarisierungen nicht definiert eingestellt werden können und die Atome sich im räumlich variierenden Magnetfeld bewegen. Hinzu kommt, dass es je nach Zeeman-Unterzustand von 1D_2 ein, zwei oder drei unterschiedliche Anregungspfade gibt. Die Phasenlage dieser Anregung kann nicht definiert eingestellt werden, so dass die Quanteninterferenz zwischen den unterschiedlichen Anregungspfaden sowohl destruktiv als auch konstruktiv ausfallen kann. Es ist nicht auszuschließen, dass trotzdem eine kleine Fraktion effizient gekühlt wird. Diese kann jedoch von heißeren Teilen des Ensembles nicht separiert und vermessen werden.

Es muss darauf hingewiesen werden, dass die Messergebnisse im Widerspruch zu den in [51] veröffentlichten Daten stehen. Dies betrifft vor allen Dingen die Verlustspektroskopie, die zu einem Verlust von Atomen bei Einstrahldauern länger als 1 s führen. Ein solcher Verlust konnte in [51] nicht beobachtet werden. Vielmehr wurde dort eine konstante Fluoreszenz unabhängig von der IR-Frequenz registriert. Die relativen Temperaturangaben in [51] basieren auf einer Anwendung des Equipartitionstheorems, s. Gleichung 2.8 und nicht auf Flugzeitmessungen. Unter der Annahme, dass das einschließende Potenzial harmonisch ist, ergibt sich eine quadratische Abhängigkeit des MOT-Durchmessers von der Temperatur, so dass durch eine Bestimmung des Durchmessers und der Federkonstante κ der MOT auf die

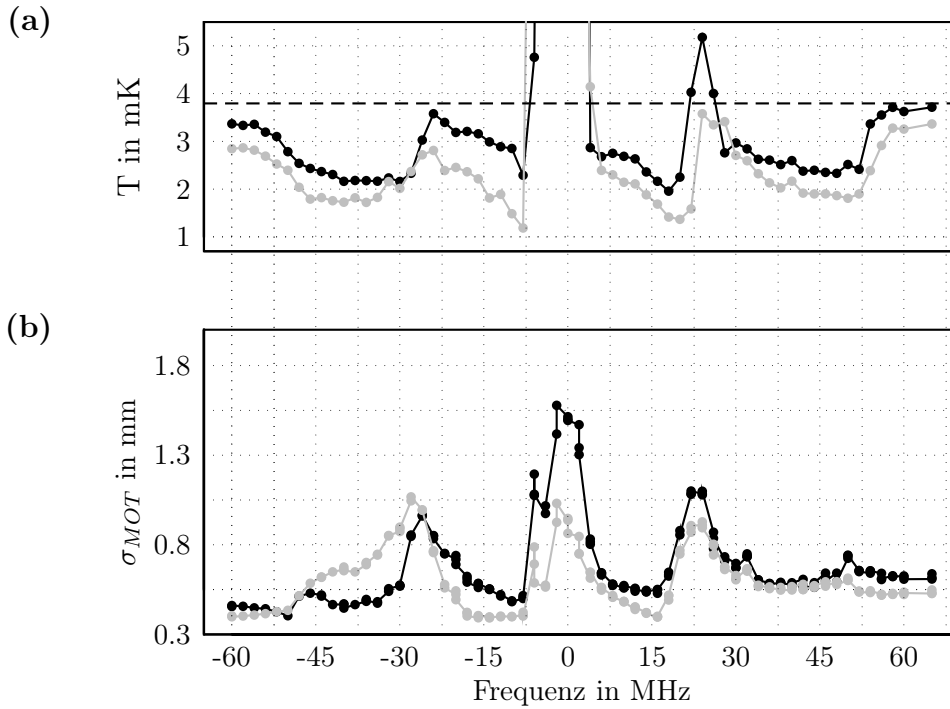


Abbildung 3.15: Temperatur der K2PK-MOT (a) und Durchmesser σ_{MOT} der MOT (b). Graue Datenpunkte stellen Messungen mit, schwarze Messpunkte ohne IR-Rückreflex dar.

Temperatur geschlossen werden kann.

Abbildung 3.15 zeigt noch einmal die Temperaturen, die durch die Flugzeitmessungen gewonnen wurden sowie den Durchmesser σ_{MOT} der Atomwolke. Der Durchmesser wurde aus einer numerischen Anpassung des Wolkenprofils an eine Gauß-Funktion mit Breite σ_{MOT} gewonnen. Insbesondere für weite Verstimmungen verhalten sich die Wolkendurchmesser nicht gemäß dem Equipartitionstheorem. Die Temperaturen in diesem Bereich nähern sich der Temperatur der UV-MOT, während die MOT-Radien deutlich verkleinert sind. Dies wird darauf zurückgeführt, dass bei weiten Verstimmungen die Atome mit größerer Entfernung zum MOT-Zentrum und damit größerer Zeeman-Verschiebung in Resonanz mit dem IR-Laser gebracht werden. So werden selektiv Atome aus den Randbereichen der MOT in das Triplett-System umpumpt und der Wolkenradius verkleinert sich. Die Temperatur des Ensembles ändert sich durch diesen Prozess nur marginal.

Die niedrigsten Temperaturen, die erzielt werden konnten, betragen 1,0 mK und sind deutlich unterhalb der Dopplertemperatur von 2,4 mK. Sie unterschreiten auch das Dopplerlimit von 1,9 mK. Die Temperatur konnte gegenüber der Temperatur der UV-MOT um einen Faktor 3,8 verringert werden. Sie liegen jedoch deutlich über den Temperaturen von $500 \mu\text{K}$, die in einer 1D-Melasse erzeugt werden konnten. Hierbei ist allerdings zu beachten, dass die Messungen in der 1D-

Melasse bei einer weiteren UV-Verstimmung δ_1 aufgenommen wurden, wodurch im Allgemeinen tiefere Temperaturen erzielt werden. Auch würde für eine dreidimensionale Melasse in Abwesenheit von Magnetfeldern die Temperatur um einen Faktor $1/0,7$ höher liegen als für eine eindimensionale Melasse [80]. Das K2PK ist somit auch in einer MOT einsetzbar und liefert auf Grund des Quadrupolfelds etwas höhere Temperaturwerte als eine dreidimensionale Melasse. Demgegenüber steht die einfache experimentelle Realisierung und der räumliche Einschluss, der den Anschluss weiterer experimenteller Sequenzen vereinfacht.

3.5 Limit des Zwei-Photonen-Kühlens

Vergleich mit der voll quantenmechanischen Behandlung

In einer aktuellen Publikation [84] wird das K2PK einer voll quantenmechanischen Betrachtungsweise unterzogen. Dabei wird insbesondere darauf hingewiesen, dass durch Interferenzeffekte die Absorptionsprofile durch unsymmetrische Fano-Profile angenähert werden, was zu Temperaturen unterhalb des Dopplerlimits des oberen Übergangs führen kann. Dieser Effekt kann im Rahmen von [84] allerdings nicht durch konkrete Angaben zur erreichbaren Temperatur belegt werden. Besondere Erwähnung findet, dass die tiefsten Temperaturen für einen blauverstimmten UV-Laser erzielt werden können. Hier soll untersucht werden, inwieweit diese Eigenschaften im Rahmen des semiklassischen Modells berechnet werden können.

Abbildung 3.16 a), die [84] entnommen wurde, zeigt die erreichbaren Temperaturen in Abhängigkeit der Verstimmungen von UV- und IR-Laser. In dieser Darstellung liegen alle Punkte, für die die Verstimmung von der Zwei-Photonen-Resonanz Δ verschwindet, auf der gestrichelten Geraden. Die Sättigung beträgt dabei $\tilde{s}_1 = 0,001$ und $\tilde{s}_2 = 1$. Die Leistungen der Laser wurden dabei je nach Verstimmung δ_i angepasst, so dass die Sättigung

$$\tilde{s}_i = \frac{s/2}{1 + (2\delta_i/\gamma_i)^2} \quad (3.9)$$

konstant bleibt. Diese Definition unterscheidet sich von der ansonsten genutzten Definition von Sättigung s und Rabi-Frequenz, die unabhängig von der Verstimmung δ_i sind. Eine Angabe über die genaue experimentelle Konfiguration (ein oder zwei IR-Strahlen) fehlt, wobei ein zweiter IR-Strahl in erster Linie nur eine Änderung der IR-Sättigung bewirkt.

Abbildung 3.16 b) zeigt eine identische Darstellung für das in Abschnitt 3.2 eingeführte semiklassische Modell. Dabei wurde eine eindimensionale K2PK-Melasse zugrunde gelegt, die aus zwei UV-Lasern und einem IR-Laser besteht. Die Rabi-Frequenz Ω_{12} musste gegenüber [84] um etwa 70 % erhöht werden, um vergleichbare Ergebnisse zu erhalten, wobei aber, wie oben bereits erwähnt, das experimentelle

Umfeld in [84] nicht genau spezifiziert wurde. Im Vergleich zeigt sich, dass beide Modelle über einen weiten Parameterbereich vergleichbare Ergebnisse hervorbringen. Wird von dem relativ groben Raster der voll quantenmechanischen Darstellung abgesehen (wodurch wahrscheinlich feinere Strukturen um den Ursprung überdeckt und scharfe Kanten nicht aufgelöst werden können), stimmen die Ergebnisse vor allem in den Quadranten II-IV sehr gut überein. Die Schnittpunkte der Geraden für die Isothermen mit $T = 2T_D$ mit den Achsen des Koordinatensystems sind nahezu identisch und auch die absoluten Temperaturwerte sind vergleichbar. Im Quadranten I ($\delta_1 > 0$, $\delta_2 > 0$) gibt es jedoch bei sehr großen Verstimmungen Abweichungen zwischen den Modellen, wenngleich dieser Bereich zum Erzielen von niedrigen Temperaturen keine bedeutende Rolle spielt. In diesem Regime ist die IR-Leistung sehr groß und die Kraftübertragung durch den blauverstimmtten IR-Laser könnte von Bedeutung werden, so dass hier u. U. das semiklassische Modell ungenau wird.

Die tiefsten Temperaturen werden in beiden Modellen für einen blauverstimmtten UV-Laser und einen rotverstimmtten IR-Laser erzielt. Die Skalierung der Abbildung lässt jedoch keine genaue Ablesung der Temperatur zu, so dass für die voll quantenmechanische Behandlung keine Aussage über die minimal erreichbaren Temperaturen getroffen werden kann. Abb. 3.17 zeigt in einer zu Abbildung 3.16 b) analogen Darstellung den Bereich, in dem die tiefsten Temperaturen erzeugt werden können. Sie betragen im semiklassischen Modell minimal 120-130 μK und sind damit deutlich oberhalb des Dopplerlimits des schmalen Übergangs von 50 μK . Tiefere Temperaturen sind möglich, wenn andere Parameter genutzt werden, wie der nächste Abschnitt verdeutlicht.

Limit des K2PK im Rahmen des semiklassischen Modells

Die Temperaturen in der eindimensionalen Melasse sind in guter Übereinstimmung mit dem Modell, wenn technisches Heizen über den Skalierungsfaktor $T_{mel}/T_{Doppler}$ berücksichtigt wird. Das technische Heizen ist bedingt durch die Strahlqualität der UV-Laser und führt zu einer erhöhten Diffusion, die für das Dopplerkühlen und das Zwei-Photonen-Kühlen gleichermaßen relevant ist. Die gute Übereinstimmung mit diesem Modell motiviert die Suche nach optimalen Parametern für den Kühlprozess, insbesondere für einen blauverstimmtten UV-Laser, und ermöglicht die Prognose von realistisch erreichbaren Temperaturen für eine dreidimensionale Melasse.

In Abbildung 3.18 wird die erreichbare Endtemperatur für das K2PK in drei Dimensionen in Abhängigkeit der Frequenz des UV-Lasers und der IR-Sättigung gezeigt. Der Skalierungsfaktor für das technische Heizen wurde dabei nicht berücksichtigt. Die Verstimmung δ_2 im IR wurde numerisch dahingehend optimiert, dass die Temperatur minimiert wird, was typischerweise in unmittelbarer Nachbarschaft der Zwei-Photonen-Resonanz (Abstand: maximal 3 MHz) der Fall ist.

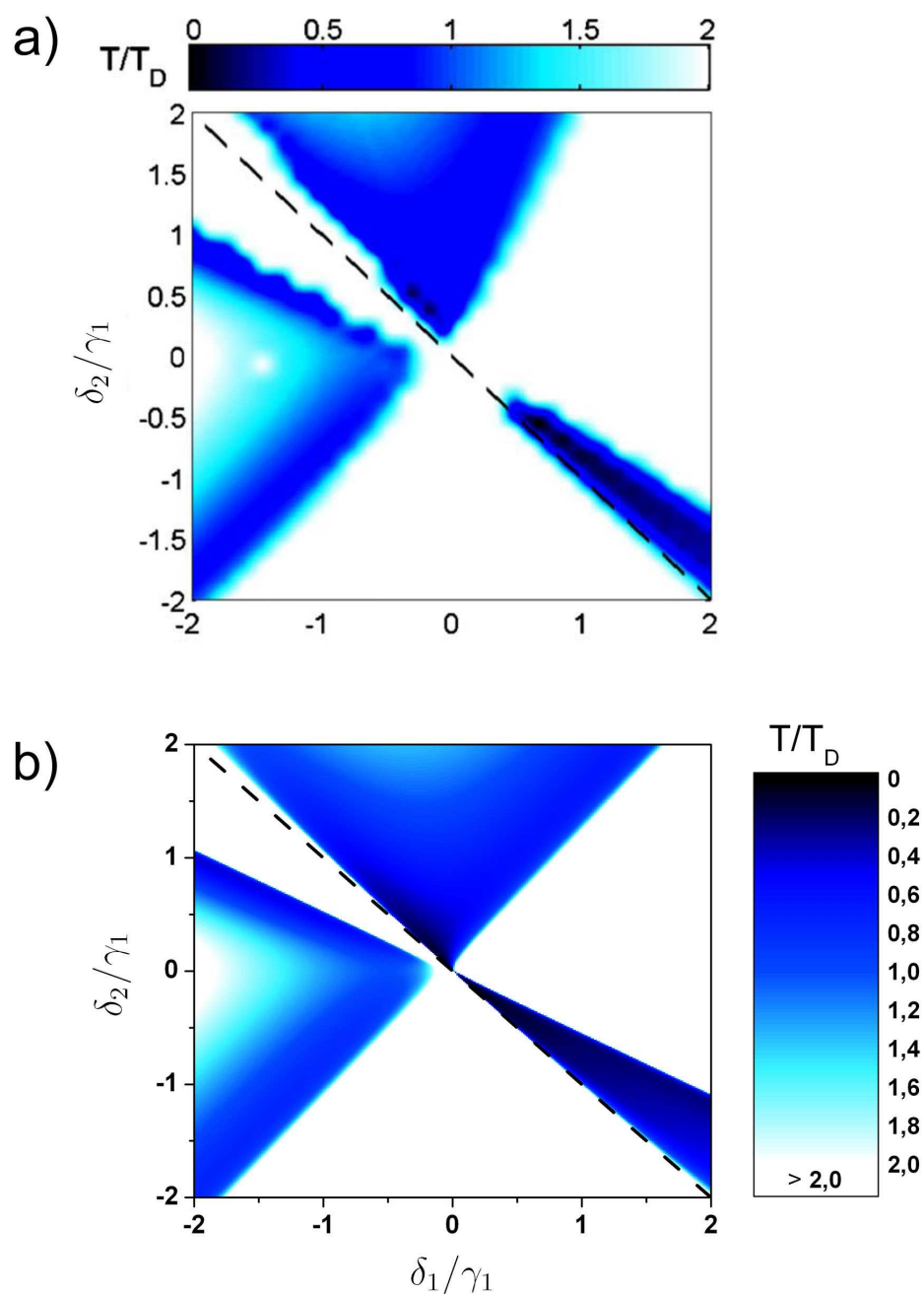


Abbildung 3.16: Temperaturen, die mit K2PK erreicht werden können in Abhängigkeit der Verstimmungen von UV-Laser δ_1 und IR-Laser δ_2 . Die Temperaturen sind auf das Dopplerlimit T_D normiert, die Verstimmungen auf die Zerfallsrate γ_1 des UV-Übergangs. Abbildung (a) wurde [84] entnommen, (b) basiert dem in Abschnitt 3.2 präsentierten semiklassischen Modell.

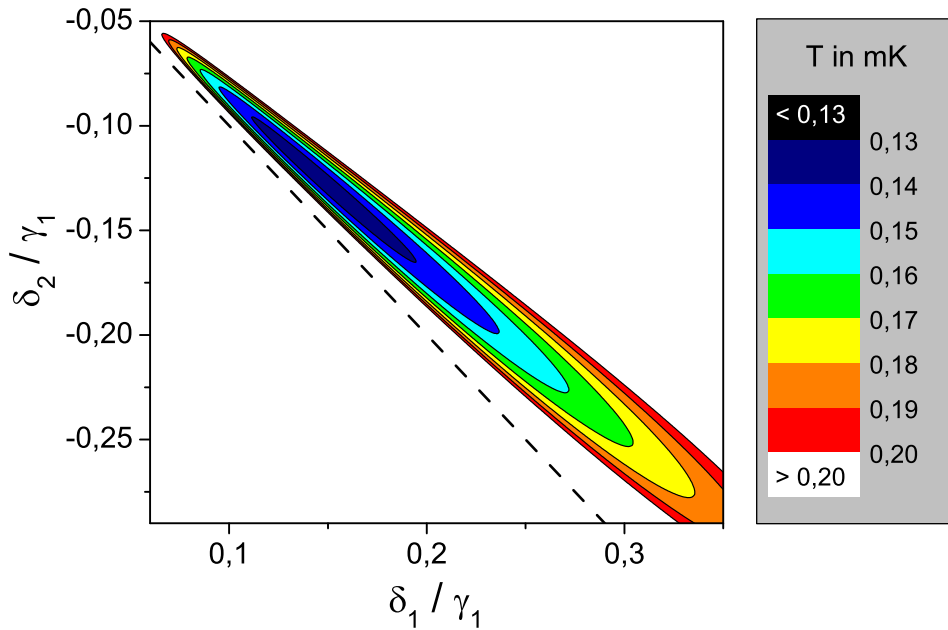


Abbildung 3.17: Konturgraph, analog zu Abb. 3.16, für das semiklassische Modell. Er zeigt detailliert den Parameterbereich, in dem die tiefsten Temperaturen liegen.

Die Sättigung des UV-Lasers ist sehr gering, $s_1 = 0,001$, eine weitere Reduzierung der Sättigung bringt keine Vorteile. Lediglich bei deutlich höheren Sättigungen nehmen die Temperaturwerte zu. Die Sättigung ist hier wie gewohnt unabhängig von der Verstimmung definiert.

Es ist zu erkennen, dass in keinem Bereich der Kurve das Dopplerlimit eines Übergangs mit einer Breite von γ_2 unterschritten werden kann. Für hohe IR-Sättigungen und weite Verstimmungen im UV kommt man jedoch, im Gegensatz zu den im vorigen Abschnitt genannten Parametern, sehr nah an dieses Limit heran.

Das Kühlen mit blauverstimmt UV-Laser erlaubt bei gleichen Sättigungen und Verstimmungen tiefere Temperaturen. Hier muss jedoch davon ausgegangen werden, dass diese Parameter im Experiment schwieriger umzusetzen sind. So muss beispielsweise die Strahltaile des IR-Lasers deutlich größer sein als die der UV-Laser. Ansonsten tritt in den Bereichen, in denen das Kraftprofil nicht modifiziert wird, ein starkes Heizen durch die UV-Laser ein.

Ergebnisse einer systematischen Suche nach optimalen Kühlparametern zeigt Abbildung 3.19. Dabei wurden sowohl δ_2 als auch s_2 numerisch optimiert. Die theoretisch erreichbare Temperatur in drei Dimensionen und die optimale Sättigung sind gleichzeitig aufgetragen.

Die Zeit τ , die benötigt wird, um einen Gleichgewichtszustand zu erreichen, skaliert mit $\tau = m/2\alpha$ [80]. Für kleine Werte von δ_1 liegt sie bei unter $50 \mu\text{s}$ und

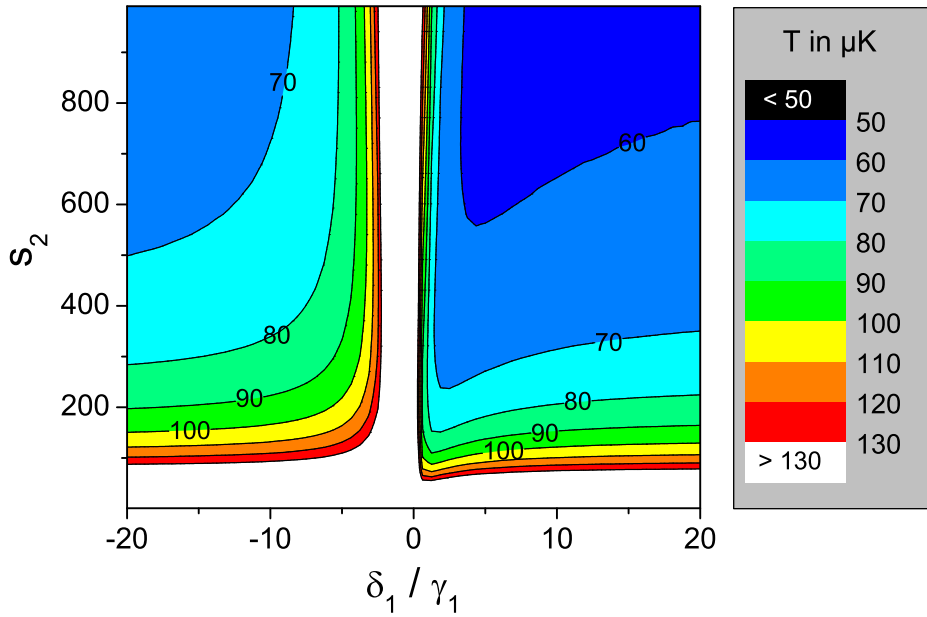


Abbildung 3.18: Konturgraph der Temperatur in Abhängigkeit der Verstimmung des UV-Lasers δ_1 und der IR-Sättigung s_2 . Der Parameter δ_2 wurde unter der Nebenbedingung, dass die Temperatur ein Minimum annimmt, numerisch optimiert.

nimmt linear mit δ_1 zu. Für eine Verstimmung von $\delta_1 = \pm 25 \gamma_1$ ergibt sich ein Anstieg auf etwa $400 \mu\text{s}$. Die optimale Sättigung s_2 skaliert für große Verstimmungen δ_1 linear mit der Verstimmung und steigt für blaue Verstimmungen deutlich flacher an. Beide Zweige streben jedoch im Limit sehr großer Verstimmung von der Zwei-Photonen-Resonanz asymptotisch gegen den Grenzwert von etwa $53 \mu\text{K}$, dem Dopplerlimit eines $2,2 \text{ MHz}$ breiten Übergangs. Im Rahmen des semiklassischen Modells können keine Temperaturen unterhalb dieses Wertes erzielt werden.

Die Untersuchungen verdeutlichen, dass eine Optimierung der Kühlparameter gegenüber den in Abschnitt 3.3.2 verwandten möglich ist. Das theoretische Temperaturoptimum in einer Dimension beträgt das 0,7-fache des Temperaturoptimums in drei Dimensionen, also etwa $37 \mu\text{K}$. Das Temperaturlimit der für die eindimensionale Melasse verwendeten Parameter von $\delta_1 = -1,5\gamma_1$ und $s_2 \approx 600$ ist um etwa einen Faktor 3,5 höher. Für sehr weite Verstimmungen und hohe IR-Sättigungen sollte die Temperatur in der Melasse also noch einmal deutlich verringert werden können.

