
OPTISCHES SPEICHERN VON MAGNESIUM

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

Matthias Riedmann (M.A.),
geboren am 21.05.1982 in Würzburg

2010

Referent: Prof. Dr. Ernst M. Rasel

Koreferent: Prof. Dr. Wolfgang Ertmer

Tag der Promotion: 15. Juli 2010

Zusammenfassung

Bereits heute übertreffen atomare Frequenzstandards mit optischen Frequenzen solche im Mikrowellenbereich in Stabilität und Genauigkeit. Für die nahe Zukunft werden relative Unsicherheiten von 10^{-18} prognostiziert. Neutrale Atome werden dabei in einem optischen Gitter bei der magischen Wellenlänge, bei der die Übergangsfrequenz nicht durch das Licht des Gitters beeinflusst wird, spektroskopiert. Durch die hohe Atomzahl besitzen diese Systeme das Potential, die Stabilität weiterhin deutlich zu steigern.

Magnesium ist eines der wenigen Elemente, die für einen solchen gitterbasierten optischen Frequenzstandard geeignet sind. Es weist im Vergleich zum heute überwiegend untersuchten Element Strontium eine deutlich geringere Sensitivität auf Frequenzverschiebungen durch Schwarzkörperstrahlung auf. Diese stellt einen der höchsten Beiträge zur Unsicherheit aktueller Sr-Gitteruhren dar.

Im Rahmen dieser Arbeit wird das Speichern von Magnesium in einer optischen Dipolfalle untersucht. Dies stellt eine Vorstufe für einen zukünftigen gitterbasierten Frequenzstandard mit Magnesium dar.

Die optische Kühlung von Magnesium erfolgt in zwei magneto-optischen Fallen (MOT). Eine dieser Fallen (S-MOT) verwendet einen Übergang im Singulettssystem, während die zweite Falle (T-MOT) auf einem Übergang im Triplettssystem basiert. Die T-MOT wurde im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut und erstmals charakterisiert. Dazu werden Atome aus der S-MOT auf dem Interkombinationsübergang $(3s^2) \ ^1S_0 \rightarrow (3s3p) \ ^3P_1$ in die metastabilen $(3s3p) \ ^3P$ -Zustände angeregt und in der T-MOT auf Übergängen zwischen dem $(3s3p) \ ^3P$ und dem $(3s3d) \ ^3D$ -Triplett weiter gekühlt. Der Transfer zwischen den beiden Fallen erfolgt dabei in nur 10 ms. In der T-MOT werden mehr als 10^8 Atome bei einer Temperatur von etwa 1 mK gespeichert. In diesem Bereich werden inelastische Stöße zwischen Atomen in der T-MOT beobachtet, die zu hohen Teilchenverlusten führen.

Mit der T-MOT als Quelle kalter Atome wird die Beladung einer optischen Dipolfalle bei den Wellenlängen 1064 nm und 532 nm untersucht. Mit Licht der Wellenlänge 532 nm werden Teilchenverluste in der T-MOT beobachtet, die durch Photoionisation aus dem angeregten Zustand $(3s3d) \ ^3D_3$ verursacht werden. Der Ionisationsquerschnitt wird zu $\sigma_{\text{ion}}(3s3d \ ^3D_3, 532 \text{ nm}) = 1,2 \times 10^{-22} \text{ m}^2$ bestimmt. Dieser Photoionisationsprozess ist auch bei der magischen Wellenlänge möglich.

Dagegen ist die Photonenenergie von Licht der Wellenlänge 1064 nm für die Ionisation nicht ausreichend. Die optische Speicherung von Magnesium konnte mit einer optischen Dipolfalle bei dieser Wellenlänge erstmals realisiert werden. Mit Hilfe der zweistufigen magneto-optischen Falle wurde ein kontinuierliches Ladeverfahren für die Dipolfalle entwickelt, mit dem Atome im metastabilen Zustand $(3s3p) \ ^3P_0$ in der Dipolfalle akkumuliert werden. Dabei befinden sich zu jedem Zeitpunkt nur wenige Atome in der T-MOT, wodurch dort Verluste durch inelastische Stöße sowie eine Limitierung der Atomzahldichte durch Reabsorption von Photonen verhindert werden. Diese beiden Effekte begrenzen in vergleichbaren Experimenten mit Alkaliatomen häufig die Ladeeffizienz von Dipolfallen. Auf diese Weise können 10^5 Atome bei einer Temperatur von unter 100 μK in der Dipolfalle gespeichert werden. Diese Zahl ist durch inelastische Stöße von gespeicherten Atomen im Zustand $(3s3p) \ ^3P_0$ begrenzt.

Die so gespeicherten Atome konnten in eine Dipolfalle sowie ein optisches Gitter bei der Wellenlänge 532 nm transferiert werden. Mit diesem Verfahren kann zukünftig auch ein optisches Gitter bei der magischen Wellenlänge beladen werden.

Schlagwörter: Dipolfalle, metastabiles Magnesium, optischer Frequenzstandard

Abstract

Today, optical atomic frequency standards outperform those in the microwave range in terms of stability and accuracy. Relative uncertainties of 10^{-18} are predicted for the near future. The spectroscopy of neutral atoms is carried out while they are stored in an optical lattice at the magic wavelength, where the transition frequency is not perturbed by the lattice. These systems have the potential to further increase the stability significantly due to the high number of atoms.

Magnesium is one of the few elements that are suitable for a lattice-based optical frequency standard. In comparison to strontium, which is the mainly investigated element in such systems today, it has a much lower sensitivity to frequency shifts caused by blackbody radiation. This is one of the largest contributions to the uncertainty budget of state-of-the-art Sr lattice clocks.

In this work, the trapping of magnesium in an optical dipole trap is investigated. This is a precursor for a future lattice-based frequency standard with magnesium.

Magnesium is optically cooled in two magneto-optical traps (MOT). One of these traps (S-MOT) uses a transition in the singlet system, while the other (T-MOT) operates on a transition between two triplet levels. The T-MOT was constructed as part of the work presented here and is characterized for the first time. Atoms are loaded in the S-MOT and then transferred to the metastable $(3s3p) {}^3P$ levels by optical excitation of the intercombination transition $(3s^2) {}^1S_0 \rightarrow (3s3p) {}^3P_1$. This transfer takes only 10 ms. They are further cooled there in the T-MOT on transitions between the $(3s3p) {}^3P$ and $(3s3d) {}^3D$ triplets. More than 10^8 atoms are stored in the T-MOT at a temperature of 1 mK. At these atom numbers, inelastic collisions between trapped atoms are observed and lead to fast atom loss.

The loading of optical dipole traps at the wavelengths 1064 nm and 532 nm is studied with the T-MOT as a source of cold atoms. A loss of trapped atoms in the T-MOT can be observed with light of the wavelength 532 nm and is attributed to photoionization of the excited state $(3s3d) {}^3D_3$. The ionization cross section for this process is measured to be $\sigma_{\text{ion}}(3s3d {}^3D_3, 532 \text{ nm}) = 1,2 \times 10^{-22} \text{ m}^2$. This photoionization process is also possible with light at the magic wavelength.

In contrast, 1064 nm light cannot drive this photoionization due to too low photon energy. As part of the work presented in this dissertation, the optical trapping of magnesium could be demonstrated for the first time with a dipole trap at this wavelength. A continuous loading scheme was developed with the two-stage magneto-optical trap. This makes the accumulation of atoms in the state $(3s3p) {}^3P_0$ in the optical dipole trap possible. During loading, only few atoms are stored in the magneto-optical traps at any time. This reduces atom losses due to inelastic collisions and the limitation of density by reabsorption of photons. These two processes often limit the loading efficiency of optical dipole traps in similar experiments with alkali atoms. In this way, 10^5 atoms at a temperature of below 100 μK can be loaded into the dipole trap. This number is limited by inelastic collisions of trapped atoms in the state $(3s3p) {}^3P_0$.

The atoms stored in the dipole trap were transferred to a second dipole trap and an optical lattice at the wavelength 532 nm. This method can also be used for a future transfer to an optical lattice at the magic wavelength.

Keywords: dipole trap, metastable magnesium, optical frequency standard

INHALTSVERZEICHNIS

1	Einleitung	1
2	Experimenteller Aufbau und Grundlagen	7
2.1	Optische Kühlung von Magnesium	8
2.2	Experimenteller Aufbau	11
2.2.1	Vakuumsystem	11
2.2.2	Magnetfelder	13
2.3	Nahresonante Lichtquellen	15
2.3.1	Farbstofflaser und Frequenzverdopplung für S-MOT	15
2.3.2	Lasersystem für eine MOT im Triplettsystem	20
2.3.3	Lasersystem zum Transfer in das Triplettsystem	30
2.4	Experimentsteuerung	33
2.5	Optische Detektion	35
2.5.1	Photoelektronenvervielfacher	36
2.5.2	CCD-Kamera	36
2.6	Singulett-MOT	39
2.6.1	Optischer Aufbau	39
2.6.2	Messung der Atomzahl	41
2.6.3	Dichtelimitierung	44
2.6.4	Temperaturmessung mit Flugzeitmethode	45
2.6.5	Zusammenfassung	47
3	Eine Magneto-optische Falle für metastabiles Magnesium	49
3.1	Optischer Aufbau	51
3.2	Transfer von Atomen in das Triplettsystem	52
3.2.1	Anregung auf dem Interkombinationsübergang	52
3.2.2	Alternative Methoden zur Erzeugung von metastabilem Magnesium	56
3.3	Realisierung einer MOT im Triplettsystem	57
3.3.1	Metastabile Zustände	57

3.3.2	Kühlaser und Rückpumper	58
3.3.3	Experimentelle Sequenz	59
3.4	Charakterisierung der T-MOT	60
3.4.1	Zerfallskurve	60
3.4.2	Temperaturmessung	64
3.4.3	Optisches Pumpen in den Zustand 3P_0	65
3.5	Detektionsgrenze für die Atomzahlmessung	66
3.6	Zusammenfassung	67
4	Eine optische Dipolfalle für Magnesium	69
4.1	Theoretische Beschreibung	71
4.1.1	Dynamische Polarisierbarkeit	71
4.1.2	Dipolfalle mit einem fokussierten Laserstrahl	73
4.1.3	Berechnungen für das Experiment	76
4.2	Photoionisation durch Licht der Wellenlänge 532 nm	80
4.2.1	Optischer Aufbau und Justage	80
4.2.2	Messungen	81
4.2.3	Interpretation der Verluste	84
4.2.4	Berechnung des Ionisationsquerschnitts	86
4.2.5	Schlussfolgerungen	88
4.3	Dipolfalle mit Licht der Wellenlänge 1064 nm	89
4.3.1	Optischer Aufbau und Detektion	89
4.3.2	Ladeverfahren für die Dipolfalle	90
4.3.3	Optimierung des kontinuierlichen Ladeverfahrens	93
4.3.4	Transfer in andere Zustände	96
4.3.5	Messung der Fallenfrequenz	97
4.3.6	Temperaturmessung	99
4.3.7	Zerfallskurve	105
4.4	Weitere realisierte Fallenkonfigurationen	109
4.4.1	Einzelstrahldipolfalle der Wellenlänge 532 nm	109
4.4.2	Optisches Gitter bei 532 nm	110
4.5	Zusammenfassung	112
5	Ausblick	113
A	Dynamische Polarisierbarkeit relevanter atomarer Zustände	119
B	Berechnung der magischen Wellenlänge	123
	Literaturverzeichnis	125

EINLEITUNG

Die präzise Spektroskopie von Atomen und Molekülen war ein wichtiger Baustein in der Entwicklung der modernen Physik. Durch die immer genauere Vermessung atomarer Energieniveaus, insbesondere denen des theoretisch einfach zu beschreibenden Wasserstoffatoms, wurde die Entwicklung der Quantenphysik entscheidend beeinflusst [1]. Eine Anwendung der Präzisionsspektroskopie ist die Realisierung atomarer Frequenzstandards, bei denen ein Oszillator auf die Frequenz eines atomaren Überganges stabilisiert wird. In den letzten Jahren konnte die messbare Frequenz der Übergänge deutlich gesteigert und damit Stabilität und Genauigkeit von hochpräzisen Frequenzstandards verbessert werden [2].

Atomare Frequenzstandards ermöglichen die Definition wichtiger Basiseinheiten wie der Sekunde und des Meters auf Grund von Quanteneigenschaften, die unabhängig in verschiedenen Laboren realisiert werden können [3]. Eine wesentliche Herausforderung für einen atomaren Frequenzstandard stellt das Erreichen einer hohen spektroskopischen Auflösung dar. Das Verhältnis von Auflösung zu Frequenz des spektroskopierten Überganges wird als Liniengüte bezeichnet und bestimmt zusammen mit dem Signal-zu-Rausch Verhältnis die Stabilität eines Frequenzstandards.

Die Frequenz solcher Standards war lange Zeit auf den Mikrowellenbereich begrenzt, da höhere (z. B. optische) Frequenzen nicht direkt oder nur mit sehr großem Aufwand gemessen werden konnten. In diesem Frequenzbereich können die Übergänge zwischen den beiden Hyperfeinkomponenten der Grundzustände von Alkaliatomen als atomare Referenz dienen. Zur Spektroskopie wird die Methode der getrennt oszillierenden Felder verwendet [4, 5]. Hierbei wechselwirken die Atome in zwei zeitlich getrennten Bereichen mit einem Mikrowellenfeld. Die erreichbare Auflösung ist durch die Zeit zwischen den beiden Wechselwirkungen gegeben. Eine besondere Bedeutung kommt der Spektroskopie des Elements Cäsium zu, da der Energieabstand der beiden Hyperfeinzustände des Grundzustandes von ^{133}Cs zur

Definition der Sekunde verwendet wird [6]. In den ersten Cs-Frequenzstandards [7] wurde ein thermischer Atomstrahl verwendet, bei dem die Wechselwirkung in zwei Mikrowellenresonatoren an verschiedenen Positionen des Strahls stattfindet. Die Geschwindigkeit dieser Atomstrahlen beträgt etwa 100 m/s und der Abstand der Wechselwirkungszonen beträgt etwa 1 m, wodurch die Auflösung auf etwa 100 Hz begrenzt ist [8]. Eine deutliche Steigerung ist durch die Verwendung optisch gekühlter Atome möglich. Bei modernen Cs-Frequenzstandards werden kalte Atome in einer sogenannten Fontäne vertikal beschleunigt, durchlaufen einen Mikrowellenresonator und fallen nach etwa einer Sekunde zurück durch dasselbe Feld [9]. Die Expansion der Atomwolke ist dabei durch Temperaturen im μK -Bereich stark unterdrückt. Mit dieser Methode ist eine Auflösung von wenigen Hz und damit Gütefaktoren von etwa 10^{10} realisierbar. Die relative Genauigkeit der besten Cs-Frequenzstandards beträgt zurzeit etwa 5×10^{-16} [10].

Die Frequenz von sichtbarem Licht ist etwa fünf Größenordnungen höher als die des in primären Frequenzstandards verwendeten Cs-Übergangs und hat daher das Potential, eine deutlich höhere Liniengüte und damit Stabilität zu erreichen. Bis zur Entwicklung des optischen Frequenzkamms [11, 12] konnten Vergleiche zwischen optischen Frequenzen und Mikrowellen nur mit sehr hohem Aufwand über Frequenzketten erreicht werden [13, 14]. Bei der Spektroskopie atomarer Übergänge im optischen Bereich limitiert die zur Frequenz proportionale Dopplerverbreiterung häufig die erreichbare Auflösung. Selbst bei Temperaturen von wenigen Mikrokkelvin, die durch optisches Kühlen erreichbar sind, beträgt die Dopplerverbreiterung noch etwa 10 kHz. In modernen optischen Frequenzstandards werden Atome daher auf Längenskalen kleiner als die optische Wellenlänge lokalisiert, wodurch der Dopplereffekt unterdrückt wird (Lamb-Dicke Regime, [15]). Zusätzlich ist eine Speicherung notwendig, um hohe Wechselwirkungszeiten zu erreichen. Eine hohe Auflösung erfordert außerdem eine geringe atomare Linienbreite, wie sie z. B. durch Interkombinationsübergänge in Erdalkaliatomen gegeben ist. Der zur Anregung verwendete Lokaloszillator (Laser) muss ebenfalls eine geringe Linienbreite aufweisen. Dies wird durch Stabilisierung auf makroskopische optische Resonatoren erreicht, wodurch Laser mit einer Linienbreite von weniger als einem Hertz möglich sind [16].

Als Quantenobjekte werden bei optischen Frequenzstandards entweder positiv geladene Ionen oder neutrale Atome verwendet. Diese können auf geschlossenen Übergängen gekühlt und zustandsselektiv detektiert werden. Durch ihre elektrische Ladung können Ionen in elektrischen Wechselfeldern (Paul-Falle) gespeichert werden, ohne die Frequenz des zu spektroskopierenden Überganges zu beeinflussen. Da Ionen in solchen Fallen verschränkt werden können, ist es möglich ein Ion zur Spektroskopie und ein weiteres zur optischen Kühlung und Zustandsdetektion zu verwenden [17]. Damit kann für jede dieser Aufgaben das ideale Ion gewählt werden. Zurzeit erreicht ein Experiment mit dieser Technik durch Spektroskopie von einem Aluminium-Ion mit $8,6 \times 10^{-18}$ die geringste relative Unsicherheit aller bis-

her realisierten Frequenzstandards [18]. Mit gefangenen Ionen können Auflösungen von wenigen Hertz erreicht werden [19]. Da nur ein einziges Ion spektroskopiert wird, ist die Stabilität eines solchen Frequenzstandards trotz hoher Liniengüte durch das geringe Signal-zu-Rausch Verhältnis begrenzt.

Im Gegensatz dazu kann eine Vielzahl neutraler Atome in optischen oder magnetischen Fallen gespeichert werden. Der räumliche Einschluss wird in solchen Fallen durch Energieverschiebungen der atomaren Zustände in inhomogenen Feldern erreicht. Mit den Zuständen verschieben sich auch die atomaren Übergangsfrequenzen, wodurch im Allgemeinen eine hochpräzise Spektroskopie nicht möglich ist. Für eine optische Falle kann jedoch die Wellenlänge so gewählt werden, dass Grund- und angeregter Zustand des Spektroskopieüberganges eine identische Polarisierbarkeit aufweisen [20]. Bei dieser „magischen Wellenlänge“ entspricht die Übergangsfrequenz unabhängig von der Feldstärke und damit auch in Feldern mit hohen Gradienten der ungestörten Übergangsfrequenz. Die Lokalisierung der Atome im Lamb-Dicke Regime wird durch die Verwendung optischer Gitter erreicht. Dadurch wird nicht nur die Doppler-Verbreiterung unterdrückt, sondern bei einer Besetzung von weniger als einem Atom pro Gitterplatz werden auch Frequenzverschiebungen durch Stöße verhindert [21]. Bis heute wurde eine solche Gitteruhr mit den Elementen Strontium [22, 23] und Ytterbium [24] realisiert. Mit ^{87}Sr -Atomen wurde damit die bisher höchste spektroskopische Liniengüte von $2,4 \times 10^{14}$ bei einer Auflösung von 1,8 Hz demonstriert [25].

Für diese beiden Elemente weist der spektroskopierte Übergang eine relativ hohe Sensitivität für Frequenzverschiebungen durch Schwarzkörperstrahlung auf [26]. Diese Verschiebung muss in aktuellen Experimenten auf etwa 2 % genau berechnet werden und begrenzt die Genauigkeit der auf ^{87}Sr basierenden Gitteruhr auf $1,5 \times 10^{-16}$ [27]. Die Grenzen der Berechnung sind einerseits durch die Kenntnis der entsprechenden Koeffizienten und auf der anderen Seite durch die Temperaturstabilität und -homogenität, die für die gesamte Vakuumapparatur auf dem Niveau von 1 K garantiert werden muss, gegeben [28]. Weitere Verbesserungen verlangen erheblichen experimentellen Aufwand wie z. B. die Kühlung der gesamten Vakuumkammer auf kryogene Temperaturen, da die Verschiebung durch Schwarzkörperstrahlung proportional zur vierten Potenz der absoluten Temperatur ist.

Daher werden aktuell die Elemente Quecksilber und Magnesium untersucht, bei denen die Sensitivität auf Frequenzverschiebungen durch Schwarzkörperstrahlung etwa eine Größenordnung geringer ist [29]. Für die magische Wellenlänge von Magnesium ergeben theoretische Vorhersagen Werte von 432 nm [30] bzw. 470 nm [31]. Licht dieser Wellenlänge kann durch Frequenzverdopplung eines Titan-Saphir Lasers erzeugt werden. Im Rahmen dieser Dissertation wird das optische Speichern von Magnesium bei den technisch einfacher realisierbaren Wellenlängen 532 nm und 1064 nm untersucht. Dabei konnte Magnesium zum ersten Mal in einer optischen Dipolfalle gespeichert werden. Diese Untersuchungen bilden die Grundlage

für eine zukünftige Realisierung eines gitterbasierten optischen Frequenzstandards mit Magnesium.

Zum effizienten Beladen von optischen Fallen müssen die Atome zunächst auf Temperaturen unterhalb der Fallentiefe gekühlt werden. Die optische Kühlung von Magnesium stellt eine besondere Herausforderung dar, da Kühlverfahren, die für andere Zweielektronenatome erfolgreich eingesetzt werden, trotz vergleichbarer Elektronenkonfiguration nicht anwendbar sind. So kann Strontium auf der Interkombinationslinie $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ bis in den nK-Bereich optisch gekühlt werden [32]. Auch Ytterbium [33] und Quecksilber [34, 35] können auf dieser Linie gut optisch gekühlt werden. Für Calcium und Magnesium ist dies nicht möglich, da die Zerfallsrate zu gering ist, um Atome gegen die Gravitation zu halten. Um Calcium trotzdem optisch auf der Interkombinationslinie zu kühlen, wird diese künstlich verbreitert (Quenchkühlen, [36]). Diese Methode ist jedoch bei Magnesium auf Grund der geringeren Linienbreite nicht erfolgversprechend [37].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher ein Konzept entwickelt, um trotz relativ hoher Ausgangstemperaturen eine optische Dipolfalle mit Magnesium zu beladen. Dazu wird eine zweistufige magneto-optische Falle verwendet, wobei eine dieser Fallen einen Übergang im Singulett- und die zweite einen Übergang im Triplettsystem verwendet. In der Falle im Triplettsystem können kalte Atome durch Abschalten eines Rückpumpasers in einem dunklen Zustand aus dem Kühlzyklus ausgekoppelt und kontinuierlich in eine optische Dipolfalle geladen werden. Bei diesem Verfahren befinden sich zu jeder Zeit nur relativ wenige Atome in der magneto-optischen Falle, wodurch dichteabhängige Verlustprozesse wie inelastische, lichtinduzierte Stöße oder eine Begrenzung der Dichte durch Reabsorption von Photonen verhindert werden können. Durch Stöße zwischen gefangenen Atomen sättigt die Zahl der Atome in der Dipolfalle. Aus dieser Dipolfalle können die Atome in ein optisches Gitter bei der magischen Wellenlänge umgeladen werden. Dies konnte im Rahmen dieser Arbeit bereits mit einem optischen Gitter bei der Wellenlänge 532 nm demonstriert werden.