Ausgehend von den in der eindimensionalen K2PK-Melasse realisierten Temperaturen von $500 \mu\text{K}$ kann abgeschätzt werden, dass durch die Optimierung der Kühlparameter bei gleich bleibendem technischem Heizen Temperaturen in einer 3D-Melasse im Bereich von $200 \mu\text{K}$ erzeugt werden können. Hierbei wird einerseits

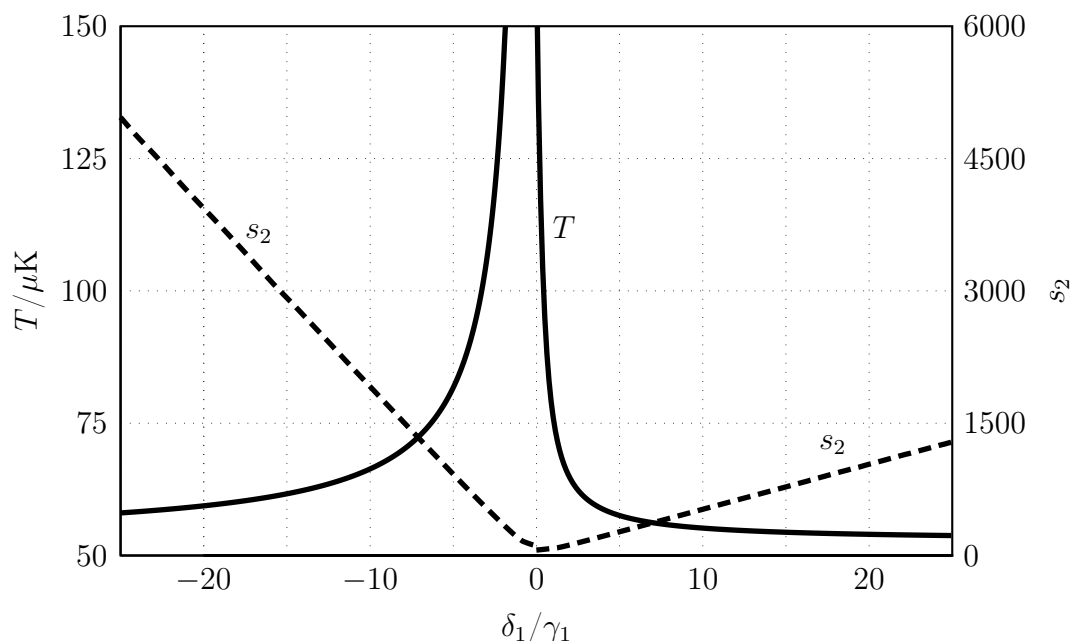


Abbildung 3.19: Grenztemperatur für dreidimensionales K2PK in Abhängigkeit der Verstimmung des UV-Lasers δ_1 . Die Parameter s_2 und Δ wurden so gewählt, dass die Temperatur minimal wird. Linker und rechter Ast der Temperaturkurve streben asymptotisch gegen das Dopplerlimit von 53-54 μK des oberen Übergangs. Die gestrichelte Linie zeigt die optimale Sättigung s_2 .

eine Temperaturerhöhung um einen Faktor $1/0,7$ angenommen, um den Übergang auf drei Dimensionen zu berücksichtigen. Andererseits sollte eine Temperaturreduktion um den Faktor 3,5 durch optimierte Kühlparameter realisierbar sein. Eine weitere Reduktion der Temperatur um maximal einen weiteren Faktor 3 ist nur möglich, indem die Strahlqualität der UV-Laser verbessert wird.

Die Zeitkonstante für die Kühlung nimmt trotz der sehr hohen Verstimmungen nur in einem Rahmen zu, der experimentell handhabbar ist. Gegebenenfalls kann es hier sinnvoll sein, zunächst nahresonant zu arbeiten und anschließend Frequenz und Sättigung s_2 gemäß der in Abbildung 3.18 dargestellten Abhängigkeit zu größeren Werten zu verstimmen. Hierdurch kann schneller ein Gleichgewichtszustand erreichen und auch den Einfangbereich der Melasse an die Geschwindigkeit des Ensembles angepasst werden. Weiterhin könnte die für den Melasseblitz zur Verfügung stehende Zeit verlängert werden, indem das Ensemble über eine K2PK-MOT vorgekühlt und so die Expansion der Wolke verlangsamt wird.

METASTABILES MAGNESIUM

4.1 Einführung und Methoden

4.1.1 Motivation und Kühlschema

Die Umladeeffizienz in eine Dipolfalle ist stark abhängig von der Temperatur und der Ausdehnung des atomaren Ensembles. Durch das K2PK konnten bereits wesentliche Fortschritte in der Reduktion der Ensembletemperatur erzielt werden. Temperaturen von bis zu $200 \mu\text{K}$ sind realistisch. Eine demgegenüber noch einmal deutlich verbesserte Ausgangssituation für das Beladen einer Dipolfalle kann durch das Kühlen von Atomen im metastabilen Zustand 3P_2 auf dem Kühlübergang ${}^3P_2 \rightarrow {}^3D_3$ (s. Abbildung 4.1) mit einer Breite von $\gamma_3 = 25,6 \text{ MHz}$ in einer MOT oder Melasse erreicht werden. Die Lebensdauer der Atome im metastabilen Niveau ist mit über 2000 s hinreichend lange, um für alle experimentellen Belange vernachlässigt werden zu können.

Das magnetische Moment von Atomen im Zustand 3P_2 erlaubt einerseits das Speichern und Komprimieren des atomaren Ensembles in einer Magnetfalle, andererseits ermöglicht es die Anwendung von Polarisationsgradientenkühlen. Hiermit sollte eine deutliche Unterschreitung des Dopplerlimits des metastabilen Kühlübergangs von $650 \mu\text{K}$ möglich sein. Selbst eine zehnfache Überschreitung des Rückstoßlimits von $5,4 \mu\text{K}$ steigert die Umladeeffizienz in eine Dipolfalle deutlich.

Die Lichtdruckkräfte, die bei der Adressierung des Kühlübergangs ${}^3P_2 \rightarrow {}^3D_3$ ausgeübt werden, erlauben gegenüber der MOT im Grundzustand bei vergleichbaren Laserleistungen eine etwa 3-fach höhere Federkonstante κ . In Kombination mit der geringeren Temperatur der Atome in der metastabilen MOT sollte dies einen deutlich kleineren Durchmesser der Atomwolke erlauben. Eine weitere Verringerung des Volumens ist durch Kompression in einer Magnetfalle möglich.

Der Kühlübergang ${}^3P_2 \rightarrow {}^3D_3$ für eine MOT- oder Melasse-Kühlung stellt kein geschlossenes System dar. Aus dem Termschema in Abbildung 4.1 ist ersichtlich,

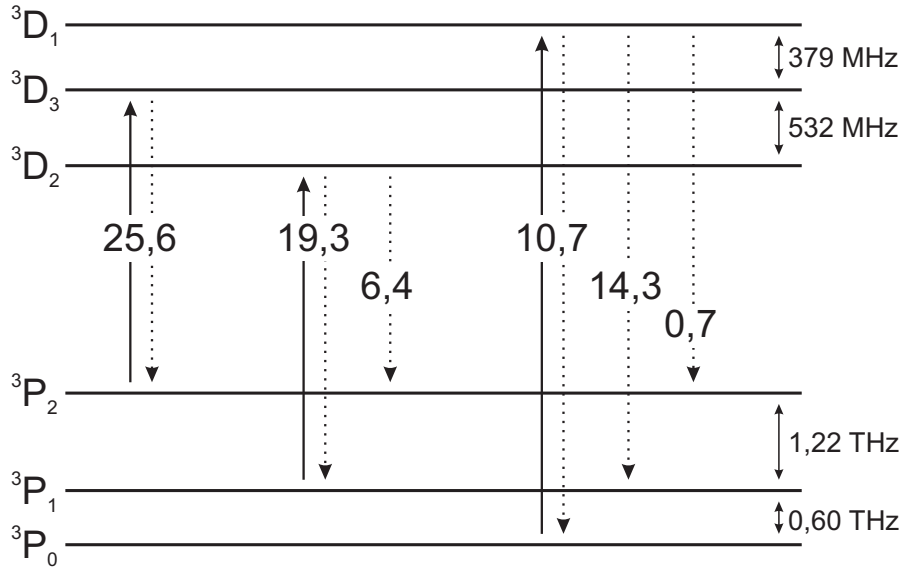


Abbildung 4.1: Auszug aus dem Termschema von ^{24}Mg im Triplett-System. Die Angaben der Linienbreiten in MHz sind [91] entnommen. Übergänge, die mit Lasern getrieben werden, sind durchgezogen, Zerfälle gepunktet gezeichnet. Die Vakuumwellenlänge des Kühlübergangs ($^3P_2 \rightarrow ^3D_3$) beträgt 383,9 nm, die Rückpumper laufen bei 383,3 nm ($^3P_1 \rightarrow ^3D_2$) und 383,0 nm ($^3P_0 \rightarrow ^3D_1$).

dass in der Umgebung des Zustands 3D_3 weitere Zustände liegen, die durch die starken Dipolübergänge $^3P_2 \rightarrow ^3D_1$ und $^3P_2 \rightarrow ^3D_2$ populiert werden können. Der Frequenzabstand dieser Übergänge zum Kühlübergang beträgt lediglich 532 bzw. 379 MHz, was Verstimmungen von etwa 80 bzw. 540 Linienbreiten entspricht. Wird der Kühlübergang getrieben, ist somit eine Bevölkung dieser Zustände mit sukzessivem Zerfall nach 3P_1 und 3P_0 unvermeidbar. Durch zwei Rückpumpplaser, die die Atome nach 3D_1 und 3D_2 transferieren, müssen diese Atome dem Kühlzyklus wieder zugeführt werden. Die Rückpumpplaser können gleichzeitig dazu dienen, Atome zwischen den verschiedenen Zuständen umzupumpen und in definierten Spin-zuständen zu präparieren.

Die benötigten Kühl- und Rückpumpplaser werden auf Basis von Diodenlasern bei 766 nm und Frequenzverdopplungen nach 383 nm realisiert. Zum Zeitpunkt der Experimente stand die in Abschnitt 2.2.4 präsentierte Strahlquelle bei 383 nm zur Verfügung. Diese ermöglicht erste Messungen zum Transfer der Atome in das Triplett-System und zum Beladen der Magnetfalle sowie dem Charakterisieren der gespeicherten Atome, die im Folgenden vorgestellt werden. Darauf aufbauend kann sich, nach Fertigstellung der beiden Rückpumpplaser, die Kühlung und Speicherung von metastabilen Atomen in einer MOT anschließen, sowie die Anwendung von Polarisationsgradientenkühlen in einer dreidimensionalen Melassekonfiguration erfolgen.

4.1.2 Bevölkering des metastabilen Zustands

Die Präparation von Magnesiumatomen in den metastabilen 3P Zuständen ist bereits seit längerem Gegenstand experimenteller Untersuchungen [78, 92, 93]. Dabei ist generell zwischen einer optischen Anregung und einer Anregung durch Elektronenstoß zu unterscheiden. Ein Laden aus dem Hintergrunddampf, wie es mit Magnesium im Grundzustand erfolgreich angewandt wurde [50], verbietet sich bei metastabilem Magnesium, da Kollisionen mit den Kammerwänden zu einer Abregung der Atome führen.

Durch Anregung eines thermischen Strahls mittels Elektronenstoß konnten 30% der Atome in die drei Feinstrukturzustände 3P_i angeregt werden [78, 93]. Anschließend kann ein direktes Fangen der Atome in einer MOT aus dem Strahl erfolgen, was sich aber zumindest für die MOT im Grundzustand als nicht besonders effektiv herausgestellt hat. Vielversprechender ist hier die Nutzung eines Zeeman-Abbremsers [92], wodurch die Einfangeffizienz erhöht wird.

Das Fangen von Atomen im Grundzustand in einer UV-MOT bietet den Vorteil, dass zuverlässig eine große Anzahl an Atomen zu tiefen Temperaturen vorgekühlt werden kann. Anschließend kann eine optische Anregung der Atome entweder durch die Adressierung des Übergangs $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ und anschließendem Umpumpen nach 3P_2 erfolgen, oder aber auch ein Anregen nach 1D_2 mit sukzessivem Zerfall nach 3P_2 und 3P_1 .

Für die folgenden Untersuchungen wurde die letztgenannte Methode gewählt, da im Rahmen des K2PK bereits intensive Vorarbeiten geleistet wurden. Außerdem erlaubt diese Methode die direkte Population des Zustands 3P_2 , so dass für die experimentellen Untersuchungen zunächst nur ein Laser bei 383 nm erforderlich ist. Eine Magnetfalle ermöglicht dabei das Ansammeln vieler Teilchen trotz des relativ langsamen Zerfallskanals $^1D_2 \rightarrow ^3P_2$ mit einer Linienbreite von nur 10 Hz. Für die Zukunft wird zusätzlich sowohl der Transfer von Atomen aus dem Grundzustand in den Zustand 3P_1 über die Interkombinationslinie bei 457 nm mit anschließendem Umpumpen nach 3P_2 als auch die Konstruktion einer atomaren Quelle, deren Atome durch Elektronenstoß in die metastabilen Zustände gelangen, in Betracht gezogen.

4.1.3 Speicherung in einem magnetischen Quadrupolfeld

Das magnetische Moment von Atomen in den Zuständen 3P_1 und 3P_2 erlaubt das Fangen in einer Magnetfalle. Dazu ist es notwendig, die Atome durch eine erste Kühlstufe in den Bereich typischer Fallentiefen im mK-Bereich abzukühlen. Anschließend ist die kinetische Energie der Atome so gering, dass die Kraft \vec{F}_{MF} , die ein inhomogenes Magnetfeld \vec{B} auf das magnetische Dipolmoment $\vec{\mu} = -g\mu_B\vec{J}/\hbar$ des Atoms ausübt, einen hinreichenden dreidimensionalen Einschluss gewährleistet. Sie lässt sich darstellen als:

$$\vec{F}_{MF} = \nabla(\vec{\mu}\vec{B}) \quad (4.1)$$

Die potenzielle Energie des Atoms im Magnetfeld beträgt $-\vec{\mu}\vec{B}$. Durch statische Magnetfelder können nach den Maxwellgleichungen nur lokale Minima des Magnetfelds erzeugt werden. Damit sind nur Atome fangbar, deren potenzielle Energie mit steigendem Magnetfeld zunimmt, deren magnetisches Moment also antiparallel zum Magnetfeld ausgerichtet ist. Dies ist der Fall, wenn die Projektion m des Vektors \vec{J} auf die Magnetfeldrichtung multipliziert mit dem g-Faktor einen positiven Wert annimmt. Die Zustände mit $m \cdot g > 0$ werden daher low field seeker genannt und sind fangbar, high field seeker mit $m \cdot g < 0$ dagegen nicht. Der g-Faktor für den metastabilen Zustand 3P_2 beträgt $g = 3/2$, so dass Atome in den Zeeman-Unterszuständen $m = 1$ und $m = 2$ ein attraktives Potenzial erfahren.

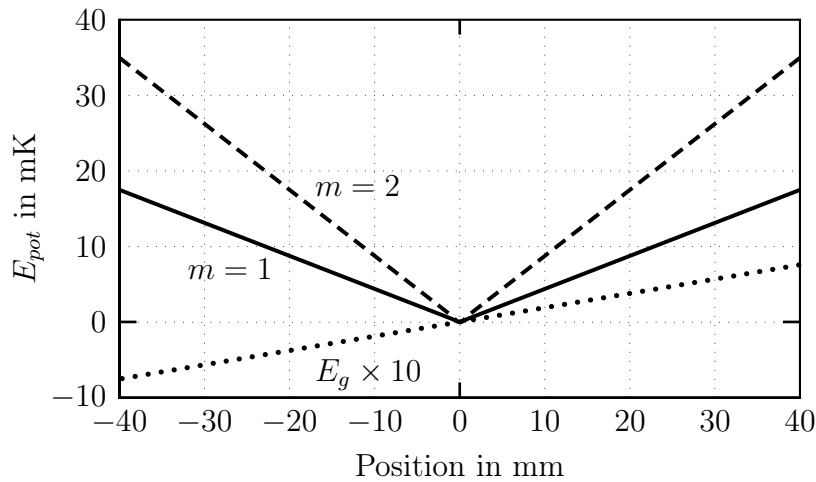


Abbildung 4.2: Potenzielle Energie E_{pot} in der Magnetfalle entlang der schwachen horizontalen Richtungen des Quadrupolfeldes für Atome in $m = 1$ (durchgezogen) und $m = 2$ (gestrichelt) bei einem Magnetfeldgradienten von 65 G/cm. In der hier nicht dargestellten vertikalen Richtung beträgt der Magnetfeldgradient 130 G/cm, das Potenzial verläuft doppelt so steil. Entlang der vertikalen Richtung wirkt außerdem noch das Gravitationspotenzial E_g , das zehnfach vergrößert als gepunktete Linie dargestellt ist.

Das Quadrupolfeld, das für die magneto-optische Vorkühlung von Atomen im Grundzustand eingesetzt wird, kann auch für die magnetische Speicherung der metastabilen Atome genutzt werden. Abbildung 4.2 zeigt die resultierende Geometrie der Magnetfalle für Atome in den fangbaren Zeeman-Unterszuständen von 3P_2 . Die Gravitation liefert bei den hohen magnetischen Feldern des großen Spulenpaares nur einen unwesentlichen Beitrag. Die Quadrupolfelder verhalten sich in einem Bereich von etwa ± 40 mm um das Zentrum der Magnetfalle linear [50]. Die Falltiefe für Atome in $m = 1$ bzw. $m = 2$ beträgt entlang der schwachen Achsen des Quadrupolfeldes etwa 18 bzw. 36 mK bei einem Magnetfeldgradienten von 65 G/cm, so dass durch Vorkühlung mit der UV-MOT hinreichend tiefe Temperaturen erzeugt werden.

Die Geometrie der Quadrupolfalle hat allerdings den Nachteil, dass im Zentrum der Magnetfalle kein magnetisches Feld herrscht und eine Neuausrichtung des magnetischen Moments und damit ein Übergang in nicht fangbare Zustände möglich ist. Eine Diskussion dieser so genannten Majoranaverluste sowie Ausführungen zur Lebensdauer der Magnetfalle finden sich in Abschnitt 4.2.4.

4.2 Experimente mit metastabilem Magnesium

4.2.1 Experimentelle Sequenz

Die folgenden Experimente dienen dazu, die Anregung der Atome in das metastabile Niveau, die magnetische Speicherung im Quadrupolfeld und die Adressierbarkeit des Kühlübergangs zu demonstrieren.

Der experimentelle Ablauf entspricht in der ersten Phase weitestgehend der in Abschnitt 3.4.2 beschriebenen Präparation einer K2PK-MOT. Hierzu werden zunächst Atome in der UV-MOT in Sechs-Strahl Konfiguration gefangen. Anschließend wird der IR-Laser bei 881 nm (s. Abschnitt 2.2.3) für 0,5-4 s eingestrahlt, um den Zustand 1D_2 zu bevölkern (Transferpuls).

Während beim K2PK vor allem die Temperatur der Atome und deren Verbleib im Singlett-System interessiert, ist für das Beladen der Magnetfalle der Zerfall $^1D_2 \rightarrow ^3P_2$ von Bedeutung. Der Transferpuls ist daher mit einer Dauer von mehreren Sekunden deutlich länger als der Kühlblitz des K2PK, die Sättigung im IR beträgt etwa 700-1000. Mit dem Transferpuls werden auch die UV-Laser ausgeschaltet, das Quadrupolfeld bleibt aber weiterhin eingeschaltet. Die Magnetfalle sorgt in dieser Phase des Experiments für einen dreidimensionalen Einschluss der Atome. Die sich anschließende Haltezeit in der Magnetfalle t_H kann mehrere Sekunden betragen. Abhängig vom Ziel der folgenden Untersuchungen schließt sich daran entweder ein Detektionspuls bei 383 nm bei eingeschalteten Magnetfeldern an, oder aber ein Abschalten der Magnetfelder mit folgender freier Expansion und anschließender Detektion. Der Detektionslaser wird aus einer Richtung horizontal und senkrecht zur CCD-Kamera in Melassekonfiguration eingestrahlt. Der Strahlradius beträgt je nach Wahl der Auskoppellinse etwa 3 mm bzw. 10 mm, wodurch sich bei einer typischen Leistung von 1 mW eine maximale Sättigung pro Strahl von $s_0 \approx 0,12$ bzw. $s \approx 0,01$ am Ort der Atome ergibt.

Abbildung 4.3 zeigt den Verlauf der Fluoreszenzmessung mit dem PMT für einen experimentellen Zyklus mit und ohne Transferpuls. Streulicht und Fluoreszenz bei 285 nm wurde durch Filter stark abgeschwächt und trägt zwischen $t = 37$ s und $t = 40$ s zu einer Zählrate von etwa $4 \cdot 10^4$ 1/s bei. Ab $t = 38$ s wird der IR-Laser eingestrahlt und bei etwa $t = 40$ s zusammen mit den UV-Lasern ausgeschaltet. Nach einer Haltezeit in der Magnetfalle von 600 ms werden die Atome durch einen Detektionspuls von 2 ms Dauer bei 383 nm angeblitzt, wodurch sich ein starkes Fluoreszenzsignal ergibt. Nach weiteren 300 μ s wird die MOT wieder eingeschal-

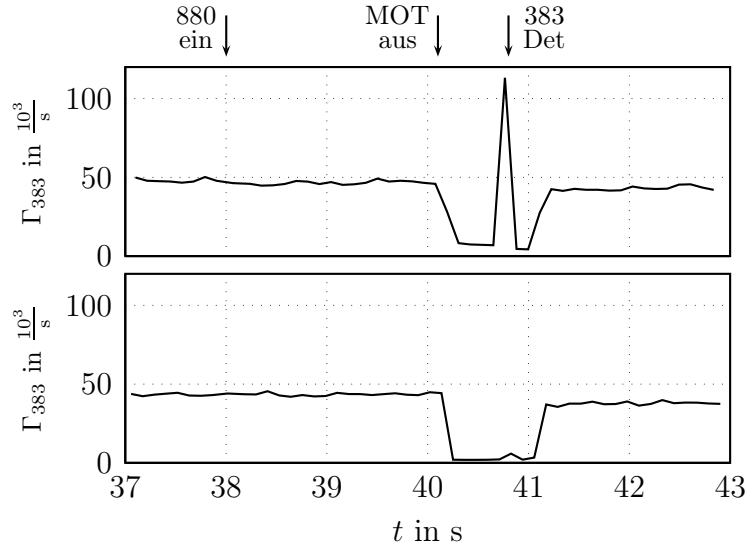


Abbildung 4.3: Zählrate Γ_{383} des PMT bei Ablauf der im Text beschriebenen experimentellen Sequenz. Die Pfeile kennzeichnen den Beginn des Transferpulses, das Ausschalten der MOT und den Zeitpunkt der Detektion. Oben: mit Transferpuls. Unten: ohne Transferpuls.

tet. Anschließend wird das Experiment ohne den Transferpuls wiederholt, um den Streulichtpegel durch Licht bei 383 nm zu bestimmen. Die starke Fluoreszenz bei 383 nm 600 ms nach Ausschalten der MOT-Strahlen ist ein eindeutiges Zeichen dafür, dass der metastabile Zustand bevölkert wurde und die Atome in der Magnetfalle gehalten werden können.

4.2.2 Spektroskopie des Kühlübergangs

Die exakte Bestimmung der Übergangsfrequenz und Linienbreite des metastabilen Kühlübergangs ist Voraussetzung für alle folgenden Experimente. Dazu wurde zunächst die UV-MOT 4,5 s lang geladen, dann der Transferpuls für eine Dauer von 4 s eingestrahlt und die Atome für 550 ms in der Magnetfalle gehalten. Anschließend werden die Magnetfelder ausgeschaltet und nach einer freien Expansionszeit von 3,5 ms durch den Detektionslaser mit großer Strahltaile für eine Dauer von 2 ms angeblitzt.

Die Frequenz des 383 nm Lasers wird über die Stabilisierung auf das Lambdameter¹ in einem Intervall von 200 MHz zentriert um den Übergang ${}^3P_2 \rightarrow {}^3D_3$ eingestrahlt und die Fluoreszenz mit der CCD-Kamera registriert. Das Abschalten des Magnetfelds ist für diese Messungen von entscheidender Bedeutung, da bei

¹WS Ultimate, Fa. HighFinesse, Genauigkeit 30 MHz

eingeschaltetem Magnetfeld die Zeeman-Verschiebung mehr als eine Linienbreite betragen kann.

Abbildung 4.4 zeigt die Ergebnisse der Fluoreszenzspektroskopie im Vergleich mit einem Lorentzprofil, das einer Linienbreite von 25,6 MHz und damit dem Literaturwert aus [91] entspricht. Beide Profile wurden auf das Maximum normiert. Von den experimentellen Daten wurde ein konstanter Wert abgezogen, der durch die Fluoreszenz bei weiten Verstimmungen (± 100 MHz) gewonnen wurde.

Die natürliche Linienbreite des Übergangs kann gut aufgelöst werden, da die Sättigungsverbreiterung bei den verwendeten Parametern vernachlässigbar ist. Magnetfelder sind weitestgehend abgeklungen und die Dopplerverschiebung ist klein gegenüber der Linienbreite. Die Frequenz des metastabilen Kühlübergangs wurde zu 780,83538(6) THz bestimmt². Dies weicht um lediglich 70 MHz von Daten von Meissner [58] ab, die mit einer Genauigkeit von 100 MHz bestimmt wurden.

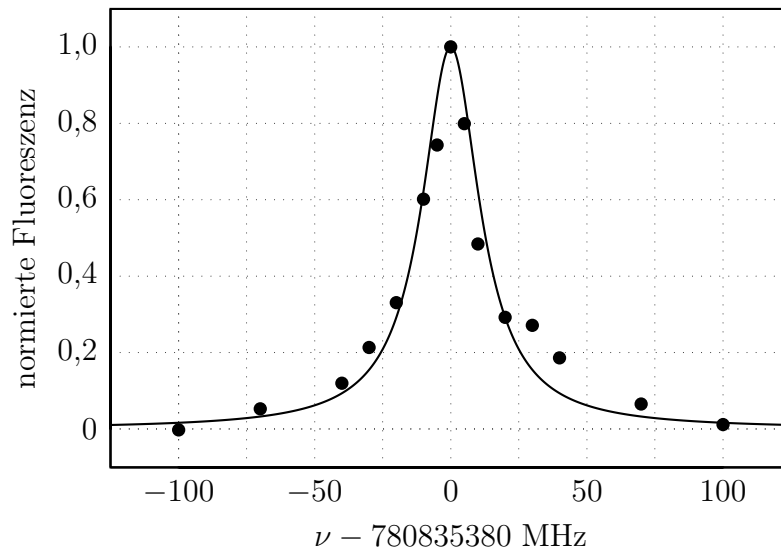


Abbildung 4.4: Spektroskopie des Kühlübergangs ${}^3P_2 \rightarrow {}^3D_3$. Die mit der CCD detektierte Fluoreszenz (Punkte) und ein Lorentzprofil mit einer dem Literaturwert [91] von 25,6 MHz entsprechenden Breite (durchgezogene Linie) wurden auf das Maximum normiert.

4.2.3 Parasitäre Anregung von Atomen nach 3D_2 und 3D_1

Der zur Detektion und später auch zur Kühlung verwendete Übergang ${}^3P_2 \rightarrow {}^3D_3$ stellt, wie bereits in Abschnitt 4.1.1 erwähnt, kein geschlossenes System dar, da parasitäre Anregungen nach 3D_2 und 3D_1 stattfinden. Atome können aus diesen

²Die Absolutgenauigkeit der Messung ist durch das Lambdameter auf 60 MHz begrenzt. Die Genauigkeit des Lambdameters beträgt 30 MHz, die Messung wurde bei der Grundwelle von 766 nm durchgeführt.

Niveaus nach 3P_1 und 3P_0 zerfallen. Diese Verluste bestimmen die für die Rückpumpplaser benötigten Leistungen und die Länge der möglichen Anblitzdauer ohne Rückpumpplaser.

Die Verlustrate lässt sich theoretisch aus der Photonenstreurate, s. Anhang A, abschätzen. Hiernach sollte ein Atom, abhängig von der genauen Verstimmung bzgl. des Übergangs ${}^3P_2 \rightarrow {}^3D_3$ erst nach mehreren tausend Anregungszyklen nach 3D_2 gelangen. Verluste über 3D_1 sind wegen der geringeren Linienbreite des Übergangs noch einmal deutlich geringer. Allerdings gehen in diese Berechnungen die lediglich theoretisch bestimmten Linienbreiten der Zerfallskanäle ein.

Experimentell wurde die Verlustrate ermittelt, indem die frei expandierende Atomwolke durch einen ersten Puls variabler Länge angeblitzt und mit einem zweiten Puls detektiert wurde. Die Länge des ersten Pulses wurde zwischen $200 \mu\text{s}$ und $1000 \mu\text{s}$ variiert, die Länge des Detektionspulses betrug $400 \mu\text{s}$ und die Verstimmung bezüglich des Kühlübergangs $-0,75 \cdot \gamma_3$.

Wird sowohl die Ausdehnung der Wolke während der Dauer des ersten Pulses berücksichtigt als auch das Gaußprofil des Laserstrahls und der Atomwolke, so kann hieraus die Zerfallswahrscheinlichkeit pro Anregungszyklus berechnet werden. Diese ergibt sich zu $5 \cdot 10^{-4}$ und ist mit einem Standardfehler von etwa 20 % behaftet. Demnach sollten die Atome nach etwa 2000 Zyklen in ein Niveau zerfallen, aus dem sie zurückgepumpt werden müssen. Theoretisch wird bei diesen Parametern ein drei- bis vierfach höherer Wert erwartet. Dies deutet darauf hin, dass die theoretisch berechneten Linienbreiten mit Fehlern behaftet sein könnten. Trotzdem sind die Leistungsanforderungen an die Rückpumpplaser sowohl für den theoretisch berechneten als auch für den experimentell bestimmten Wert moderat. Bei typischen Sättigungen der Detektionslaser sind auch ohne Rückpumper Anblitzdauern von mehreren $100 \mu\text{s}$ möglich.

4.2.4 Lebensdauer der Magnetfalle

Die Lebensdauer der Magnetfalle ist ein wichtiger experimenteller Parameter, der Einfluss auf die optimalen Umladesequenzen hat und bestimmt, wie zügig weitere experimentelle Stufen angeschlossen werden müssen. Eine Diskussion der Verlustprozesse gibt Einblicke in die zu berücksichtigenden physikalischen Prozesse.

Für die Messung der Lebensdauer wurde ein kurzer IR-Transferpuls von 200 ms in die UV-MOT eingestrahlt, anschließend wurden die Laser ausgeschaltet und nach einer variablen Haltezeit t_H ein Detektionspuls von 2 ms eingestrahlt. Die Fluoreszenz des Detektionspulses wurde durch den PMT registriert. Abbildung 4.5 zeigt die Fluoreszenz bei 383 nm in Abhängigkeit der Haltezeit in der Magnetfalle. Eine Anpassung an einen exponentiellen Zerfall liefert eine $1/e$ -Lebensdauer von 1,1 s.

Im Folgenden sollen die Beiträge, die die Lebensdauer bestimmen, separat betrachtet werden. Dabei ist es sinnvoll, zwischen dichteunabhängigen und dichte-

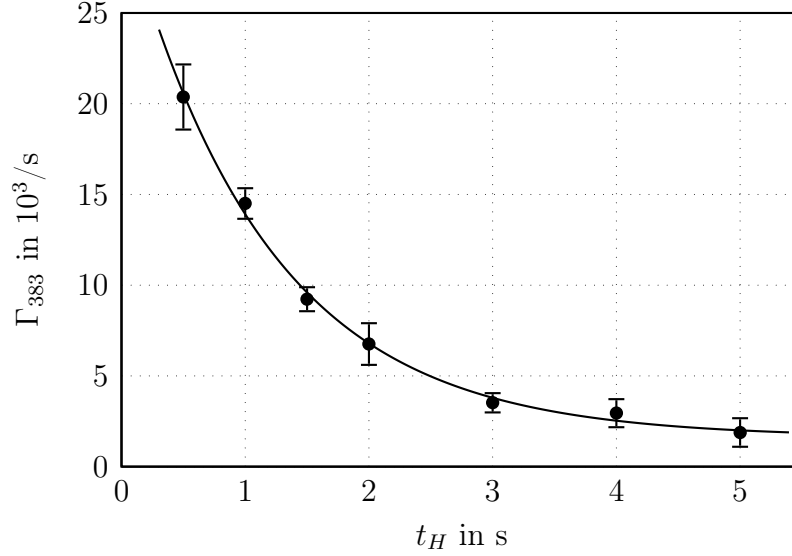


Abbildung 4.5: Durch den PMT gemessene Zählrate Γ_{383} bei 383 nm nach variabler Haltezeit t_H in der Magnetfalle. Die Zeitkonstante des exponentiellen Zerfalls beträgt 1,1 s.

abhängigen Beiträgen zu differenzieren. Dichteunabhängige Beiträge (Ein-Körper-Verluste), wie etwa Stöße mit dem Hintergrundgas oder Majoranaverluste, führen zu einem exponentiellen Zerfall. Die entsprechenden Zerfallsraten α_i addieren sich linear zu einer Gesamtzerfallsrate α_{ges} , deren Kehrwert die Lebensdauer $\tau = 1/\alpha_{ges}$ ergibt. Dichteabhängige Beiträge (Zwei- und Mehrkörper-Verluste), wie Stöße zwischen den kalten Atomen, führen zu einer Abweichung vom exponentiellen Zerfallsgesetz.

Stöße mit Atomen aus dem Restgas

Die Kollision eines gefangenen Atoms mit einem thermischen Atom oder Molekül entfernt ein Atom aus der Falle. Eine genaue Berechnung der Verluste würde die Kenntnis der Stoßparameter von metastabilem Magnesium mit typischen Restgasmolekülen in einer Vakuumkammer aus Stahl wie N_2 , CO, H_2 und CH_4 [94] sowie mit Magnesiumatomen im Grundzustand erfordern. Allerdings ist die Lebensdauer typischer Atomfallen (sehr kalte Atome, niedriger Druck, Potenzialtiefe zwischen 5 und 500 mK) nur schwach abhängig von den Stoßparametern und der Art des Wechselwirkungspotenzials [94]. Es ergibt sich als grobe Abschätzung ein umgekehrt proportionaler Zusammenhang zwischen Druck p in Torr und der durch Druck limitierten Lebensdauer $\tau_p \approx 10^{-8}/p$ [56, 94].

Diese Abschätzung deckt sich bis auf einen Faktor 2 mit der gemessenen Lebensdauer von Magnesium für die UV MOT ($\tau = 4,5$ s bei $p = 3,8 \cdot 10^{-9}$ Torr, s. [50]). Für metastabiles ^{88}Sr im 3P_2 Niveau ergibt sich bei einem Druck von

$p = 5 \cdot 10^{-9}$ Torr eine Lebensdauer von 2 s [95], was den durch die Näherungsformel abgeschätzten Wert um einen Faktor 4 übersteigt.

Der Drucksensor³ im hinteren Teil der Kammer liefert einen Druck von $4 \cdot 10^{-10}$ Torr, der bei Betrieb des Atomofens auf etwa $7 \cdot 10^{-10}$ Torr ansteigt. Dies kann allerdings nur als grober Richtwert angesehen werden, da die Zusammensetzung des Hintergrundgases nicht bekannt ist und der Druckmesser für verschiedene Gase unterschiedlich sensitiv ist. Der Drucksensor überschätzt den realen Druck für Magnesium nur leicht [50]. Es ist also in etwa zu erwarten, dass Stöße mit dem Hintergrundgas bei eingeschalteter Atomquelle die Lebensdauer auf etwa 15 s reduzieren.

Einen weiteren Verlustmechanismus stellen Stöße zwischen den heißen Atomen aus dem Atomstrahl und den gefangenen Atomen dar. Wird beispielsweise der in [50] bestimmte Fluss der alten Quelle von $(4,3 \pm 2,0) \cdot 10^{13}$ Atomen/(sr s) und der Streuquerschnitt von Stößen zwischen Atomen in der MOT und dem Mg Hintergrunddampf von $(3 \pm 1) \cdot 10^{14}$ cm² zugrunde gelegt, so ergibt sich bereits eine Stoßwahrscheinlichkeit von etwa 0,5 % pro Sekunde und gefangenem Atom. Für die Versuche in der Magnetfalle könnte sich dieser Wert deutlich unterscheiden, da der Fluss der neuen Quelle größer und die Temperatur der Atome im Strahl mit > 400 °C höher ist als die des Mg Hintergrunddampfs von 50-90 °C. Weiterhin ist der Streuquerschnitt für Stöße zwischen Magnesium im metastabilen Zustand mit Magnesium im Grundzustand unbekannt und kann sich von dem für Stöße zwischen zwei Magnesiumatomen im Grundzustand unterscheiden.

Streulicht bei 383 nm

Unerwünschtes resonantes Streulicht, das auch bei ausgeschaltetem Schalt-AOM des Detektionslasers in die Kammer gelangt, kann die Lebensdauer signifikant beeinflussen, da hierdurch Atome in nicht fangbare Zeeman-Unterstufen gepumpt werden können. Dieser Effekt konnte durch einen zusätzlichen mechanischen Verschluss unterbunden werden. Hier ist von Vorteil, dass das Licht über eine Glasfaser zugeführt wird und somit durch Blockieren des Strahls vor der Faser Streulicht auf dem Fallentisch komplett unterdrückt wird.

Majoranaverluste

Majoranaverluste treten auf, wenn sich Atome so schnell durch die Falle bewegen, dass ihr magnetisches Moment der Änderung der lokalen Magnetfeldrichtung nicht mehr adiabatisch folgen kann [96, 97]. Ein Übergang in nicht magnetisch fangbare Zeeman-Unterstufen führt dann zu einem Verlassen der Falle. Die Größenordnung der Majoranaverluste kann abgeschätzt werden, indem die Präzessionsfrequenz des atomaren magnetischen Moments $\omega_p = \mu B / \hbar$ mit der Winkel-

³KR-70, Kaltkathoden-Messröhre, Firma Balzer

geschwindigkeit ω_a des Atoms bezogen auf die Fallenmitte verglichen wird. Unter der Annahme, dass ein Majorana-Übergang stattfindet, wenn $\omega_p > \omega_a$ ist, lässt sich gemäß [98] die Verlustrate ableiten als:

$$\alpha_m \approx \frac{m}{\Delta m} \frac{\pi \hbar}{m_{Mg} \sigma^2} \quad (4.2)$$

m_{Mg} ist die Masse eines Magnesiumatoms. Die Verlustrate für einen experimentell realisierten Wolkendurchmesser von $\sigma = 2$ mm beträgt maximal ($\Delta m = 1, m = 2$) etwa $\alpha_m = 0,4 \%$ 1/s und trägt damit nicht wesentlich zum experimentell beobachteten Zerfall bei.

Elastische und inelastische Stöße von Atomen in der Magnetfalle

Die Streuraten für metastabile Erdalkaliatome sind verhältnismäßig groß, so wurden etwa für metastabiles Calcium inelastische und elastische Streuraten von $\Gamma_s = 3 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ gemessen [99]. Theoretische Berechnungen der elastischen Streurrate für metastabiles Magnesium sagen eine Streulänge von $60 a_0$ voraus und damit vergleichbare elastische Streuraten von $8\pi\nu a_0^2 \approx 2 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ [100]. Diese Berechnungen beruhen allerdings evtl. auf einem zu einfachen Modell [101].

Im Vorgriff auf Abschnitt 4.2.6 sei hier der experimentell ermittelte Wert der Dichte in der Magnetfalle von $n_{MT} = 6 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ verwandt. Mit Γ_s ergibt sich damit eine Stoßrate von $1,5 \cdot 10^{-2} \text{ 1/s}$. Auch wenn die elastischen und inelastischen Streuraten von metastabilem Magnesium nicht genau bekannt sind, sollten Stöße daher eine untergeordnete Rolle spielen.

Kombination der Verlustprozesse

Das Verhalten wird durch Stöße mit dem Hintergrundgas und damit durch Einkörper-Verluste dominiert. Majoranaverluste, Verluste durch resonantes Streulicht und Verluste durch Stöße der Atome untereinander können hingegen vernachlässigt werden. Eine einfache Abschätzung lässt eine längere Lebenszeit der Magnetfalle als den experimentell bestimmten Wert von 1,1 s erwarten. Einen Grund für diese Abweichung könnten hier vernachlässigte Stöße mit dem heißen Magnesiumstrahl des Atomofens darstellen. Weiterhin ist die Druckmessung nur als Richtwert anzusehen, da die Zusammensetzung des Restgases nicht bekannt und die Konzentration des Hintergrunddampfs aus Magnesium und weiteren Restgasen in der Mitte der Hauptkammer größer ist als in dem hinteren Bereich, in dem der Druck gemessen wird.

4.2.5 Effizienz des Umladeprozesses in die Magnetfalle

Die Anzahl N_{MT} der in die Magnetfalle umgeladenen Atome im Zustand 3P_2 hängt von der Zerfallsrate Γ_{MOT} der K2PK-MOT, der Lebensdauer τ_{MT} der Magnetfalle,

der Verlustrate Γ_{coll} durch Stöße mit Atomen aus der K2PK-MOT und von der Transfereffizienz η ab. η beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Atom, das in das Triplett-System zerfällt, einen magnetisch fangbaren Unterzustand von 3P_2 besetzt. Damit gilt:

$$\frac{dN_{MT}}{dt} = \eta\Gamma_{MOT} - \frac{N_{MT}}{\tau_{MT}} - \Gamma_{coll} \quad (4.3)$$

Die Abhängigkeit der Umladeeffizienz von der Ensembletemperatur kann vernachlässigt werden, da die Potenzialtiefe der Magnetfalle deutlich größer ist als die in einer K2PK-MOT herrschenden Temperaturen. Auch Stöße von metastabilen Atomen untereinander sind höchstwahrscheinlich nicht von Bedeutung, wie in Abschnitt 4.2.4 ausgeführt wurde.

Eine Abschätzung der Atomzahl in der Magnetfalle ist möglich, wenn der Einfachheit halber die folgenden Effekte vernachlässigt werden:

- Nachladen von Atomen in die K2PK-MOT während des Umladens.
- Änderung der Zerfallsrate Γ_{MOT} durch Entvölkerung der K2PK-MOT.
- Dynamische Änderung der Verlustrate Γ_{coll} im Laufe des Umpumpprozesses

Diese Annahmen sind gerechtfertigt, wenn die Lebensdauer $\tau_{MOT} = 1/\Gamma_{MOT}$ der K2PK-MOT deutlich größer ist als die Lebensdauer der Magnetfalle von 1,1 s. Im Rahmen der Messungen zum K2PK wurde die Verlustrate von Atomen aus der MOT für Zeiten bis zu 1 s unter vergleichbaren Bedingungen bestimmt. Auf diesen Zeitskalen kann der exponentielle Zerfall durch eine lineare relative Abnahme von $0,4 \cdot 1/s$ angenähert werden. Die Annahme $\tau_{MT} \ll \tau_{MOT}$ ist also nur bedingt gegeben, für eine Abschätzung aber hinreichend erfüllt.

Nach einer Zeit von etwa $2 \cdot \tau_{MT}$ ist das System in guter Näherung im Gleichgewicht und es ergibt sich

$$N_{MT} = \eta \cdot \tau_{MT} \cdot (\Gamma_{MOT} - \Gamma_{coll}) \quad (4.4)$$

Der Fehler durch die obigen Annahmen kann unter Vernachlässigung von Γ_{coll} abgeschätzt werden, indem der Extremfall eines instantanen Zerfalls der MOT betrachtet wird. In diesem Fall würde die Magnetfalle eine Atomzahl von $\eta \cdot N_{MOT}$ einfangen, die dann exponentiell mit der Zeitkonstante τ abnimmt. Bei einer Atomzahl von $1 \cdot 10^8$ ergäbe sich so zum Zeitpunkt $t = 0$ eine Atomzahl von $1 \cdot \eta \cdot 10^8$. Dieser Wert ist lediglich um einen Faktor 2,3 größer als der aus Gleichung 4.4 resultierende Gleichgewichtswert von $\eta \cdot \tau_{MT} \cdot \Gamma_{MOT} \approx \eta \cdot 4,4 \cdot 10^7$.

Die Bedeutung des Beitrags Γ_{coll} ist schwer abzuschätzen, da die Stoßparameter zwischen Magnesiumatomen im Singlett-System und im metastabilen Zustand, insbesondere in Anwesenheit von nahresonanter Strahlung bei 285 und 881 nm, nicht bekannt sind. Beim kontinuierlichen Beladen einer Magnetfalle mit Chrom und Strontium ist dieser Beitrag nicht vernachlässigbar [95, 98]. Er wird in die Diskussion der Ergebnisse in Abschnitt 4.2.6 einfließen.

Abschätzung der Transfereffizienz

Die Transfereffizienz η setzt sich multiplikativ aus zwei unabhängigen Beiträgen, η_{br} und η_m , zusammen. η_{br} berücksichtigt, dass der Zerfall nach 3P_1 deutlich stärker ist als der nach 3P_2 . Mit den Werten aus [60] ergibt sich $\eta_{br} \approx 28\%$.

η_m reflektiert die Tatsache, dass lediglich Atome in den Zeeman-Unterstufen $m = 1$ und $m = 2$ fangbar sind. Eine Abschätzung für η_m ergibt sich unter der vereinfachenden Annahme, dass die fünf Zeeman-Unterstufen von 1D_2 in der K2PK-MOT gleich besetzt sind.

Die relative Stärke der Zerfälle in die Zeeman-Unterstufen von 3P_2 ist gegeben durch die Quadrate der Clebsch-Gordan Koeffizienten, s. Abbildung 4.6. Daraus folgt, dass sich aus einer Gleichbesetzung der Zeeman-Unterstufen von 1D_2 auch eine Gleichbesetzung der Zeeman-Unterstufen von 3P_2 ergibt, und somit $\eta_m = 0,4$.

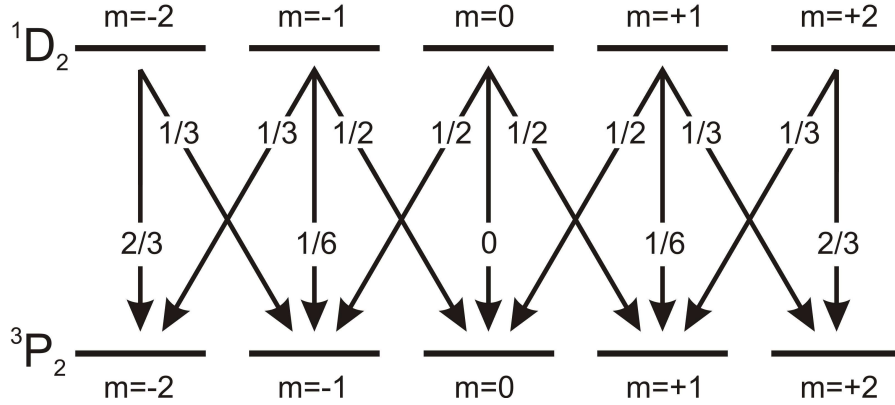


Abbildung 4.6: Quadrate der Clebsch-Gordan Koeffizienten für den Zerfall vom Singlett- in das Triplettsystem.

η_m kann erhöht werden, indem bevorzugt ${}^1D_2, m = 2$ bevölkert wird. Dies kann erreicht werden, indem die Frequenz des IR-Lasers blauverstimmt zur Zwei-Photonen-Resonanz eingestrahlt wird. In diesem Fall bringt das Quadrupolfeld die Atome in den Randbereichen der MOT in Resonanz mit dem Übergang nach $m = 2$. Je größer die Aufspaltung zwischen den Zeeman-Unterstufen, desto selektiver können die oberen Niveaus angesprochen werden. Begrenzt wird dieses Verfahren durch die endliche MOT-Größe, so dass die Umladeeffizienz bei einer diskreten Frequenz ein Maximum annehmen sollte.