Diese Dissertation ist folgendermaßen strukturiert:

In **Kapitel 2** werden der experimentelle Aufbau sowie die Grundlagen zur optischen Kühlung von Magnesium vorgestellt. Insbesondere werden die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Verbesserungen an den verwendeten Lasersystemen beschrieben und die Charakterisierung der magneto-optischen Falle im Singulett-system durchgeführt.

In **Kapitel 3** wird der Transfer von Atomen in das Triplettsystem durch Anregung auf dem Interkombinationsübergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ untersucht und die magneto-optische Falle im Triplettsystem erstmals charakterisiert. Atome aus dieser Falle werden zum Beladen einer optischen Dipolfalle verwendet.

Kapitel 4 beschreibt die Speicherung von Magnesiumatomen in einer optischen Dipolfalle. Es werden die dynamische Polarisierbarkeit verschiedener Zustände und Parameter einer Einzelstrahlfalle für das Experiment berechnet. Bei

der Untersuchung der Wechselwirkung von Licht der Wellenlänge 532 nm mit der magneto-optischen Falle können Teilchenverluste beobachtet und auf Photoionisation zurückgeführt werden. Dies ist bei der Wellenlänge 1064 nm nicht der Fall und Magnesiumatome können optisch gespeichert werden. Es werden verschiedene Ladeverfahren verglichen sowie die Charakterisierung der optischen Falle durchgeführt. Darüber hinaus werden verschiedene Methoden zur Bestimmung der Temperatur von gefangenen Atomen vorgestellt. Zwischen den gespeicherten Atomen können inelastische Stöße beobachtet werden, welche die maximale Atomzahl in der Dipolfalle begrenzen.

Kapitel 5 reflektiert die erzielten Ergebnisse und skizziert mögliche weitere Vorgehensweisen. Dabei wird insbesondere die Realisierbarkeit eines zukünftigen gitterbasierten optischen Magnesium-Frequenzstandards diskutiert. Eine weitere Zukunftsperspektive stellt die Untersuchung von Stoßparametern von gespeicherten Magnesiumatomen in verschiedenen Zuständen dar.

EXPERIMENTELLER AUFBAU UND GRUNDLAGEN

Der Aufbau von Experimenten zum optischen Kühlen und Speichern von Atomen besteht aus zahlreichen verschiedenen Komponenten. So ist eine Ultrahochvakuumumgebung zur Verringerung von Stößen mit Atomen des Hintergrundgases unverzichtbar. Die optische Kühlung erfordert nahresonante Lichtquellen, die durch frequenzstabilisierte Laser bereitgestellt werden. Zur Speicherung von Atomen in magneto-optischen Fallen sind zusätzlich inhomogene magnetische Felder erforderlich. Ein großer Teil des experimentellen Aufbaus wurde im Rahmen von vorangegangenen Diplom- und Doktorarbeiten erstellt. Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die verwendeten Systeme und erläutert die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Modifikationen und Ergänzungen. Zusätzlich werden einige experimentelle Grundlagen erläutert.

2.1 Optische Kühlung von Magnesium

Die elektronische Struktur von Magnesium wird wie bei allen Erdalkalielelementen von den beiden äußeren Elektronen (für Mg: Hauptquantenzahl $n = 3$) gebildet. Je nach Spinkonfiguration dieser beiden Elektronen unterscheidet man Singulett- (Gesamtspin $S = 0$) und Triplettzustände ($S = 1$). Übergänge zwischen einem Singulett- und einem Triplettzustand werden als *Interkombinationsübergänge* bezeichnet. Bei der Beschreibung der Drehimpulskopplung der beiden Elektronen im Rahmen der L - S -Kopplung sind diese Übergänge verboten. Da die L - S -Kopplung nur für leichte Atome eine gute Näherung darstellt und für schwere Atome die Beschreibung durch die J - J -Kopplung erfolgt, ist die Linienbreite vergleichbarer Interkombinationsübergänge für schwerere Elemente größer.

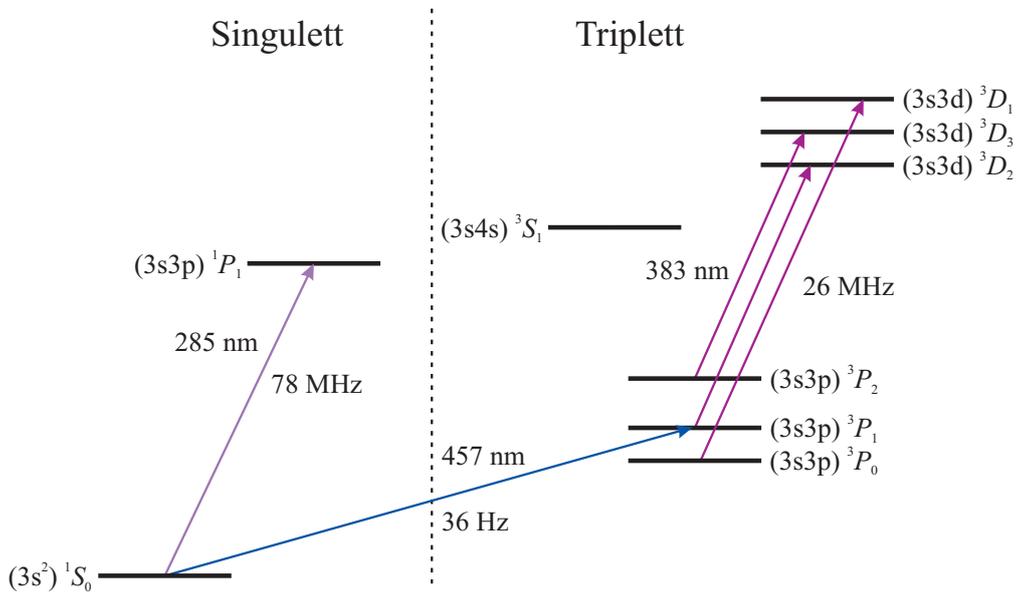


Abbildung 2.1: Auszug aus dem Termschema von ^{24}Mg mit den für die Experimente dieser Dissertation relevanten Zuständen. Die Pfeile zeigen Übergänge, die von Lasern adressiert werden. Die hier dargestellten Zustände werden in dieser Dissertation nur mit der spektroskopischen Notation der Quantenzahlen ohne die Elektronenkonfiguration bezeichnet. Der Zustand 3S_1 wird in den Experimenten nicht adressiert, er führt aber zu einer hohen Polarisierbarkeit der 3P -Zustände für Licht der Wellenlänge 532 nm (siehe Abschnitt 4.1.3). Ein detailliertes Triplett-Termschema mit den Zerfallsraten zwischen den 3P und 3D Zuständen ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

In Abbildung 2.1 ist ein Auszug aus dem Termschema für das bosonische Isotop ^{24}Mg dargestellt, das für fast alle Experimente dieser Arbeit verwendet wird. Dort sind auch von Lasern adressierte Übergänge angegeben, die zum optischen Kühlen und zur Zustandspräparation eingesetzt werden. Der Grundzustand 1S_0 ist ein Singulettzustand. Die energetisch niedrigsten Zustände im Triplettssystem

können nur über Interkombinationsübergänge in den Grundzustand zerfallen und haben daher eine relativ lange Lebensdauer. Daher werden diese Zustände als *metastabil* bezeichnet. Durch die große Energiedifferenz zwischen dem Grund- und allen anderen Zuständen befinden sich Atome aus thermischen Quellen stets im Grundzustand.

Durch spontane Streuung von Photonen kann Impuls von einem Lichtfeld auf ein Atom übertragen werden. Dies stellt die Grundlage der optischen Kühlung von Atomen dar [38, 39]. In zahlreichen Experimenten mit kalten Atomen werden diese zunächst in einer magneto-optischen Falle (engl.: magneto-optical trap, MOT) [40] gefangen. Diese dissipative Falle kühlt Atome und erzeugt gleichzeitig einen räumlichen Einschluss. Die Kühlung erfolgt in einem großen Temperaturbereich von typischerweise einigen hundert Kelvin bis zur Temperatur der MOT in der Größenordnung von einem Millikelvin.

Zum effizienten optischen Kühlen über einen so großen Temperaturbereich sind geschlossene atomare Übergänge mit ausreichender Linienbreite erforderlich. Solche erlaubten Übergänge existieren bei Magnesium sowohl zwischen zwei Singulett- als auch zwischen zwei Triplettzuständen. Um Magnesium im Grundzustand zu kühlen, wird der Übergang $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ verwendet. Eine MOT auf diesem Übergang wird als Singulett-MOT (S-MOT) bezeichnet und wurde erstmals in [41, 42] realisiert. Dieser Übergang ermöglicht mit der großen Linienbreite von 78 MHz [43] und dem hohen Photonenrückstoß eine besonders schnelle Kühlung ohne die Notwendigkeit eines Rückpumpasers. Das Lasersystem zur Erzeugung von ultraviolett Licht auf dem Übergang $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ wird in Abschnitt 2.3.1 vorgestellt. Die Darstellung der S-MOT im gegenwärtigen Zustand befindet sich in Abschnitt 2.6.

In Erdalkaliatomen wie Magnesium kann eine MOT auch im Triplettssystem betrieben werden, wobei die metastabilen 3P -Zustände als Grundzustände verwendet werden. Im Gegensatz zum Zustand 1S_0 gibt es hier allerdings eine Feinstrukturaufspaltung und damit drei Grundzustände. Dies führt dazu, dass neben einem Kühllaser noch zwei Rückpumper benötigt werden, die Atome aus den dunklen Grundzuständen in den Kühlzyklus zurückbringen. Das dafür notwendige Lasersystem wird in Abschnitt 2.3.2 beschrieben. Die magneto-optische Falle auf dem Übergang $^3P_2 \rightarrow ^3D_3$ wird als Triplett-MOT (T-MOT) bezeichnet. Sie wird im Rahmen dieser Dissertation erstmals charakterisiert (siehe Kapitel 3).

Neben den erlaubten Übergängen, die zum optischen Kühlen verwendet werden, wird auch der Interkombinationsübergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ in den Experimenten dieser Dissertation adressiert. Durch die geringe Linienbreite von 36 Hz [44] ist dieser Übergang nicht für eine MOT geeignet, da die Photonenstreurate nicht ausreicht, um Atome gegen die Gravitation zu halten. Dies ist mit den vergleichbaren Übergängen in schwereren Erdalkaliatomen möglich und kann für Strontium zum optischen Kühlen bis zu Temperaturen im nK-Bereich verwendet werden [32]. Für Calcium ist dies ebenfalls möglich, allerdings muss die Interkombinationslinie

durch einen weiteren Laser künstlich verbreitert werden [36]. Durch die geringe Linienbreite des Interkombinationsüberganges in Magnesium kann dieser für einen optischen Frequenzstandard verwendet werden [45, 46]. Für die Experimente dieser Dissertation wird ein Laser auf diesem Übergang (siehe Abschnitt 2.3.3) verwendet, um Atome vom Singulett- in das Triplettssystem zu transferieren.

2.2 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau der Vakuumkammer und der Magnetfeldkonfiguration erfolgte im Wesentlichen im Rahmen von zwei Doktorarbeiten [47, 48]. Die Atomquelle wurde in [49] deutlich verbessert. Die im Rahmen der vorliegenden Dissertation durchgeführten Modifikationen sind gering, daher wird der Aufbau nur kurz vorgestellt.

2.2.1 Vakuumsystem

Bei Experimenten mit kalten Gasen sollen Atome möglichst ungestört von der Umgebung beobachtet werden können. Insbesondere stellen dabei Stöße mit anderen Atomen eine Begrenzung dar, da diese in der Regel zu Fallenverlusten führen und damit die Beobachtungszeit einschränken. Um diese Stöße zu verhindern, werden solche Experimente in einer Ultrahochvakuumumgebung durchgeführt. Abhängig von den experimentellen Anforderungen ist dafür ein Druck von $10^{-9} - 10^{-11}$ mbar erforderlich. Allerdings müssen die zu untersuchenden Atome in das Vakuumsystem eingebracht werden. Dies erfolgt hier durch einen Zwei-Kammer Aufbau, bei dem in einer Quellenkammer ein Mg-Atomstrahl erzeugt wird, der durch eine kleine Blende in die Hauptkammer gelangt. Durch die Blende ist ein Druckgefälle zwischen beiden Kammern möglich. Der Atomstrahl wird mit einem entgegengelauenden Laser auf dem Übergang $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ abgebremst und die Atome in der S-MOT gefangen [41, 50]. Es ist allerdings auch möglich, die S-MOT aus dem Hintergrundgas zu beladen [47]. Die gesamte Vakuumkammer befindet sich auf einem Gestell, das nicht direkt mit dem optischen Tisch verbunden ist und ermöglicht so, den Tisch von Vibrationen der Vakuumpumpen zu entkoppeln.

In der Quellenkammer befindet sich die Atomquelle. In einem kleinen Hohlraum wird festes Magnesium elektrisch auf Temperaturen von $400 - 500$ °C erhitzt und damit der Dampfdruck vergrößert. Der Hohlraum weist eine Reihe von Bohrungen auf, durch die gasförmiges Magnesium austreten kann. Bei geeigneten Bedingungen stoßen die Atome nicht mehr und die Divergenz des so erzeugten Atomstrahls ist durch die Geometrie der Bohrungen [49] gegeben (effusive Quelle). Durch die relativ hohen Temperaturen steigt der Druck in diesem Teil der Vakuumapparatur an. Die Atomquelle ist von einem wassergekühlten Schild umgeben, um eine Erwärmung der Umgebung gering zu halten. Eine Turbomolekularpumpe¹ erzeugt in der Quellenkammer bei geheizter Quelle einen Druck von etwa $5 \times 10^{-9} - 8 \times 10^{-9}$ mbar, der durch ein Kaltkathoden-Messgerät² ermittelt wird. Zwischen Quellen- und Hauptkammer befindet sich eine Blende mit 5 mm Durchmesser, die durch einen Verschluss geschlossen werden kann. Damit kann der Atomstrahl blockiert werden aber kein vakuumtauglicher Verschluss erzielt werden.

¹TMU 071, Fa. Pfeiffer, Saugleistung 60 l/s

²CompactFullRange Gauge, Fa. Pfeiffer

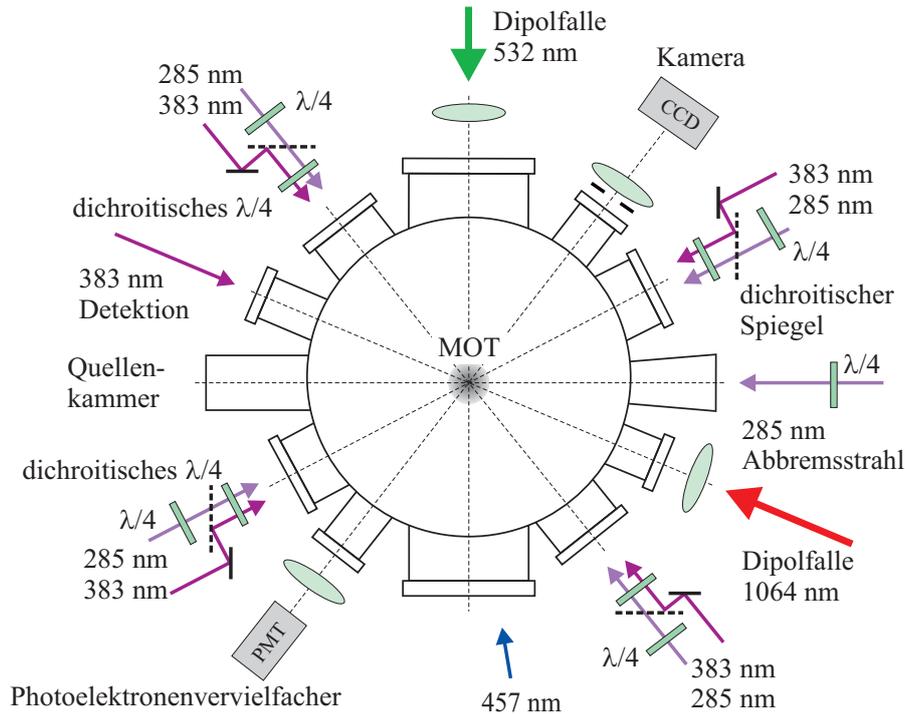


Abbildung 2.2: Schematische Zeichnung der optischen Zugänge in der horizontalen Ebene der Hauptkammer. Das dritte Strahlenpaar der magneto-optischen Fallen verläuft senkrecht zur Zeichenebene. Die Zeichnung ist aus [46] entnommen und angepasst. Der Detektionsstrahl zur Temperaturmessung und die Dipolfälle bei 1064 nm werden nicht gleichzeitig verwendet.

Die Hauptkammer besteht aus einem Edelstahlzylinder³ mit einem Durchmesser von 210 mm. Die Zylinderachse ist vertikal angeordnet und weist DN200CF-Flansche auf. In der Horizontalen befinden sich zwölf weitere Flansche der Größen DN40CF und DN63CF, von denen zehn als optischer Zugang verwendet werden können (siehe Abbildung 2.2). An den beiden anderen Flanschen befindet sich die Quellenkammer sowie ein Kreuz mit einer Turbomolekularpumpe⁴, einer Ionengetterpumpe⁵, einem Vakuummessgerät⁶ und einem Fenster für den Abbremsstrahl. Die Pumpen erzeugen in der Hauptkammer einen Druck von $4 \times 10^{-10} - 8 \times 10^{-10}$ mbar. Als vertikale Fenster werden spezielle Topfflansche verwendet, die es ermöglichen, die Spulen für das Quadrupolfeld mit einem relativ geringen Abstand einzubauen. Diese Fenster werden für das Licht der magneto-optischen Fallen verwendet. Die Fenster in der horizontalen Ebene sind einfach zugänglich und können so leicht den experimentellen Anforderungen angepasst werden. Vier

³Eine bemaßte Zeichnung ist in [47] zu finden.

⁴TMU 260, Fa. Pfeiffer, Saugleistung 200 l/s

⁵Star-Cell VacIon, Fa. Varian, Saugleistung 120 l/s

⁶Kaltkathoden-Messröhre KR-70, Fa. Balzer

weitere Fenster werden für das Licht von S-MOT und T-MOT verwendet, ein weiteres Fensterpaar zur Detektion (CCD-Kamera und Photoelektronenvervielfacher). Zwei Fenster sind für Licht der Wellenlänge 457 nm entspiegelt und mit Indium abgedichtet, um mechanische Spannungen und damit eine Deformation von Wellenfronten für atominterferometrische Experimente zu vermeiden [46]. Diese Zugänge werden für den Dipolfallenlaser der Wellenlänge 532 nm sowie das Licht zum Transfer der Atome in die metastabilen Zustände verwendet. Das verbleibende Fensterpaar weist eine Entspiegelung für die Wellenlänge 1030 nm auf und wird für die Dipolfalle im infraroten Spektralbereich verwendet. Bei den Fenstern für das Licht der magneto-optischen Fallen konnte eine Abnahme der Transmission über mehrere Monate Betriebsdauer beobachtet werden [49]. Dies könnte durch das Licht der Wellenlänge 285 nm oder Ablagerungen von Magnesium verursacht worden sein. Dies stellt insbesondere bei den Fenstern in vertikaler Richtung ein Problem dar, da diese nur mit großem Aufwand ausgewechselt werden können.

2.2.2 Magnetfelder

Quadrupolfeld

Beim Betrieb von magneto-optischen Fallen wird ein magnetisches Quadrupolfeld verwendet, um mit Hilfe einer ortsabhängigen Zeemanverschiebung einen räumlichen Einschluss von Atomen zu erzielen. Dies wird im Experimentaufbau durch zwei Spulen in Anti-Helmholtz Konfiguration erreicht. In einer solchen Konfiguration ist der Magnetfeldgradient am Nullpunkt entlang der Spulenachse stets doppelt so groß wie in der dazu senkrechten Ebene⁷. Die Spulen bestehen aus einem Kupfer-Hohldraht der zur Kühlung von Wasser mit einem Druck von 10 bar durchflossen wird. Bei einem typischen Strom von 200 A beträgt der erreichbare Magnetfeldgradient 1,3 T/m bzw. 0,65 T/m. Dabei erwärmt sich das Kühlwasser auf etwa 65 °C. Der Spulenstrom wird mit einem IGBT⁸ mit einer variablen Steuerspannung stufenlos geschaltet. Das Quadrupolfeld kann bei Ansteuerung mit einer kontinuierlich abnehmenden Spannung mit einer minimalen Zeitkonstante von etwa 1 ms abgeschaltet werden [46]. Durch den relativ großen Magnetfeldgradienten können Atome im Zustand 3P_2 in diesem Quadrupolfeld auch rein magnetisch gespeichert werden [49].

Homogene Magnetfelder

An der Vakuumkammer befinden sich insgesamt vier Spulenpaare zur Erzeugung von homogenen Magnetfeldern. Drei zueinander senkrechte Spulenpaare können verwendet werden, um im Labor auftretende Magnetfelder, wie z. B. das Erdmagnetfeld zu kompensieren. Diese wurden im Rahmen von [48] aufgebaut und

⁷Dies folgt aus $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ und Symmetrieüberlegungen.

⁸engl.: Insulated Gate Bipolar Transistor, Toshiba MG300Q1US51, Fa. Farnell

können in jeder Richtung bis zu 0,1 mT erzeugen. Diese Spulen werden in der vorliegenden Arbeit nicht verwendet, da für die hier beschriebenen Experimente kleine Restmagnetfelder nicht kritisch sind.

Ein weiteres Spulenpaar wird durch Wicklungen um die DN200CF-Flansche realisiert. Damit kann entlang der Spulenachse der Quadrupolspulen ein Magnetfeld von $1,05 \times 10^{-4}$ T/A erzeugt werden. Der Strom ist durch Erwärmung der Spulen auf etwa 4 A begrenzt. Diese Spulen werden zur Messung des Dopplerprofils (siehe Abschnitt 4.3.6) verwendet, um die magnetischen Unterzustände mit $m_J \neq 0$ in der Frequenz zu verschieben. Diese Spulen können auch verwendet werden, um für die Präzisionsspektroskopie des Überganges $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ eine Quantisierungsachse zu definieren [46].

2.3 Nahresonante Lichtquellen

Zum optischen Kühlen sowie zur Präparation bestimmter atomarer Zustände und zur optischen Detektion von Atomen ist nahresonantes, schmalbandiges Licht notwendig. Dieses wird über mehrere Laser und resonante Frequenzverdopplungen (engl.: Second Harmonic Generation, SHG) erzeugt. Die Laserquellen sind in der Frequenz durchstimmbar und werden auf oder in der Nähe der atomaren Übergänge in der Frequenz stabilisiert. Die mit Lasern adressierten atomaren Übergänge sind in Abbildung 2.1 dargestellt. Neben den hier beschriebenen Lasersystemen werden auch Laser mit einer großen Verstimmung zu atomaren Übergängen für die optische Dipolfalle verwendet (siehe Kapitel 4).