Experimentell wurde eine maximale Umladeeffizienz etwa 40 ± 10 MHz blauverstimmt zur Zwei-Photonen-Resonanz ermittelt. Resonant mit dem Zwei-Photonen-Übergang nach $m = 2$ sind dann Atome bei einem Magnetfeld von 14 G. Dies entspricht bei einem Magnetfeldgradienten von 13 G/mm entlang der starken Achse und einem Durchmesser σ der Atomwolke von 0,6 mm gerade den Atomen,

die sich in den Randbereichen befinden. Für die folgenden Berechnungen wird $0,4 < \eta_m < 1$ angenommen.

4.2.6 Atomzahl und Dichte in der Magnetfalle

Die Atomzahl in der Magnetfalle wird über die von der CCD-Kamera registrierte Fluoreszenz des Detektionsblitzes ermittelt. Hierzu werden durch die UV-MOT bei einer Verstimmung von $-0,5 \cdot \gamma_1$ etwa $1 \cdot 10^8$ Atome gefangen. Im Anschluss werden die Atome durch einen 4 s langen Transferpuls von der MOT in die Magnetfalle geladen. Nach einer Haltezeit von 500 ms kann davon ausgegangen werden, dass Atome im Niveau 3P_1 mit einer Lebensdauer von 5 ms in den Grundzustand zerfallen sind und sich nur noch metastabile Atome im Zustand 3P_2 in der Magnetfalle befinden. Anschließend wird das Magnetfeld heruntergefahren und nach einer freien Expansionsphase von 4,3 ms ein Detektionsblitz von 400 ms Dauer durch den Detektionslaser in Melassekonfiguration eingestrahlt. Die Strahltaile w_l des Detektionslasers beträgt 3 mm, die Verstimmung gegenüber $^3P_2 \rightarrow ^3D_3$ ist $-0,75 \cdot \gamma_3$, wodurch sich eine maximale Sättigung von $s_0 = 0,28$ ergibt.

Abbildung 4.7 zeigt ein so ermitteltes Falschfarbenbild der Atomwolke. Das Profil der Atomwolke lässt sich sehr gut durch eine Gauß-Verteilung annähern.

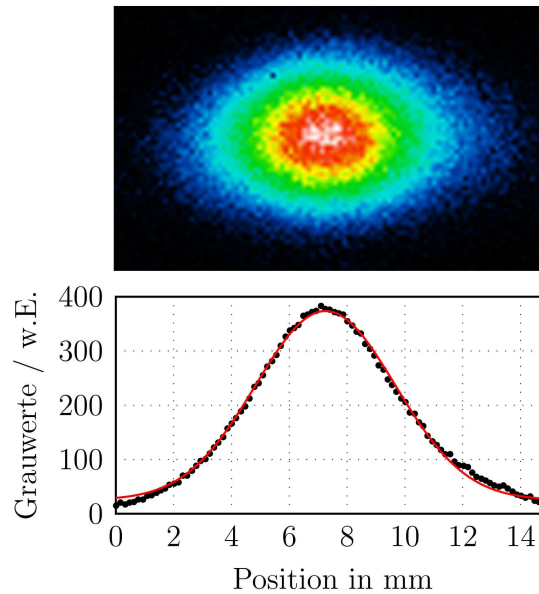


Abbildung 4.7: Falschfarbenbild der metastabilen Atomwolke nach einer freien Expansionszeit von 4,3 ms. Der Detektionslaser verläuft horizontal. Die Wolke wird in der Vertikalen nicht vollständig ausgeleuchtet. Im unteren Teil ist das hieraus gewonnene horizontale Profil mit zugehöriger Gauß-Funktion gezeigt.

Die gemessene Ausdehnung der Wolke in Richtung des Detektionslasers entspricht einem Durchmesser σ von 2,9 mm. Damit kann die Ausdehnung der Atom-

wolke nicht als klein gegenüber dem Strahldurchmesser angesehen werden. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, wurde numerisch ein Korrekturfaktor ξ bestimmt. Dieser Faktor berechnet sich aus dem Integral

$$\xi = \int_V n_{MF}(x, y, z) \Gamma_p(y, z) dV \quad (4.5)$$

Dabei ist Γ_p die im Anhang A definierte Streurrate von Photonen, die auf Grund der räumlichen Gauß-Verteilung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Strahls ortsabhängig ist. Die räumliche Verteilung der Atomwolke $n_{MF}(x, y, z)$ wird unter Annahme von Kugelsymmetrie durch eine Gauß-Verteilung angenähert. Das Volumen, über das integriert wird, muss deutlich größer als die Atomwolke sein. Hieraus ergibt sich, dass im Vergleich zu einer räumlich unendlich ausgedehnten ebenen Welle mit derselben Intensität $I = 2P/(\pi w_l^2)$ nur etwa 20-25% der Fluoreszenz erwartet werden kann. Die so bestimmte Atomzahl von in der Atomfalle gefangenen Atomen beträgt $4 \cdot 10^6$. Dieser Wert vergleicht sich mit der theoretisch erwarteten Anzahl von

$$N_{MT} = \eta_{br} \eta_m \tau_{MT} (\Gamma_{MOT} - \Gamma_{coll}) \quad (4.6)$$

Unter Vernachlässigung von Γ_{coll} ergibt sich mit $\tau_{MT} = 1,1$ s, $\eta_{br} = 28$ %, $\Gamma_{MOT} = 0,4 \cdot 10^8$ 1/s und $0,4 < \eta_m < 1$ ein theoretischer Wert für N_{MT} zwischen $0,5 \cdot 10^7$ und $1,3 \cdot 10^7$. Wird zusätzlich die Haltezeit $t_H = 550$ ms in der Magnetfalle, die bei einer Lebensdauer von 1,1 s die Atomzahl zusätzlich um einen Faktor 0,6 reduziert, berücksichtigt, reduziert sich dieser Wert auf $3 \cdot 10^6$ bis $8 \cdot 10^6$. Die experimentell ermittelte Atomzahl von $4 \cdot 10^6$ liegt innerhalb dieses Intervalls, so dass die Werte trotz einiger Näherungen, v. a. in der theoretischen Modellierung, konsistent sind.

Die Verlustrate Γ_{coll} durch Stöße zwischen Atomen in der UV-MOT und der Magnetfalle wurde in der Berechnung nicht berücksichtigt. Solche Prozesse wurden bei vergleichbaren Experimenten mit Strontium vermutet und für Chrom nachgewiesen, [98, 95]. Da experimentelle und theoretische Werte für Magnesium weitestgehend übereinstimmen, kann aber ausgeschlossen werden, dass Stöße dieser Art unter den verwendeten experimentellen Parametern den Umladeprozess dominieren.

Die Bestimmung der Dichte in der Magnetfalle erfordert eine Bestimmung der Ausdehnung der Atomwolke in der Magnetfalle. Eine direkte Abbildung der Atome in der Falle ist nicht möglich, da die Zeeman-Verschiebung durch das Quadrupolfeld die Streuraten modifiziert. Es ist jedoch möglich, die Expansionsdynamik der Wolke, die für die Temperaturmessungen bestimmt wurde, s. Abbildung 4.8, auf den Zeitpunkt $t = 0$ zu extrapolieren. Hieraus ergibt sich in horizontaler Richtung ein Durchmesser von etwa 2 mm. In der vertikalen Richtung ist der Magnetfeldgradient doppelt so groß und die Wolke sollte entlang dieser Richtung den halben Durchmesser aufweisen. Hieraus resultiert bei einer Atomzahl von $4 \cdot 10^6$ eine maximale Dichte von $6 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$.

4.2.7 Temperaturen in der Magnetfalle

Die Temperatur der Atome in der Magnetfalle ist eine wichtige Größe, welche die Parameter für die sich anschließenden Sub-Doppler Kühlstufen beeinflusst. Experimentell wird sie durch das in Abschnitt 3.3.2 beschriebene Time-of-flight Verfahren bestimmt. Hierzu wurde die magnetisch gefangene Atomwolke aus der Quadrupolfalle entlassen. Nach einer freien Expansionsphase variabler Dauer t wurde sie durch den Detektionslaser angeblitzt und die Fluoreszenz mit der CCD-Kamera aufgezeichnet. Aus der Expansionsdynamik kann über Gleichung 3.8 auf die Temperatur geschossen werden. Die experimentellen Parameter entsprachen denen, die für die Bestimmung der Atomzahl in Abschnitt 4.2.6 verwendet wurden.

Abbildung 4.8 zeigt die Expansionsdynamik des Ensembles metastabiler Atome. Hieraus ergibt sich eine Temperatur von $400 \mu\text{K}$. Streng genommen gilt dies nur für ein vollständig polarisiertes Ensemble, da ein unterschiedlich starker Einschluss im Magnetfeld in einer unterschiedlich großen Ausdehnung σ_0 zum Zeitpunkt $t = 0$ resultiert. Durch die langen Expansionszeiten verliert dieser Einfluss jedoch an Bedeutung. Der im Abschnitt 4.2.7 diskutierte Effekt, dass mit dem Umladen ein Heizen der Atomwolke durch Gewinn von potenzieller Energie verbunden ist, kann zu unterschiedlichen Temperaturen für Atome in verschiedenen Zeeman-Untersuständen von 3P_2 führen. Hierdurch kann eine Temperaturdifferenz von etwa $200 \mu\text{K}$ auftreten, die aber experimentell nicht aufgelöst werden konnte.

Temperaturbestimmungen an weiteren Messtagen ergaben Werte, die um bis zu einen Faktor 2 größer waren. Diese Diskrepanz wird auf unterschiedliche Verstimmungen relativ zur Zwei-Photonen-Resonanz und einen von Tag zu Tag leicht variierenden geometrischen Überlapp von K2PK-MOT und Magnetfallenboden zurückgeführt.

Die Temperaturen von $400 - 800 \mu\text{K}$ unterschreiten deutlich die Temperatur der UV-MOT von $T = 2,8 \text{ mK}$. Folgende Effekte, die einen signifikanten Einfluss auf die Temperatur haben, sollen im Weiteren betrachtet werden:

- Kühlung durch Zwei-Photonen-Prozesse
- Gewinn von potenzieller Energie beim Eintritt in die Magnetfalle
- Aufteilung der Energie in kinetische und potenzielle Energie in der Magnetfalle

Temperaturänderungen, die Stoßprozesse zwischen metastabilen Atomen erfordern, wie etwa evaporatives Kühlen oder Heizen durch inelastische Stöße, werden vernachlässigt. In Abschnitt 4.2.4 wurde bereits ausgeführt, dass die vorherrschenden Dichten so gering sind, dass diese Effekte keine Rolle spielen.

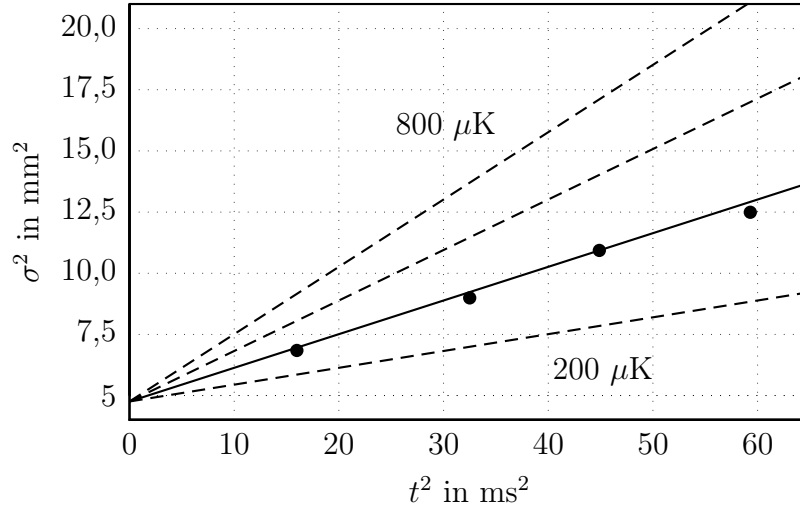


Abbildung 4.8: Temperaturmessung an der metastabilen Atomwolke durch TOF. Die Geraden zeigen die Expansionsdynamik für Atomwolken der Temperaturen: 200 μK , 400 μK , 600 μK , 800 μK .

Kühlung durch Zwei-Photonen-Prozesse

Die Mechanismen des kohärenten Zwei-Photonen-Kühlens sind auch während des Umladens in die Magnetfalle zu berücksichtigen. Die Verstimmungen, bei denen die K2PK-MOT effektiv gekühlt wird, liegen allerdings nicht in dem hier verwendeten deutlich blauverstimmtten Bereich von $\Delta \approx +40$ MHz. Experimentell konnte bei diesen Parametern keine signifikante Temperaturreduktion der MOT von $T = 2,8$ mK beobachtet werden.

Die Temperatur der verbleibenden Atome im Singlett-System ist allerdings nicht direkt korreliert mit der Temperatur der Atome in der Magnetfalle. Der Anregungsprozess wirkt gewissermaßen als Filter, da Atome, die bevorzugt in das Triplett-System zerfallen, aus Regionen stammen, in denen sie durch den Zeeman-Effekt in Resonanz gebracht werden. Es muss davon ausgegangen werden, dass eine Temperaturreduktion durch K2PK erfolgt. Die genaue Modellierung dieses Prozesses im Quadrupolfeld ist aber schwierig. Eine untere Grenze für die Temperatur ergibt sich durch das theoretische Limit des K2PK. Dieses liegt für eine Verstimmung des UV-Lasers von $\delta_1 = -0,5 \cdot \gamma_1 = -40$ MHz bei etwa 300 μK ohne Berücksichtigung von technischen Heizprozessen.

Heizen durch Gewinn von potenzieller Energie

Durch ihr magnetisches Moment erhalten die in die Quadrupolfalle umgeladenen Atome eine potenzielle Energie V_i . Diese Energie wird den beiden Laserfeldern für die Anregung nach 1D_2 sowie dem Photon, das während des Zerfallsprozesses vom

Singlett- in das Triplett-System emittiert wird, entnommen und dem atomaren Ensemble zugeführt.

Die normierte Atomdichte kurz nach dem Transfer, also bevor eine Ausdehnung im Potenzial erfolgt, sei als n_{TR} bezeichnet. Ist außerdem das mittlere magnetische Moment $\overline{m}g\mu_B$ bekannt, lässt sich V_i berechnen durch:

$$V_i = \int_V n_{TR} \overline{m} g \mu_B B(\vec{r}) dV \quad (4.7)$$

Unter der Annahme, dass n_{TR} der Dichteverteilung der Atome in der MOT entspricht, also durch den Transfer nicht beeinflusst wird, kann das Integral in Gleichung 4.7 numerisch berechnen werden. Mit den experimentellen Parametern $\sigma_x = \sigma_y = 0,7$ mm, $\sigma_z = 0,6$ mm, $dB/dx = dB/dy = 6,5$ G/mm und $dB/dz = 13$ G/mm ergibt sich eine potenzielle Energie V_i , die einer Temperatur von $0,65 \cdot \overline{m}$ mK entspricht. Je nach Polarisierung der Atomwolke kann dieser Wert also zwischen 0,65 und 1,3 mK liegen. Dabei wurde vorausgesetzt, dass die Zentren beider Fallen übereinander liegen.

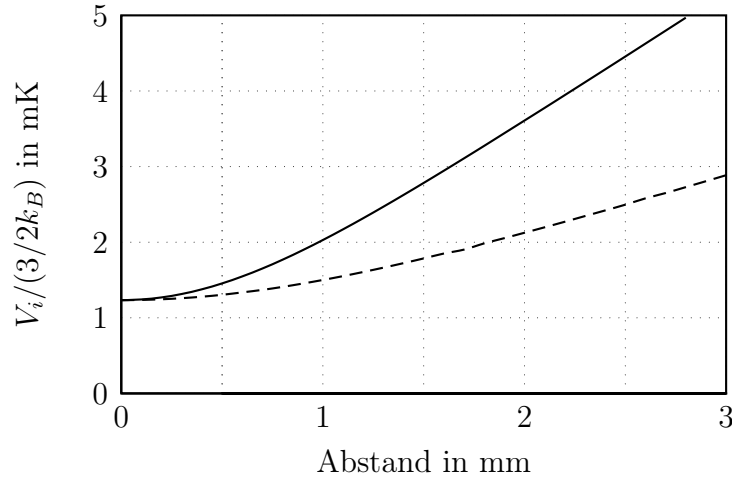


Abbildung 4.9: Durch das Umladen erlangte potenzielle Energie V_i für Atome in $m = 2$ in Abhängigkeit des Abstands zwischen den Zentren von MOT und Magnetfalle. Die beiden Kurven skizzieren das Verhalten für eine Dejustage entlang der starken Richtung (durchgezogen) bzw. der schwachen Richtung (gestrichelt) des Quadrupolfelds.

Gleichung 4.7 erlaubt es auch, den Effekt einer Dejustage in Form einer Separation der Zentren von MOT und Magnetfalle abzuschätzen. Abbildung 4.9 zeigt die Zunahme von V_i in Abhängigkeit der räumlichen Verschiebung für $\overline{m} = 2$. Hiernach nimmt die kinetische Energie bei einer Verschiebung um 1-2 σ deutlich zu. Ein Überlapp von besser als 1 σ ist durch die Sechs-Strahl Konfiguration experimentell realisierbar, erfordert aber eine regelmäßige Justage von Geometrie und Balance der MOT-Strahlen.

Die Berechnung nach Gleichung 4.7 setzt voraus, dass die Dichteverteilung der MOT während des Umladeprozesses erhalten bleibt. Die genaue Dichteverteilung ist aber abhängig von der Frequenz des IR-Lasers und schwer zu bestimmen. Generell ist zu erwarten, dass bei einer weiten Blauverstimmung des IR-Lasers relativ zur Zwei-Photonen Resonanz die potenzielle Energie zunimmt, da die Resonanzzonen in der MOT nach außen, zu höheren Magnetfeldstärken, wandern.

Kinetische und potenzielle Energie in der Magnetfalle

In der Magnetfalle expandiert die Atomwolke, da der Einschluss durch die MOT stärker ist als der durch die Magnetfalle. Hierdurch ändert sich die Aufteilung der Gesamtenergie auf einen kinetischen Anteil E_f und einen potenziellen Anteil V_f , woraus eine Temperaturänderung resultiert [98, 102].

Gemäß dem Virialtheorem gilt bei einem Potenzial der Form $V(r) = \alpha_n r^n$ der Zusammenhang $\langle E \rangle = \frac{n}{2} \langle V \rangle$. Dabei ist $\langle E \rangle$ der Mittelwert der kinetischen und $\langle V \rangle$ der Mittelwert der potenziellen Energie. Hieraus ergibt sich mit $n = 1$:

$$E_i + V_i = E_f + V_f = 3E_f \quad (4.8)$$

Daraus folgt für die Temperatur in der Magnetfalle:

$$T_{MT} = \frac{1}{3}(E_i + V_i) \frac{2}{3k_B} \quad (4.9)$$

Resultierende Temperatur

Die kinetische Energie E_i der Atome kurz nach dem Umladen in die Magnetfalle entspricht, abhängig von der Effizienz des K2PK, einer Temperatur von 0,3 – 2,8 mK. Hinzu kommt die durch das Umladen erworbene potenzielle Energie V_i , die je nach Polarisierung des Ensembles mit Temperaturen im Intervall 0,65 – 1,3 mK korrespondiert. Anschließend expandiert die Atomwolke und im Gleichgewicht ergibt sich gemäß Gleichung 4.9 eine Temperatur von $T = 300 - 1400 \mu\text{K}$. Die experimentell ermittelten Werte von 400-800 μK liegen innerhalb des erwarteten Intervalls. Vernachlässigt wurde hierbei eine räumliche Separation der Zentren von MOT und Magnetfalle, wodurch sich V_i gemäß Abbildung 4.9 erhöht sowie eine Änderung der Wolkenform während des Umladeprozesses.

Die reproduzierbare Ensemblepräparation bei definierten Temperaturen setzt voraus, dass die IR-Frequenz bezüglich der Zwei-Photonen Resonanz präzise eingestellt wird. Nur so kann eine gleichbleibende Effizienz des K2PK gewährleistet und dem System durch den Umladeprozess eine konstante potenzielle Energie zugeführt werden. Weiterhin sind moderate Anforderungen an die geometrische Justage der MOT zu erfüllen.

AUSBLICK

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ausgehend von einer magneto-optischen Falle (MOT) mit Magnesium das kohärente Zwei-Photonen-Kühlen (K2PK) sowie die Präparation und magnetische Speicherung von Magnesium im metastabilen Zustand 3P_2 untersucht. Im experimentellen Aufbau der MOT konnten wesentliche Verbesserungen erzielt werden. Die Leistung der für die MOT genutzten Strahlquelle bei 285 nm konnte durch den Einsatz eines neuen Frequenzverdopplungsresonators um einen Faktor 2 gesteigert werden. Die Verwendung einer neuen atomaren Quelle erlaubt in Verbindung mit der gesteigerten Leistung des Kühllasers das Fangen von $1,4 \cdot 10^9$ Atomen und damit eine Steigerung der Atomzahl um eine Größenordnung. Die Temperatur des atomaren Ensembles konnte durch K2PK in einer eindimensionalen Melasse auf $500 \mu\text{K}$ und in einer MOT-Konfiguration auf 1 mK reduziert werden. Diese Werte sind deutlich unterhalb des Dopplerlimits des schnellen Kühlübergangs $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ von $1,9 \text{ mK}$, dem das Kühlen von Atomen in der MOT unterworfen ist. In der K2PK-MOT konnten mehr als 60 % der Atome gefangen werden. Einen ersten Schritt auf dem Weg zu einem ultrakalten Ensemble metastabiler Atome stellt die experimentell realisierte Population des metastabilen Zustands 3P_2 mit $4 \cdot 10^6$ Atomen, deren Speicherung in einer Magnetfalle bei Temperaturen von $400 - 800 \mu\text{K}$ und die Adressierung des Kühlübergangs $^3P_2 \rightarrow ^3D_3$ dar.

Nach einer Diskussion der Implikationen dieser Resultate für die potenzielle Stabilität und Genauigkeit des Frequenzstandards sollen die Möglichkeiten zu einer weiteren Verringerung der Ensembletemperatur abgeschätzt werden. Hierfür eignen sich sowohl das K2PK als auch die Kühlung von Magnesium im metastabilen Zustand. Im Anschluss an die Betrachtung beider Kühlverfahren folgt eine Berechnung der Umladeeffizienz in eine Dipolfalle im Kontext der experimentell erreichten und der mit den beiden Kühlverfahren erzielbaren Temperaturen. Das Umladen in eine Dipolfalle stellt einen ersten Schritt auf dem Weg zu einer Gitteruhr mit einer relativen Genauigkeit von unter 10^{-17} dar.

Potenzielle Stabilität des Frequenzstandards

Ein optischer Frequenzstandard nutzt einen verbotenen Übergang in einem atomaren Gas, an den ein kurzzeitstabiler Oszillator angebunden wird. Dazu wird beim Magnesium-Frequenzstandard ein Interkombinationsübergang spektroskopiert und hieraus ein Regelsignal gewonnen, um den kurzzeitstabilen Uhrenlaser bei 457 nm langfristig an die Atome anzubinden. Sowohl die Spektroskopie als auch die Anbindung können die Stabilität des Frequenzstandards limitieren.

Die Stabilität des Atominterferometers nach einer Messzeit τ kann bei weißem Frequenzrauschen durch die Allan-Standardabweichung $\sigma_y(\tau)$ ausgedrückt werden:

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{\pi QS/N} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}} \quad (5.1)$$

Dabei ist $Q = \nu/\Delta\nu$ die Güte des Uhrenübergangs mit der Frequenz ν , der mit der Auflösung $\Delta\nu$ spektroskopiert wird. Die Zykluszeit T_c gibt die Dauer an, die für die Aufnahme eines Messpunktes inkl. aller Totzeiten benötigt wird. Das Produkt aus Signal-zu-Rauschverhältnis S/N und Güte Q bestimmt maßgeblich die Stabilität.