2.3.1 Farbstofflaser und Frequenzverdopplung für S-MOT

Zum Betrieb der S-MOT wird Licht der Wellenlänge 285 nm mit einer Leistung von einigen 10 mW benötigt. Da es in diesem Spektralbereich keine durchstimmbaren kontinuierlichen Laser gibt, muss das Licht durch nichtlineare Konversionsprozesse erzeugt werden. Die S-MOT stellt die notwendige Grundlage für alle hier dargestellten Experimente dar, daher soll das Lasersystem möglichst einfach und wartungsarm sein. Eine Möglichkeit wäre die zweifache Frequenzverdopplung eines Lasers der Wellenlänge 1140 nm, allerdings steht bei dieser Wellenlänge bisher kein Laser mit ausreichender Leistung (> 2 W) zur Verfügung. Die Realisierbarkeit eines solchen Systems wird aber zurzeit untersucht⁹. Licht der Wellenlänge 570 nm kann auch mit einem Polymerlaser erzeugt werden [51], allerdings sind die bisher erreichbaren Ausgangsleistungen für die hier beschriebenen Experimente nicht ausreichend.

Es ist ebenfalls möglich, die erforderliche Strahlung durch Frequenzverdreifung eines Titan-Saphir Lasers zu erzeugen [52]. Die Frequenz wird dazu zunächst verdoppelt und dann mit der Grundwelle gemischt, was also zwei Stufen mit nichtlinearen Kristallen erfordert, wobei insbesondere die resonante Summenfrequenzmischung aufwändig ist.

Für die Experimente dieser Dissertation wird als Lichtquelle ein Farbstofflaser [53, 54] verwendet. Dieses System wurde zuletzt in [49] durch die Verwendung einer optischen Faser zum Transport des Lichts vom Farbstofflaser zur Frequenzverdopplung modifiziert. Die Veränderungen im Rahmen dieser Arbeit verfolgen das Ziel, mit dem Lasersystem einen stabilen und zuverlässigen Betrieb zu erreichen und dabei den täglichen Justageaufwand zu minimieren. Dazu wurden folgende Modifikationen vorgenommen:

- Aufbau eines Gehäuses um den Resonator des Farbstofflasers. Diese Maßnahme verbessert sowohl die passive Stabilität als auch die Sicherheit.

⁹Fa. Toptica Photonics

- Die bisherige Vorstabilisierung war durch die Linienbreite des verwendeten Resonators begrenzt. Ein neuer Resonator mit höherer Finesse ermöglicht eine geringere Linienbreite des Lasers, wodurch insbesondere das Intensitätsrauschen des Lichts nach der Frequenzverdopplung verringert wird.
- Austausch zahlreicher Elektronikkomponenten, insbesondere der PID-Regler gegen institutsinterne Standardgeräte [55].
- Umbau der Absolutfrequenzstabilisierung: Die Stabilisierung auf einen molekularen I₂-Übergang erfolgt nun mit Frequenzmodulationsspektroskopie.
- Anbindung der Stabilisierungsstufen durch optische Fasern. Dadurch muss bei Veränderungen der Strahlage aus dem Laser nur die Einkopplung in eine Faser optimiert werden und nicht der gesamte Strahlengang des Spektroskopieaufbaus.

Farbstofflaser

Der Farbstofflaser ist ein selbstgebauter Ringlaser [56] und verwendet den Farbstoff Rhodamin 6G. Bei einer Wellenlänge von 570 nm beträgt die maximale Ausgangsleistung 1,5 W. Der Farbstofflaser wird durch einen DPSS-Laser¹⁰ mit einer Leistung von 10 W bei einer Wellenlänge von 532 nm gepumpt. Der Resonator enthält drei frequenzselektive Elemente, einen Lyot-Filter, ein variables Etalon und einen Spiegel, der mit Hilfe eines Piezoaktors die Resonatorlänge variiert. Dieser Spiegel wird zur Frequenzstabilisierung verwendet. Die Polarisation wird im Resonator durch einen Faraday-Rotator (richtungsabhängig) sowie einen Spiegel außerhalb der Resonatorebene (richtungsunabhängig) [57] gedreht. Dadurch ist ein stabiler Laserbetrieb nur in einer Umlaufrichtung möglich. Alle Resonatorspiegel sind auf einer Granitplatte befestigt, um eine hohe mechanische Stabilität zu erreichen. Eine Aufbauskinne des Lasersystems mit den Elementen zur Frequenzstabilisierung ist in Abbildung 2.3 gegeben.

Direkt hinter dem Laserresonator wird Licht, das durch einen hochreflektierenden (HR) Spiegel transmittiert wird, zu einem Resonator geführt, der über ein Galvoplättchen durchstimmbaar ist. Damit kann das Emissionsspektrum des Farbstofflasers, insbesondere während Justagearbeiten beobachtet werden. Das ist in größerer Entfernung zum Laser nicht mehr möglich, da bei der Justage des Laserresonators sich im Allgemeinen auch die Richtung des emittierten Strahls ändert. Dieser Resonator sowie der Laseraufbau befinden sich in einem Gehäuse, um die passive Stabilität des Lasers – insbesondere die Sensitivität auf laborinterne Luftströmungen – zu verbessern. Das Gehäuse erhöht im Betrieb zudem die Lasersicherheit. Die Transmission durch einen weiteren HR Spiegel wird verwendet, um die Frequenz

¹⁰diodengepumpter Festkörperlaser Verdi V 10, Fa Coherent; DPSS steht für Diode Pumped Solid State (engl.)

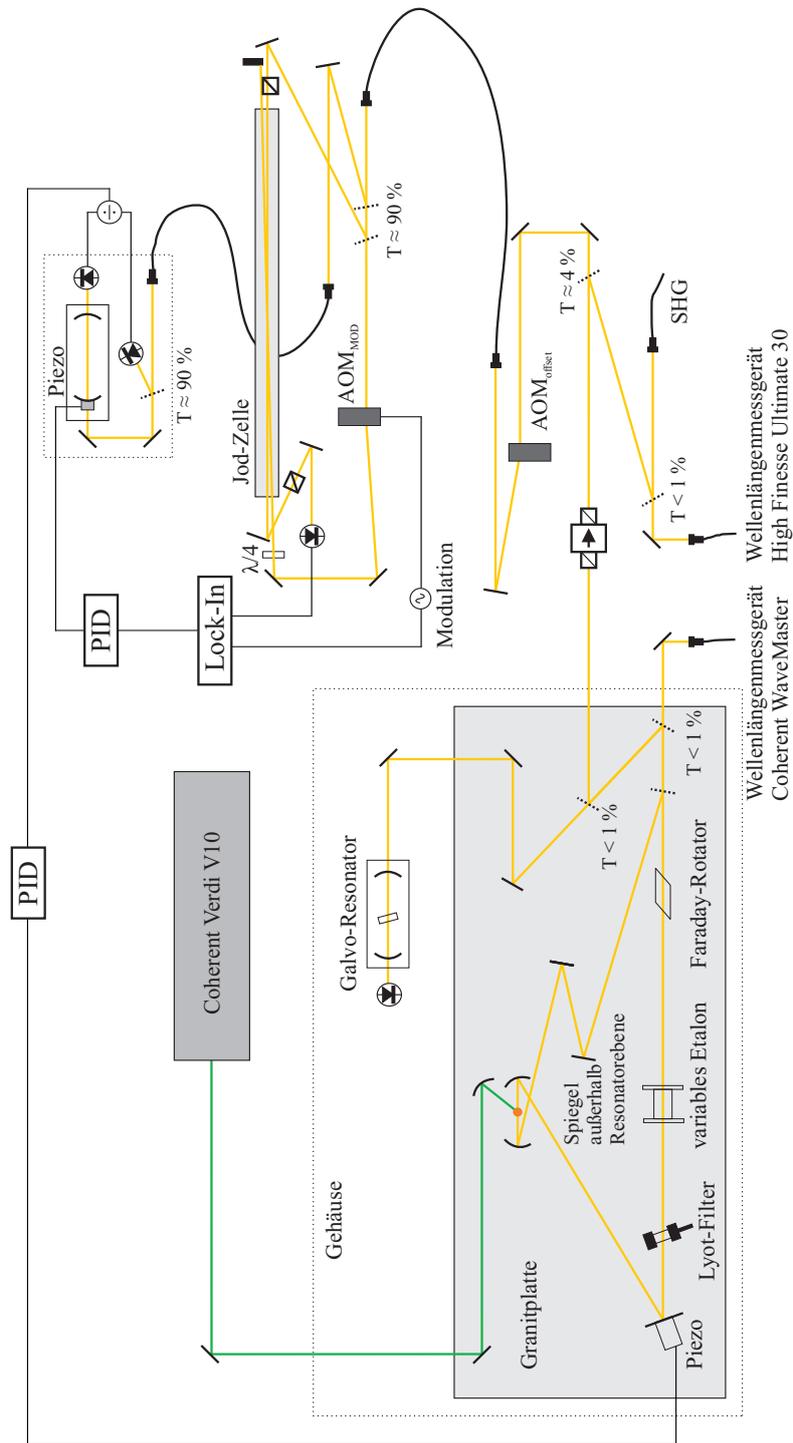


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau des Farbstofflasersystems mit den Elementen zur Frequenzstabilisierung. Die Messung der Ausgangsleistung des Farbstofflasers wird direkt vor dem optischen Isolator durchgeführt.

des Lasers über ein Wellenlängenmessgerät¹¹ zu beobachten. Der Laser wird durch einen optischen Isolator¹² vor Licht, das durch optische Elemente im Strahlengang zurück in den Laser reflektiert werden kann, geschützt. Dieses reflektierte Licht kann wie ein externer Resonator die Frequenz des Lasers beeinflussen und damit die Stabilität verringern. Hinter dem optischen Isolator wird über einen teilreflektierenden Spiegel Licht zur Frequenzstabilisierung abgezweigt. Der Hauptstrahl wird über eine polarisationserhaltende Einmodenfaser¹³ zur Frequenzverdopplung auf dem optischen Tisch mit der Vakuumkammer geführt. Bei einer typischen Ausgangsleistung des Lasers von 1,2 W steht vor der Faser etwa 1 W zur Verfügung. Die Effizienz der Faser beträgt bis zu 70 %. Durch einen hochreflektierenden Spiegel transmittiertes Licht wird in einem weiteren Strahlengang verwendet, um die Frequenz des Lasers mit einem Hochpräzisions-Wellenlängenmessgerät¹⁴ zu messen (siehe Abbildung 2.3).

Frequenzstabilisierung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die gesamte Frequenzstabilisierung des Farbstofflasers neu aufgebaut und dabei die optischen und elektronischen Komponenten modernisiert. Dabei wurde das Prinzip beibehalten, jedoch wird jetzt zur Vorstabilisierung ein Resonator mit höherer Finesse verwendet und das System ist durch die Verwendung optischer Fasern weniger justageanfällig. So beeinflusst eine Änderung der Strahlage am Farbstofflaser, wie sie z. B. durch Justagearbeiten auftreten kann, nicht mehr die Strahlage in der dopplerfreien Spektroskopie. In diesem Fall muss lediglich die Einkopplung in die Faser angepasst werden um der Stabilisierung genügend Licht zur Verfügung zu stellen. Außerdem befindet sich der optische Isolator nun vor dem teilreflektierenden Spiegel, der Licht zur Frequenzstabilisierung abzweigt und damit ist eine optische Rückkopplung durch Licht aus der Stabilisierungsstufe nun nicht mehr möglich. Zur Erzeugung des Fehlersignals mittels Spektroskopie wird nun die Frequenzmodulations-Technik verwendet.

Die Frequenzstabilisierung des Farbstofflasers erfolgt in zwei Stufen: Zunächst wird der Laser auf einen optischen Resonator vorstabilisiert und dann in einer zweiten Stufe über eine Spektroskopie an I₂-Molekülen in der Absolutfrequenz stabilisiert. Das Licht wird dazu zunächst mit einem akusto-optischen Modulator (AOM_{offset}) in der Frequenz verschoben. Anschließend wird das Licht über eine polarisationserhaltende Einmodenfaser zur Frequenzstabilisierung gebracht.

Nach dieser Faser stehen typischerweise 7 mW zur Frequenzstabilisierung zur Verfügung. Ein Teil ($\approx 10\%$) wird über eine weitere Faser zu einem konfokalen Resonator geführt. Dieser Resonator¹⁵ befindet sich zur passiven Temperatursta-

¹¹WaveMaster, Fa. Coherent, Genauigkeit: 1 GHz

¹²711A, Fa. Conoptics, Isolation: 40 dB

¹³High Power FDS-A-P-12-S-532-2.0-2.0, Fa Point Source

¹⁴WS Ultimate 30, Fa. High Finesse, Genauigkeit: 30 MHz

¹⁵Linienbreite: 3 MHz, Modenabstand $\Delta\nu = c/(4L) = 1$ GHz

Isotop	$\nu_{\text{Farbstofflaser}}/\text{MHz}$	$f(\text{AOM}_{\text{offset}})/\text{MHz}$	Komponente von R115(20-1)
^{24}Mg	525 405 366	− 88	t
^{25}Mg	525 405 738	− 93	o
^{26}Mg	525 406 074	+ 72	c

Tabelle 2.1: Farbstofflaserfrequenz sowie Parameter für die Polarisationspektroskopie zum Kühlen und Speichern verschiedener Mg-Isotope in der S-MOT. Der Laser ist dabei resonant mit dem Übergang $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$. Die für die MOT notwendige Verstimmung wird nach der Frequenzverdopplung durch einen AOM auf etwa eine Linienbreite eingestellt. Das Vorzeichen der AOM-Frequenz bezeichnet die +1./−1. Beugungsordnung. Die Resonanzfrequenz für ^{24}Mg wird aus [58] und die Isotopieverschiebung aus [59] entnommen. Die Frequenz der Hyperfeinkomponenten der Jodlinie R115(20-1) sind aus einem Jod-Atlas [60] übernommen.

bilisierung zusammen mit zwei Photodioden in einem separaten Gehäuse. Der Resonator weist eine verbleibende Drift von weniger als 1 MHz/s auf und die Länge kann über einen Piezoaktor verändert werden. Mit den Photodioden werden die Gesamtleistung vor dem Resonator sowie die durch den Resonator transmittierte Leistung gemessen. Aus diesen beiden Signalen wird ein normiertes Fehlersignal für eine Flankenstabilisierung erzeugt und der Laser auf den konfokalen Resonator stabilisiert.

Zur Stabilisierung der Absolutfrequenz wird der Laser über eine dopplerfreie Polarisations-Spektroskopie [61] an den R115(20-1)-Übergang des I_2 -Moleküls angebunden. Dieser Übergang weist mehrere Hyperfeinkomponenten auf. Zur Spektroskopie der Jodmoleküle wird der Strahl in einen schwachen Abfrage- und einen starken Pumpstrahl aufgespalten. Der Abfragestrahl durchläuft zunächst einen Polarisator, dann eine 50 cm lange Glaszelle mit den Jodmolekülen auf Raumtemperatur und schließlich einen weiteren, um 90° gedrehten Polarisator. Anschließend wird das Licht mit einer Photodiode¹⁶ detektiert. Der Pumpstrahl durchläuft einen zweiten AOM (AOM_{MOD} , 80 MHz, +1. Ordnung), wird durch eine $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte zirkular polarisiert und anschließend mit dem Abfragestrahl in kleinem Winkel und entgegengesetzter Richtung überlagert. In der Nähe einer molekularen Resonanz wird die Polarisation des Abfragestrahls durch den Pumpstrahl gedreht und ein Signal auf der Photodiode erzeugt. Der Pumpstrahl wird durch den AOM in der Frequenz moduliert und mit Hilfe eines Lock-In Verstärkers¹⁷ wird ein dispersives Fehlersignal erzeugt (Frequenzmodulationsspektroskopie, siehe [62]). Damit wird der Piezoaktor im konfokalen Resonator über einen PID-Regler angesteuert und der Laser in der Frequenz stabilisiert.

Die S-MOT wird für die hier beschriebenen Experimente in der Regel mit einer Verstimmung von etwa einer Linienbreite betrieben. Da nach der Frequenzverdopp-

¹⁶DET10A-M, Fa. Thorlabs

¹⁷LIA-MV-150, Fa. Femto Messtechnik

lung ein AOM mit einer Frequenz von 85 MHz in -1 . Ordnung (siehe Abschnitt 2.6) das Licht um etwa eine Linienbreite rot verstimmt, wird der Laser auf die halbe Frequenz des Überganges $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ stabilisiert. Mit diesem Aufbau können alle stabilen Mg-Isotope in der S-MOT gespeichert werden. Dazu muss lediglich die Frequenz und Beugungsordnung von $\text{AOM}_{\text{offset}}$ sowie die gewählte Jod-Linie angepasst werden (siehe Tabelle 2.1).

Resonante Frequenzverdopplung zur Erzeugung von 285 nm

Durch eine 12 m lange, polarisationserhaltende Einmodenfasern wird das Licht des Farbstofflasers in den Nebenraum auf den Tisch mit der Vakuumkammer transportiert. Die Frequenzverdopplung erfolgt mit Hilfe eines BBO^{18} -Kristalls, da dieser von den bei 285 nm zur Verfügung stehenden Kristallen die höchste Nichtlinearität aufweist. Um die Frequenzverdopplung effizient zu betreiben, befindet sich der Kristall in einem Resonator in Doppel-Z-Konfiguration, mit dem eine Überhöhung der zur Verfügung stehenden Leistung ohne stehende Wellen möglich ist. Die Überhöhung wird durch die Transmission des Einkoppelspiegels eingestellt, ist aber durch die Absorption des Kristalls limitiert. Eine weitere Randbedingung stellt die Linienbreite des verwendeten Lichts der fundamentalen Wellenlänge dar. Wenn diese Linienbreite nicht deutlich kleiner als die des Verdopplungsresonators ist, wird bei der resonanten Frequenzverdopplung Frequenzrauschen in Intensitätsrauschen transformiert. Durch diesen Effekt war die erzeugbare UV-Leistung in früheren Arbeiten begrenzt [49]. Durch die Verbesserungen in der Stabilität des Farbstofflasers kann nun der Einkoppelspiegel optimal gewählt werden¹⁹, wobei das hochfrequente Intensitätsrauschen nur noch etwa 5 % beträgt.

Der mechanische und elektronische Aufbau dieses Systems erfolgte im Rahmen einer Diplomarbeit [63]. Als PID-Regler wird nun das institutsinterne Standardgerät verwendet. Dieses Gerät ermöglicht auch die einfache Umsetzung einer vollautomatischen Regelung (Re-Lock). Mit 700 mW Laserleistung bei der fundamentalen Wellenlänge können mehr als 130 mW Licht der Wellenlänge 285 nm erzeugt werden. Mit den verwendeten Kristallen ist eine stabile Erzeugung von Licht der Wellenlänge 285 nm über mehrere Monate möglich, bevor die erreichbare Leistung absinkt und der Kristall ersetzt werden muss. Da für Licht dieser Wellenlänge keine optischen Fasern verfügbar sind, erfolgt der optische Aufbau der S-MOT direkt nach der Frequenzverdopplung (siehe Abschnitt 2.6).

2.3.2 Lasersystem für eine MOT im Triplettsystem

Zum Betrieb der T-MOT sind neben dem Kühllaser auf dem Übergang $^3P_2 \rightarrow ^3D_3$ zwei Rückpump Laser auf den Übergängen $^3P_1 \rightarrow ^3D_2$ und $^3P_0 \rightarrow ^3D_1$ notwendig.

¹⁸ β -Bariumborat ($\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$), Kristalllänge: 8 mm, Fa. GWU

¹⁹Transmission $T = 1,2\%$ bei 570 nm

Durch den Frequenzabstand dieser Übergänge von 600 GHz bzw. 1,2 THz ist das Rückpumpen nicht durch die Erzeugung von Seitenbändern durch Modulation möglich. Daher werden drei unabhängige Lasersysteme bei der Wellenlänge 383 nm benötigt. Licht dieser Wellenlänge kann durch Frequenzverdopplung eines Titan-Saphir Lasers erzeugt werden [64]. Seit wenigen Jahren sind auch deutlich kostengünstigere halbleiterbasierte Lasersysteme mit mehr als einem Watt Ausgangsleistung bei der Wellenlänge 766 nm verfügbar. In zwei vorangegangenen Arbeiten [65, 46] wurden drei verstärkte Diodenlasersysteme mit resonanter Frequenzverdopplung zur Erzeugung von Licht der Wellenlänge 383 nm aufgebaut. Dieses Lasersystem wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit folgendermaßen erweitert:

- Zur Stabilisierung der Absolutfrequenz werden die drei Laser zunächst auf einen optischen Referenzresonator stabilisiert. Durch Modulation der drei Laser mit verschiedenen Frequenzen werden drei unabhängige Fehlersignale mit dem Pound-Drever-Hall Verfahren erzeugt. Die Stabilisierung der Absolutfrequenz erfolgt mit Hilfe eines hochpräzisen Wellenlängenmessgerätes. Dieses Konzept wurde in Zusammenarbeit mit [46] entwickelt und umgesetzt.
- Um die Begrenzung durch das Wellenlängenmessgerätes zu überwinden, wird ein vierter Laser bei der Wellenlänge 766 nm mit einer atomaren Referenz (Kalium D2-Linie) zur Stabilisierung der Absolutfrequenz verwendet. Dieser Laser wird ebenfalls in den Resonator eingekoppelt und die Länge des Resonators wird stabilisiert.

Diodenlaser und Verstärker

Um das Licht für die T-MOT zu erzeugen und die Frequenz der Laser zu stabilisieren werden insgesamt vier Diodenlasersysteme verwendet. Die Leistung von dreien dieser Systeme wird mit Trapezverstärkern erhöht und nach Frequenzverdopplung für die T-MOT verwendet. Der vierte Diodenlaser wird zur Frequenzstabilisierung benötigt. Das aktive Element der Diodenlasersysteme ist eine AR-beschichtete Laserdiode²⁰, die im Wellenlängenbereich 750 – 790 nm betrieben werden kann. Diese Dioden werden mit einem externen Resonator (engl.: External Cavity Diode Laser, ECDL) in Littrow-Konfiguration betrieben [66, 67]. Die Emissionswellenlänge kann über Strom, Temperatur der Diode sowie die Verkippung des Gitters im externen Resonator eingestellt werden. Letzteres ist mit einem Piezoaktor möglich und wird neben dem Diodenstrom zur Frequenzstabilisierung verwendet. Ein optischer Isolator²¹ direkt hinter dem externen Resonatoraufbau verhindert, dass zurück reflektiertes Licht die Laserdiode erreicht und die Frequenz des Lasers beeinflusst und damit zu einem instabilen Betrieb führt. Die Ausgangsleistung eines

²⁰RWE-0790-04000-750-SOT01-000, Fa. Eagleyard

²¹I-80-U-4, Fa. Döhlerer Elektrooptik, Isolation: 60 dB

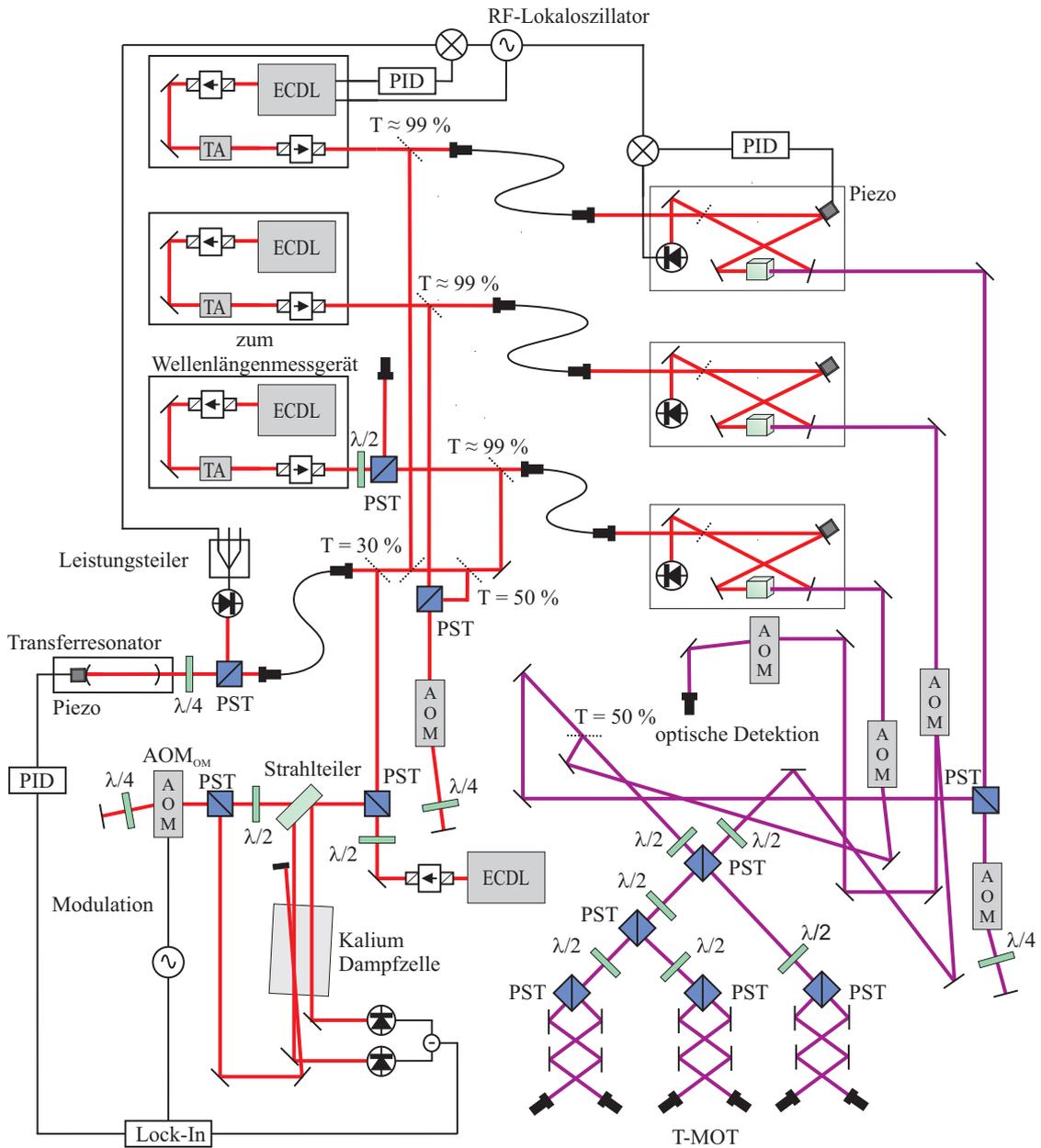


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau des Lasersystems für die T-MOT. Der elektronische Teil der Stabilisierung ist nur für einen Laser dargestellt. Das Bild zeigt den Aufbau für die Absolutfrequenzstabilisierung mit Kalium-Spektroskopie. Die Frequenz aller Laser kann mit einem Wellenlängenmessgerät (nicht dargestellt) überwacht werden. PST: polarisierender Strahlteiler

solchen Diodenlasers beträgt nach dem optischen Isolator etwa 30 mW. Für den nur zur Frequenzstabilisierung verwendeten Laser werden nach dem Isolator etwa 10 mW für die Stabilisierung auf den Referenzresonator abgezweigt. Bei den anderen Lasern wird die gesamte Ausgangsleistung in einen Trapezverstärker²² (engl.: Tapered Amplifier, TA) eingekoppelt. Diese Verstärker haben eine nominelle Ausgangsleistung von 1,5 W, jedoch ist im Betrieb nach dem Verstärker ein weiterer optischer Isolator²³ notwendig, da zurückreflektiertes Licht im TA ebenfalls verstärkt wird und diesen dabei beschädigen kann. Hinter dem Isolator steht eine Ausgangsleistung von mehr als einem Watt zur Verfügung. Wenn im Experiment weniger Leistung benötigt wird, so kann diese durch eine $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte und einen polarisierenden Strahlteiler abgeschwächt werden. Die Ausgangsleistung des Verstärkers sollte nicht durch einen niedrigeren Strom reduziert werden, da sich dabei auch das Strahlprofil ändert. Mit einem schwach transmittierenden Spiegel werden etwa 10 mW für die Frequenzstabilisierung entnommen. Die verbleibende Leistung wird durch eine Einmodenfaser räumlich gefiltert, um die Justage der nachfolgenden Frequenzverdopplung zu erleichtern. Am Ausgang dieser Faser stehen bis zu 700 mW zur Verfügung.

Frequenzstabilisierung

Die Frequenzstabilisierung der drei Diodenlaser stellt eine besondere Herausforderung dar. Die Frequenzabstände (mehrere hundert GHz) sind zu groß, um die Schwebungsfrequenz direkt messen und stabilisieren zu können. Die Frequenzabstände sind aber nicht groß genug, um die entsprechenden Wellenlängen mit optischen Interferenzfiltern trennen zu können. Die Spektroskopie der entsprechenden Übergänge ist nicht wie bei Alkaliatomen in einer Dampfzelle möglich, da der Dampfdruck im Bereich der Raumtemperatur nicht ausreichend ist und Atome zunächst in die metastabilen 3P -Zustände gebracht werden müssen. Für metastabile Edelgase kann die Besetzung der entsprechenden Zustände in einer Gaszelle durch eine Entladung erfolgen [68]. Für Calcium wurde die Spektroskopie von Triplettübergängen und die Stabilisierung von Lasern in einer Entladung durchgeführt, in die durch einen Ofen Calciumatome eingebracht werden [69]. Dieses Konzept kann auch auf die Spektroskopie von metastabilem Magnesium übertragen werden, ist jedoch relativ aufwändig und erfordert eine regelmäßige Wartung.

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Frequenz der Laser daher bei der fundamentalen Wellenlänge von 766 nm in einem zweistufigen Verfahren stabilisiert. Zunächst werden alle vier Laser an einen durchstimmbaren Resonator mit kleinem Modenabstand angebunden und damit relativ stabilisiert. Mit dem nicht verstärkten Laser wird außerdem in einer Dampfzelle die D2-Linie von Kalium spektroskopiert. Mit dem Fehlersignal dieser Spektroskopie wird ein Piezoaktor im Resonator

²²TPA-0765-01500-3006-CMT03-0000, Fa. Eagleyard

²³I-80-T-5-M, Fa. Döhlerer Elektrooptik, Isolation: 35 dB

angesteuert, der diesen Laser auf einen atomaren Übergang stabilisiert. Dadurch werden auch die optische Resonatorlänge und damit die Absolutfrequenz der anderen drei Laser stabilisiert.

Resonator Der Resonator erfüllt für das Lasersystem zwei Aufgaben. Er ermöglicht durch die schnelle Anbindung der Lasersysteme die Verringerung des hochfrequenten Rauschens und gleichzeitig die relative Frequenzstabilisierung auch auf langen Zeitskalen. Der erste Punkt ist für die Frequenzverdopplung wichtig, bei der eine kleinere Linienbreite des Lasers eine stärkere Überhöhung im Resonator ermöglicht. Der zweite Punkt ermöglicht die Absolutfrequenzstabilisierung aller Laser mit einer einzigen Referenz. Um die Frequenz der Laser möglichst variabel einstellen zu können, ist ein freier Spektralbereich von etwa 100 MHz gut geeignet, da verbleibende Frequenzdifferenzen zu atomaren Übergängen mit einem AOM, der ohnehin zum Schalten der Laser benötigt wird, eingestellt werden können. Dabei soll der Resonator zur Verbesserung der passiven Stabilität kompakt aufgebaut werden und dabei nicht justageanfällig sein.

Diese Bedingungen können durch die gleichzeitige Anregung zahlreicher höherer Transversalmoden erreicht werden. Unter geeigneten Bedingungen kann so ein äquidistantes Modenspektrum mit einem im Vergleich zum freien Spektralbereiche deutlich geringeren Abstand erzeugt werden. Für die Resonanzfrequenzen eines Resonators mit zwei Spiegeln im Abstand L gilt in paraxialer Näherung (siehe z. B. [70]):

$$\nu_{p,q} = \frac{c}{2L} \left(p + \frac{q+1}{\pi} \arccos \sqrt{g_1 g_2} \right) \quad (2.1)$$

mit den Modenzahlen $p \in \mathbb{N}$ (longitudinal) und $q \in \mathbb{N}_0$ (Summe der beiden transversalen) und der Lichtgeschwindigkeit c . Der erste Summand in der Klammer entspricht der geometrischen Phase für einen Umlauf im Resonator während der zweite Term die Gouy-Phase darstellt. Für die g_i gilt:

$$g_i = 1 - \frac{L}{R_i} \quad (2.2)$$

Dabei bezeichnet R_i den Krümmungsradius des jeweiligen Resonatorspiegels.

Im Allgemeinen resultiert daraus ein Modenspektrum ohne erkennbare Regelmäßigkeit, falls nicht bevorzugt in eine bestimmte transversale Resonatormode eingekoppelt wird. Bei einer Modenanpassung auf die Grundmode folgt für den Modenabstand im Frequenzraum (freier Spektralbereich) $\Delta\nu = \nu_{p+1,0} - \nu_{p,0} = c/2L$. Falls keine solche Modenanpassung vorliegt, werden auch höhere Transversalmoden angeregt. Bei geeigneter Wahl der g_i ist die Frequenz der Transversalmoden nach mehreren freien Spektralbereichen mit der Frequenz der Grundmode entartet. Dafür gilt folgende Bedingung (analog zu [71], jedoch allgemeiner):

$$\nu_{p,q+N_e} = \nu_{p+j,q} \quad (2.3)$$

Daraus folgt mit Gleichung 2.1:

$$\sqrt{g_1 g_2} = \cos\left(\frac{\pi j}{N_e}\right) \quad \text{mit } j, N_e \text{ teilerfremd und } j < N_e \quad (2.4)$$

Die zusätzlichen Bedingungen verhindern dabei, dass einzelne Werte mehrfach gezählt werden. Für den Modenabstand benachbarter Resonanzen $\Delta\nu$ gilt nun:

$$\Delta\nu = \nu_{p,q} - \nu_{p,q-1} = \frac{c}{2N_e L} \quad (2.5)$$

Der bekannteste Spezialfall hiervon ist der *konfokale* Resonator mit:

$$R_1 = R_2 = L, \quad g_1 = g_2 = 0, \quad N_e = 2, \quad \Delta\nu = \frac{c}{4L} \quad (2.6)$$

Natürlich kann durch Modenanpassung auch in diesen Fällen bevorzugt die TEM₀₀-Mode angeregt werden. Wenn das Licht ohne besondere Modenanpassung auf den Resonator gegeben wird und damit sehr viele transversale Moden angeregt werden, so sind im Falle der oben genannten Entartung alle sichtbaren Moden für Stabilisierungszwecke gleichwertig, d. h. sie weisen identische Werte für Transmission und Reflexion auf.

Der im Experiment verwendete Resonator besteht aus einem Abstandshalter aus Quarzglas ($L = 75$ mm) sowie einem flachen ($R_1 = \infty$) und einem konkaven Spiegel ($R_2 = 100$ mm). Der Abstand zwischen den Spiegeln kann mit einer Feingewindeschraube um etwa ± 10 mm variiert werden. Außerdem befindet sich an einem der Spiegel ein Piezoaktor, mit dem der Resonator um zahlreiche freie Spektralbereiche durchgestimmt werden kann. Dieser Aktor wird auch zur Stabilisierung der Resonatorlänge angesteuert. Der gesamte Resonator befindet sich in einem abgedichteten und temperaturstabilisierten Gehäuse. Das Licht wird von den Lasern über eine Einmodenfasern zum Resonator gebracht. Dieser befindet sich auf einer separaten Metallplatte zusammen mit zwei Photodioden zur Detektion des reflektierten bzw. transmittierten Lichtes. Die optischen Strahlwege zwischen den optischen Elementen auf der Metallplatte sind sehr kurz gehalten und der Aufbau befindet sich zur Unterdrückung von möglichen Störeinflüssen in einem separaten Gehäuse. Dadurch ist die Justage äußerst robust und muss nur sehr selten optimiert werden.

Für den im Experiment verwendeten Resonator sind mögliche Lösungen von Gleichung 2.4 in Abbildung 2.5 dargestellt, die $\Delta\nu \approx 100$ MHz ergeben. Die Lösungen sind dabei Schnittpunkte der Kurven mit den horizontalen Linien. Für den Resonator wird die Lösung mit $N_e = 19$ sowie $j = 6$ eingestellt. Für diesen Wert ergibt sich für das Verhältnis L/R_2 aus Resonatorlänge L und Krümmungsradius R_2 des konkaven Spiegels ein Wert von 0,7. Damit folgt für den Modenabstand:

$$\Delta\nu = 112,7 \text{ MHz} \quad (2.7)$$

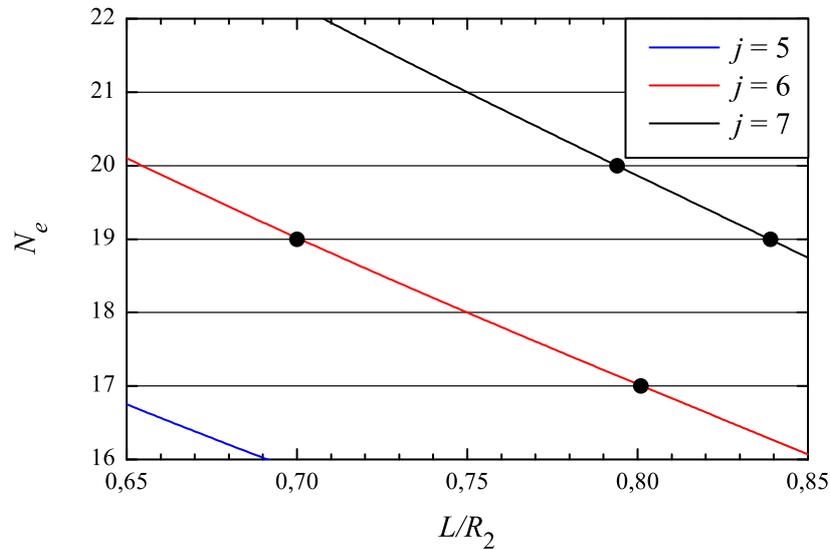


Abbildung 2.5: Mögliche Lösungen von Gleichung 2.4 mit den Parametern des verwendeten Resonators. Über die Feingewindeschraube kann der gesamte dargestellte Bereich eingestellt werden. Die Lösungen sind durch die Schnittpunkte der horizontalen Linien mit den Kurven unter Beachtung der Einschränkungen aus Gleichung 2.4 gegeben. Die erlaubten Lösungen sind durch Punkte gekennzeichnet. Für die gewählte Einstellung gilt: $N_e = 19$; $j = 6$.

Die Genauigkeit dieser Berechnung ist durch die Fertigungstoleranz des gekrümmten Resonatorspiegels von $\pm 1\%$ ²⁴ gegeben. Damit ist auch der berechnete Wert aus Gleichung 2.7 mit einem Fehler von 1% behaftet.

Durch Stabilisierung der Laser auf verschiedene Resonatormoden können Resonanzfrequenzen des Resonators auch mit sehr großem Frequenzabstand bestimmt werden (mehrere hundert GHz). Die Laserfrequenz wird dabei mit einem Präzisions-Wellenlängenmessgerät bestimmt. Damit wird der oben angegebene Wert im Rahmen des durch die Fertigungstoleranz gegebenen Fehlers bestätigt.

Stabilisierung der Laser auf den Resonator Zur Stabilisierung der Laser auf den Resonator wird das Pound-Drever-Hall (PDH) Verfahren [72] verwendet. Über den Stromtreiber kann der Diodenstrom der Laser mit Frequenzen bis zu mehreren 10 MHz moduliert werden. Im Experiment werden Modulationsfrequenzen von 15 – 35 MHz verwendet. Das vom Resonator reflektierte Licht wird mit einer schnellen Photodiode²⁵ detektiert. Nach einer Aufteilung wird dieses Signal in vier Zweigen mit den jeweiligen Modulationsfrequenzen der Laser heruntergemischt und so für jeden Laser ein Fehlersignal zur Stabilisierung auf den Resonator

²⁴Herstellerangabe, Fa. Laseroptik

²⁵PR-X-500M-SI-DC, Fa. Femto Messtechnik

erzeugt. Die Regelung erfolgt mit zweistufigen PID-Reglern [55]. Über den langsamen Regelzweig wird der Piezoaktor der Laser und über den schnellen Zweig der Diodenstrom angesteuert. Die Linienbreite der Laser beträgt nach der Stabilisierung auf den Resonator weniger als ein Megahertz [46].

Absolutfrequenzstabilisierung mit Wellenlängenmessgerät Die Anforderungen an die Absolutfrequenzstabilität der Laser sind durch die relativ große Linienbreite der entsprechenden Übergänge (${}^3P_2 \rightarrow {}^3D_3$: 25,6 MHz) moderat. Daher wurde in [46] eine Stabilisierung mit einem Präzisions-Wellenlängenmessgerät²⁶ entwickelt. Die Genauigkeit des Gerätes ist dabei nicht primär wichtig, da zuerst die Resonanz des Kühlüberganges der T-MOT aufgesucht und dann die Verstimmung entsprechend eingestellt wird. Mit diesem Verfahren ist nur noch die Stabilität des Gerätes relevant. Die Messwerte des Wellenlängenmessgerätes werden mit einem digitalen Regler²⁷ und einem Analog-Ausgabemodul²⁸ zur Stabilisierung der Länge des Referenzresonators verwendet. Allerdings ist die gemessene Frequenz von der Temperatur abhängig. Das Gerät verfügt zwar über einen Temperatursensor, mit dessen Messwerten die gemessene Frequenz korrigiert wird, es zeigt sich jedoch eine verbleibende Drift von einigen Megahertz, die direkt mit einer Temperaturänderung korreliert ist (siehe Abbildung 2.6). Diese Drift wurde auch vom Hersteller bestätigt und befindet sich innerhalb der Spezifikation des Gerätes. Insbesondere bei kleiner Verstimmung der T-MOT führt eine solche Drift jedoch zu einer deutlichen Änderung der Betriebsparameter der Falle, was zu schwer kontrollierbaren systematischen Fehlern führen kann. Deshalb wird in dieser Arbeit eine Absolutfrequenzstabilisierung mit einer atomaren Referenz vorgestellt.

Absolutfrequenzstabilisierung mit Kalium-Spektroskopie Bei einer Wellenlänge von 766 nm kann die D2-Linie von Kalium [73] spektroskopiert und damit zur Frequenzstabilisierung des Lasersystems verwendet werden. Dies ist zwar im Grunde auch mit anderen atomaren Resonanzen, wie der D2-Linie von Rubidium bei 780 nm möglich, jedoch hat die Spektroskopie von Kalium den Vorteil, dass die gesamte Optik sowie die Laserdiode mit der der verstärkten Diodenlasersysteme identisch ist. Ein weiterer Vorteil liegt in dem dann relativ geringen Frequenzabstand der vier Laser (maximal etwa 900 GHz), wodurch Längenänderungen des Resonators, die über lange Zeiträume durchaus auftreten können, sich deutlich schwächer auf den Frequenzabstand der entsprechenden Resonatormoden auswirken.

Die Spektroskopie von Kaliumatomen erfolgt mit Hilfe einer dopplerfreien Sättigungsspektroskopie [74]. Dabei wird die Absorption von zwei schwachen Laser-

²⁶WS Ultimate 30, Fa. High Finesse, Genauigkeit: 30 MHz

²⁷Basierend auf einem LabView-Programm

²⁸RedLab-3103, Fa Meilhaus Electronic

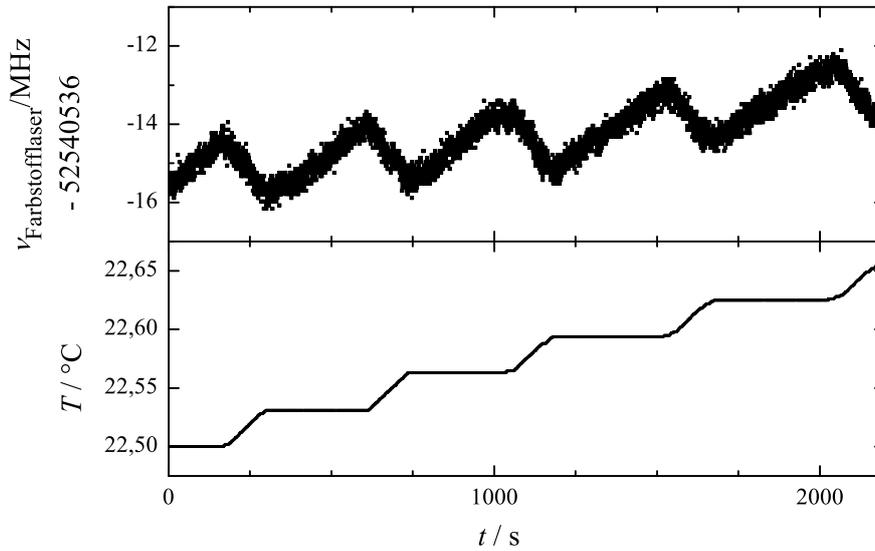


Abbildung 2.6: Temperaturabhängigkeit der Frequenzmessung mit dem Hochpräzisions-Wellenlängenmessgerät. Dargestellt sind die gemessene Frequenz $\nu_{\text{Farbstofflaser}}$ des auf eine molekulare Linie stabilisierten Farbstofflasers und die vom Gerät gemessene Temperatur T als Funktion der Messzeit t . Die Temperaturänderung wird zwar teilweise kompensiert, die gemessene Frequenz kann sich aber trotzdem innerhalb von wenigen Minuten um 2 MHz verändern. Über längere Zeiten ist dieser Effekt noch größer. Ein vergleichbares Verhalten zeigt die Frequenzmessung eines stabilisierten Helium-Neon Lasers.

strahlen in einer geheizten Kalium-Dampfzelle²⁹ mit zwei unabhängigen Photodioden gemessen. Das so detektierte Signal ist jedoch durch den Dopplereffekt stark verbreitert. Einer der beiden Strahlen wird gegenläufig mit einem starken (Pump-) Strahl überlagert, der den atomaren Übergang auf Resonanz sättigt. Da die Dopplerverbreiterung inhomogen ist, werden von den beiden entgegenlaufenden Strahlen nur auf Resonanz dieselben Atome adressiert, womit eine inhomogene Verbreiterung eliminiert werden kann. Die Sättigung des atomaren Überganges durch den Pumpstrahl führt zu einer geringeren Absorption des schwachen Strahls auf der Resonanz. Die beiden Absorptionssignale der schwachen Strahlen werden elektronisch subtrahiert und das Resultat ist eine schmale atomare Resonanzlinie. Die Breite dieser Resonanz ist deutlich geringer als die Dopplerbreite und wird zur Frequenzstabilisierung verwendet.