In [103] werden die Rauschbeiträge für einen Calcium Frequenzstandard ausführlich untersucht und das gesamte Rauschen N abhängig von der Anregungswahrscheinlichkeit p_e folgendermaßen unterteilt:

$$N = \sqrt{\frac{p_e(1-p_e)}{n_{int}} + \frac{p_e(1-p_e)}{n_{ph}n_{int}} + N_t^2} \quad (5.2)$$

Die ersten beiden Terme, das Quantenprojektionsrauschen N_{QPN} und das Photonschrottrauschen, sind abhängig von der Anzahl der an der Interferometrie teilnehmenden Atome n_{int} . Für das so genannte electron shelving Detektionsverfahren [103] werden mehrere Photonen n_{ph} pro Atom detektiert, woraus folgt, dass das Quantenprojektionsrauschen gegenüber dem Photonschrottrauschen überwiegt. Der letzte Term repräsentiert den Einfluss durch technisches Rauschen N_t . Hierzu gehören etwa elektronisches Rauschen, das in [103] mit $7 \cdot 10^{-16}$ in 1 s zur Allan-Standardabweichung beiträgt, oder aber auch sonstiges Rauschen in der Detektion, das z.B. von Intensitätsschwankungen des Uhrenlasers stammen kann, und dessen Beitrag in [103] mit $1 \cdot 10^{-14}$ in 1 s beziffert wird.

Im Rahmen der Dissertation von Jochen Keupp [74] konnte mit 10^5 Magnesiumatomen bei 3,8 mK eine Stabilität von $\sigma_y(1s) = 8 \cdot 10^{-14}$ erreicht werden [104]. Wird allein die Erhöhung der Atomzahl um einen Faktor $10^3 - 10^4$ berücksichtigt, so sollte bei ansonsten identischen Betriebsparametern N_{QPN} um einen Faktor 40-130 reduziert werden. Selbst unter der Annahme, dass in [104] ausschließlich N_{QPN} die Stabilität limitiert, sollte das Quantenprojektionsrauschen auch mit Atomen bei mK-Temperaturen weniger als $0,6 - 2 \cdot 10^{-15}$ zur Allan-Standardabweichung beitragen.

Die Anbindung des Uhrenlasers an den atomaren Oszillator führt zu einem zweiten unabhängigen Stabilitätslimit, da sich an eine Interferometriesequenz der Dauer T_D eine Totzeit $T_c - T_D$ anschließt. Innerhalb der Totzeit geht Information über das Laserrauschen verloren und der so genannte Dickeffekt [105] begrenzt abhängig vom Taktverhältnis $d = T_D/T_c$ die Stabilität. Für weißes Frequenzrauschen kann dieses Limit näherungsweise berechnet werden [105]:

$$\sigma_{y,D}(\tau) = \sqrt{\frac{S_0}{\tau\nu^2} \left(\frac{1}{d} - 1 \right)} \quad (5.3)$$

Dabei charakterisiert S_0 das Laserfrequenzrauschen in Hz^2/Hz bei ganzzahligen Vielfachen der Zyklusfrequenz $1/T_c$. Für eine Stabilität im Bereich von 10^{-15} ist ein Uhrenlaser mit $S_0 < 5 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ bei den entsprechenden Frequenzen nötig. Dies entspricht z.B. einem Lorentzprofil mit einer Linienbreite von 15 Hz. Eine deutliche Reduzierung des Dickeffekts wird durch das Prinzip der Gitteruhr möglich, da der dreidimensionale Einschluss lange Abfragezeiten und damit ein deutlich höheres Taktverhältnis erlaubt.

Einen wichtigen Schritt auf dem Weg zu einem verlässlichen Uhrenlaser mit einer Linienbreite im Hz-Bereich stellt der bereits erfolgte Austausch des Farbstofflasersystems gegen ein frequenzverdoppeltes Diodenlasersystem dar. Um die Linienbreite des aktuell etwa 1 kHz breiten Uhrenlasers weiter zu verringern, wurde bereits ein zweiter Diodenlaser zur Charakterisierung des Frequenzrauschens in Betrieb genommen [106]. Beide Laser sollen auf unabhängige ULE Resonatoren stabilisiert werden, die durch Finite-Elemente-Methoden (FEM) optimiert wurden, um eine verringerte Sensitivität der Eigenfrequenzen gegenüber Beschleunigungen aufzuweisen. Durch einen ähnlichen Ansatz [107] konnten Linienbreiten von unter 1 Hz erzielt werden.

Das Quantenprojektionsrauschen und der Dickeffekt sollten durch die realisierten und angestrebten Verbesserungen auch an frei fallenden Magnesiumatomen Stabilitäten im Bereich von 10^{-15} in 1 s erlauben, wenn zu [104] vergleichbare Bedingungen angenommen werden. Welche Stabilität letztendlich erzielt wird, hängt dann maßgeblich von der Eliminierung technischer Störeinflüsse ab, die sich in N_t widerspiegeln. Eine notwendige Voraussetzung stellte hier die Verbesserung des Frequenzrauschens des Kühllasers und der robustere Strahltransport über Glasfaser dar, wodurch Schwankungen der Teilchenzahl und der MOT-Position reduziert werden. Durch die Sechs-Strahl-Konfiguration der MOT kann eine präzise Justage des Überlapps von Quadrupolfeld und Atomwolke gewährleistet werden, wodurch die Reproduzierbarkeit in der Präparation des atomaren Ensembles verbessert und Beschleunigungskräfte auf die Wolke beim Ausschalten des Quadrupolfelds minimiert werden können. Der Uhrenlaser auf Basis eines Diodenlasers gewährleistet eine zuverlässige Abfrage der Atome auch bei sehr langen Integrationszeiten. Damit N_t auf weniger als $1 \cdot 10^{-14}$ in 1 s zur Allan-Standardabweichung beiträgt, ist eine Reduktion aller technischen Rauschbeiträge auf ein äquivalentes Niveau $\geq 10^{-15}$

notwendig [108]. Dies erfordert weitere Reduzierungen des Teilchenzahlrauschens, eine Verbesserung der Schaltcharakteristik der Magnetfelder und des Intensitäts- und Frequenzrauschens des Detektionslasers sowie der Abfragesequenz selbst.

Genauigkeit des Frequenzstandards

Die Genauigkeit eines Frequenzstandards, der auf frei fallenden Atomen beruht, ist stark abhängig von der Temperatur des atomaren Ensembles. So wurde an einem thermischen Strahl von Magnesiumatomen durch Ramsey-Bordé-Interferometrie eine absolute Frequenzmessung mit einer Genauigkeit von $2,5 \cdot 10^{-12}$ vorgenommen [109]. Die Genauigkeit wird dabei durch den residuellen Doppler-Effekt 1. Ordnung und den Doppler-Effekt 2. Ordnung begrenzt. Durch den Übergang zu Ensembles bei mK-Temperaturen wurden Genauigkeiten im Bereich von 10^{-14} für einen Calcium-Frequenzstandard erzielt [7]. Hier begrenzt die Bewegung der Atome durch die gekrümmten Wellenfronten des Uhrenlasers die Genauigkeit. Durch eine Verringerung der Temperatur des atomaren Ensembles in den μK -Bereich kann der residuelle Doppler-Effekt so weit unterdrückt werden, dass etwa für den Calcium-Standard am NIST auf einem Genauigkeits-Niveau von $7 \cdot 10^{-15}$ technische Beiträge dominieren. Auch hier tragen Ungenauigkeiten durch die Bewegung der Atome mit mehreren 10^{-15} noch signifikant zum Fehlerbudget bei. Weiterhin tritt durch den Photonenrückstoß eine Asymmetrie im Interferometriesignal der Ramsey-Bordé-Spektroskopie auf [110], die ebenfalls Ungenauigkeiten von mehreren 10^{-15} nach sich zieht, Genauigkeiten von unter 10^{-15} sind aber realistisch [39]. Durch die Anwendung des Prinzips der Gitteruhr tritt der Einfluss der Bewegung der Atome schließlich in den Hintergrund. Da sich die Atome im so genannten Lamb-Dicke Regime befinden, bei dem die atomare Bewegung auf diskrete Vibrationsmoden im Gitterpotenzial eingeschränkt ist, werden entsprechende Unsicherheitsbeiträge weitestgehend unterdrückt. Der Abstand der Energieniveaus ist größer als ein Photonenrückstoß, so dass dieser vom Gitter aufgenommen wird und die Asymmetrie des Spektroskopiesignals eliminiert wird. Der dreidimensionale Einschluss erlaubt lange Abfragezeiten und Auflösungen im Hz-Bereich. Die limitierenden Effekte stellen nun Stöße zwischen den Atomen, residuelle Einflüsse durch den Gitter- und Abfragelaser sowie Frequenzverschiebungen durch die Schwarzkörperstrahlung der Umgebung dar [26]. Ultimativ wird hier eine relative Ungenauigkeit von weniger als 10^{-17} als realistisch angesehen [26, 111]. Der Fokus der aktuellen Arbeiten an Magnesium liegt dementsprechend in einer weiteren Verringerung der Ensembletemperatur, wodurch sowohl die Genauigkeit für frei fallende Atome verbessert wird als auch die Umladeeffizienz in ein optisches Gitter steigt.

Kohärentes Zwei-Photonen-Kühlen

Das kohärente Zwei-Photonen-Kühlen (K2PK) konnte sowohl in einer eindimensionalen Melasse als auch in einer MOT-Konfiguration umgesetzt werden. Die Tem-

peraturreduktion um einen Faktor 11 auf $500 \mu\text{K}$ in einer Melasse bzw. um einen Faktor 3,8 auf $1,0 \text{ mK}$ in einer MOT ist bereits deutlich unterhalb des Dopplerlimits des UV-Übergangs von $1,9 \text{ mK}$. Die theoretisch erwarteten kurzen Kühlzeiten von wenigen ms konnten auch experimentell bestätigt werden. Dies ist von besonderem Interesse für die Anwendung bei Frequenzstandards, da hierdurch das Taktverhältnis beibehalten werden kann und sich der Einfluss des Dickeffekts auf die Stabilität nicht maßgeblich ändert. Da mehr als 60% der Atome durch das Kühlverfahren angesprochen werden, sind ebenfalls nur geringe Einbußen der Stabilität durch das leicht erhöhte Quantenprojektionsrauschlimit zu erwarten.

Die beobachteten Temperaturen stimmen sehr gut mit einer theoretischen Modellierung überein, so dass hierauf aufbauend Prognosen für die erreichbaren Temperaturen bei weiterer Optimierung des Systems gegeben werden können. Das semi-klassische Modell ergibt, dass die Lebensdauer des oberen Zustands die erreichbare Temperatur begrenzt. Bei Nutzung des Drei-Niveau-Systems $^1S_0\text{-}^1P_1\text{-}^1D_2$ in Magnesium entspricht dies einem theoretischen Limit von etwa $50 \mu\text{K}$. Für optimierte Betriebsparameter, insbesondere der Nutzung eines sehr weit verstimzten UV-Lasers, sollten in einer dreidimensionalen Melassekonfiguration Temperaturen von $200 \mu\text{K}$ experimentell realisiert werden können. Eine weitere Temperaturreduktion um bis zu einen Faktor 2,5 kann nur durch eine Reduktion des technischen Heizens auf Grund der erhöhten Diffusion durch die Melasselaser erzielt werden.

Die durch K2PK erreichbaren Temperaturen sind theoretisch auf etwa $50 \mu\text{K}$ begrenzt. Durch Quench-Kühlen [21, 22] lassen sich deutlich tiefere Temperaturen selbst unterhalb des Rückstoßlimits von $4 \mu\text{K}$ erzielen [112]. Das Kühlverfahren weist aber im Fall von Magnesium nur eine geringe Transfereffizienz in eine Quench-MOT auf. Für eine Leistung von 12 mW in jedem der sechs Quench-Strahlen beträgt die Umladeeffizienz bei einem 3 mK kalten Ensemble $0,15 \%$. Durch Reduktion der MOT-Temperatur auf 1 mK ließe sich die Umladeeffizienz um einen Faktor 4 erhöhen [49]. Ausgehend von 10^9 Atomen könnten so durch eine Kombination der beiden Kühlverfahren $N_Q \approx 3 \cdot 10^6$ Atome bei ultrakalten Temperaturen präpariert werden.

Kühlen von metastabilem Magnesium

Die Populierung des metastabilen Niveaus über den Zerfallskanal $^1D_2 \rightarrow ^3P_2$ und das Fangen von $4 \cdot 10^6$ Atomen in einer Magnetfalle stellt einen ersten Schritt in Richtung eines ultrakalten Ensembles metastabiler Atome dar. Die größten Verluste treten durch den Zerfall nach 3P_1 , den Zerfall in nicht fangbare Zeeman-Unterkontakte von 3P_2 und durch die Lebensdauer der Magnetfalle von $1,1 \text{ s}$, innerhalb der erst etwa 50% der Atome aus der MOT in das Triplett-System zerfallen sind, auf. Insgesamt ergibt sich eine Umladeeffizienz von 4% . Die Temperaturen von $400 - 800 \mu\text{K}$ in der Magnetfalle deuten darauf hin, dass im Rahmen des Umladeprozesses eine Temperaturreduktion durch das K2PK stattfindet. Die

Population der Zustände 3D_2 und 3D_1 mit sukzessivem Zerfall in die Zustände 3P_1 und 3P_0 machen den Einsatz von Rückpumpen nötig, die jedoch bei gemessenen Raten von einem Verlust pro mehreren tausend Streuzyklen auf dem Kühlübergang nur geringe Leistungen liefern müssen.

Damit Atome effizient in die Dipolfalle geladen werden können, ist ein guter räumlicher Überlapp von Atomwolke und Dipolfalle nötig und somit ein kleiner Durchmesser der Atomwolke von Vorteil. Die Realisierung einer metastabilen MOT kann den Durchmesser der Atomwolke in der Magnetfalle von 2 mm deutlich reduzieren. Da in der MOT alle Zeeman-Unterstufen gefangen werden und Rückpumper Atome in 3P_1 dem Kühlzyklus wieder zuführen, sollten nahezu alle Atome aus der MOT im Grundzustand in die metastabile MOT geladen werden können, wodurch der Einfang von bis zu 10^9 Atomen ermöglicht wird.

Für realistische Laserleistungen von 2 mW pro Strahl, Strahldurchmesser von 10 mm, einen Magnetfeldgradienten von 65 G/cm sowie einer Verstimmung von einer Linienbreite wird eine im Vergleich zur UV-MOT etwa dreifach größere Federkonstante κ der MOT realisiert. Gleichzeitig ist der Kühlübergang etwa einen Faktor 3 schmaler, so dass selbst bei nur ineffizientem Polarisationsgradientenkühlen in der MOT Temperaturen von unter 1 mK realisiert werden können. Bei diesen Parametern ergibt sich bereits ein Durchmesser der MOT von lediglich 200 μm . Die kritische Dichte der MOT beträgt für die genutzten Parameter etwa $3 \cdot 10^{10}/\text{cm}^3$, so dass bereits bei einer Atomzahl größer als $5 \cdot 10^6$ eine merkliche Verbreiterung und ein Aufheizen der Wolke durch Reabsorption von Photonen auftreten sollte. Die theoretische Berechnung der kritischen Dichte ist im Allgemeinen allerdings relativ unpräzise [79], wengleich die Übereinstimmung zwischen berechneten und experimentell ermittelten Werten für die MOT im Grundzustand sehr gut ist. Um Effekte durch Reabsorption von Photonen zu vermeiden, kann der Einsatz einer in [113] beschriebenen Dark-Spot-MOT sinnvoll sein.

An die MOT-Phase kann sich eine Melasse-Phase anschließen, um das bereits in der metastabilen MOT auftretende Polarisationsgradientenkühlen zu optimieren. Die so erreichbaren Temperaturen sind durch das Rückstoßlimit auf 5,4 μK limitiert. Typischerweise liegen die experimentell erzielbaren Temperaturen um etwa einen Faktor 10 über diesem Limit [56, 114, 115]. Eine sich anschließende Kompression in einer Magnetfalle kann die Ausgangsbedingungen für das Umladen in eine optische Dipolfalle weiter verbessern und die Möglichkeit zur Untersuchung der Stoßphysik von metastabilem Magnesium bieten.

Nach einem Umpumpen der Atome in den Grundzustand 1S_0 oder in den Zustand 3P_1 sollte ein mit 50 μK kalten, frei fallenden Atomen betriebener Frequenzstandard potenzielle relative Genauigkeiten von besser als 10^{-14} aufweisen. Eine faszinierende Perspektive stellt dieses Konzept in Verbindung mit einer metastabilen Atomquelle dar. Auf diese Weise könnte ein optischer Frequenzstandard mit ultrakalten Atomen realisiert werden, der ausschließlich auf frequenzverdoppelten Festkörperlasern basiert.

Szenario	T	σ	N_A
Dopplerkühlung in der MOT	3 mK	600 μm	$2 \cdot 10^8$
K2PK in der MOT	1 mK	600 μm	$(1 - 2) \cdot 10^8$
K2PK in der Melasse	200 μK	600 μm	$(1 - 2) \cdot 10^8$
metastabile MOT	< 1 mK	200 μm	$5 \cdot 10^6$
metastabile Melasse	50 μK	200 μm	$5 \cdot 10^6$

Tabelle 5.1: Temperatur T , Wolkendurchmesser σ und Teilchenzahl N_A für verschiedene Szenarien der Präparation des Ensembles. Die Atomzahlen wurden so gewählt, dass keine Überschreitung der kritischen Dichte und somit keine Vergrößerung von σ stattfindet. Techniken wie die Dark-Spot-MOT oder Kompression in einer Magnetfalle können für die metastabilen Ensembles noch höhere Teilchenzahlen bei gleichem oder kleinerem σ erlauben. Stöße zwischen Teilchen und eine potenzielle Vergrößerung von σ während der Melassephase wurden nicht berücksichtigt.

Beladen einer Dipolfalle

Das Beladen einer Dipolfalle bei der magischen Wellenlänge ist ein notwendiger Schritt für die Implementierung einer Gitteruhr. Die Umladeeffizienz ist einerseits von der Temperatur und Geometrie der Atomwolke und andererseits von der Tiefe und Geometrie der optischen Dipolfalle abhängig. Tabelle 5.1 fasst noch einmal die Parameter des atomaren Ensembles abhängig von verschiedenen Szenarien für dessen Präparation zusammen.

Die Dipolfallentiefe hängt bei gleicher Strahltaile des Dipolfallenlasers von der Polarisierbarkeit des Atoms und der optischen Leistung der Dipolfalle P_D ab. Die Polarisierbarkeit ist abhängig vom atomaren Zustand und von der Wellenlänge des Dipolfallenlasers und kann im Rahmen eines einfachen Modells, das im Anhang beschrieben wird, näherungsweise berechnet werden. Theoretische Berechnungen verschiedener Gruppen sagen Werte von 432 nm [46] bzw. 470 ± 10 nm [47] für die magische Wellenlänge für den Uhrenübergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ voraus. Die Tabellen 5.2 und 5.3 zeigen, welche experimentell relevanten Kombinationen aus atomarem Zustand, Wellenlänge λ_D und optischer Leistung P_D äquivalente Fallentiefen ergeben. Die Leistung von $P_D \approx 7$ W für die Dipolfalle bei der magischen Wellenlänge basiert auf der Annahme, dass ein frequenzverdoppelter Festkörperlaser mit einer Leistung von 200 mW in einen Resonator mit einer Überhöhung von etwa 30 eingekoppelt wird. Da dem Experiment ein Scheibenlaser bei 1030 nm mit einer nominellen Ausgangsleistung von mehr als 20 W zur Verfügung steht, wurden zusätzlich Werte bei dieser Wellenlänge angegeben.

Die Umladeeffizienz wurde in Abhängigkeit der Temperatur T des Ensembles für verschiedene Strahltaillen des Dipolfallenlasers bestimmt. Dazu wurde das in [116] durch Gaaloul beschriebene und im Anhang D erläuterte Verfahren eingesetzt und für zwei verschiedene Werte des Durchmessers der Atomwolke σ von

Zustand	λ_D in nm	P_D in W
$^1S_0 / ^3P_0$	430	6,1
$^1S_0 / ^3P_0$	470	6,9
1S_0	1030	10,0

Tabelle 5.2: Kombinationen von atomarem Zustand, Wellenlänge λ_D und Leistung P_D der Dipolfalle, die identische Fallentiefen ergeben. Die Polarisierbarkeit wurde für 1S_0 berechnet und ist bei der magischen Wellenlänge identisch zu der von 3P_0 .

Zustand	λ_D in nm	P_D in W
$^1S_0 / ^3P_0$	430	7,0
$^1S_0 / ^3P_0$	470	7,8
$^3P_2, m = 2$	1030	10,0

Tabelle 5.3: Zu Tabelle 5.2 analoge Darstellung. Die Angabe für 3P_2 gilt für lineare Polarisation, Atome in $m = 2$ erfahren die geringste Potenzialtiefe.

200 μm und 600 μm angewendet.

Abbildung 5.1 zeigt die Umladeeffizienz für einen Durchmesser σ der Atomwolke von 600 μm und die in Tabelle 5.2 angegebenen Parameter. Dieses Szenario erlaubt Prognosen für das Fangen von Atomen im Grundzustand, die in der UV-MOT oder durch K2PK in einer MOT- oder Melassekonfiguration, entsprechend den ersten drei Einträgen in Tabelle 5.1, präpariert wurden. Mit den durch das K2PK erzielten Temperaturen von 1 mK in einer MOT-Konfiguration ist demnach für eine Strahltaile von 30 μm eine Umladeeffizienz von $2 \cdot 10^{-4}$ möglich, so dass etwa $3 \cdot 10^4$ Atome gefangen werden könnten. Im Gegensatz zu einem Ensemble bei 3 mK ist die Umladeeffizienz um einen Faktor 5 höher. Für prognostizierte Werte von 200 μK , die in einer K2PK-Melasse erreichbar sein sollten, ergibt sich eine Erhöhung der Umladeeffizienz um einen weiteren Faktor 5.

In Abbildung 5.2 ist die Umladeeffizienz für einen Durchmesser der Atomwolke von $\sigma = 200 \mu\text{m}$ und die in Tabelle 5.3 angegebenen Größen dargestellt. Dies beschreibt das Szenario für metastabile Atome, die durch Polarisationsgradientenkühlen in einer MOT oder Melasse gekühlt wurden und entspricht den unteren beiden Einträgen in Tabelle 5.1. Für die Spektroskopie erfolgt anschließend ein Umpumpen nach 3P_0 oder 1S_0 , damit einhergehende Veränderungen von Größe oder Temperatur der Wolke werden vernachlässigt. Die so ermittelten Umladeeffizienzen liegen auf Grund der kleineren Ausdehnung der Wolke auch bei gleichen Temperaturen deutlich höher als die in Abb. 5.1 präsentierten. Auf diese Weise könnte ein 50 μK kaltes Ensemble mit einer Effizienz von 4 % umgeladen werden. Bei Atomzahlen von $5 \cdot 10^6$ würden so $2 \cdot 10^5$ Atome zur Verfügung stehen.