Zur Stabilisierung auf die atomare Resonanz wird die Frequenz des Pumpstrahls mit einem AOM (AOM_{OM}) moduliert (siehe Aufbau Abbildung 2.4). Aus der Modulationsfrequenz und dem Spektroskopiesignal wird mit Hilfe eines Lock-In-Verstärkers³⁰ ein Fehlersignal analog zu Abschnitt 2.3.1 erzeugt, mit dem die Länge des Referenzresonators geregelt wird. Eine Änderung der Mittenfrequenz von

²⁹CP25075-K, Fa. Thorlabs

³⁰LIA-MV-150, Fa. Femto Messtechnik

AOM_{OM} ermöglicht das gleichzeitige Verstimmen aller vier Laser.

Frequenzverdopplung

Die Erzeugung von Licht der Wellenlänge 383 nm erfolgt wie bei dem Lasersystem für die S-MOT durch resonante Frequenzverdopplung. Für die Frequenzverdopplung von Licht der Wellenlänge 766 nm stehen mehr Kristalle als bei 570 nm zur Verfügung. So ist eine solche Verdopplung mit BBO, LBO³¹ und BIBO³² denkbar. Der Kristall BIBO erscheint zunächst vorteilhaft, da er einen hohen nichtlinearen Koeffizienten aufweist und dabei nicht hygroskopisch ist. Allerdings konnte in ersten Versuchen festgestellt werden, dass dies nur bei geringen Intensitäten möglich ist. Hohe Intensitäten sind für die Erzeugung von hoher Leistung im ultravioletten Spektralbereich notwendig, führen jedoch zu lichtinduzierten Veränderungen im Kristall und damit zu einem instabilen Betrieb [64, 65]. Der Kristall BBO weist einen großen Walk-off Winkel auf, wodurch die verwendbare Kristalllänge begrenzt und das Strahlprofil asymmetrisch ist. Daher werden zur Frequenzverdopplung LBO-Kristalle³³ der Länge 15 mm verwendet.

Die Resonatoren sind wiederum in Doppel-Z-Konfiguration aufgebaut. Zur Stabilisierung der Resonatoren auf die jeweilige Laserfrequenz wird mit der Modulation des entsprechenden Lasers ein PDH-Fehlersignal erzeugt und damit die Länge des SHG-Resonators über einen Piezoaktor geregelt. Die durch die Modulation erzeugten Seitenbänder werden durch den Resonator wirksam unterdrückt. Bei optimaler Justage liefert diese resonante Frequenzverdopplung eine optische Leistung von mehr als 100 mW bei der Wellenlänge 383 nm.

Strahlformung und Aufteilung auf Fasern

Das durch die Frequenzverdopplung erzeugte Licht weist durch den Walk-off im Kristall ein asymmetrisches Strahlprofil auf. Daher werden zunächst mit zylindrischen Teleskopen symmetrische Strahlen erzeugt. Um das Licht für das Experiment schalten zu können, befindet sich in jedem Strahlengang ein AOM. Mit diesem AOM wird auch die Frequenz des Lichtes so eingestellt, dass es nahresonant für die entsprechenden Übergänge ist. Diese Frequenz sollte im Experimentablauf nicht geändert werden, da sich dabei auch die Strahllage ändert und die Einkoppeleffizienz in die Fasern beeinträchtigt werden kann. Eine Änderung der Laserfrequenz ist auch nur für den Kühllaser notwendig und kann über einen Doppelpass-AOM im Stabilisierungszweig erfolgen (siehe Abbildung 2.4). Der vom AOM gebeugte Strahl des Kühllasers wird mit polarisierenden Strahlteilern und $\lambda/2$ -Verzögerungsplatten auf sechs polarisationserhaltende Einmodenfasern³⁴ aufgeteilt. Die Leistung kann

³¹Lithiumtriborat (LiB_3O_5)

³²Wismuttriborat (BiB_3O_5)

³³Hersteller: Fa. GWU

³⁴PMC-400-2,7-NA012-3-APC-300-V, Fa. Schäfer + Kirchhoff

damit für jeden Strahl der T-MOT individuell eingestellt werden, um z. B. der verringerten Transmission der Vakuumfenster in vertikaler Richtung Rechnung zu tragen. Die beiden Rückpumpplaser werden mit einem nichtpolarisierenden Strahlteiler überlagert und ebenfalls in die Leistungsaufteilung für die Fasern gegeben (siehe Abbildung 2.4). Die Aufteilung auf sechs Fasern macht auf dem optischen Tisch mit der Vakuumkammer einen sehr kompakten Aufbau der T-MOT-Strahlen möglich (siehe Abschnitt 3.1) und reduziert die Leistung in den Fasern. Dies ist im UV-Bereich wichtig, da hier durch geringe Faserkernradien auch bei moderaten Leistungen hohe Intensitäten auftreten, die zur Beschädigung der Faser führen können. Außerdem wird in den Faserkollimatoren³⁵ ein sehr kleiner Strahldurchmesser erzeugt und bei einer Fehljustage besteht die Möglichkeit, die Faseroberfläche zu beschädigen.

Die am AOM nicht gebeugte Ordnung des Kühllaserlichtes kann mit einem weiteren AOM unabhängig vom restlichen Aufbau geschaltet und in eine weitere Faser eingekoppelt werden. Damit wird ein separater Detektionsstrahl für die Temperaturmessung der T-MOT (siehe Abschnitt 3.4.2) bereitgestellt.

2.3.3 Lasersystem zum Transfer in das Triplettsystem

Mit dem Lasersystem zum Transfer von Atomen vom Singulett- in das Triplettsystem wird der Interkombinationsübergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ bei einer Wellenlänge von 457 nm adressiert. Die Linienbreite dieses Überganges ist etwa sechs Größenordnungen kleiner als die Linienbreite der Kühlübergänge von S-MOT und T-MOT. Daher wurde dieser Übergang schon mehrfach für die Realisierung eines optischen Frequenzstandards verwendet [75, 46]. Aus diesem Grund steht auch ein besonders stabiler Laser bei dieser Wellenlänge zur Verfügung.

Das Licht wird mit einem kommerziellen Lasersystem³⁶ durch resonante Frequenzverdopplung eines verstärkten Diodenlasers bei 914 nm erzeugt. Der Aufbau ist im Prinzip identisch mit den in Abschnitt 2.3.2 beschriebenen Diodenlasersystemen. Es können bis zu 200 mW bei 457 nm erzeugt werden. Daneben ist auch ein Ausgang für Licht der fundamentalen Wellenlänge vorhanden. Die Frequenz des infraroten Lichtes kann mit einem optischen Frequenzkamm³⁷ gemessen werden. Die Frequenz kann neben Temperatur, Gitterposition und Diodenstrom noch über einen schnellen Eingang verändert werden. Dazu öffnet ein Feldeffekttransistor direkt an der Laserdiode einen Strompfad parallel zur Diode und kann so den Diodenstrom mit hoher Bandbreite verändern. Der Hub dieses Einganges ist zwar deutlich kleiner als der anderer Regelpfade, es ist damit aber eine Regelung mit sehr hoher Bandbreite möglich.

Die Frequenzstabilisierung des Lasersystems erfolgt mit einem von zwei Resona-

³⁵60FC-4-M5-33, Fa. Schäfter + Kirchhoff

³⁶TA-SHG-110, Fa. Toptica Photonics

³⁷FC1500-VIS, Fa. Menlo Systems

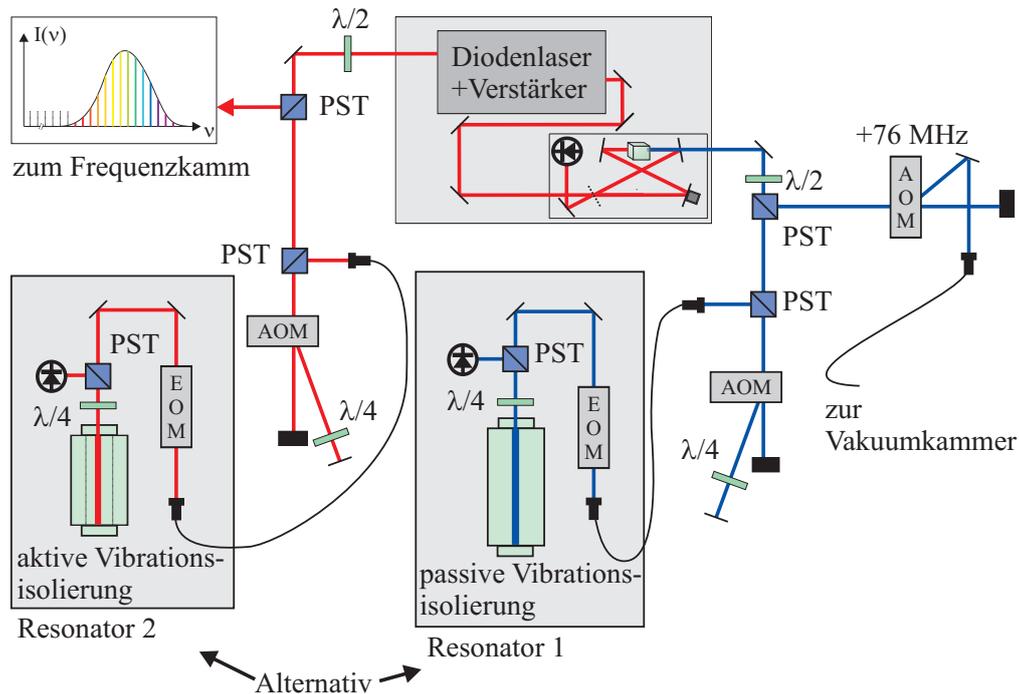


Abbildung 2.7: Schematischer Aufbau des Lasersystems zur Erzeugung von Licht der Wellenlänge 457 nm. Die Stabilisierung kann alternativ auf einen der beiden Resonatoren (Details siehe Tabelle 2.2) erfolgen. Die Zeichnung ist aus [46] entnommen und angepasst.

toren aus ULE-Glaskeramik³⁸. Einer dieser Resonatoren ist für Licht der Wellenlänge 457 nm geeignet, der andere für 914 nm. Die Reflektivität der Resonatorspiegel ist sehr hoch und die Resonatoren werden durch Lagerung im Hochvakuum und Vibrationsisolierungen gegen äußere Einflüsse auf die Resonanzfrequenz geschützt. Eine aktive Temperaturstabilisierung und ein thermisches Schild vermindern Frequenzänderungen durch Temperaturänderungen. Der Resonator bei 914 nm weist außerdem ein spezielles Design auf, dass die Sensitivität auf Vibrationen stark vermindert [76, 77]. Die Details dieser beiden Resonatoren sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Die Stabilisierung der Laser erfolgt mit dem PDH-Verfahren, die Modulation des Lichtes findet direkt vor dem Resonator mit einem EOM³⁹ statt. Damit ist eine Regelbandbreite von etwa 700 kHz möglich, womit die Linienbreite des Lasers in den sub-kHz Bereich reduziert wird. Da die Resonanzfrequenzen der Resonatoren nicht variabel ist, wird ein AOM in Doppelpasskonfiguration zwischen Laser und Resonator verwendet, um die Laserfrequenz gegenüber dem Resonator verändern zu können (siehe Abbildung 2.7). Die Drift der Resonanzfrequenz der beiden Resonatoren beträgt maximal einige Hertz pro Sekunde und stellt damit

³⁸Ultra Low Expansion, Fa. Corning

³⁹elektro-optischer Modulator

wie die Linienbreite keine Begrenzung für die in dieser Dissertation dargestellten Messungen dar.

	Resonator 1	Resonator 2
Wellenlänge/nm	457	914
Spiegelabstand/mm	160	100
Finesse (gemessen)	39000	600000
Linienbreite (gemessen bei 48 THz)/Hz	10	1
Vibrationsisolation	passiv	aktiv

Tabelle 2.2: Eigenschaften der beiden verwendeten optischen Resonatoren. Die Daten sind aus [46] entnommen.

2.4 Experimentsteuerung

Zur Durchführung der hier beschriebenen Experimente ist eine computergestützte Experimentsteuerung unerlässlich. Das Steuerungssystem muss dabei eine Vielzahl von Geräten mit unterschiedlichen Befehlen und hoher zeitlicher Präzision ansteuern, um einen reproduzierbaren Experimentablauf zu gewährleisten. Die Bedienung soll intuitiv, einfach und nicht fehleranfällig sein.

Hardware

Die Ausgabe der Steuerungssignale erfolgt über mehrere, in den Computer eingebaute PCI- und PCIExpress Karten. In diesen Karten werden die per Software eingegebenen Parameter zwischengespeichert und dann unabhängig vom Betriebssystem ausgegeben. Das System enthält mehrere Komponenten, die verschiedene Steuerungsaufgaben wahrnehmen:

Digitalkanäle Zahlreiche Geräte erfordern im Experimentablauf lediglich ein digitales 1-Bit Signal. Die verwendete Karte⁴⁰ stellt 32 Digitalkanäle nach dem TTL-Standard⁴¹ zur Verfügung. Einer dieser Kanäle (D7) ist jedoch permanent belegt, um weitere Karten zu triggern.

Analogkanäle Oftmals ist ein digitales Signal nicht ausreichend, da ein Parameter in mehreren Stufen verändert werden soll. Dazu bietet die zweite Karte⁴² 8 Kanäle, die ein Ausgangssignal zwischen -10 V und $+10\text{ V}$ liefern können. Die Karte enthält außerdem einen Oszillatorausgang, der mit einem Rechtecksignal die gesamte Experimentsteuerung mit einer Zeitbasis versorgt.

Zähler Die Zählerkarte⁴³ stellt in der hier vorgestellten Experimentsteuerung eine Besonderheit dar, da sie zur Datenaufnahme eingesetzt wird. Es stehen 8 Zählerkanäle zur Verfügung, um z. B. das Signal des Photoelektronenvervielfachers auszulesen. Die Zähler haben einen separaten Gate-Eingang, mit dem die Messzeit über ein TTL-Signal gesteuert werden kann. Alternativ können die Zählerkanäle auch Frequenzen bis zu 20 MHz erzeugen, was aber im Rahmen dieser Arbeit nicht verwendet wird.

GPIB⁴⁴ Über eine GPIB-Schnittstelle⁴⁵ können zahlreiche Laborgeräte (z. B. digitale Frequenzgeneratoren) mit Klartext-Befehlen angesteuert werden. Dies

⁴⁰PCI-6533 (PCI-DIO-32HS), Fa. National Instruments

⁴¹Transistor-Transistor-Logik, $U_{\text{high}} = 2,4 - 5\text{ V}$; $U_{\text{low}} = 0 - 0,4\text{ V}$

⁴²PCI-6713, Fa. National Instruments

⁴³PCI-6602, Fa. National Instruments

⁴⁴Abk. für General Purpose Interface Bus, alternative Bezeichnung IEC-625-Bus

⁴⁵PCIe-GPIB+ (NI-488.2), Fa. National Instruments

ermöglicht komplexe Befehle, ist aber mit einer erheblichen Zeitverzögerungen verbunden (bis zu mehreren Sekunden). Daher werden Geräte in der Regel über diese Schnittstelle lediglich programmiert und die präzise zeitliche Ansteuerung erfolgt mit einem TTL-Puls.

Software

Das gesamte Experimentsteuerungssystem wird über das Programm LabView⁴⁶ gesteuert. Dabei wird jeder Schritt im zeitlichen Ablauf des Experiments als Spalte in einer Tabelle dargestellt. Die Spalte enthält dann die Dauer des Schrittes, die Werte aller Digital- und Analogkanäle sowie eventuell GPIB-Befehle. Die Analogkanäle können kalibriert werden, so dass in der Spalte nicht direkt die ausgegebenen Spannungswerte stehen, sondern beliebige andere Parameter (z. B. die Frequenz eines angesteuerten Oszillators). Dies erleichtert die Bedienung erheblich. Es ist auch möglich, Analogwerte quasikontinuierlich zu verändern sowie eine kanalabhängige Verzögerung des Ein- bzw. Ausschaltens (nur Digitalkanäle) zu programmieren um eventuelle Verzögerungen in den angesteuerten Geräten zu kompensieren.

⁴⁶Version 8.5, Fa. National Instruments

2.5 Optische Detektion

Zur Detektion von kalten Atomen wird in der Regel wie auch zum optischen Kühlen nahresonantes, schmalbandiges Licht benutzt. Bei Einstrahlung von nahresonantem Licht beträgt der Anteil ρ_e von Atomen im angeregten Zustand eines Zwei-Niveau Systems [78]:

$$\rho_e = \frac{s/2}{1 + s + (2\Delta/\Gamma)^2} \quad (2.8)$$

mit der Verstimmung $\Delta = 2\pi(\nu_{\text{Laser}} - \nu_{\text{Atom}})$ des Lasers der Frequenz ν_{Laser} zur atomaren Resonanz der Frequenz ν_{Atom} sowie der Linienbreite Γ des verwendeten Überganges. Der Sättigungsparameter ist als $s = I/I_s$ mit der Lichtintensität I und der Sättigungsintensität

$$I_s = \frac{\pi h c}{3\tau_e \lambda^3} \quad (2.9)$$

definiert. Hier bezeichnet $\lambda = c/\nu_{\text{Atom}}$ die Wellenlänge des atomaren Überganges und $\tau_e = 1/\Gamma$ die Lebensdauer des angeregten Zustandes. Damit folgt für die spontane Photonenstreurate pro Atom:

$$\gamma_p = \Gamma \rho_e = \frac{s \Gamma/2}{1 + s + (2\Delta/\Gamma)^2} \quad (2.10)$$

Bei erlaubten Übergängen und ausreichender Intensität können Photonenstauraten in der Größenordnung der Linienbreite (etwa einige Megahertz) erreicht werden. Die Streuung von Photonen kann mit zwei Methoden zur Detektion von Atomen verwendet werden:

Fluoreszenz Die von einer Atomwolke emittierten Photonen werden mit einer Abbildungsoptik auf einen Detektor abgebildet. Das Licht, das die Atome anregt, darf dabei nicht direkt den Detektor treffen. Diese Methode eignet sich besonders für eine MOT, da die Atome dort schon zum Speichern nahresonantem Licht ausgesetzt werden. Eine einfache Abbildungsoptik genügt. Bei dieser Methode wird normalerweise nur ein kleiner Teil der gestreuten Photonen detektiert.

Absorption Hierbei wird ein Detektionsstrahl verwendet, der direkt auf den Detektor (normalerweise eine CCD-Kamera) gerichtet ist. Atome im Detektionsstrahl absorbieren dabei Photonen und emittieren diese normalerweise nicht auf den Detektor (Raumwinkel $\Omega \ll 4\pi$) Dadurch wird ein Schattenbild erzeugt. Die Abbildungsoptik ist dabei in der Regel anspruchsvoller aufgebaut, da sowohl der Detektionsstrahl als auch die Atomwolke auf den Detektor abgebildet werden müssen. Diese Methode erfordert ein hinreichend optisch dichtes atomares Ensemble.

Für Magnesium sind die breiten Kühllinien im Singulett- ($^1S_0 \rightarrow ^1P_1$) und im Triplettssystem ($^3P_2 \rightarrow ^3D_3$) zur Detektion geeignet. Das Detektionssystem soll für 285 nm und 383 nm verwendbar sein. Für die in dieser Dissertation beschriebenen Experimente wird ausschließlich nach dem ersten Verfahren detektiert und meist das Licht einer MOT verwendet. Einen Überblick über diese und weitere Detektionsverfahren für kalte Atome bietet [79].

2.5.1 Photoelektronenvervielfacher

Mit einem Photoelektronenvervielfacher (engl. Photomultiplier, PMT) können sehr kleine Signale, sogar einzelne Photonen detektiert werden. Ein Photon erzeugt dabei mehrere Elektronen, die an einem Widerstand als Spannungspuls registriert werden. Diese Pulse werden elektronisch gezählt. Für hohe Zählraten überlagern sich die Pulse jedoch und werden vom Zähler, der in der Regel nur Flanken detektieren kann, nicht mehr erfasst (Zählfehler). In diesem Bereich fällt die Zählrate mit steigender Lichtintensität ab. Um ein lineares Signal zu erhalten, sollte stets bei Zählraten deutlich unterhalb des Maximalwertes gearbeitet werden. Alternativ kann im Bereich hoher Lichtintensität zur Vermeidung der oben genannten Zählfehler der Strom der Photoelektronen detektiert werden.

In den Experimenten dieser Arbeit wird ein PMT⁴⁷ zur Detektion des Fluoreszenzlichtes der T-MOT bei kleinen Teilchenzahlen verwendet. Die minimale detektierbare Atomzahl liegt etwa im Bereich, der auch mit der Kamera erreicht werden kann, jedoch wird der PMT ohne weitere Software direkt mit LabView ausgelesen und ist deshalb insbesondere bei hoher Wiederholrate für Experimente sinnvoll einsetzbar [46]. Die Integrationszeit des Zählers wird dabei über einen Gate-Eingang an der Zählerkarte mit einem TTL-Puls bestimmt. Der Raumwinkel der Detektion wird mit einer variablen Irisblende eingestellt. Das Licht der T-MOT wird dann auf eine zweite Blende abgebildet. Dies hat den Vorteil, dass Streulicht, das nicht von der T-MOT stammt nicht an den gleichen Ort abgebildet wird und damit durch die zweite Blende abgeschwächt wird. Eine weitere Linse bildet die T-MOT dann wiederum auf den PMT ab. Ein Interferenzfilter (IF 383, siehe Tabelle 2.3) blendet breitbandiges Streulicht und Licht anderer Wellenlängen (z. B. Fluoreszenz der S-MOT) aus.

2.5.2 CCD-Kamera

Neben dem PMT steht am Experiment eine CCD-Kamera zur optischen Detektion zur Verfügung. Diese liefert nicht nur Daten über die Gesamtfluoreszenz sondern ermöglicht eine orts aufgelöste Detektion der Atomwolke. Damit kann die räumliche Ausdehnung bestimmt werden, was z. B. für Temperaturmessungen mit dem

⁴⁷9893/350B, Fa. Electron Tubes

Bezeichnung	T_F (285 nm)	T_F (383 nm)	OD (532 nm)	OD (1064 nm)
IF 285	0,12	0,17	1,6	2,8
IF 383	$< 10^{-4}$	0,93	1,6	0,21
BG 39	$< 10^{-4}$	0,77	0,07	2,8

Tabelle 2.3: Transmission T_F von Filtern für die CCD-Kamera. Die Filter sollen eine hohe Transmission für 285 bzw. 383 nm aufweisen und insbesondere das Licht der Laser für die optischen Dipolfallen abschwächen. IF 285 und IF 383 sind Interferenzfilter mit schmalbandiger Transmission während der Glasfilter BG 39 breitbandig transmittiert und nur in Verbindung mit einem Interferenzfilter verwendet wird. $OD = -\log_{10} T_F$

Flugzeitverfahren (siehe Abschnitt 2.6.4) notwendig ist. Die Kamera⁴⁸ verfügt über einen Sensor⁴⁹ mit einer hohen Quanteneffizienz von etwa 55 % selbst im UV-Bereich. Der Sensor wird zur Reduktion des Pixelrauschens über einen dreistufigen thermoelektrischen Kühler bis auf etwa -35 °C gekühlt. Das Ausleserauschen kann durch Zusammenfassen mehrerer Pixel (Binning) bei Signalen deutlich unterhalb der Sättigung verringert werden. Die Bilder werden per USB-Schnittstelle an einen Computer übertragen und im .fts-Format gespeichert. Die Bildinformation liegt in Pixeln zu 16-Bit Grauwerten vor, die mit zahlreichen Computerprogrammen verarbeitet werden kann.