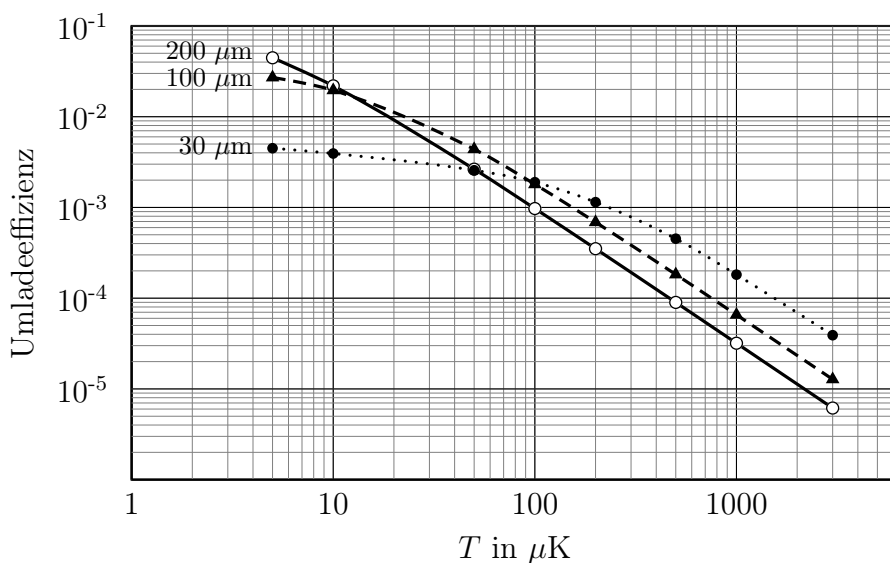


Abbildung 5.1: Umladeeffizienz in die Dipolfalle für einen Durchmesser der Atomwolke von $\sigma = 600 \mu\text{m}$. Dies entspricht dem Szenario einer Kühlung von Magnesium durch K2PK. Die optische Leistung kann Tabelle 5.2 entnommen werden. Die drei Kurven unterscheiden sich in der Wahl der Strahltaile w_0 des Dipolfallenlasers und der sich daraus ergebenden Falltiefe U_0 : $w_0 = 30 \mu\text{m}$, $U_0 = 250 \mu\text{K}$ (gepunktet), $w_0 = 100 \mu\text{m}$, $U_0 = 22 \mu\text{K}$ (gestrichelt), $w_0 = 200 \mu\text{m}$, $U_0 = 5,7 \mu\text{K}$ (durchgezogen).

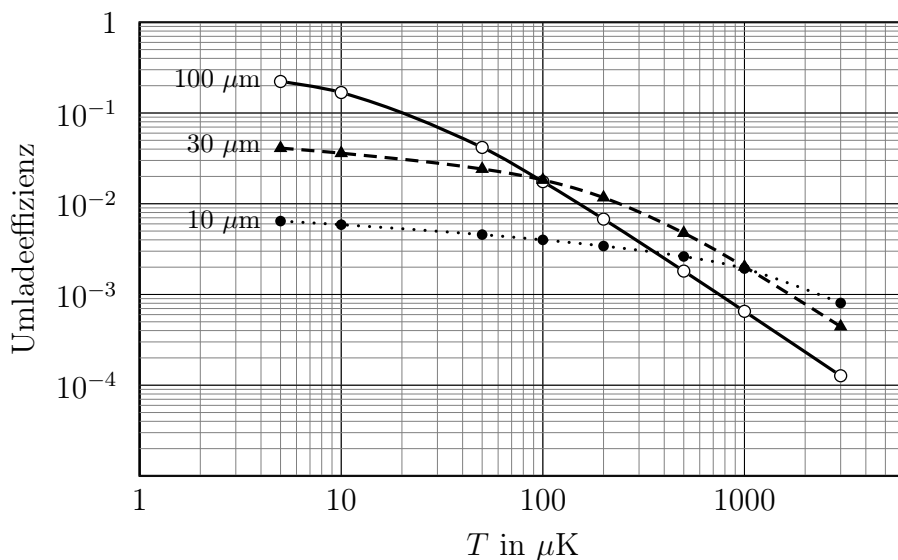


Abbildung 5.2: Umladeeffizienz in die Dipolfalle für einen Durchmesser der Atomwolke von $\sigma = 200 \mu\text{m}$. Dieses Szenario entspricht dem Kühlen von metastabilem Magnesium. Die optische Leistung kann Tabelle 5.3 entnommen werden. Die drei Kurven unterscheiden sich in der Wahl der Strahltaile w_0 des Dipolfallenlasers und der sich daraus ergebenden Falltiefe U_0 : $w_0 = 10 \mu\text{m}$, $U_0 = 2600 \mu\text{K}$ (gepunktet), $w_0 = 30 \mu\text{m}$, $U_0 = 290 \mu\text{K}$ (gestrichelt), $w_0 = 100 \mu\text{m}$, $U_0 = 26 \mu\text{K}$ (durchgezogen).

Für größere Atomzahlen nimmt die Wolkenausdehnung zu und die Umladeeffizienz sinkt. Eine Teilchenzahl in der metastabilen MOT von 10^8 bis 10^9 sollte realisierbar sein, wodurch sich trotz der sinkenden Umladeeffizienz eine weitere Steigerung der Atomzahl in der Dipolfalle ergibt. Eine Optimierung kann hier nur im Rahmen der experimentellen Umsetzung erfolgen, da der genaue Wert der kritischen Dichte und das resultierende Profil der Atomwolke einer theoretischen Beschreibung nicht zugänglich sind und darüber hinaus auch Stöße der Atome eine Rolle spielen könnten. Der Vergrößerung der Atomwolke könnte z.B. durch eine Dark-Spot-MOT oder durch Kompression in einer Magnetfalle entgegengewirkt werden, wodurch das Beladen der Dipolfalle mit mehr als 10^6 Atomen ermöglicht wird.

Im Anhang befinden sich zu den Abbildungen 5.1 und 5.2 vergleichbare Darstellungen, die auf einer Berechnung für sehr konservativ geschätzte optische Leistungen von $1/10P_D$ ausgehen. In diesem Fall ergibt sich, bei optimaler Wahl der Strahltaillen w_0 , relativ unabhängig von dem betrachteten Szenario, eine etwa zehnfach kleinere Umladeeffizienz.

Zusammenfassend sollte es möglich sein, Magnesiumatome in einer optischen Dipolfalle bei der magischen Wellenlänge zu fangen. Durch das K2PK sollten bei einer optischen Leistung der Dipolfalle von 7 W Teilchenzahlen von 10^4 bis 10^5 erreichbar sein. Das Kühlen von metastabilem Magnesium bietet das Potenzial, mehr als 10^6 Atome zu fangen. Dies würde eine solide Grundlage für die Implementierung einer Gitteruhr schaffen.

FORMELN UND SYMBOLE

Symbol	Definition	Einheit	Bedeutung
h	$6,6260693 \cdot 10^{-34}$	Js	Plancksches Wirkungsquantum
c	299792458	m/s	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
λ		nm	Wellenlänge
γ		Hz	Linienbreite
γ_1	$78,8 \cdot 10^6$	Hz	Linienbreite $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$
γ_2	$2,0 \cdot 10^6$	Hz	Linienbreite $^1P_1 \rightarrow ^1D_2$
γ_3	$25,6 \cdot 10^6$	Hz	Linienbreite $^3P_2 \rightarrow ^3D_3$
Γ	$2\pi\gamma$	1/s	Zerfallsrate
τ	$1/\Gamma$	s	Lebensdauer
P		W	optische Leistung
w_0		μm	Strahltaile
I_0	$2P/(\pi w_0^2)$	W/m ²	Intensitätsmax. Gaußscher Strahl
$I(r)$	$I_0 \cdot e^{-2r^2/w_0^2}$	W/m ²	Radiales Intensitätsprofil
I_s	$\pi hc/3\lambda^3\tau$	W/m ²	Sättigungsintensität
s	$I(r)/I_s$	1	Sättigung; typisch: $I(r) = I_0$
δ		Hz	Verstimmung zur Resonanz
Γ_p	$s \cdot \Gamma/2[1 + s + (4\pi\delta/\Gamma)^2]$	1/s	Photonenstreurrate
N_A		1	Atomzahl
σ		μm	Wolkendurchmesser
$n(x, y, z)$	$n_0 \cdot e^{-x^2/(2\sigma_x^2) - y^2/(2\sigma_y^2) - z^2/(2\sigma_z^2)}$	1/cm ³	Atomwolkenprofil, typisch: $\sigma_x = \sigma_y$
n_0	$N_A/[(2\pi)^{3/2}\sigma_x\sigma_y\sigma_z]$	1/cm ³	maximale Dichte

Tabelle A.1: Verwendete Konventionen und Formeln.

NEUE ATOMQUELLE

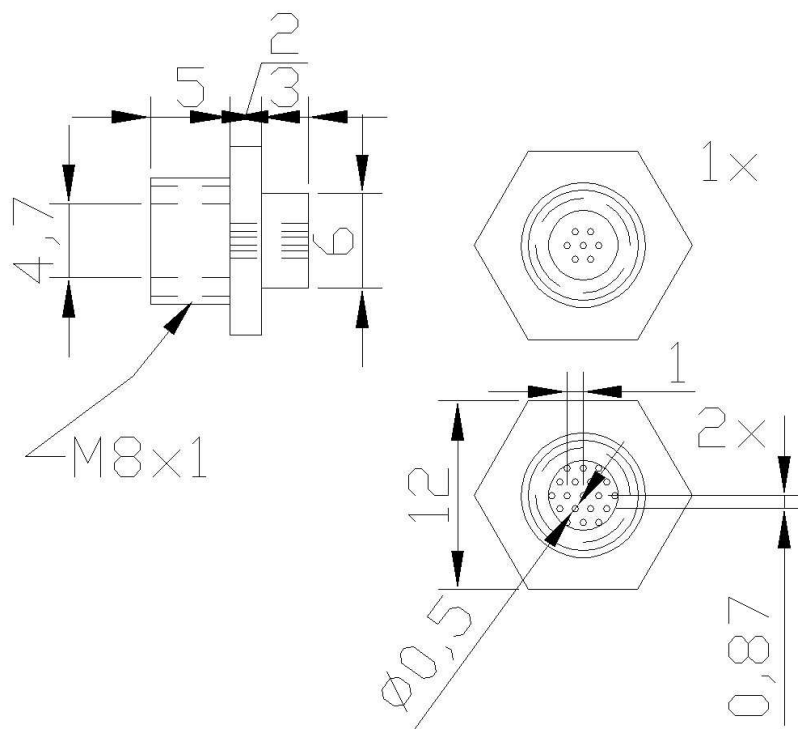


Abbildung B.1: Skizze der neuen Atomquelle. Material: Edelstahl

BERECHNUNG DER POPULATIONEN IM SECHS-NIVEAU-SYSTEM

Der UV-Laser wird in einer eindimensionalen Melasse und der IR-Laser in Ein-Strahl-Konfiguration von links eingestrahlt. Beide Laser sind linear polarisiert. Das konstante Magnetfeld ist senkrecht zur Polarisation beider Laser und zerlegt sie in die beiden zirkularen Polarisationen σ^- und σ^+ . Die Polarisationen von UV- und IR-Laser sind parallel, so dass konstruktive Quanteninterferenz auftritt und $^1D_2, m = 0$ populiert wird.

Abbildung C.1 zeigt die relevanten Übergänge und Niveaus und führt eine Kurzbezeichnung für die Populationen ein. Zusätzliche Indizes (l) und (r) im Superskript kennzeichnen, ob der linke oder der rechte UV-Strahl für die Populierung des jeweiligen Niveaus verantwortlich ist. Dies beeinflusst das Vorzeichen der Dopplerverschiebung und die Richtung der Kraft. Das Weglassen des Superskripts ist eine Kurzschreibweise, um Beziehungen auszudrücken, die unabhängig von der Richtung des Lasers sind und für beide Richtungen gleichermaßen gelten.

Die resultierende Kraft F ist durch die UV-Laser dominiert. Kraft F , Diffusionskonstante D und Reibungskonstante α ergeben sich, wie bereits in Abschnitt 3.2 beschrieben, durch:

$$F = \hbar k_1 \Gamma_1 (\tilde{\rho}_{11}^{(l)} - \tilde{\rho}_{11}^{(r)} + \hat{\rho}_{11}^{(l)} - \hat{\rho}_{11}^{(r)}) \quad (\text{C.1})$$

$$D = (\hbar k_1)^2 \Gamma_1 (\tilde{\rho}_{11}^{(l)} + \tilde{\rho}_{11}^{(r)} + \hat{\rho}_{11}^{(l)} + \hat{\rho}_{11}^{(r)}) \quad (\text{C.2})$$

$$\alpha = \left. \frac{dF}{dv} \right|_{v=0} \quad (\text{C.3})$$

Die exakte Berechnung der Populationen in allen Zeeman-Unterkomponenten von 1P_1 und 1D_2 würde die Berechnung des Sechs-Niveau-Systems erfordern. Um den

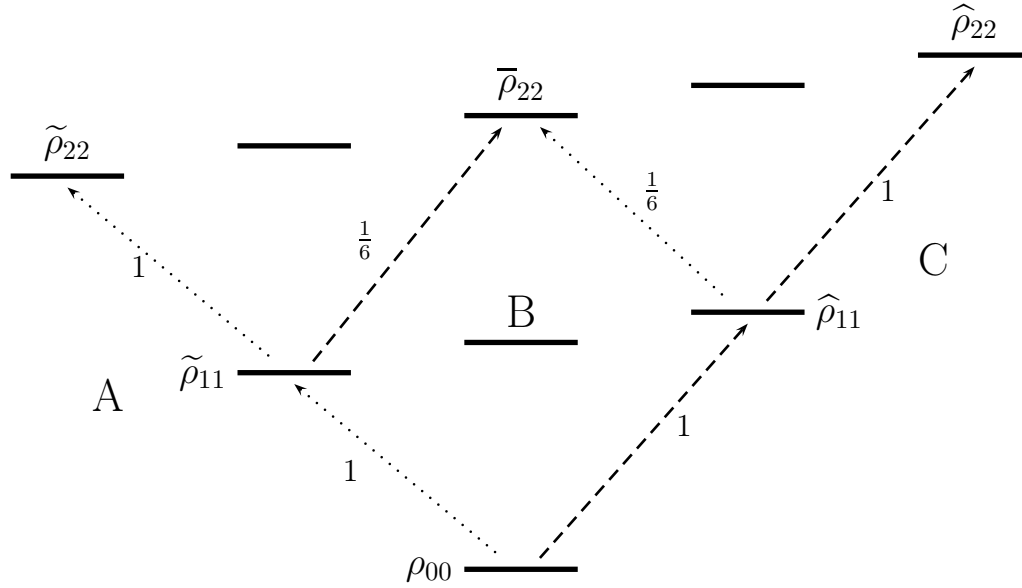


Abbildung C.1: Termschema bei Berücksichtigung des Zeeman-Effekts. Die Zahlen geben die Quadrate der Clebsch-Gordan Koeffizienten an. Übergänge, die durch σ^- -Licht getrieben werden, sind gepunktet, σ^+ -Licht getriebene Übergänge sind gestrichelt. Die Buchstaben kennzeichnen die Systeme A, B und C.

Rechenaufwand gering zu halten, wird dieses System durch drei Drei-Niveau-Systeme A, B und C approximiert. System A bezieht sich auf den Übergang $m = 0 \rightarrow m = -2$ und System C auf den Übergang $m = 0 \rightarrow m = +2$. Das verbleibende Diamantensystem für den Übergang $m = 0 \rightarrow m = 0$ wird durch ein weiteres Drei-Niveau-System, System B, approximiert. An die so berechneten Populationen wird zusätzlich ein Subskript c angehängt. Sie unterscheiden sich von den reellen Populationen im Sechs-Niveau-System und dienen lediglich der Kalkulation. $\tilde{\rho}_{11,c}$ ist also die durch System A berechnete Population in 1P_1 , $m = -1$. Die Population im mittleren Niveau von System B wird als $\bar{\rho}_{11,c}$ bezeichnet.

In die Berechnungen der Systeme A, B und C gehen die Doppler-Verschiebung, die Zeeman-Verschiebung der Zeeman-Untersubzustände von 1D_2 sowie die Clebsch-Gordan Koeffizienten der Übergänge ein. Die Zeeman-Verschiebung der Zeeman-Untersubzustände von 1P_1 wird nicht berücksichtigt, da sie klein im Vergleich zur Linienbreite des UV-Übergangs von 80 MHz ist. Da die optische Leistung jeweils zur Hälfte auf σ^+ - und σ^- -Licht aufgeteilt wird, geht in die Berechnung der Systeme A und C nur die Hälfte der optischen Leistung ein, in die Berechnung von System B aber die kombinierte Leistung in beiden Pfaden.

Damit aus Eigenschaften der Systeme A, B und C auf Eigenschaften des Sechs-Niveau-Systems geschlossen werden kann, werden vereinfachende Annahmen getroffen. So können Kohärenzen zwischen den verschiedenen Systemen intrinsisch nicht modelliert werden und werden vernachlässigt. Weiterhin wird angenommen,

dass die Population in den Zeeman-Unterkomponenten von 1P_1 klein und die Sättigung durch den UV-Laser s_1 gering ist. Typische Werte für die Besetzungswahrscheinlichkeit von 1P_1 liegen zwischen $2 \cdot 10^{-4}$ und $2 \cdot 10^{-3}$, s. Abbildung 3.4, und typische Sättigungen $s_1 = 0,0075$, so dass diese Näherung gerechtfertigt ist.

Die Populationen in den Zeeman-Unterkomponenten von 1P_1 werden durch den IR-Laser modifiziert. Dies wird formal durch folgende Gleichungen beschrieben:

$$\tilde{\rho}_{11} = \tilde{\rho}_{11,uv} + \Delta\tilde{\rho}_{11}(\tilde{\rho}_{22}) + \Delta\tilde{\rho}_{11}(\bar{\rho}_{22}) \quad (\text{C.4})$$

$$\hat{\rho}_{11} = \hat{\rho}_{11,uv} + \Delta\hat{\rho}_{11}(\bar{\rho}_{22}) + \Delta\hat{\rho}_{11}(\hat{\rho}_{22}) \quad (\text{C.5})$$

Der Subskript uv kennzeichnet die jeweilige Population für verschwindende Sättigung s_2 , also ohne Einsatz des IR-Lasers. Die Schreibweise $\Delta\tilde{\rho}_{11}(\tilde{\rho}_{22})$ gibt an, um welchen Betrag die Population $\tilde{\rho}_{11}$ durch die Strahlung, die die Population $\tilde{\rho}_{22}$ generiert, modifiziert wird. In diesem Fall also durch den IR-Laser mit Polarisation σ^- . Diese Schreibweise gilt analog auch für die weiteren Terme. Sie sind über die Berechnung der Systeme A, B und C zugänglich:

$$\tilde{\rho}_{11,c} = \tilde{\rho}_{11,uv} + \Delta\tilde{\rho}_{11}(\tilde{\rho}_{22}) \quad (\text{C.6})$$

$$\hat{\rho}_{11,c} = \hat{\rho}_{11,uv} + \Delta\hat{\rho}_{11}(\hat{\rho}_{22}) \quad (\text{C.7})$$

$$\bar{\rho}_{11,c} = \bar{\rho}_{11,uv} + \Delta\bar{\rho}_{11}(\bar{\rho}_{22}) \quad (\text{C.8})$$

Da s_1 , also die Sättigung durch den UV-Laser, klein ist, kann Gleichung C.8 wie folgt umgeschrieben werden:

$$\bar{\rho}_{11,c} = \bar{\rho}_{11,uv} + \Delta\bar{\rho}_{11}(\bar{\rho}_{22}) = \tilde{\rho}_{11,uv} + \hat{\rho}_{11,uv} + \Delta\tilde{\rho}_{11}(\bar{\rho}_{22}) + \Delta\hat{\rho}_{11}(\bar{\rho}_{22}) \quad (\text{C.9})$$

Für die weiteren Berechnungen ist es sinnvoll, die Summe $\tilde{\rho}_{11} + \hat{\rho}_{11}$ zu berechnen. Es ergibt sich unter Ausnutzung der Beziehungen C.4 bis C.9:

$$\tilde{\rho}_{11} + \hat{\rho}_{11} = \tilde{\rho}_{11,c} + \hat{\rho}_{11,c} + \bar{\rho}_{11,c} - \tilde{\rho}_{11,uv} - \hat{\rho}_{11,uv} \quad (\text{C.10})$$

Die bisherigen Betrachtungen waren unabhängig von der Richtung der Laserstrahlen und die Ergebnisse können für beide UV-Strahlen herangezogen werden. Damit ergibt sich mit den Gleichungen C.2 und C.10 die Diffusionskonstante:

$$D = [\tilde{\rho}_{11}^{(l)} + \hat{\rho}_{11}^{(l)} + \tilde{\rho}_{11}^{(r)} + \hat{\rho}_{11}^{(r)}] \cdot (\hbar k_1)^2 \Gamma_1 \quad (\text{C.11})$$

$$= [\tilde{\rho}_{11,c}^{(l)} + \hat{\rho}_{11,c}^{(l)} + \bar{\rho}_{11,c}^{(l)} - \tilde{\rho}_{11,uv}^{(l)} - \hat{\rho}_{11,uv}^{(l)} + \tilde{\rho}_{11,c}^{(r)} + \hat{\rho}_{11,c}^{(r)} + \bar{\rho}_{11,c}^{(r)} - \tilde{\rho}_{11,uv}^{(r)} - \hat{\rho}_{11,uv}^{(r)}] \cdot (\hbar k_1)^2 \Gamma_1 \quad (\text{C.12})$$

Die Kraft F ist, unter Anwendung der Gleichungen C.1 und C.10, gegeben durch:

$$F = [\tilde{\rho}_{11}^{(l)} + \hat{\rho}_{11}^{(l)} - (\tilde{\rho}_{11}^{(r)} + \hat{\rho}_{11}^{(r)})] \cdot \hbar k_1 \Gamma_1 \quad (\text{C.13})$$

$$\begin{aligned} &= [\tilde{\rho}_{11,c}^{(l)} + \hat{\rho}_{11,c}^{(l)} + \bar{\rho}_{11,c}^{(l)} - \tilde{\rho}_{11,uv}^{(l)} - \hat{\rho}_{11,uv}^{(l)} \\ &\quad - (\tilde{\rho}_{11,c}^{(r)} + \hat{\rho}_{11,c}^{(r)} + \bar{\rho}_{11,c}^{(r)} - \tilde{\rho}_{11,uv}^{(r)} - \hat{\rho}_{11,uv}^{(r)})] \cdot \hbar k_1 \Gamma_1 \end{aligned} \quad (\text{C.14})$$

α ist weiterhin als $\alpha = \frac{dF}{dv}|_{v=0}$ definiert. Alle Größen in den Gleichungen C.12 und C.14 und damit auch die Temperatur $T = -D/\alpha k_B$ können berechnet werden.

UMLADEEFFIZIENZ IN DIE DIPOLFALLE

D.1 Theoretisches Modell

Das Fangen eines Atoms in einer optischen Dipolfalle beruht auf der Polarisierung des Atoms durch das elektrische Feld der Laserstrahlung mit Kreisfrequenz ω und der Wechselwirkung zwischen diesem induzierten Dipol und wiederum dem elektrischen Feld der Laserstrahlung. Die Tiefe des Potentials für ein Atom im Zustand i ist abhängig von den erlaubten Übergängen mit Frequenzen ω_{ki} und Zerfallsraten Γ_{ki} sowie von der Kopplungsstärke an die höher liegenden Zustände k , die durch die Clebsch-Gordan Koeffizienten ausgedrückt wird. Gemäß [114] ist die Potentialtiefe der Dipolfalle $V_0(\vec{r})$ für den Zustand i in Joule bei verschwindender Sättigung und großer Verstimmung bezüglich jeder Resonanz gegeben durch:

$$V_0(\vec{r}) = -3\pi c^2 I(\vec{r}) \sum_{k, m_k} \frac{1}{2\omega_{ki}^3} \left(\frac{\Gamma_{ki}}{\omega_{ki} + \omega} + \frac{\Gamma_{ki}}{\omega_{ki} - \omega} \right) \cdot \langle J_i, m_i; 1, p | J_k, m_k \rangle^2 \quad (\text{D.1})$$

Die Summe läuft über alle höher liegenden Zustände k mit den Zeeman-Untersuständen m_k . Der Clebsch-Gordan Koeffizient $\langle J_i, m_i; 1, p | J_k, m_k \rangle$ hängt von den Drehimpulsen J_i und J_k der beteiligten Zustände i und k , dem betrachteten Zeeman-Unterszustand m_i von Zustand i und der Polarisation p des Lichts ab ($p = 0 : \pi; p = 1 : \sigma^+; p = -1 : \sigma^-$). $I(\vec{r})$ kennzeichnet das ortsabhängige Intensitätsprofil des Laserstrahls. Zur Berechnung der Dipolfallentiefe für die Zustände 1S_0 und 3P_2 wurden alle elektrischen Dipolübergänge mit $\Gamma_{ki} > 10^6$ berücksichtigt.