Die Atomwolke wird über eine Linse ($f = 100$ mm) auf den CCD-Chip etwa in Originalgröße abgebildet. Die Linse besteht aus Quarzglas und ist damit sowohl für 285 nm als auch 383 nm verwendbar. Durch den chromatischen Fehler verschiebt sich dabei allerdings die Bildweite leicht.

Die Belichtungszeit der Kamera kann über einen internen Verschluss eingestellt werden. Dieser Verschluss benötigt allerdings relativ lange Zeit zum Öffnen (vergleichbar mit dem Vorgängermodell, siehe dazu [47]) und außerdem führt die Erschütterung durch den Verschluss zu Problemen mit der Frequenzverdopplung für 285 nm, die sich etwa 50 cm entfernt auf dem optischen Tisch befindet. Daher wird ein externer Verschluss⁵⁰ verwendet, der schneller öffnen (1,5 ms) und schließen kann und zur Vermeidung von Vibrationen nicht direkt mit dem Tisch verbunden ist. Vor der Kamera können diverse optische Filter angebracht werden, um Licht bestimmter Wellenlängen zu selektieren (siehe Tabelle 2.3).

Kalibrierung der Kamera

Zur Durchführung quantitativer Messungen müssen die Detektionseffizienz sowie der Abbildungsmaßstab der Kamera bestimmt werden. Erst damit werden Messungen von Atomzahl, Teilchenzahldichte und Temperatur möglich. Dazu wird die

⁴⁸ML 47-10-1-UV, Fa. EHD Imaging

⁴⁹CCD47-10, Fa. Marconi

⁵⁰Uniblitz VS14, Fa. Vincent Associates, Durchmesser: 14 mm

Wellenlänge	$\zeta / \frac{\text{Photonen}}{\text{Grauwert}}$
285 nm	5,12
383 nm	3,16

Tabelle 2.4: Kalibrierung der Detektionseffizienz der CCD-Kamera für Licht der Wellenlängen 285 nm (S-MOT) und 383 nm (T-MOT).

Kamera mit einem Laserstrahl der Leistung P für eine Zeit t_{cal} belichtet. Das Licht wird dabei mit einem AOM geschaltet um eine kurze Belichtungszeit zu ermöglichen. Dies ist notwendig, da ein Laser mit gut messbarer Leistung deutlich größere Intensität aufweist als die typische Fluoreszenz einer MOT und damit die Kamera schnell sättigen würde. Die Summe der Grauwerte G wird durch Anpassung einer gaußförmigen Kurve an die Intensitätsverteilung des Bildes bestimmt. Damit folgt für den Kalibrierungsfaktor ζ :

$$\zeta = \frac{G h c}{P t_{\text{cal}} \lambda} \quad (2.11)$$

mit der Wellenlänge λ des verwendeten Lichtes. Der Kalibrierungsfaktor hat die Einheit Photonen/Grauwert und wird für die Wellenlänge der S-MOT und der T-MOT bestimmt (siehe Tabelle 2.4). Der Kalibrierungsfaktor enthält nicht nur die Quanteneffizienz, die vom Hersteller auch für verschiedene Wellenlängen spezifiziert ist, sondern auch die Digitalisierung sowie (evtl. wellenlängenabhängige) Verluste am Fenster des Kameragehäuses.

Zusätzlich wird der Abbildungsmaßstab des Abbildungssystems bestimmt. Dies kann relativ einfach über die Bestimmung von Gegenstands- g und Bildweite b erfolgen. Dabei wird das Zentrum der Vakuumkammer als die Position der MOT angenommen. Der Abbildungsmaßstab bestimmt sich aus $b/g = 1,2$. Der Unterschied in der Bildweite für die beiden verschiedenen Wellenlängen liegt dabei im Rahmen der Messgenauigkeit. Mit der Größe eines Pixels⁵¹ kann an Hand der Bilder die räumliche Ausdehnung der Atomwolke bestimmt werden.

Alternativ kann durch eine definierte Verschiebung eines kleinen Detektionsstrahls direkt die effektive Größe eines Pixels bestimmt werden. Dies stellt zwar im Prinzip die bessere Methode dar, erfordert aber einen zusätzlichen Detektionsstrahl und liefert bei Verwendung des Mg-Hintergrunddampfes nur sehr geringe Signale. Beide Methoden sind mit einem Fehler von etwa 20 % behaftet.

⁵¹13 μm ohne Binning (Herstellerangabe)

2.6 Singulett-MOT

Die magneto-optische Falle im Singulettssystem stellt die erste und grundlegende Kühlstufe für alle weiteren Experimente dieser Dissertation dar. Der hier beschriebene Aufbau stellt eine Weiterentwicklung des in [49] vorgestellten Experimentes mit einigen Modifikationen dar. Für die späteren Anwendungen sind vor allem Laderate, Temperatur und maximale Atomzahl in der S-MOT wichtig.

2.6.1 Optischer Aufbau

Das in Abschnitt 2.3.1 beschriebene Lasersystem liefert resonantes Licht auf dem Übergang $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$. Da in früheren Arbeiten [47, 48] die optische Leistung bei 285 nm nur begrenzt zur Verfügung stand, wurde die MOT in einer Drei- bzw. Vierstrahlkonfiguration betrieben, in der für drei bzw. zwei Strahlenpaare das Licht durch Rückreflektierung mehrfach verwendet wird. Dabei ist die Intensität in den rückreflektierten Strahlen nicht unabhängig von dem einlaufenden Strahl kontrollierbar und durch Verluste an den Fenstern der Vakuumkammer stets geringer. In [49] konnte auf Grund höherer verfügbarer Leistung [63] eine Konfiguration mit sechs unabhängigen Strahlen aufgebaut werden. Damit konnten in der S-MOT bis zu $1,5 \times 10^9$ Atome gefangen werden. Im Rahmen dieser Dissertation sind in vier Punkten Veränderungen vorgenommen worden:

- Jeder der sechs MOT-Strahlen enthält nun einen dichroitischen Spiegel⁵² an dem das Licht für die T-MOT mit dem Licht der S-MOT überlagert wird. Die zirkulare Polarisierung für die S-MOT wird direkt vor dieser Überlagerungsoptik eingestellt. Dahinter befindet sich eine weitere Wellenplatte⁵³, um die Polarisierung für die T-MOT anzupassen. Siehe dazu auch Abschnitt 3.1.
- Es werden nur noch zwei akusto-optische Modulatoren für Licht der Wellenlänge 285 nm verwendet, zum Schalten des Lichtes der S-MOT und des Abbremsstrahls (s. u.). Die Stabilisierung der Leistung über einen weiteren AOM ist nicht mehr erforderlich, da durch Verbesserungen in der elektronischen Regelung die Ausgangsleistung der Frequenzverdopplungsstufe auf kurzen Zeitskalen deutlich stabiler ist. Außerdem wird der früher verwendete separate Detektionsstrahl nicht mehr benutzt, da der optische Zugang nun für das Licht der Dipolfalle benötigt wird. Die Temperaturmessung der S-MOT mit der Flugzeitmethode kann auch mit den Strahlen der S-MOT durchgeführt werden (siehe Abschnitt 2.6.4).
- Da das Licht aus der resonanten Frequenzverdopplung Strahllageschwankungen aufweist und auf dem optischen Tisch Strecken von etwa 3 m bis zur

⁵²HR für 383 nm; HT für 285 nm

⁵³optische Verzögerung von $\lambda/4$ bei 383 nm sowie λ bei 285 nm, Fa. Bernhard Halle Nachfl.

Vakuumkammer zurücklegt, liegen am Ort der S-MOT nicht vernachlässigbare Instabilitäten in der Strahlage vor. Dies wird durch ein kommerzielles System⁵⁴ mit zwei ortssensitiven Photodioden und zwei beweglichen Spiegeln unterdrückt. Bereits in [46] konnte mit dieser Maßnahme die Stabilität des auf kalten Mg-Atomen basierenden Frequenzstandards verbessert werden.

- Mit einem mechanischen Verschluss kann das Licht komplett abgeschaltet werden. Dies ist für die in 4.3 vorgestellten Experimente teilweise erforderlich, wenn Atome im Grundzustand in der Dipolfalle gespeichert werden sollen.

Das durch resonante Frequenzverdopplung erzeugte Licht weist durch die optischen Eigenschaften des Kristalls (Walk-off) ein asymmetrisches Strahlprofil auf. Durch ein Teleskop aus einer sphärischen und drei Zylinderlinsen wird daraus ein symmetrischer Strahl erzeugt. Danach erfolgt mit der oben beschriebenen Regelung eine Stabilisierung der Strahlage. Dies wird vor den Schaltelementen durchgeführt, damit diese die Regelung nicht beeinflussen können. An dieser Stelle wird in der Regel auch die optische Leistung gemessen. Im Idealfall stehen etwa 130 mW zur Verfügung. Allerdings sind etwa 80 – 90 mW ausreichend und höhere Werte führen zu nur noch unwesentlich höheren Teilchenzahlen in der S-MOT so dass das optische System eine Leistungsreserve von etwa 40 % aufweist. Bei kleineren Leistungen von 50 – 60 mW kann ebenfalls noch gearbeitet werden, allerdings sinkt die zur Verfügung stehende Atomzahl dabei deutlich.

Die Frequenz des durch die Frequenzverdopplung erzeugten Lichts ist resonant mit dem Übergang $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$. Durch einen AOM (AOM_{S-MOT}) werden etwa 40 – 50 mW in -1 . Ordnung für die S-MOT gebeugt. Dieser AOM wird bei einer Frequenz von 85 MHz betrieben, so dass das Licht der S-MOT eine Verstimmung von etwa einer Linienbreite aufweist. Mit einem Teleskop wird der Strahl auf eine Strahltaile von $13,6 \times 9,9$ mm aufgeweitet und mit $\lambda/2$ -Platten sowie polarisierenden Strahlteilern auf sechs Strahlen aufgeteilt. Diese werden zur Vakuumkammer geführt und vor der Überlagerungsoptik für die T-MOT (siehe Abschnitt 3.1) wird die Polarisation zirkular eingestellt.

Mit der nullten Beugungsordnung von AOM_{S-MOT} wird mit einem weiteren AOM (AOM_{ZS}) in -1 . Ordnung mit einer Beugungseffizienz von etwa 50 % Licht für den Abbremsstrahl erzeugt. Der AOM wird mit einer Frequenz von 200 MHz betrieben, was zu einer Verstimmung von 2,5 Linienbreiten führt. Der Strahlradius wird mit einem Teleskop auf etwa 3 mm vergrößert und durch die Vakuumkammer auf die Atomquelle fokussiert. Durch die relativ großen Spulen und die damit große räumliche Ausdehnung des magnetischen Quadrupolfeldes können durch diesen Strahl Atome aus dem Ofen abgebremst werden. Diese Methode wird auch für Zeeman-Abbremsen [80] verwendet. Dadurch kann die Atomzahl in der S-MOT um mehr als eine Größenordnung gesteigert werden (siehe Abbildung 2.8).

⁵⁴BeamLock 4D V 6.0, Fa. TEM Messtechnik

2.6.2 Messung der Atomzahl

Zur Bestimmung der Atomzahl wird die Fluoreszenz der Atome in der S-MOT mit der CCD-Kamera detektiert. Die Belichtungszeit t_{int} wird über den externen Verschluss eingestellt und beträgt normalerweise 20 ms. Als Referenz wird ein weiteres Bild aufgenommen, bei dem das Magnetfeld abgeschaltet wird und damit keine Atome gefangen werden. Die Analyse der so gewonnenen Daten erfolgt mit einem Mathematica⁵⁵-Programm. Dabei wird das zweite Bild vom ersten pixelweise subtrahiert und dann zeilen- und spaltenweise summiert. An die daraus gewonnenen Signale S wird jeweils eine Gaußfunktion folgender Form angepasst (hier für horizontale Richtung, vertikal analog mit Breite σ_z):

$$S(x) = S_{0,x} \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma_{xy}}\right) \quad (2.12)$$

σ_{xy} (σ_z) beschreibt die Ausdehnung der MOT in horizontaler (vertikaler) Richtung (x-y-Ebene, z-Richtung). Es wird angenommen, dass die Ausdehnung in der horizontalen Ebene in jeder Richtung gleich ist, da hier der gleiche Magnetfeldgradient vorliegt. Die vertikale Richtung entspricht der Spulenachse und weist einen um den Faktor zwei größeren Magnetfeldgradienten auf. Die detektierte Gesamtfluoreszenz $G_{\text{sum}} = \sqrt{2\pi} S_{0,x} \sigma_{xy}$ kann durch Integration von Gleichung 2.12 mit den Parametern der angepassten Kurve bestimmt werden. Alternativ kann die Berechnung durch Summation über alle Pixelwerte erfolgen. Daraus wird mit Gleichung 2.10 sowie dem Kalibrierungsfaktor ζ_{285} der Kamera für die Wellenlänge 285 nm die Atomzahl N_S in der S-MOT berechnet:

$$N_S = \frac{4\pi \zeta_{285} G_{\text{sum}}}{T_F t_{\text{int}} \gamma_p \Omega} \quad (2.13)$$

T_F ist die Transmission eines optionalen Filters (siehe Tabelle 2.3). $\Omega = \frac{\pi d^2}{4l^2}$ stellt den Raumwinkel der Detektion dar. Der Raumwinkel kann durch eine Irisblende mit variablem Durchmesser d vor der Linse zur Abbildung auf die Kamera eingestellt werden. Der Abstand zwischen MOT und Blende beträgt $l = 216$ mm.

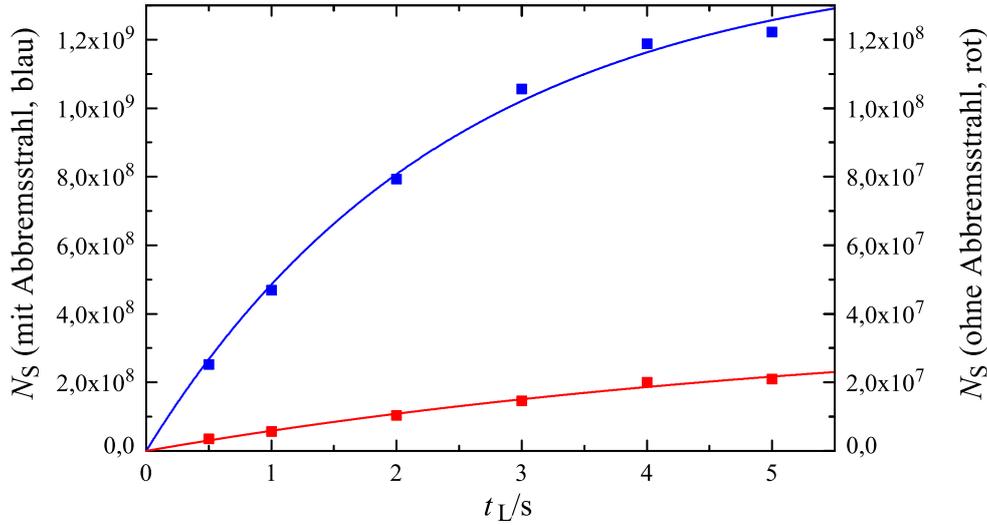
Mit der Atomzahl N_S kann die Atomzahldichte n_S (Atome pro Volumeneinheit) der Atomwolke folgendermaßen berechnet werden (Koordinatenursprung im Zentrum der MOT):

$$n_S(x, y, z) = \frac{N_S}{(2\pi)^{3/2}} \frac{1}{\sigma_{xy}^2 \sigma_z} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma_{xy}^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad (2.14)$$

Ladekurve

Die Messung der Atomzahl als Funktion der Ladezeit wird als *Ladekurve* bezeichnet. Eine solche Messung ist in Abbildung 2.8 dargestellt. Die Atomzahl $N_S(t)$

⁵⁵Version 6, Fa. Wolfram Research



Abbildungung 2.8: Atomzahl N_S in der S-MOT als Funktion der Ladezeit t_L mit (blau, Skala links) bzw. ohne (rot, Skala rechts) Verwendung des Abbremsstrahls. Die Laderate wird durch den Abbremsstrahl um annähernd zwei Größenordnungen erhöht und beträgt 5×10^8 Atome/s.

kann mit folgender Differentialgleichung beschrieben werden:

$$\dot{N}_S(t) = R - \alpha N_S(t) \quad (2.15)$$

Die Größe R wird als Laderate bezeichnet und hier als zeitunabhängig angenommen. α bezeichnet den Verlustkoeffizienten für Ein-Atom Verluste. Solche Verluste werden vor allem durch Stöße mit Atomen aus dem Hintergrundgas verursacht. Außerdem können Atome im angeregten Zustand 1P_1 durch das Licht der S-MOT ionisiert werden [81]. Allerdings spielt dieser Prozess bei den typischen Betriebsparametern der S-MOT nur eine untergeordnete Rolle. Durch Anpassung einer Lösung von Gleichung 2.15 wird die Laderate der S-MOT bestimmt.

Die Laderate beträgt mit Abbremsstrahl 5×10^8 Atome/s. Nur mit den Strahlen der S-MOT ist die Laderate etwa zwei Größenordnungen geringer. Für hohe Atomzahlen dehnt sich die S-MOT aus und erreicht ein intensitätsabhängiges Dichtelimit (siehe Abschnitt 2.6.3). Da in diesem Bereich die Absorption von Fluoreszenzphotonen relevant wird, treten bei der Messung der Atomzahl durch Fluoreszenz systematische Fehler auf. Möglicherweise spielen bei hohen Atomzahlen auch lichtinduzierte Stöße als Verlustprozess eine Rolle. Dies kann durch eine geringere Intensität zumindest teilweise verhindert werden. Eine solche Ladekurve ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Die Atomzahl sättigt dort bei etwa $3,3 \times 10^9$.

Die Laderate hängt unter anderem von der Temperatur der Atomquelle ab. In der Regel wird diese auf eine Temperatur von 420 – 480 °C geheizt. Bei diesen Temperaturen beeinflusst die Quelle bereits die Qualität des Vakuums. Steigt der

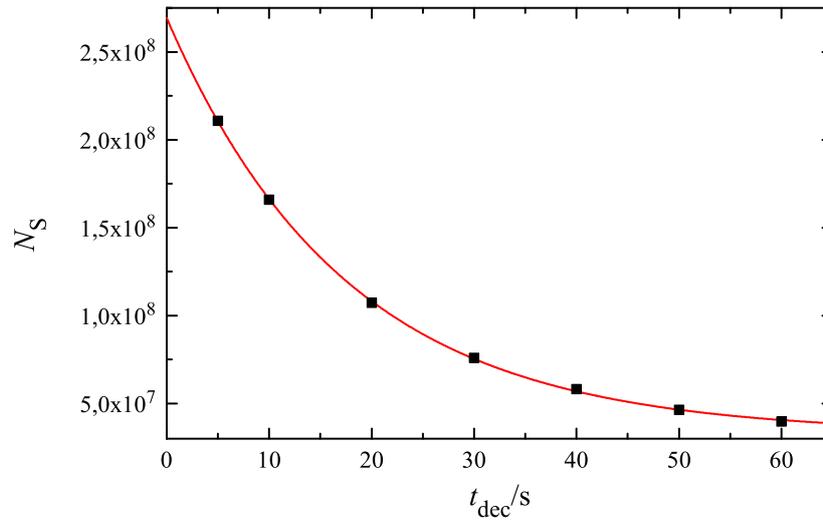


Abbildung 2.9: Atomzahl N_S in der S-MOT nach Abschalten des Abbremsstrahls (Zerfallskurve) über der Haltezeit t_{dec} . Die Atomzahl geht für große t_{dec} gegen einen endlichen Wert, da auch direkt mit den Strahlen der S-MOT Atome gefangen werden (siehe Abbildung 2.8). Aus der Anpassung einer exponentiell abfallenden Kurve wird die Lebensdauer zu $\tau = 17,5$ s bestimmt.

Druck in der Vakuumkammer trotz einer Quelltemperatur von 500 °C nicht nennenswert an, kann dies ein Hinweis auf einen Mangel an Magnesium in der Quelle sein.

Lebensdauer

Das Gegenstück zur Ladekurve stellt die Zerfallskurve dar. Dazu wird das Laden von Atomen unterbrochen und die Atomzahl als Funktion der Zeit t_{dec} gemessen. Im Experiment wird dazu der Abbremsstrahl abgeschaltet. Dadurch wird die Laderate deutlich verkleinert und die Atomzahl strebt einem neuen Gleichgewichtswert R/α entgegen. Die Zeit $\tau = 1/\alpha$ wird als *Lebensdauer* bezeichnet.

Die Zerfallskurve der S-MOT ist in Abbildung 2.9 dargestellt. Die Lebensdauer für die S-MOT beträgt $17,5$ s. Im Prinzip ist die Bestimmung der Lebensdauer auch aus der Ladekurve möglich, jedoch ist die charakteristische Anstiegszeit dort stets kleiner. Das kann z. B. durch dichteabhängige Prozesse wie lichtinduzierte Stöße verursacht werden. Die Lebensdauerermessung wird daher bei relativ geringer Teilchenzahl durchgeführt.

Speichern anderer Isotope

Für die hier dargestellten Ergebnisse wird das bosonische Isotop ^{24}Mg in der S-MOT gespeichert. Durch Verstimmung des Farbstofflasers können auch die bei-

den anderen stabilen Isotope ^{25}Mg (Fermion) und ^{26}Mg (Boson) gefangen werden. Die dafür notwendigen Laserfrequenzen und Jod-Linien zur Stabilisierung des Farbstofflaser sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst. Es können dabei $5,8 \times 10^7$ (1×10^8) Atome des Isotops ^{25}Mg (^{26}Mg) in der S-MOT gespeichert werden, während mit ^{24}Mg unter identischen Bedingungen $5,3 \times 10^8$ erreicht werden. Dies entspricht ungefähr den Anteilen der stabilen Mg-Isotope an einem natürlichen Isotopengemisch (^{24}Mg : 79 %; ^{25}Mg : 10 %; ^{26}Mg : 11 %). Neben dem hier verwendeten am häufigsten vorkommenden Isotop ist das Fermion für einen zukünftigen gitterbasierten optischen Frequenzstandard interessant [21].

2.6.3 Dichtelimitierung

Für kleine Atomzahlen ist die Ausdehnung einer MOT durch die Temperatur T und die Federkonstante κ gegeben. Es gilt [78]:

$$k_B T = \kappa \langle r^2 \rangle \quad (2.16)$$

Die Federkonstante κ hängt vom Magnetfeldgradienten $d|\mathbf{B}|/dx$ sowie dem effektiven magnetischen Moment $\mu' = (g_e m_e - g_g m_g) \mu_B$ mit dem g-Faktor und magnetischen Subzustand von Grund(g)- und angeregtem Zustand (e) ab:

$$\kappa = -\frac{d|\mathbf{B}|}{dx} \frac{8\mu' k_s \Delta/\Gamma}{(1 + s + (2\Delta/\Gamma)^2)^2} \quad (2.17)$$

Das negative Vorzeichen entsteht, da zum Betrieb der MOT eine rote Verstimmung ($\Delta < 0$) zum verwendeten Übergang notwendig ist. Mit der Federkonstante κ wird eine komprimierende Kraft auf die Atomwolke beschrieben. Für große κ wird die Ausdehnung der Atomwolke klein (bei gleicher Temperatur).