Die Berechnung der Umladeeffizienz nutzt das in [116, 117] beschriebene Verfahren. Hierbei wird in einem eindimensionalen Modell die Wahrscheinlichkeit P_l

berechnet, dass ein Atom eines Ensembles mit Temperatur T in der Raumrichtung $l = x, y, z$ gefangen wird:

$$P_l = \sum_{n=0}^{\infty} \left(-\frac{U_0}{k_B T} \right)^n \frac{\beta_{n,l}}{(2n+1)n!} \quad (\text{D.2})$$

Dabei ist $\beta_{n,l}$ definiert als:

$$\beta_{n,l} = \frac{2w_l}{[w_l^2 + (4n+2)\sigma_l^2]^{1/2}} \sqrt{\frac{U_0}{\pi k_B T}} \quad (\text{D.3})$$

Die Atomverteilung entlang der Raumrichtung l wird als Gauß-Verteilung mit Breite σ_l angenommen und das Strahlprofil des Dipolfallenlasers als Gauß-Strahl mit Strahltaile w_l . In Strahlrichtung korrespondiert w_l mit dem Ort, an dem die Intensität des Gauß-Strahls auf $1/e^2$ abgefallen ist. U_0 ist die für alle drei Raumrichtungen identische Falltiefe in K, die sich aus $V_0(0)$ durch $U_0 = V_0(0)/(1/2k_B)$ ergibt. Das Produkt der drei Wahrscheinlichen P_l ergibt die Wahrscheinlichkeit für einen dreidimensionalen Einschluss.

D.2 Umladeeffizienz bei kleineren optischen Leistungen

Die Umladeeffizienz in eine Dipolfalle wurde im Ausblick für optische Leistungen P_D von 6-10 W berechnet. Analog zu den im Ausblick dargestellten Tabellen 5.2 und 5.3 sowie den Abbildungen 5.1 und 5.2 werden hier die berechneten Umladeeffizienzen für einen Faktor 10 kleinere Laserleistung gezeigt. Die Tabelle D.1 in Kombination mit der Abbildung D.1 korrespondiert mit durch ein durch K2PK gekühltem Ensemble, Tabelle D.2 und Abbildung D.2 mit dem Kühlen von metastabilem Magnesium.

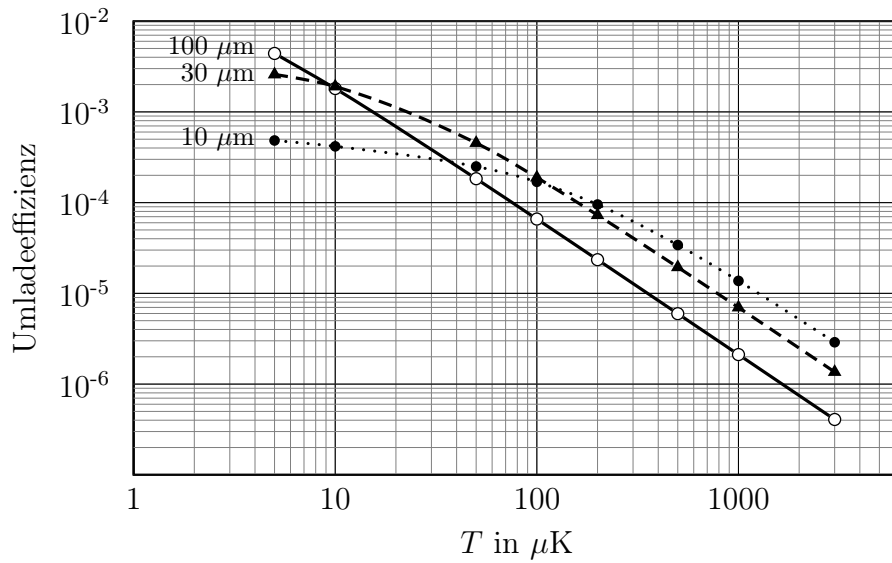


Abbildung D.1: Umladeeffizienz für $\sigma = 600 \mu\text{m}$, dies entspricht einer Kühlung durch K2PK. P_D gemäß Tabelle D.1. Strahltaile w_0 des Dipolfallenlasers und Falltiefe U_0 sind: $w_0 = 10 \mu\text{m}$, $U_0 = 227 \mu\text{K}$ (gepunktet), $w_0 = 30 \mu\text{m}$, $U_0 = 25 \mu\text{K}$ (gestrichelt), $w_0 = 100 \mu\text{m}$, $U_0 = 2,2 \mu\text{K}$ (durchgezogen).

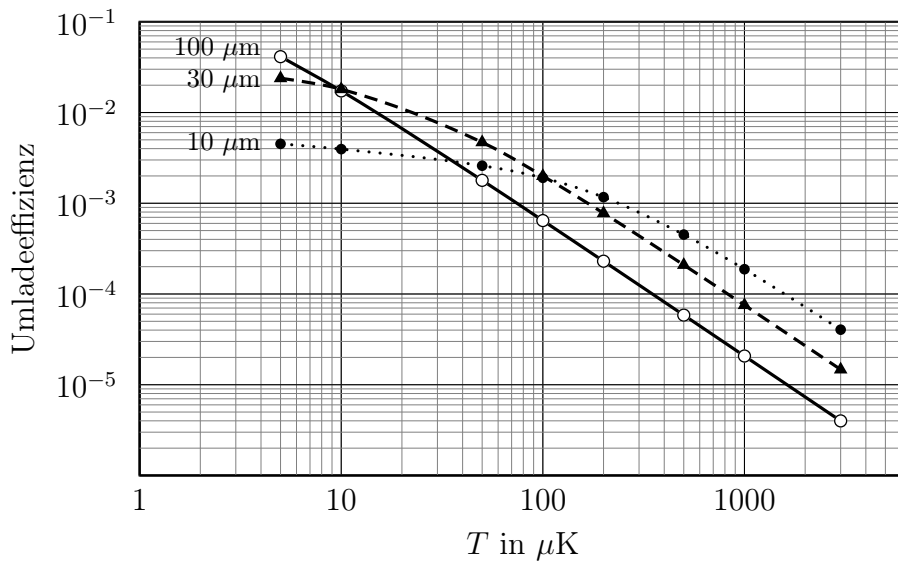


Abbildung D.2: Umladeeffizienz für $\sigma = 200 \mu\text{m}$, dies entspricht einer Kühlung von metastabilem Mg. P_D gemäß Tabelle D.1. Strahltaile w_0 des Dipolfallenlasers und Falltiefe U_0 sind: $w_0 = 10 \mu\text{m}$, $U_0 = 260 \mu\text{K}$ (gepunktet), $w_0 = 30 \mu\text{m}$, $U_0 = 29 \mu\text{K}$ (gestrichelt), $w_0 = 100 \mu\text{m}$, $U_0 = 2,6 \mu\text{K}$ (durchgezogen).

Zustand	λ_D in nm	P_D in W
$^1S_0 / ^3P_0$	430	0,61
$^1S_0 / ^3P_0$	470	0,69
1S_0	1030	1,0

Tabelle D.1: Kombinationen von atomarem Zustand, Wellenlänge λ_D und Leistung P_D der Dipolfalle, die identische Fallentiefen ergeben. Die Polarisierbarkeit wurde für 1S_0 berechnet und ist bei der magischen Wellenlänge identisch zu der von 3P_0 .

Zustand	λ_D in nm	P_D in W
$^1S_0 / ^3P_0$	430	0,7
$^1S_0 / ^3P_0$	470	0,78
$^3P_2, m = 2$	1030	1,0

Tabelle D.2: Zu Tabelle D.1 analoge Darstellung. Die Angabe für 3P_2 gilt für lineare Polarisation, Atome in $m = 2$ erfahren die geringste Potenzialtiefe.

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

2.1	Termschema von ^{24}Mg	8
2.2	Rauschspektrum der Regelung für die Kurzzeitstabilisierung und die Frequenzverdopplung.	11
2.3	Verbessertes Rauschspektrum der Regelung für die Kurzzeitstabilisierung und die Frequenzverdopplung.	12
2.4	Schematische Zeichnung des Verdopplungsresonators.	13
2.5	Effizienz und generierte UV-Leistung der neuen Frequenzverdopplung.	15
2.6	Beschädigte Oberfläche eines BBO-Kristalls.	16
2.7	Bild des OCWOCs.	18
2.8	Konversionseffizienz des OCWOCs bei Raumtemperatur.	19
2.9	λ_{max} des OCWOCs in Abhängigkeit der Temperatur.	20
2.10	Konversionseffizienz für einen OCWOC bei 21 °C und bei 54 °C.	20
2.11	Transmission des Verdopplungsresonators mit OCWOC bei Umkehrung der Richtung der Verstimmung.	21
2.12	Transmissionsspektrum des Resonators mit OCWOC.	23
2.13	Leistungsabfall bei resonanter Überhöhung.	25
2.14	Stimulierte Brillouin-Streuung an einer optischen Faser.	29
2.15	Transmissionsspektrum der Vakuumfenster.	34
2.16	Atomzahlen in der MOT.	35
2.17	Atomprofile in horizontaler und vertikaler Richtung.	39
2.18	Dichte in Abhängigkeit der Atomzahl.	40
2.19	MOT-Volumen V_{MOT} in Abhängigkeit der Teilchenzahl.	41
3.1	Vergleich von Drei-Niveau-Systemen des Typs: Kaskade, V, Λ	44
3.2	Termschema für das K2PK.	45
3.3	Kraftprofil einer K2PK-Melasse.	47
3.4	Durch K2PK modifizierte Besetzungswahrscheinlichkeiten und Kräfte.	49
3.5	Diffusionskonstante, Reibungskoeffizient und Temperatur in einer K2PK-Melasse.	50
3.6	Termschema bei Berücksichtigung des Zeeman-Effekts.	51

3.7	Einfluss eines konstanten Magnetfelds auf die Temperaturen in einer K2PK-Melasse.	53
3.8	Kraftprofil und Atomverteilung für $\Delta = -15$ MHz.	56
3.9	Kraftprofil und Atomverteilung für $\Delta = -11$ MHz.	57
3.10	Kraftprofil und Atomverteilung für $\Delta = -4$ MHz.	58
3.11	TOF Temperaturmessungen in einer K2PK-Melasse.	59
3.12	Experimentell realisierte Temperaturen in einer K2PK-Melasse.	60
3.13	Verlustspektroskopie in Anwesenheit eines magnetischen Quadrupolfelds.	62
3.14	Temperaturen in der K2PK-MOT.	65
3.15	Temperatur und Wolkenradien in der K2PK-MOT.	67
3.16	Vergleich von voll quantenmechanischer Behandlung und semiklassischem Modell.	70
3.17	Minimale Temperaturen in einer K2PK-Melasse bei $s_2 = 1$	71
3.18	Temperaturen in einer K2PK-Melasse in Abhängigkeit von δ_1 und s_2	72
3.19	Limit des K2PK.	73
4.1	Termschema von ^{24}Mg im Triplett-System.	76
4.2	Geometrie der Magnetfalle.	78
4.3	Zählrate Γ_{383} des PMT bei Ablauf der experimentellen Sequenz.	80
4.4	Spektroskopie des Kühlübergangs $^3P_2 \rightarrow ^3D_3$	81
4.5	Lebensdauer der Magnetfalle.	83
4.6	Quadrate der Clebsch-Gordan Koeffizienten für den Zerfall vom Singlett- in das Triplett-System.	87
4.7	Falschfarbenbild und horizontales Profil des metastabilen Ensembles.	88
4.8	Temperaturmessung am metastabilen Ensemble.	91
4.9	Potenzielle Energie durch Umladen in die Magnetfalle.	92
5.1	Umladeeffizienz in eine Dipolfalle, $\sigma = 600 \mu\text{m}$, $P_D = 6 - 10$ W.	103
5.2	Umladeeffizienz in eine Dipolfalle, $\sigma = 200 \mu\text{m}$, $P_D = 6 - 10$ W.	103
B.1	Skizze der neuen Atomquelle.	107
C.1	Näherung des Sechs-Niveau-Systems durch drei Drei-Niveau-Systeme.	110
D.1	Umladeeffizienz in eine Dipolfalle, $\sigma = 600 \mu\text{m}$, $P_D = 0,6 - 1,0$ W.	115
D.2	Umladeeffizienz in eine Dipolfalle, $\sigma = 200 \mu\text{m}$, $P_D = 0,6 - 1,0$ W.	115

TABELLENVERZEICHNIS

1.1	Stabilität σ und Genauigkeit $\Delta\nu/\nu$ herausragender Frequenzstandards.	4
2.1	Frequenzen der Hyperfeinkomponenten des R115 (20-1) Übergangs im Jod.	10
5.1	Temperatur T , Wolkendurchmesser σ und Teilchenzahl N_A für verschiedene Szenarien der Präparation des Ensembles.	101
5.2	Kombinationen von atomarem Zustand, Wellenlänge λ_D und Leistung P_D der Dipolfalle, die identische Fallentiefen ergeben I.	102
5.3	Kombinationen von atomarem Zustand, Wellenlänge λ_D und Leistung P_D der Dipolfalle, die identische Fallentiefen ergeben II.	102
A.1	Verwendete Konventionen und Formeln.	105
D.1	Kombinationen von atomarem Zustand, Wellenlänge λ_D und Leistung P_D der Dipolfalle, die identische Fallentiefen ergeben III.	116
D.2	Kombinationen von atomarem Zustand, Wellenlänge λ_D und Leistung P_D der Dipolfalle, die identische Fallentiefen ergeben IV.	116

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] D. J. Wineland, R. E. Drullinger und F. L. Walls: *Radiation-Pressure Cooling of Bound Resonant Absorbers*.
Physical Review Letters, 40(25):1639–1642, 1978.
- [2] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. Toschek und H. Dehmelt: *Optical-Sideband Cooling of Visible Atom Cloud Confined in Parabolic Well*.
Physical Review Letters, 41(4):233–236, 1978.
- [3] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable und A. Ashkin: *Three-Dimensional Viscous Confinement and Cooling of Atoms by Resonance Radiation Pressure*.
Physical Review Letters, 55(1):48–51, 1985.
- [4] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu und D. E. Pritchard: *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*.
Physical Review Letters, 59(23):2631–2634, 1987.
- [5] T. Kurosu und F. Shimizu: *Laser Cooling and Trapping of Calcium and Strontium*.
Japanese Journal of Applied Physics, 29(11):L2127–L2129, 1990.
- [6] K. Sengstock, U. Sterr, G. Hennig, D. Bettermann, J. H. Müller und W. Ertmer: *Optical Ramsey Interferences on Laser Cooled and Trapped Atoms, Detected by Electron Shelving*.
Optics Communications, 103(1-2):73–78, 1993.
- [7] G. Wilpers, C. Degenhardt, T. Binnewies, A. Chernyshov, F. Riehle, J. Helmcke und U. Sterr: *Improvement of the fractional uncertainty of a neutral-atom calcium optical frequency standard to $2 \cdot 10^{-14}$* .
Applied Physics B-Lasers and Optics, 76(2):149–156, 2003.
- [8] C. W. Oates, E. A. Curtis und L. Hollberg: *Improved short-term stability of optical frequency standards: approaching 1 Hz in 1 s with the Ca standard at 657 nm*.
Optics Letters, 25(21):1603–1605, 2000.

-
- [9] P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. L. Gould und H. J. Metcalf: *Observation of Atoms Laser Cooled Below the Doppler Limit*. Physical Review Letters, 61(2):169–172, 1988.
- [10] J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji: *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*. Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics, 6(11):2023–2045, 1989.
- [11] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett und R. G. Hulet: *Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions*. Physical Review Letters, 75(9):1687–1690, 1995.
- [12] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman und E. A. Cornell: *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*. Science, 269(5221):198–201, 1995.
- [13] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. Van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn und W. Ketterle: *Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*. Physical Review Letters, 75(22):3969–3973, 1995.
- [14] B. DeMarco und D. S. Jin: *Onset of Fermi degeneracy in a trapped atomic gas*. Science, 285(5434):1703–1706, 1999.
- [15] T. Loftus, C. A. Regal, C. Ticknor, J. L. Bohn und D. S. Jin: *Resonant control of elastic collisions in an optically trapped Fermi gas of atoms*. Physical Review Letters, 88(17):173201, 2002.
- [16] M. Greiner, C. A. Regal und D. S. Jin: *Emergence of a molecular Bose-Einstein condensate from a Fermi gas*. Nature, 426(6966):537–540, 2003.
- [17] C. Ospelkaus, S. Ospelkaus, L. Humbert, P. Ernst, K. Sengstock und K. Bongs: *Ultracold heteronuclear molecules in a 3D optical lattice*. Physical Review Letters, 97(12):120402, 2006.
- [18] S. B. Papp und C. E. Wieman: *Observation of heteronuclear feshbach molecules from a $^{85}\text{Rb} - ^{87}\text{Rb}$ gas*. Physical Review Letters, 97(18):180404, 2006.
- [19] O. Morsch und M. Oberthaler: *Dynamics of Bose-Einstein condensates in optical lattices*. Reviews of Modern Physics, 78(1):179–215, 2006.
- [20] H. Katori, T. Ido, Y. Isoya und M. Kuwata-Gonokami: *Magneto-optical trapping and cooling of strontium atoms down to the photon recoil temperature*.

- Physical Review Letters, 82(6):1116–1119, 1999.
- [21] T. Binnewies, G. Wilpers, U. Sterr, F. Riehle, J. Helmcke, T. E. Mehlstäubler, E. M. Rasel und W. Ertmer: *Doppler cooling and trapping on forbidden transitions*.
Physical Review Letters, 8712(12):123002, 2001.
- [22] T. E. Mehlstäubler, J. Keupp, A. Douillet, N. Rehbein, E. M. Rasel und W. Ertmer: *Modelling three-dimensional-quench cooling for alkaline-earth atoms*.
Journal of Optics B-Quantum and Semiclassical Optics, 5(2):S183–S189, 2003.
- [23] Y. Takasu, K. Maki, K. Komori, T. Takano, K. Honda, M. Kumakura, T. Yabuzaki und Y. Takahashi: *Spin-singlet Bose-Einstein condensation of two-electron atoms*.
Physical Review Letters, 91(4):040404, 2003.
- [24] H. Katori: *Spectroscopy of strontium atoms in the Lamb-Dicke confinement*.
In: *6th Symp. on Frequency Standards and Metrology*, Seiten 323–330, Singapore, 2001. World Scientific.
- [25] H. Katori, M. Takamoto, V. G. Pal’chikov und V. D. Ovsiannikov: *Ultrastable optical clock with neutral atoms in an engineered light shift trap*.
Physical Review Letters, 91(17):173005, 2003.
- [26] M. Takamoto, F. L. Hong, R. Higashi und H. Katori: *An optical lattice clock*.
Nature, 435(7040):321–324, 2005.
- [27] A. D. Ludlow, M. M. Boyd, T. Zelevinsky, S. M. Foreman, S. Blatt, M. Notcutt, T. Ido und J. Ye: *Systematic study of the ^{87}Sr clock transition in an optical lattice*.
Physical Review Letters, 96(3):033003, 2006.
- [28] R. Le Targat, X. Baillard, M. Fouché, A. Brusch, O. Tcherbakoff, G. D. Rovera und P. Lemonde: *Accurate optical lattice clock with ^{87}Sr atoms*.
Physical Review Letters, 97(13):130801, 2006.
- [29] M. M. Boyd, T. Zelevinsky, A. D. Ludlow, S. M. Foreman, S. Blatt, T. Ido und J. Ye: *Optical atomic coherence at the 1-second time scale*.
Science, 314(5804):1430–1433, 2006.
- [30] Z. W. Barber, C. W. Hoyt, C. W. Oates, L. Hollberg, A. V. Taichenachev und V. I. Yudin: *Direct excitation of the forbidden clock transition in neutral ^{174}Yb atoms confined to an optical lattice*.
Physical Review Letters, 96(8):083002, 2006.
- [31] M. M. Boyd, A. D. Ludlow, S. Blatt, S. M. Foreman, T. Ido, T. Zelevinsky und J. Ye: *^{87}Sr lattice clock with inaccuracy below 10^{-15}* .
Physical Review Letters, 98(8):083002, 2007.

- [32] X. Baillard, M. Fouché, R. Le Targat, P. G. Westergaard, A. Lecallier, Y. Le Coq, G. D. Rovera, S. Bize und P. Lemonde: *Accuracy evaluation of an optical lattice clock with bosonic atoms*.
Optics Letters, 32(13):1812–1814, 2007.
- [33] S. Weyers, U. Hübner, R. Schröder, C. Tamm und A. Bauch: *Uncertainty evaluation of the atomic caesium fountain CSF1 of the PTB*.
Metrologia, 38(4):343–352, 2001.
- [34] S. Bize, P. Laurent, M. Abgrall, H. Marion, I. Maksimovic, L. Cacciapuoti, J. Grünert, C. Vian, F. P. dos Santos, P. Rosenbusch, P. Lemonde, G. Santarelli, P. Wolf, A. Clairon, A. Luiten, M. Tobar und C. Salomon: *Cold atom clocks and applications*.
Journal of Physics B-Atomic Molecular and Optical Physics, 38(9):S449–S468, 2005.
- [35] R. Wynands und S. Weyers: *Atomic fountain clocks*.
Metrologia, 42(3):S64–S79, 2005.
- [36] R. J. Rafac, B. C. Young, J. A. Beall, W. M. Itano, D. J. Wineland und J. C. Bergquist: *Sub-dekahertz ultraviolet spectroscopy of $^{199}\text{Hg}^+$* .
Physical Review Letters, 85(12):2462–2465, 2000.
- [37] S. A. Diddams, T. Udem, J. C. Bergquist, E. A. Curtis, R. E. Drullinger, L. Hollberg, W. M. Itano, W. D. Lee, C. W. Oates, K. R. Vogel und D. J. Wineland: *An optical clock based on a single trapped $^{199}\text{Hg}^+$ ion*.
Science, 293(5531):825–828, 2001.
- [38] W. H. Oskay, S. A. Diddams, E. A. Donley, T. M. Fortier, T. P. Heavner, L. Hollberg, W. M. Itano, S. R. Jefferts, M. J. Delaney, K. Kim, F. Levi, T. E. Parker und J. C. Bergquist: *Single-atom optical clock with high accuracy*.
Physical Review Letters, 97(2):020801, 2006.
- [39] G. Wilpers, C. W. Oates und L. Hollberg: *Improved uncertainty budget for optical frequency measurements with microkelvin neutral atoms: Results for a high-stability ^{40}Ca optical frequency standard*.
Applied Physics B-Lasers and Optics, 85(1):31–44, 2006.
- [40] N. F. Ramsey: *Application of Atomic Clocks*.
Laser Physics at the Limits. Springer, Berlin, 2002.
- [41] F. Riehle: *Frequency Standards*.
Wiley-VCH, Weinheim, 2004.
- [42] S. A. Diddams, D. J. Jones, J. Ye, S. T. Cundiff, J. L. Hall, J. K. Ranka, R. S. Windeler, R. Holzwarth, T. Udem und T. W. Hänsch: *Direct link between microwave and optical frequencies with a 300 THz femtosecond laser comb*.

- Physical Review Letters, 84(22):5102–5105, 2000.
- [43] S. G. Karshenboim: *Precision Optical Measurements and Fundamental Constants*.
Laser Physics at the Limits. Springer, Berlin, 2002.
- [44] E. Peik, B. Lipphardt, H. Schnatz, T. Schneider, C. Tamm und S. G. Karshenboim: *Limit on the present temporal variation of the fine structure constant*.
Physical Review Letters, 93(17):170801, 2004.
- [45] E. Peik, B. Lipphardt, H. Schnatz, C. Tamm, S. Weyers und R. Wynands: *Laboratory Limits on Temporal Variations of Fundamental Constants: An Update*.
ArXiv.org, arXiv:physics/0611088v1, 2006.
- [46] V. D. Ovsiannikov, V. G. Pal'chikov, A. V. Taichenachev und V. I. Yudin: *Magic-wave-induced $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ transition in even isotopes of alkaline-earth-metal-like atoms*.
Physical Review A, 75(2):020501, 2007.
- [47] R. Santra, K. V. Christ und C. H. Greene: *Properties of metastable alkaline-earth-metal atoms calculated using an accurate effective core potential*.
Physical Review A, 69(4):042510, 2004.
- [48] S. G. Porsev und A. Derevianko: *Multipolar theory of blackbody radiation shift of atomic energy levels and its implications for optical lattice clocks*.
Physical Review A, 74(2):020502, 2006.
- [49] N. Rehbein, T. E. Mehlstäubler, J. Keupp, K. Moldenhauer, E. M. Rasel, W. Ertmer, A. Douillet, V. Michels, S. G. Porsev, A. Derevianko, C. Froese-Fischer, G. Tachiev und V. G. Palchikov: *Optical quenching of metastable magnesium*.
Physical Review A, 76(4):043406, 2007.
- [50] T. E. Mehlstäubler: *Neuartige Kühlmethode für einen optischen Magnesium-Frequenzstandard*.
Rhombos-Verlag, Berlin, 2006.
- [51] N. Malossi, S. Damkjaer, P. L. Hansen, L. B. Jacobsen, L. Kindt, S. Sauge, J. W. Thomsen, F. C. Cruz, M. Allegrini und E. Arimondo: *Two-photon cooling of magnesium atoms*.
Physical Review A, 72(5):051403, 2005.
- [52] N. Rehbein: *Realisierung neuer Laserkühlverfahren und Spektroskopielaser für einen optischen Magnesium-Frequenzstandard*.
Dissertation, Leibniz Universität Hannover, 2006.
- [53] D. W. Sesko, T. G. Walker und C. E. Wieman: *Behavior of neutral atoms in a spontaneous force trap*.

- Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics, 8(5):946–958, 1991.
- [54] C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, C. J. Foot, A. M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin und J. Dalibard: *Phase-space density in the magneto-optical trap*.
Physical Review A, 52(2):1423–1440, 1995.
- [55] W. D. Phillips: *Laser cooling and trapping of neutral atoms*.
Reviews of Modern Physics, 70(3):721–741, 1998.
- [56] Harold J. Metcalf: *Laser cooling and trapping*.
Graduate Texts in Contemporary Physics. Springer, New York [u.a.], 1999.
- [57] W. C. Magno, R. L. Cavasso und F. C. Cruz: *Two-photon Doppler cooling of alkaline-earth-metal and ytterbium atoms*.
Physical Review A, 67(4):043407, 2003.
- [58] K. W. Meissner: *Isotopierschiebung im Spektrum von Magnesium Mg I*.
Annalen der Physik, 5(31):505–517, 1938.
- [59] G. Jönsson, S. Kröll, A. Persson und S. Svanberg: *Natural Radiative Lifetimes in the $3sns\ ^1S_0$ and $3snd\ ^1D_2$ Sequences of Magnesium*.
Physical Review A, 30(5):2429–2432, 1984.
- [60] S. G. Porsev, M. G. Kozlov, Y. G. Rakhlin und A. Derevianko: *Many-body calculations of electric-dipole amplitudes for transitions between low-lying levels of Mg, Ca, and Sr*.
Physical Review A, 6401(1):012508, 2001.
- [61] J.H. Müller: *Materiewellen-Interferometer mit lasergekühlten Atomen zum Nachweis des skalaren Aharonov-Bohm Effektes*.
Dissertation, Universität Hannover, 1994.
- [62] H. Kato, M. Baba, S. Kasahara, K. Ishikawa, M. Misono und Y. Kumura: *Doppler-Free High Resolution Spectral Atlas of Iodine Molecule 15,000 to 19,000 cm^{-1}* .
Japan Society for the Promotion of Science, 2000.
- [63] J. Friebe: *Effiziente Erzeugung von ultraviolettem Licht mit neuartigen Kristallstrukturen*.
Diplomarbeit, Universität Hannover, 2005.
- [64] J. Friebe, K. Moldenhauer, E. M. Rasel, W. Ertmer, L. Isaenko, A. Yelisseyev und J. J. Zondy: *$\beta - BaB_2O_4$ deep UV monolithic walk-off compensating tandem*.
Optics Communications, 261(2):300–309, 2006.
- [65] J. J. Zondy, C. Bonnin und D. Lupinski: *Second-harmonic generation with monolithic walk-off-compensating periodic structures. I. Theory*.

- Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics, 20(8):1675–1694, 2003.
- [66] J. J. Zondy, D. Kolker, C. Bonnin und D. Lupinski: *Second-harmonic generation with monolithic walk-off-compensating periodic structures. II. Experiments.*
Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics, 20(8):1695–1707, 2003.
- [67] V. G. Dmitriev, G. G. Gagik und D. N. Nikogosyan: *Handbook of Nonlinear Optical Crystals.*
Springer Series in Optical Sciences. Springer, Berlin, 1999.
- [68] A. Douillet und J. J. Zondy: *Stability and frequency tuning of thermally loaded continuous-wave AgGaS₂ optical parametric oscillators.*
Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics, 16(9):1481–1498, 1999.
- [69] M. E. Innocenzi, H. T. Yura, C. L. Fincher und R. A. Fields: *Thermal modeling of continuous-wave end-pumped solid-state lasers.*
Applied Physics Letters, 56(19):1831–1833, 1990.
- [70] A. Sennaroglu, A. Askar und F. M. Atay: *Quantitative study of laser beam propagation in a thermally loaded absorber.*
Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics, 14(2):356–363, 1997.
- [71] J. J. Zondy, A. Douillet, A. Clairon, A. Yelisseyev, L. Isaenko und S. Lobanov: *Thermal effects limitations in mid-infrared continuous wave optical parametric oscillators.*
Journal of Materials Science-Materials in Electronics, 12(8):451–460, 2001.
- [72] W. Z. Zhao, J. E. Simsarian, L. A. Orozco und G. D. Sprouse: *A computer-based digital feedback control of frequency drift of multiple lasers.*
Review of Scientific Instruments, 69(11):3737–3740, 1998.
- [73] A. Voskrebenezv: *Aufbau und Test eines Lasersystems zur Kühlung metastabiler Magnesiumatome.*
Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2007.
- [74] J. Keupp: *Ein atominterferometrischer Frequenzdiskriminator hoher Stabilität für optische Magnesium-Atomuhren.*
Dissertation, Universität Hannover, 2003.
- [75] R. G. Smith: *Optical Power Handling Capacity of Low Loss Optical Fibers as Determined by Stimulated Raman and Brillouin-Scattering.*
Applied Optics, 11(11):2489–2494, 1972.

- [76] Y. Aoki, K. Tajima und I. Mito: *Input Power Limits of Single-Mode Optical Fibers Due to Stimulated Brillouin-Scattering in Optical Communication-Systems*.
Journal of Lightwave Technology, 6(5):710–719, 1988.
- [77] R. H. Stolen: *Polarization Effects in Fiber Raman and Brillouin Lasers*.
IEEE Journal of Quantum Electronics, 15(10):1157–1160, 1979.
- [78] G. Giusfredi, A. Godone, E. Bava und C. Novero: *Metastable Atoms in a Mg Beam - Excitation Dynamics and Velocity Distribution*.
Journal of Applied Physics, 63(5):1279–1285, 1988.
- [79] A. M. Steane, M. Chowdhury und C. J. Foot: *Radiation force in the magneto-optical trap*.
Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics, 9(12):2142–2158, 1992.
- [80] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts und C. I. Westbrook: *Optical Molasses*.
Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics, 6(11):2084–2107, 1989.
- [81] K. J. Boller, A. Imamoglu und S. E. Harris: *Observation of Electromagnetically Induced Transparency*.
Physical Review Letters, 66(20):2593–2596, 1991.
- [82] F. Y. Loo, A. Bruschi, S. Sauge, M. Allegrini, E. Arimondo, N. Andersen und J. W. Thomsen: *Investigations of a two-level atom in a magneto-optical trap using magnesium*.
Journal of Optics B-Quantum and Semiclassical Optics, 6(1):81–85, 2004.
- [83] G. Morigi und E. Arimondo: *Two-photon and electromagnetically-induced-transparency-assisted Doppler cooling in a three-level cascade system*.
Physical Review A, 75(5):051404, 2007.
- [84] J. W. Dunn, J. W. Thomsen, C. H. Greene und F. C. Cruz: *Coherent quantum engineering of free-space laser cooling*.
Physical Review A, 76:011401, 2007.
- [85] W. Rooijakkers, W. Hogervorst und W. Vassen: *Laser cooling, friction, and diffusion in a three-level cascade system*.
Physical Review A, 56(4):3083–3092, 1997.
- [86] H. Ly: *Simulation eines neuartigen optischen Kühlverfahrens zur Präparation eines Ensembles kalter Magnesiumatome nahe am Rückstoßlimit*.
Diplomarbeit, Universität Hannover, 2000.
- [87] W. Rooijakkers, W. Hogervorst und W. Vassen: *Two-Color Excitation of Metastable Helium-Atoms for Efficient Laser Cooling*.
Physical Review Letters, 74(17):3348–3351, 1995.

-
- [88] T. Chaneliere, J. L. Meunier, R. Kaiser, C. Miniatura und D. Wilkowski: *Extra-heating mechanism in Doppler cooling experiments*. Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics, 22(9):1819–1828, 2005.
- [89] U. Sterr: *Hochgenaue Laserspektroskopie und Interferometrie an kalten Magnesium-Atomen*. Dissertation, Universität Bonn, 1993.
- [90] V. Rieger: *Atominterferometrie für einen optischen Frequenzstandard auf der Basis des Magnesium-Interkombinationsübergangs*. Dissertation, Universität Hannover, 1996.
- [91] G. Tachiev und C. Froese-Fischer: *The MCHF/MCDHF Collection*. http://www.vuse.vanderbilt.edu/~cff/mchf_collection, 2003.
- [92] N. Beverini, G. L. Genovesi, E. Maccioni, A. M. Messina und F. Strumia: *Near-uv sub-Doppler spectroscopy on a metastable Mg beam by a frequency-doubled diode-laser*. Applied Physics B-Lasers and Optics, 59(3):321–326, 1994.
- [93] J. V. B. Gomide, G. A. Garcia, F. C. Cruz, A. J. Polaquini, M. P. Arruda, D. Pereira und A. Scalabrin: *Construction of an Atomic Beam System and Efficient Production of Metastable States*. Brazilian Journal of Physics, 27(2):266–275, 1997.
- [94] J. E. Bjorkholm: *Collision-limited lifetimes of atom traps*. Physical Review A, 38(3):1599–1600, 1988.
- [95] S. B. Nagel, C. E. Simien, S. Laha, P. Gupta, V. S. Ashoka und T. C. Killian: *Magnetic trapping of metastable 3P_2 atomic strontium*. Physical Review A, 67(1):011401, 2003.
- [96] H. J. Metcalf: *Magnetic Trapping of Decelerated Neutral Atoms*. Progress in Quantum Electronics, 8(3-4):169–175, 1984.
- [97] W. Petrich, M. H. Anderson, J. R. Ensher und E. A. Cornell: *Stable, Tightly Confining Magnetic Trap for Evaporative Cooling of Neutral Atoms*. Physical Review Letters, 74(17):3352–3355, 1995.
- [98] J. Stuhler, P. O. Schmidt, S. Hensler, J. Werner, J. Mlynek und T. Pfau: *Continuous loading of a magnetic trap*. Physical Review A, 6403(3):031405, 2001.
- [99] D. Hansen und A. Hemmerich: *Observation of multichannel collisions of cold metastable calcium atoms*. Physical Review Letters, 96(7):073003, 2006.
- [100] A. Derevianko, S. G. Porsev, S. Kotochigova, E. Tiesinga und P. S. Julienne: *Ultracold collision properties of metastable alkaline-earth atoms*. Physical Review Letters, 90(6):063002, 2003.

- [101] V. Kokoouline, R. Santra und C. H. Greene: *Multichannel cold collisions between metastable Sr atoms*.
Physical Review Letters, 90(25):253201, 2003.
- [102] J. Stuhler: *Kontinuierliches Laden einer Magnetfalle mit lasergekühlten Chromatomen*.
Dissertation, Universität Konstanz, 2001.
- [103] C. Degenhardt, H. Stoehr, C. Lisdat, G. Wilpers, H. Schnatz, B. Lipphardt, T. Nazarova, P. E. Pottie, U. Sterr, J. Helmcke und F. Riehle: *Calcium optical frequency standard with ultracold atoms: Approaching 10^{-15} relative uncertainty*.
Physical Review A, 72(6):062111, 2005.
- [104] J. Keupp, A. Douillet, T. E. Mehlstäubler, N. Rehbein, E. M. Rasel und W. Ertmer: *A high-resolution Ramsey-Borde spectrometer for optical clocks based on cold Mg atoms*.
European Physical Journal D, 36(3):289–294, 2005.
- [105] A. Quessada, R. P. Kovacich, I. Courtillot, A. Clairon, G. Santarelli und P. Lemonde: *The Dick effect for an optical frequency standard*.
Journal of Optics B-Quantum and Semiclassical Optics, 5(2):S150–S154, 2003.
- [106] A. Pape: *Erzeugung und Charakterisierung hochstabiler optischer Frequenzen*.
Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2007.
- [107] S. A. Webster, M. Oxborrow und P. Gill: *Vibration insensitive optical cavity*.
Physical Review A, 75(1):011801, 2007.
- [108] T. Nazarova: *Towards the Quantum Noise Limit in Ramsey-Bordé Atom Interferometry*.
Dissertation, Leibniz Universität Hannover, 2007.
- [109] J. Friebe, A. Pape, M. Riedmann, K. Moldenhauer, T. E. Mehlstäubler, N. Rehbein, E. M. Rasel, W. Ertmer, H. Schnatz, B. Lipphardt und G. Grosche: *Absolute frequency measurement of the magnesium intercombination transition $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$* .
Physical Review A, eingereicht, 2007.
- [110] C. W. Oates, G. Wilpers und L. Hollberg: *Observation of large atomic-recoil-induced asymmetries in cold atom spectroscopy*.
Physical Review A, 71(2):023404, 2005.
- [111] A. Bruschi, R. Le Targat, X. Baillard, M. Fouché und P. Lemonde: *Hyperpolarizability effects in a Sr optical lattice clock*.
Physical Review Letters, 96(10):103003, 2006.

-
- [112] E. A. Curtis, C. W. Oates und L. Hollberg: *Quenched narrow-line second- and third-stage laser cooling of ^{40}Ca* .
Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics, 20(5):977–984, 2003.
- [113] W. Ketterle, K. B. Davis, M. A. Joffe, A. Martin und D. E. Pritchard: *High-Densities of Cold Atoms in a Dark Spontaneous-Force Optical Trap*.
Physical Review Letters, 70(15):2253–2256, 1993.
- [114] R. Grimm, M. Weidemüller und Y. B. Ovchinnikov: *Optical dipole traps for neutral atoms*.
Advances in Atomic Molecular, and Optical Physics, Vol. 42, 42:95–170, 2000.
- [115] J. Javanainen: *Numerical Experiments in Semiclassical Laser-Cooling Theory of Multistate Atoms*.
Physical Review A, 46(9):5819–5835, 1992.
- [116] N. Gaaloul, A. Suzor-Weiner, L. Pruvost, M. Telmini und E. Charron: *Theoretical study of a cold-atom beam splitter*.
Physical Review A, 74(2):023620, 2006.
- [117] L. Pruvost, D. Marescaux, O. Houde und H. T. Duong: *Guiding and cooling of cold atoms in a dipole guide*.
Optics Communications, 166(1-6):199–209, 1999.

LISTE DER PUBLIKATIONEN

- [1] N. Rehbein, T. E. Mehlstäubler, J. Keupp, K. Moldenhauer, E. M. Rasel, W. Ertmer, A. Douillet, V. Michels, S. G. Porsev, A. Derevianko, C. Froese-Fischer, G. I. Tachiev und V. G. Pal' chikov: *Optical quenching of metastable magnesium* Physical Review A, 76:043406 (2007)
 - [2] J. Friebe, K. Moldenhauer, E. M. Rasel, W. Ertmer, L. Isaenko, A. Yelisseyev und J. J. Zondy: *$\beta - BaB_2O_4$ deep UV monolithic walk-off compensating tandem* Optics Communications, 261(2):300-309 (2006)
 - [3] T. E. Mehlstäubler, K. Moldenhauer, M. Riedmann, N. Rehbein, J. Friebe, E. M Rasel und W. Ertmer: *Observation of sub-Doppler temperatures in bosonic magnesium* Physical Review A, eingereicht
 - [4] J. Friebe, A. Pape, M. Riedmann, K. Moldenhauer, T. E. Mehlstäubler, Rehbein, N., C. Lisdat, E. M Rasel, W. Ertmer, H. Schnatz, B. Lipphardt, B. und G. Grosche: *Absolute frequency measurement of the magnesium intercombination transition $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$* Physical Review A, eingereicht
 - [5] J. Czarske, J. Möbius, K. Moldenhauer, T. Razik, H. K. Tönshoff und T. Müller-Wirts: *Neuartiger Mode-Locking-External-Cavity-Laserdiodensensor zur absoluten Positionsmessung von rauen Oberflächen* tm-Technisches Messen, 71(12):623-633 (2004)
 - [6] J. Czarske, J. Möbius, K. Moldenhauer und W. Ertmer: *External cavity laser sensor using synchronously-pumped laser diode for position measurements of rough surfaces* Electrics Letters, 40(25):1584-1586 (2004)
 - [7] J. Czarske, J. Möbius, und K. Moldenhauer: *Mode-locking external-cavity laser-diode sensor for displacement measurements of technical surfaces* Applied Optics, 44(25):5180-5189 (2005)
- [1-4] sind im Rahmen der Doktorarbeit, [5-7] im Rahmen der Diplomarbeit entstanden.

DANKSAGUNG

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen und mich in dieser Zeit motiviert und unterstützt haben.

Meinem Doktorvater Prof. Dr. Wolfgang Ertmer danke ich für die interessante Fragestellung und die Betreuung dieser Arbeit. Die hervorragende Unterstützung des Magnesium-Experiments, nicht nur in finanzieller Hinsicht, und die Schaffung einer konstruktiven Atmosphäre in der Arbeitsgruppe haben maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Herrn PD Dr. Ernst Rasel danke ich für das große Vertrauen, das er mir entgegengebracht hat, sowie für viele interessante und leidenschaftliche Diskussionen und aufmunternde Gespräche. Durch seinen unermüdlichen Einsatz hat er mir den Rücken freigehalten und die Fokussierung auf die experimentelle Forschungsarbeit ermöglicht. Seine Fähigkeit, kompetente Mitarbeiter für das Experiment zu gewinnen und zu einem konstruktiven Team zu formen, war ausschlaggebend für viele schöne Ergebnisse dieser Arbeit.

Für die gute Zusammenarbeit und große Einsatzbereitschaft der am Experiment beteiligten Mitarbeiter danke ich Dr. Albane Douillet, Dr. Hardo Stöhr, Dr. Tanja Mehlstäubler, Dr. Nils Rehbein, Jan Friebe, Matthias Riedmann, Alexander Voskrebenezv und André Pape. Dr. Tanja Mehlstäubler danke ich für die Einführung in das Experiment und viele interessante physikalische Diskussionen. Dr. Nils Rehbein danke ich insbesondere für die pragmatische Hilfe in technischen Belangen und die Nachhaltigkeit, mit der er seine experimentellen Aufbauten geplant und dokumentiert hat sowie für sein anhaltendes Interesse am Fortschritt des Experiments. Den aktuellen Doktoranden Jan Friebe und Matthias Riedmann danke ich für ihre nicht nur fachliche Unterstützung, auf die ich mich immer verlassen konnte und für gemeinsame Aktivitäten außerhalb des Instituts. Der frische Wind, der durch das Magnesium-Labor weht, ist zu einem großen Teil den beiden zu verdanken. Die gemeinsamen Arbeiten an der Kühlung von metastabilem Magnesium gehörten für mich zum spannendsten Teil der Arbeit. Jan Friebe danke ich dafür, dass er darüber hinaus wichtige Grundlagen für viele Ergebnisse im ersten Teil der Arbeit gelegt hat und dass er dem Experiment nach seiner Diplomarbeit erhalten geblieben ist. Matthias Riedmann danke ich für die hervorragende Unter-

stützung bei der Messkampagne zum Zwei-Photonen-Kühlen und die vielen damit verbundenen Diskussionen. Den beiden Diplomanden André Pape und Alexander Voskrebenezv danke für ihr großes Engagement und die Selbständigkeit, die sie an den Tag gelegt haben. Naceur Gaaloul danke ich für seine Hilfe bei den Berechnungen zur Dipolfalle.

Allen Kollegen der Arbeitsgruppe gebührt mein Dank für die gute Atmosphäre und die gegenseitigen Hilfestellungen bei physikalischen und technischen Problemen, die weit über das Selbstverständliche hinausgehen. Dr. Kai-Martin Knaak danke ich für das leidenschaftliche Einbringen seiner profunden elektronischen Kenntnisse.

Herrn Dr. Jean-Jacques Zondy danke ich für die Unterstützung bei den Untersuchungen zum OCWOC. Dr. Stefan Günster danke ich für seine Hilfe bei der Diagnose von Schäden an den optischen Beschichtungen von BBO-Kristallen und Vakuumfenstern. Dr. Harald Müller und Dr. Gesine Grosche danke ich für die Leihgabe der optischen Faser für den Transport des gelben Lichts. Dr. Harald Schnatz, Burghardt Lipphardt und Dr. Gesine Grosche danke ich für die engagierte Hilfe bei der Frequenzmessung. Dr. Horst Knöckel danke ich für die Orientierungshilfe im Jod-Atlas.

Frau Faber, Frau Pfennig und Frau Hünitzsch danke ich für ihre stets freundliche und geduldige Art und die unkomplizierte Abwicklung auch schwieriger verwaltungstechnischer Aufgaben. Herrn Heidekrüger, Herrn Witzlau, Herrn Scholz, Herrn Dohm und Herrn Rauch danke ich für das rechtzeitige Aufspüren von Fehlern in Konstruktionszeichnungen und für die Anfertigung von mechanischen Bauteilen hoher Qualität. Herrn Dr. Rudolf Gaul und Dr. Rüdiger Scholz danke ich für die Unterstützung bei organisatorischen Problemen. Dr. Rudolf Gaul danke ich für die gute Zusammenarbeit im Rahmen des Anfängerpraktikums und darüber hinaus. Für die freundliche Übernahme des Korreferats danke ich Prof. Dr. Jan Arlt.

Diese Arbeit wurde maßgeblich gefördert durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 407.

Für das Korrekturlesen und konstruktive Kritik danke ich PD Dr. Ernst Rasel, Jan Friebe, Matthias Riedmann, Patrick Moldenhauer und Kirsten Wolkenhauer.

Meinen Eltern danke ich für die fürsorgliche Unterstützung während der Jahre des Studiums, der anschließenden Doktorarbeit und der Orientierungshilfe bei richtungsweisenden Entscheidungen. Meinen Brüdern Patrick und Stefan danke ich für aufbauende und aufmunternde Gespräche. Meiner Freundin Kirsten Wolkenhauer danke ich für die emotionale Unterstützung, Geduld und Anteilnahme während der vergangenen Jahre, und dass sie mir vor allem in der Phase des Zusammenschreibens den Rücken frei gehalten hat.