Dies hat zur Folge, dass für höhere Atomzahlen die Dichte linear mit der Atomzahl steigt. Bei großen Dichten werden jedoch von den Atomen gestreute Photonen erneut absorbiert. Dies führt zu einer repulsiven Kraft, durch die die Dichte in einer MOT begrenzt wird. Durch das Gleichgewicht beider Kräfte kann eine kritische Dichte n_{crit} abgeschätzt werden, die nicht überschritten werden kann. Details der Berechnung sind in [82, 49] gegeben. Im isotropen Fall gilt für n_{crit} für ein Zwei-Niveau-Atom:

$$n_{\text{crit}} = \frac{3\kappa c}{I\sigma_L^2(\sigma_R/\sigma_L - 1)} \quad (2.18)$$

σ_L beschreibt den Streuquerschnitt für die Absorption eines Photons aus dem Laserfeld, während σ_R den Streuquerschnitt für die Reabsorption eines Photons darstellt. Für σ_L gilt mit der Frequenz des Lasers ω :

$$\sigma_L = \frac{2\hbar\omega\gamma_p}{I} \quad (2.19)$$

Zur Berechnung von σ_R ist das Spektrum des von den Atomen gestreuten Lichtes notwendig. Dieses setzt sich aus elastischen und inelastischen Komponenten zusammen, die analytisch nur schwer berechnet werden können. Allerdings gilt für das Verhältnis σ_R/σ_L näherungsweise [82]:

$$\frac{\sigma_R}{\sigma_L} - 1 \simeq 2\rho_e \frac{(2\Delta/\Gamma)^2}{s+1} \quad (2.20)$$

Damit folgt für die kritische Dichte nach Gleichung 2.18:

$$n_{\text{crit}} \simeq -\frac{\omega^2 \mu' \frac{d|\mathbf{B}|}{dx}}{4\pi c^2 \Delta \hbar \rho_e} (s+1) \quad (2.21)$$

Dieser Effekt wurde bereits in [49] für die S-MOT in einer Vierstrahlkonfiguration beobachtet. Für Experimente, die eine hohe Teilchenzahldichte erfordern (z. B. die Beladung einer optischen Dipolfalle, siehe Kapitel 4), ist dieser Effekt häufig ein limitierender Faktor.

2.6.4 Temperaturmessung mit Flugzeitmethode

Neben Atomzahl und -dichte stellt die Temperatur eines atomaren Ensembles einen wesentlichen Parameter dar. Dabei kann oft von einer Temperatur im thermodynamischen Sinne keine Rede sein, da die Atome (bei genügend geringer Dichte) nicht untereinander und nicht mit der Umgebung wechselwirken und damit kein thermisches Gleichgewicht herrscht. Die Temperatur T eines atomaren Ensembles wird daher über die mittlere kinetische Energie der Atome bestimmt. Dafür gilt (in 1D) [78]:

$$\frac{1}{2}k_B T = \frac{1}{2}m\langle v^2 \rangle = \frac{1}{2}mv_{\text{rms}}^2 \quad (2.22)$$

Hier bezeichnet k_B die Boltzmannkonstante sowie m die Masse eines Atoms. v_{rms} bezeichnet die Wurzel aus der mittleren quadrierten Geschwindigkeit (engl. root mean squared). Die experimentelle Messgröße ist in der Regel die (1D) Geschwindigkeitsverteilung der Atomwolke. Dabei ist die Zuordnung einer Temperatur nur gerechtfertigt, wenn diese einer Maxwell-Boltzmann Verteilung entspricht:

$$f(v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} v_{\text{rms}}} \exp\left(-\frac{v^2}{2v_{\text{rms}}^2}\right) \quad (2.23)$$

Ein Standardverfahren zur Temperaturmessung stellt die Flugzeitmethode (engl. time of flight, TOF) dar. Dabei wird die Atomwolke aus der Falle entlassen und expandiert durch die kinetische Energie der Atome. Im Fall der S-MOT werden dabei das Licht sowie das magnetische Quadrupolfeld abgeschaltet. Nach einer Zeit t_f wird das Licht kurz (200 μs) wieder angeschaltet und die Fluoreszenz der Atomwolke mit der Kamera detektiert. Die Belichtungszeit muss dabei so gewählt werden,

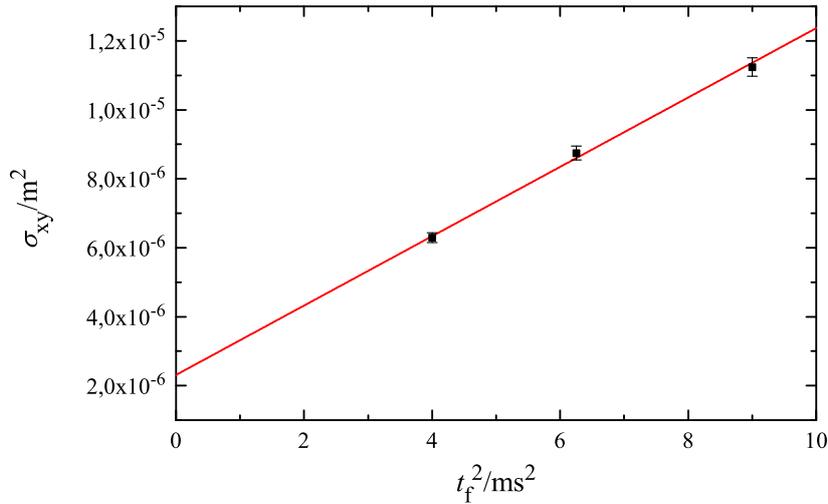


Abbildung 2.10: Expansion der Atomwolke der S-MOT. Aus der Steigung der Regressionsgeraden kann die Temperatur der Atome nach Gleichung 2.24 bestimmt werden. Für die hier dargestellten Daten beträgt diese Temperatur 2,9 mK.

dass sich Atome in dieser Zeit nicht nennenswert bewegen. Die Untergrenze von t_f ist durch die Öffnungszeit des externen Verschlusses auf etwa 1,5 ms begrenzt.

Die so gewonnenen Bilder werden analog zur Bestimmung der Atomzahl spalten- und zeilenweise aufsummiert. An die so gewonnenen Profile wird eine Gaußverteilung angepasst. Das Quadrat der Breite dieser Verteilung $\sigma(t_f)^2$ wird gegen t_f^2 aufgetragen (siehe Abbildung 2.10) und die Temperatur T wird aus der Regressionsgeraden bestimmt:

$$\sigma^2(t_f) = \sigma^2(0) + \frac{k_B}{m} T t_f^2 \quad (2.24)$$

Durch den nichtentarteten Grundzustand von Magnesium kann die durch Laserkühlung erreichbare Temperatur im Rahmen der Doppler-Theorie beschrieben werden. Die Doppler-Temperatur T_{Doppler} ist dabei in Abhängigkeit von Laserintensität und -verstimmung gegeben durch [83]:

$$T_{\text{Doppler}}(s, \Delta) = \frac{\hbar\Gamma}{8k_B} \frac{\Gamma}{\Delta} \left(1 + s + 4 \frac{\Delta^2}{\Gamma^2} \right) \quad (2.25)$$

Das Minimum dieser Theorie wird als *Dopplerlimit* bezeichnet und ergibt sich für $\Delta \rightarrow \Gamma/2$ sowie $s \rightarrow 0$:

$$T_{\text{Doppler, min}} = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \quad (2.26)$$

Für den Übergang $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ beträgt das Dopplerlimit 1,9 mK.

Die S-MOT wird in der Regel bei einer Verstimmung von $\Delta = 2\pi \times 85$ MHz und einer Intensität von $s \simeq 0,02$ betrieben. Hierfür ergibt sich nach Gleichung 2.25 eine Temperatur von 2,5 mK. Die durch TOF bestimmte Temperatur liegt mit 2,9 mK leicht darüber. In einer vorangegangenen Dissertation [47] wurde dieses Verfahren der Temperaturmessung an dem aktuellen Versuchsaufbau optimiert. Dort ist ein Fehler von 23 % angegeben. Für die hier präsentierten Experimente wird der Fehler zu 30 % abgeschätzt, da kein separater Detektionsstrahl verwendet wird und der Abbildungsmaßstab mit einem einfacheren Verfahren bestimmt wird.

Alternativ kann die Temperatur von Atomen im Zustand 1S_0 durch Messung des Dopplerprofils bestimmt werden. Dazu erfolgt eine optische Anregung auf dem Interkombinationsübergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ und anschließend die Detektion der angeregten Atome mit Hilfe der T-MOT. Dieses Verfahren wird in Abschnitt 4.3.6 beschrieben.

Das Dopplerlimit kann für bosonisches Magnesium bei Kühlung auf dem Übergang $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ nicht unterschritten werden, da eine Unterstruktur, wie sie z. B. zum Polarisationsgradientenkühlen erforderlich ist, im Zustand 1S_0 nicht vorhanden ist. Das optische Kühlen von fermionischem Magnesium auf diesem Übergang wurde im Rahmen einer Doktorarbeit [47] untersucht, aber auch dabei konnten keine atomaren Ensembles bei Temperaturen unterhalb des Dopplerlimits präpariert werden.

Mit dem Zwei-Photonen-Kühlen [49, 84, 85] konnten durch Verwendung eines weiteren Lasers auf dem Übergang $^1P_1 \rightarrow ^1D_2$ Temperaturen unterhalb des Dopplerlimits des Übergangs $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ gemessen werden. Es konnten 1 mK in einer MOT und 500 μ K in einer 1D-Melasse erreicht werden. Das Verfahren beruht jedoch auf einer modifizierten Doppler-Theorie, und die Temperaturuntergrenze dieses Verfahrens ist ebenfalls ein Dopplerlimit, jedoch mit der Linienbreite des zweiten Übergangs von etwa 2 MHz. Bis zu dieser Dissertation sind das die niedrigsten Temperaturen, die jemals für Magnesium gemessen wurden.

2.6.5 Zusammenfassung

Die MOT im Singulettssystem stellt die Basis für die weiteren Experimente dieser Dissertation dar. In einem Tiegelofen wird Magnesium verdampft und ein Strahl heißer Atome gebildet. Dieser Strahl wird durch einen entgegenlaufenden Laserstrahl im magnetischen Quadrupolfeld abgebremst und in einer MOT aus sechs unabhängigen Laserstrahlen gefangen. Die Laderate dieser MOT beträgt etwa 5×10^8 Atome/s und die maximale Atomzahl etwa 3×10^9 . Ohne Verwendung des Abbremsstrahls ist die Laderate etwa zwei Größenordnungen niedriger. Die S-MOT wird üblicherweise bei einer Verstimmung von einer Linienbreite zum Übergang $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ mit einer Sättigung $s \simeq 0,02$ betrieben. Die Lebensdauer der MOT wird durch Abschalten des Abbremsstrahls bestimmt und beträgt etwa 17 s. Bei sehr hohen Atomzahlen kann eine Sättigung der maximalen Dichte beobachtet

und auf Reabsorption von Photonen zurückgeführt werden. Die Temperatur der Atome wird über das Flugzeitverfahren bestimmt. Sie liegt mit 2,9 mK leicht über dem theoretischen Wert.

EINE MAGNETO-OPTISCHE FALLE FÜR METASTABILES MAGNESIUM

Die ersten Experimente zum optischen Kühlen von neutralen Atomen [86] und die erste Magneto-optische Falle [40] wurden mit Alkaliatomen realisiert. Das Termschema dieser Atome ist durch das einzelne äußere Elektron gegeben. Diese Atome besitzen geschlossene Übergänge, die zum optischen Kühlen und für eine MOT notwendig sind. Durch die magnetische Substruktur des Grundzustandes können damit Temperaturen deutlich unterhalb des Dopplerlimits erreicht werden [87, 88]. Es gibt keine Zustände mit langer Lebensdauer, die energetisch deutlich über dem Grundzustand sind.

Im Gegensatz dazu werden Edelgase in einem metastabilen Zustand in einer MOT gespeichert, da direkt aus dem Grundzustand kein geeigneter Kühlübergang bei experimentell einfach realisierbarer Wellenlänge zur Verfügung steht. Bei diesen Elementen erfordert die Anregung eines Elektrons aus dem Grundzustand eine sehr hohe Energie, da die Anregung in einen Zustand einer höheren Hauptquantenzahl erfolgen muss. Daher werden in einer elektrischen Entladung zunächst metastabile Atome erzeugt und dann in einer MOT gespeichert. Mit dieser Methode konnten die Elemente Helium [89], Neon [90], Argon [91], Krypton [91] und Xenon [92] in einer magneto-optischen Falle mit metastabilem Grundzustand gespeichert werden. Durch den großen Energieabstand zwischen den energetisch niedrigsten metastabilen Zuständen und dem Grundzustand kann bei einem Stoß zweier Atome eine Ionisation (Penning-Ionisation) erfolgen.

Auch für Erdalkaliatome ist eine MOT mit einem Übergang mit metastabilem Grundzustand möglich. So wurde bereits Calcium in einer MOT auf dem Übergang $^3P_2 \rightarrow ^3D_3$ bei einer Wellenlänge von 1986 nm gespeichert [93, 94]. Durch die geringe Linienbreite des verwendeten Überganges können dabei im Vergleich zur MOT im Singulettssystem deutlich niedrigere Temperaturen erzielt werden. Da

die Übergänge der beiden Fallen keine gemeinsamen Zustände aufweisen ist ein gleichzeitiger Betrieb und kontinuierlicher Transfer von Atomen möglich.

Im diesem Kapitel wird der Aufbau einer vergleichbaren Magneto-optischen Falle für metastabiles Magnesium beschrieben. Durch optische Anregung auf einem Interkombinationsübergang werden Mg-Atome aus der S-MOT in das Triplettssystem transferiert. In einer zweiten MOT auf einem Übergang zwischen zwei Triplettzuständen werden diese Atome dann weiter gekühlt und gespeichert. Diese MOT bildet die Grundlage für die Beladung einer optischen Dipolfalle (siehe Kapitel 4). Der Transfer von Atomen und die magneto-optische Falle im Triplettssystem werden im diesem Kapitel erstmals charakterisiert.

3.1 Optischer Aufbau

Für die hier beschriebenen Experimente mit metastabilem Magnesium werden die Atome aus der S-MOT durch optische Anregung auf dem Interkombinationsübergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ in den metastabilen Zustand transferiert und dann in einer zweiten MOT (T-MOT) im Triplettsystem gefangen. Dazu ist es notwendig, zwei Wellenlängen im UV-Bereich (285 nm und 383 nm) zu überlagern und jeweils die für eine magneto-optische Falle notwendige zirkuläre Polarisation zu erzeugen.

Die Lichtquellen für die T-MOT befinden sich auf einem separaten optischen Tisch. Dort finden die Überlagerung von Kühl- und Rückpumplicht sowie die Aufteilung auf sechs polarisationserhaltende Einmodenfasern statt (siehe Abschnitt 2.3.2). Die Leistung kann für jede Faser individuell eingestellt werden, um z. B. Verluste durch Vakuumfenster auszugleichen. Das aus den Fasern divergent austretende Licht wird mit achromatischen Linsen¹ zu einem kollimierten Strahl geformt. Dafür stehen Linsen mit den Brennweiten 125 mm, 35 mm und 19,1 mm zur Verfügung, womit kollimierte Strahlen mit $w_0 = 11$ mm, $w_0 = 3,1$ mm und $w_0 = 1,7$ mm erzeugt werden können. Für die Experimente dieses Kapitels wird der große Strahlradius gewählt, da in diesem Fall das Strahlprofil die höchste Qualität aufweist und die Justage der Strahlen relativ einfach ist. Die Strahlformung erfolgt mit Hilfe spezieller Optomechanikkomponenten² vertikal. Dadurch wird der Aufbau kompakt gehalten und die verschiedenen Kollimationslinsen können mit einem Schienensystem an den notwendigen Stellen platziert und verschoben werden. Am unteren Ende dieses Aufbaus lenkt ein Spiegel den kollimierten Strahl schließlich in die Horizontale um. Die Überlagerung mit dem Licht der S-MOT erfolgt mit dichroitischen Spiegeln³. Obwohl eine magneto-optische Falle in der Regel nicht sehr sensitiv auf kleine Abweichungen der Polarisation reagiert, soll die Polarisation beider Wellenlängen nach der Überlagerung möglichst zirkular sein. Dies stellt jedoch insbesondere bei der Reflexion unter großem Winkel ein Problem dar. Es gibt zwar spezielle Spiegel, bei denen S- und P-Polarisation den gleichen Phasenversatz bei Reflexion erfahren, jedoch ist diese Phasen Anpassung nur für einen Winkel und eine Wellenlänge möglich. Daher wird in den hier beschriebenen Experimenten spezielle Verzögerungsoptik verwendet, die bei 383 nm eine Verzögerung von $\lambda/4$ sowie bei 285 nm einen Wert von λ aufweist⁴. Dadurch kann das Licht der T-MOT am Überlagerungsspiegel linear polarisiert sein und erst später zirkular polarisiert werden. Die Polarisation des Lichtes der S-MOT ändert sich durch diese Wellenplatte nicht. Sie wird bereits vor der Überlagerung zirkular eingestellt. Nach der Überlagerung werden (außer in der vertikalen Richtung) keine weiteren Spiegel verwendet, um die Polarisation nicht negativ zu beeinflussen.

¹ $f = 19,1$ mm: 49-759; $f = 35$ mm: 45-210; $f = 125$ mm: 32-492; Fa. Edmund Optics

²30 mm Cage Cube System, Fa. Thorlabs

³HR für 383 nm, HT für 285 nm, Fa. Laseroptik

⁴Hersteller Fa. Bernhard Halle Nachfl. GmbH

3.2 Transfer von Atomen in das Triplettssystem

Durch den großen Energieabstand zwischen dem Singulett-Grundzustand und den metastabilen 3P_J -Zuständen werden diese im thermischen Gleichgewicht für herkömmliche Atomquellen nur zu einem vernachlässigbaren Anteil besetzt. Daher muss im Experiment zunächst eine Anregung in einen Triplettzustand erfolgen. Für die Experimente dieser Dissertation werden Atome zunächst in der S-MOT gespeichert und dann auf dem Interkombinationsübergang ${}^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ in das Triplettssystem überführt. Dieses Verfahren wird im folgenden Abschnitt vorgestellt und charakterisiert. Anschließend werden alternative Verfahren zur Besetzung der metastabilen Zustände vorgestellt.

3.2.1 Anregung auf dem Interkombinationsübergang

Zum Transfer von Atomen in das Triplettssystem erfolgt die Anregung auf dem Interkombinationsübergang ${}^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ bei einer Wellenlänge von 457 nm. Das dafür verwendete Lasersystem wird in Abschnitt 2.3.3 vorgestellt. Der Übergang weist eine natürliche Linienbreite von 36 Hz [44] auf und ist in der S-MOT durch die thermische Geschwindigkeit der Atome und das magnetische Quadrupolfeld stark inhomogen verbreitert. Die notwendige Einstrahldauer, um Atome in das Triplettssystem zu transferieren, wird experimentell bestimmt.

Atome, die aus der S-MOT in den Zustand 3P_1 angeregt werden, verlassen in der Regel die Falle und können daher als Verlust nachgewiesen werden. Nur ein sehr kleiner Teil zerfällt innerhalb des Einfangvolumens zurück in den Grundzustand und geht trotz Anregung nicht verloren. Dies konnte durch einen zusätzlichen Laser auf dem Übergang ${}^3P_1 \rightarrow {}^3D_2$ nachgewiesen werden, der angeregte Atome in den deutlich langlebigeren Zustand 3P_2 überführt. Dies führt nur zu geringfügig höheren Verlusten. Dadurch hat dieser Effekt nur einen geringen Einfluss auf die Bestimmung der Transferzeit und die experimentelle Bestimmung erfolgt ohne diesen zusätzlichen Laser. Der Teilchenverlust aus der S-MOT durch optische Anregung eines metastabilen Zustandes kann als Einatomeffekt durch eine Modifikation von Gleichung 2.15 beschrieben werden:

$$\dot{N}_S(t) = -\alpha N_S(t) - \alpha_{\text{AT}} N_S(t) = -\frac{1}{\tau} N_S(t) - \frac{1}{\tau_{\text{AT}}} N_S(t) \quad (3.1)$$

Der erste Term beschreibt die normalen Ein-Körper Verluste der S-MOT, deren Messung in Abschnitt 2.6.2 dargestellt ist. Der zweite Term steht für Verluste durch Anregung in das Triplettssystem. Die entsprechenden Lebensdauern können invers zu einer Gesamtlebensdauer addiert werden. In den folgenden Experimenten dominieren die Verluste durch Anregung in metastabile Zustände ($\tau_{\text{AT}} \ll \tau \simeq 17$ s) und daher wird der erste Term in Gleichung 3.1 vernachlässigt. Für diesen Fall hat

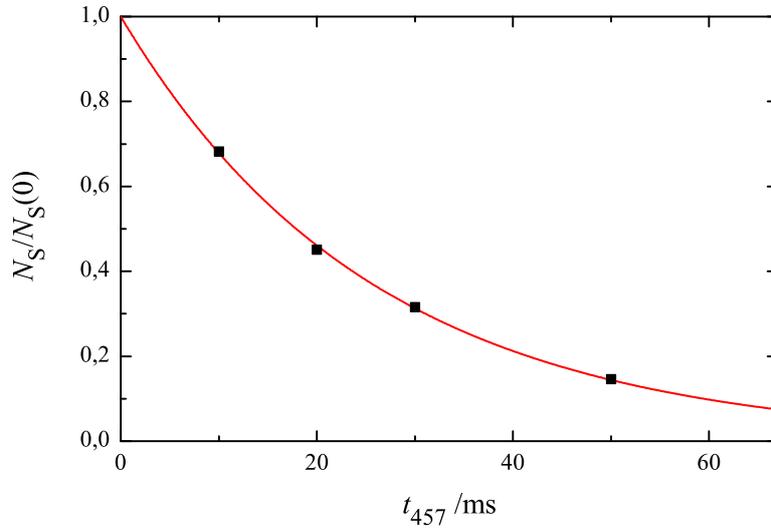


Abbildung 3.1: Abnahme der Atomzahl N_S durch Umpumpen in das Triplettssystem als Funktion der Einstrahldauer t_{457} des Lasers auf dem Interkombinationsübergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$. Die Daten werden durch eine Messung ohne diesen Laser normiert. Durch die Anpassung einer Kurve nach Gleichung 3.2 wird die Zeitkonstante τ_{AT} (hier: 26 ms) bestimmt.

Gleichung 3.1 folgende Lösung:

$$\frac{N_S(t)}{N_S(0)} = \exp\left(-\frac{t}{\tau_{AT}}\right) \quad (3.2)$$

Eine typische Messung von τ_{AT} ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Zunächst wird die S-MOT mit etwa 2×10^8 Atomen beladen. Danach wird der Abbremsstrahl abgeschaltet und nach 120 ms wird über eine CCD-Aufnahme die Atomzahl bestimmt (siehe Abschnitt 2.6.2). Zwischen Abschalten des Abbremsstrahls und der Aufnahme kann für eine variable Zeit der Laser auf dem Übergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ eingestrahlt werden. Die Daten werden mit Aufnahmen ohne Einstrahlen dieses Lasers normiert. Für jeden Datenpunkt in Abbildung 3.1 werden drei bis fünf CCD-Bilder ausgewertet. Durch Anpassen einer Kurve nach Gleichung 3.2 wird die Zeitkonstante τ_{AT} bestimmt, mit der Atome in das Triplettssystem überführt werden.

Die Umpumpzeit τ_{AT} hängt von Laserfrequenz und -intensität ab. Der Strahl des Umpump lasers weist einen Strahlradius von 2,0 mm auf und ist damit größer als die S-MOT. Die angegebenen Intensitäten die Maximalintensitäten im Zentrum des gaußförmigen Strahls. Zur Justage wird der Strahldurchmesser mit einer Irisblende verkleinert und das Intensitätsmaximum auf die S-MOT ausgerichtet. Die Leistung wird durch einen AOM, der auch zum Schalten des Strahles verwendet wird, eingestellt (siehe Abbildung 2.7). Abbildung 3.2 zeigt die Umpumpzeit τ_{AT} als Funktion der Intensität des Lasers.

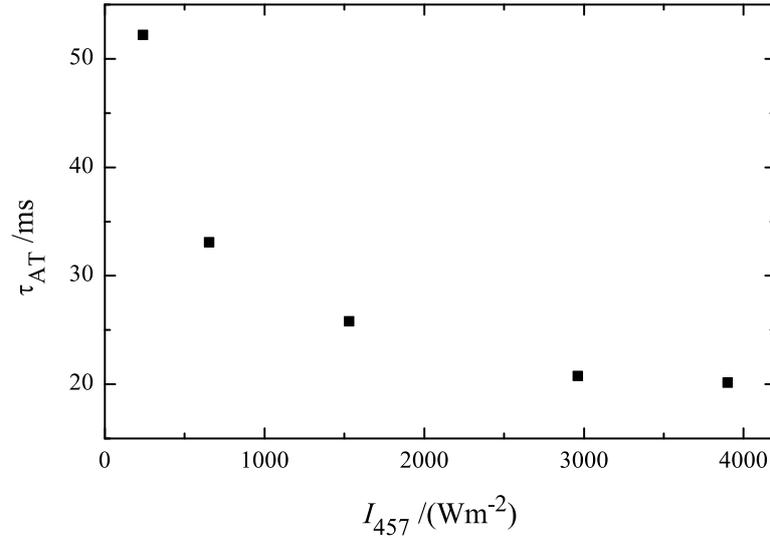


Abbildung 3.2: Umpumpzeit in das Triplettssystem τ_{AT} als Funktion der Laserintensität I_{457} auf dem Interkombinationsübergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$. Für hohe Intensität geht die Umpumpzeit gegen einen (frequenzabhängigen) Minimalwert. Für die hier dargestellten Daten beträgt die Laserfrequenz 655659900(30) MHz.

Ohne eine inhomogene Linienverbreiterung würde man erwarten, dass sich die Umpumpzeit invers proportional zur Laserintensität verhält. Die Messungen zeigen jedoch, dass die Umpumpzeit gegen einen (frequenzabhängigen) Minimalwert geht. Dies ist wahrscheinlich auf die extreme inhomogene Verbreiterung (s. u.) zurückzuführen, wodurch zu jedem Zeitpunkt nur ein kleiner Teil der Atome mit dem eingestrahlten Licht resonant ist.

Die Messungen zur Umpumpzeit als Funktion der Laserfrequenz sind in Abbildung 3.3 gezeigt. Dabei wird die Laserfrequenz über einen AOM zwischen dem Laser und dem hochstabilen Resonator verändert (siehe Abschnitt 2.3.3). Das Umpumpen in das Triplettssystem ist trotz der geringen Linienbreite des verwendeten Überganges und des schmalbandigen Lasers nicht sehr frequenzkritisch. Die Breite der Kurve (FWHM) beträgt etwa 30 MHz.

Bei der Anregung in den metastabilen Zustand aus der S-MOT treten eine Reihe von linienverbreiternden Effekten auf. Zum Beispiel führt die thermische Geschwindigkeit der Atome zu einer Dopplerverbreiterung. Im hier vorliegenden Fall dominiert jedoch die Verbreiterung durch das magnetische Quadrupolfeld.

Ein Magnetfeld \mathbf{B} führt zu einer zustandsabhängigen Verschiebung der atomaren Resonanzfrequenz $\Delta\nu_B$ durch den linearen *Zeeman-Effekt* [95]:

$$\Delta\nu_B = \frac{\mu_B}{h} g_j m_j |\mathbf{B}| \quad (3.3)$$

mit dem Bohrschen Magneton μ_B , dem Planckschen Wirkungsquantum h , dem vom atomaren Zustand abhängigen Landéschen g-Faktor g_j und der magnetischen

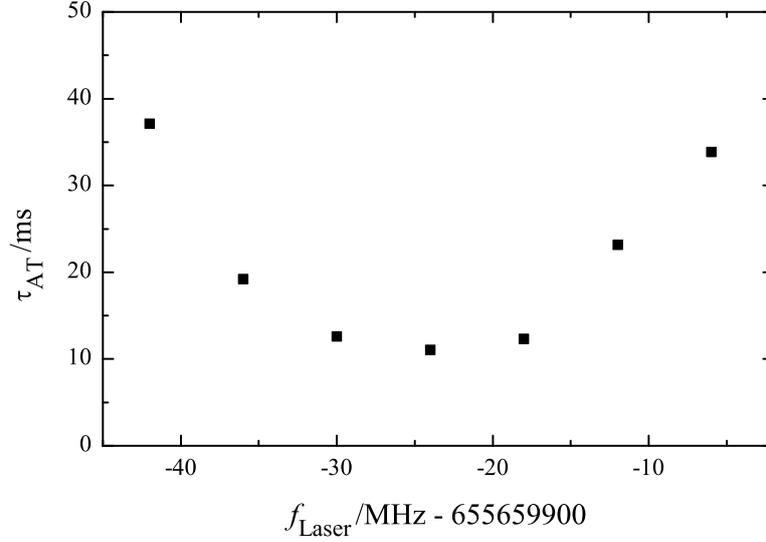


Abbildung 3.3: Umpumpzeit in das Triplettssystem τ_{AT} als Funktion der Laserfrequenz f_{Laser} . Der Interkombinationsübergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ ist durch das magnetische Quadrupolfeld stark inhomogen verbreitert. Für die hier gezeigten Daten beträgt die Intensität des Lasers $3,9 \text{ kW/m}^2$. Absolutfrequenz des Lasers wird mit einem Wellenlängenmessgerät bestimmt und weist einen Fehler von 30 MHz auf.

Quantenzahl m_j . Um die Verschiebung eines atomaren Überganges zu berechnen, muss dabei die Differenz der $\Delta\nu_B$ für die beiden beteiligten Zustände gebildet werden. Für den Übergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ ergibt sich daraus:

$$\Delta\nu_B = 2,2 \times 10^4 \frac{\text{MHz}}{\text{T}} |\mathbf{B}| \quad (3.4)$$

Für die experimentellen Parameter ($\sigma_{\text{S-MOT}} = 600 \text{ } \mu\text{m}$, $\nabla B = 1,3 \text{ mT/m}$) beträgt die berechnete Verbreiterung durch das inhomogene Magnetfeld etwa 35 MHz. Zusätzlich kann eine Verschiebung der Resonanzfrequenz (für die $m_j = \pm 1$ Zustände) auftreten, wenn die S-MOT nicht auf den Nullpunkt des Magnetfeldes justiert ist. Im Experiment wird diese Justage durch Änderung des Magnetfeldgradienten und Beobachten der Position der S-MOT überprüft. Dadurch wird sichergestellt, dass das Zentrum der S-MOT weniger als einen Radius der S-MOT vom Minimum des Magnetfeldes entfernt ist.

Die Umpumpzeiten von Magnesium aus der S-MOT in den metastabilen Zustand 3P_1 betragen auf Resonanz etwa 10 ms. Für die im Folgenden beschriebenen Experimente mit der T-MOT wird der blaue Laser für 30 ms eingestrahlt. Dadurch ist gewährleistet, dass selbst bei Abweichungen in der Frequenz oder der Intensität des Lasers der Großteil der Atome in den metastabilen Zustand überführt wird.

3.2.2 Alternative Methoden zur Erzeugung von metastabilem Magnesium

Der Transfer von Atomen in das Triplettssystem wird bereits in einer anderen Dissertation [49] bei der Untersuchung des Zwei-Photonen Kühlverfahrens [85, 84] beobachtet. Dabei wird zusätzlich zur S-MOT ein weiterer Laser auf dem Übergang $^1P_1 \rightarrow ^1D_2$ eingestrahlt. Je nach Verstimmung zur Zwei-Photonen Resonanz können die Atome in der S-MOT dadurch gekühlt werden. Aus dem angeregten Zustand 1D_2 können Atome in die metastabilen 3P -Zustände zerfallen. Atome im Zustand 3P_2 konnten im Rahmen dieser Experimente in einer Magnetfalle gespeichert werden. Der Transfer von Atomen auf diesem Weg dauert mit etwa 1 s allerdings etwa einen Faktor von 100 länger und wird daher im Rahmen dieser Dissertation nicht weiter verfolgt.

Eine weitere Möglichkeit zur Erzeugung von metastabilem Magnesium besteht durch Stoßanregung mit Elektronen in einer elektrischen Entladung. In einem Atomstrahl können bis zu 30 % der Atome durch dieses Verfahren in die 3P -Zustände transferiert werden [96, 97]. In Verbindung mit einem Zeeman-Abbremsler [80] oder durch Veränderung der Verstimmung des Abbremslasers [98] kann ein Atomstrahl abgebremst und damit eine MOT geladen werden. Da eine solche Atomquelle metastabile Atome ohne eine S-MOT zur Verfügung stellt, kann der experimentelle Aufwand dadurch deutlich reduziert werden.

Alternativ ist die optische Anregung von Atomen in metastabile Zustände in einem Atomstrahl auf dem Übergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ möglich [48, 37]. Ein so präparierter Strahl könnte ebenso mit den oben genannten Methoden abgebremst und die Atome können in der T-MOT gefangen werden.

3.3 Realisierung einer MOT im Triplettsystem

3.3.1 Metastabile Zustände

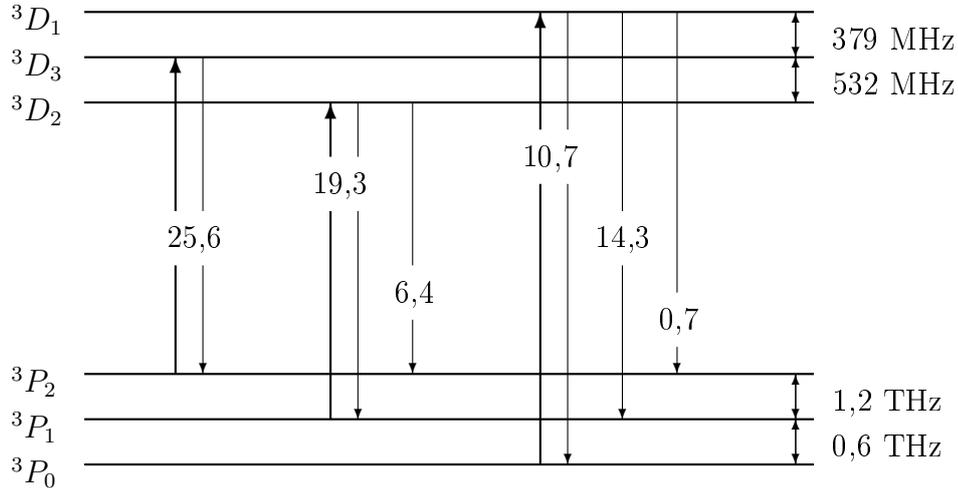


Abbildung 3.4: Auszug aus dem Termschema von ^{24}Mg . Gezeigt sind für den Betrieb der T-MOT relevante Zustände und Übergänge. Die dicken Pfeile kennzeichnen Übergänge, die durch Laser adressiert werden, während die dünnen Pfeile Zerfallskanäle darstellen. Die Zahlen bezeichnen Linienbreiten in MHz. Alle Werte sind aus [49] übernommen.

Die für eine magneto-optische Falle im Triplettsystem relevanten Zustände sind in Abbildung 3.4 dargestellt. Die drei 3P_J -Zustände weisen für angeregte Zustände sehr lange Lebensdauern auf und werden daher als metastabil bezeichnet. Zerfälle in den Grundzustand sind bei relativ geringer Energie der Spin-Bahn Kopplung (L - S -Kopplung) verboten, da in diesem Fall die Quantenzahl S erhalten bleibt. Da diese Beschreibung nur eine Näherung darstellt, ist die Lebensdauer der 3P_J -Zustände endlich. Diese beträgt für den Zustand 3P_1 4,4 ms [44]. Der Zustand 3P_2 , der als Grundzustand für den geschlossenen Kühlübergang $^3P_2 \rightarrow ^3D_3$ dient, hat eine deutlich längere (berechnete) Lebensdauer von 38 min [99], da der dominante Beitrag für einen Zerfall in den Grundzustand über einen magnetischen Quadrupolübergang erfolgt ($\Delta J = 2$).

Der Zerfall des Zustandes 3P_0 in den Grundzustand ist für bosonische Isotope mit Kernspin $I = 0$ nicht nur durch die Änderung von S , sondern auch durch $J = 0 \rightarrow J' = 0$ in allen Ordnungen verboten und wird daher als doppelt verboten bezeichnet. In einem externen Magnetfeld sind die Eigenzustände durch Mischungen aus 3P_1 und 3P_0 gegeben [100]. In diesem Fall kann der Übergang optisch angeregt und für einen gitterbasierten optischen Frequenzstandard verwendet werden. Im fermionischen Isotop ^{25}Mg werden die Zustände von 1S_0 und 3P_0 jeweils

Vakuum Wellenlänge	383,9	nm
Frequenz	780,835380	THz
Linienbreite	25,6	MHz
Sättigungsintensität	591	W/m ²
Dopplerlimit	610	μK
Recoillimit	5,4	μK

Tabelle 3.1: Eigenschaften des Kühlüberganges ${}^3P_2 \rightarrow {}^3D_3$. Die Frequenz des Überganges wurde in [49] gemessen und ist mit der früheren Messung [102] konsistent. Die Linienbreite ist ebenfalls aus [49] entnommen.

durch eine $F = 5/2$ -Hyperfeinkomponente beschrieben. Für das Fermion beträgt die Linienbreite des Überganges zwischen diesen beiden Zuständen 0,44 mHz [101].

3.3.2 Kühllaser und Rückpumper

Da die Beladung der T-MOT mit bereits in der S-MOT gekühlten Atomen erfolgt, beträgt die Temperatur der Atome nach dem Umpumpen etwa 3 mK. Zur weiteren Kühlung in der T-MOT sind daher im Prinzip nur wenige Photonen notwendig. Allerdings muss die Photonenstreurrate für jedes Atom in der T-MOT mindestens etwa tausend pro Sekunde betragen, damit Atome gegen die Gravitation gehalten werden können.

Die Parameter des Kühlüberganges ${}^3P_2 \rightarrow {}^3D_3$ sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Dieser Übergang ist geschlossen, da der angeregte Zustand 3D_3 nur nach 3P_2 zerfallen kann.

Es ist jedoch – insbesondere bei großer Verstimmung des Kühllasers – möglich, dass eine Anregung nach 3D_1 oder 3D_2 erfolgt. Aus diesen Zuständen sind Zerfälle nach 3P_1 oder 3P_0 sehr wahrscheinlich, so dass ein solches Atom durch Rückpumpelaser wieder in den Kühlzyklus zurückgebracht werden muss. In Abbildung 3.5 ist die Anregungsrate nach 3D_3 im Verhältnis zu den Zuständen 3D_2 und 3D_1 in Abhängigkeit der Verstimmung des Kühllasers gezeigt. Für eine geringe Verstimmung werden mehrere tausend Photonen auf dem Kühlübergang absorbiert, bevor eine Anregung in einen der anderen 3D -Zustände erfolgt. Beträgt die Verstimmung einige Linienbreiten, so sinkt diese Zahl auf einen Wert unter 100, da insbesondere die Anregung nach 3D_2 mit zunehmender Verstimmung wahrscheinlicher wird.

Diese Berechnungen können mit Daten aus [49] quantitativ bestätigt werden. Dort werden Atome im Zustand 3P_2 in einer Magnetfalle gefangen und auf dem Kühlübergang angeregt. Für eine Verstimmung von $-0,75\Gamma$ werden 2000 ± 400 Photonenstreuungen beobachtet, bevor ein Atom in einen dunklen Zustand zerfällt. Das entspricht dem in Abbildung 3.5 dargestellten Wert. Das bedeutet, dass für experimentell relevante Werte der Verstimmung des Kühllasers im Vergleich zu den Rückpumpen stets sehr viel mehr Photonen des Kühllasers gestreut werden. Der

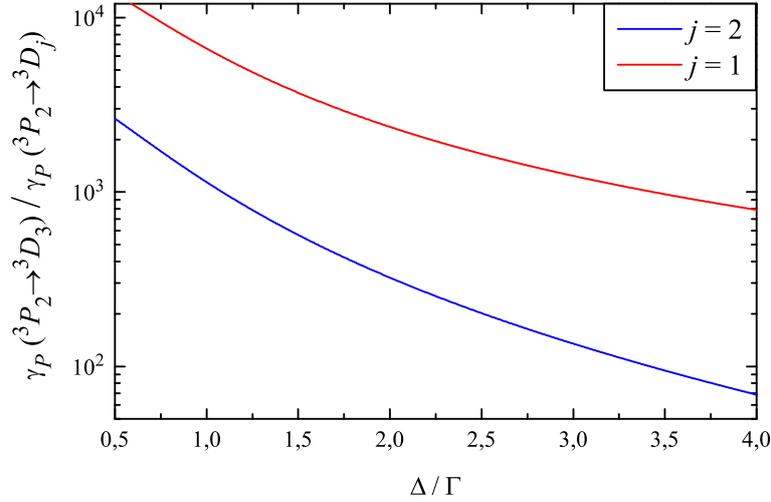


Abbildung 3.5: Verhältnis der Photonenstreurate auf dem Kühlübergang $^3P_2 \rightarrow ^3D_3$ und den Übergängen $^3P_2 \rightarrow ^3D_2$ (blau) bzw. $^3P_2 \rightarrow ^3D_1$ (rot) durch den Kühllaser in Abhängigkeit von dessen Rotverstimmung. Diese Darstellung zeigt, nach wie vielen Photonenabsorptionen auf den Kühlübergang eine Anregung in einen der anderen Zustände erfolgt. Durch solch eine Anregung werden Atome mit hoher Wahrscheinlichkeit aus dem Kühlzyklus entfernt und müssen rückgepumpt werden. Die Berechnung erfolgt mit Gleichung 2.8 und den Linienbreiten sowie Feinstrukturaufspaltungen aus Abbildung 3.4. Für den auch im Experiment gegebenen Fall kleiner Sättigung auf den Kühlübergang ($s < 1$) zeigt sich nur eine geringe Abhängigkeit von der Intensität. Für die Berechnungen wird $s = 0,5$ verwendet.

Impulsübertrag durch die Rückpumper in der T-MOT kann folglich vernachlässigt werden. Das hat zur Folge, dass die Justage der Rückpumper unkritisch ist und deren Leistung nicht gleichmäßig auf die sechs Strahlen verteilt werden muss. Auch wenn dadurch mechanische Effekte durch Photonenstreuung auf den durch die Rückpumplaser adressierten Übergängen nicht zu erwarten sind, beeinflusst die Intensität der Rückpumper die Lebensdauer der T-MOT (siehe Abschnitt 3.4.1).

3.3.3 Experimentelle Sequenz

Um Experimente mit der T-MOT durchführen zu können werden zunächst Atome in der S-MOT geladen. Diese wird mit den in Abschnitt 2.6 genannten Parametern betrieben. Durch die Ladezeit kann die gewünschte Atomzahl eingestellt werden. Anschließend erfolgt für 30 ms der Transfer der Atome in die T-MOT. Dazu werden beide magneto-optischen Fallen gleichzeitig betrieben und zusätzlich der Laser auf dem Interkombinationsübergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ eingestrahlt. Am Ende dieser Transferphase wird das Licht der S-MOT abgeschaltet und es können mit den metastabilen Atomen in der T-MOT nun Experimente durchgeführt werden.

3.4 Charakterisierung der T-MOT

3.4.1 Zerfallskurve

Die Bestimmung der Lebensdauer der T-MOT erfolgt wie bei der S-MOT durch Aufnahme einer Zerfallskurve. Da Licht der Wellenlänge 383 nm im Gegensatz zu 285 nm auch über gewöhnliche CCD-Chips detektiert werden kann, stehen zur Detektion von Fluoreszenzlicht der T-MOT im Vergleich zur S-MOT zusätzliche Möglichkeiten zur Verfügung. Die Aufnahme der Zerfallskurve erfolgt mit einer zweiten Kamera⁵, die deutlich schneller Bilder aufnehmen kann (bis zu 75 Bilder/s). Im Vergleich zur Hauptkamera weist der Chip dafür lediglich 640×480 Pixel auf, der Dynamikbereich ist mit 8 Bit deutlich kleiner und die Quanteneffizienz ist geringer. Bei der Detektion von Fluoreszenzlicht der T-MOT sind diese Nachteile jedoch nachrangig, da sehr viele Photonen zur Verfügung stehen und die Belichtungszeit nicht kritisch ist. Die Einstellung von Auslesegeschwindigkeit und Belichtungszeit erfolgt per Software. Zur Kalibrierung der Zweitkamera wird zu einem beliebigen Zeitpunkt mit beiden Kameras ein Bild aufgenommen und Atomzahl sowie räumliche Ausdehnung wird mit der Hauptkamera analog zu Abschnitt 2.6.2 bestimmt. Damit wird das Bild der zweiten Kamera kalibriert. Durch die Möglichkeit, Bilder in sehr kleinen Zeitabständen aufnehmen zu können, muss die MOT nicht für jedes Bild neu geladen werden. Die Aufnahme einer Zerfallskurve wird dadurch deutlich vereinfacht.

Die so aufgenommene Zerfallskurve ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Da die Pixelwerte der Kamera auf 8 Bit begrenzt sind, werden mehrere Datenreihen mit unterschiedlicher Belichtungszeit aufgenommen. Für lange Haltezeiten in der Falle (kleine Atomzahlen) nimmt die Anzahl exponentiell ab (analog zu Abbildung 2.9). Für hohe Teilchenzahlen (kleine Haltezeit) fällt die Kurve deutlich steiler ab. Dies kann durch Verluste durch Stöße zwischen gefangenen Teilchen erklärt werden. Um diesen Prozess zu beschreiben, wird Gleichung 2.15 zur Beschreibung der zeitlichen Entwicklung der Zahl der Atome in der T-MOT ($N_T(t)$) modifiziert [103]:

$$\dot{N}_T(t) = -\alpha N_T(t) - \beta \int_V n_T^2(r, t) dV \quad (3.5)$$

Der Index T bezeichnet Atomzahl und Teilchendichte in der T-MOT. Der zweite Term beschreibt Verluste, die durch die Kollision von zwei Teilchen in der MOT verursacht werden und ist daher proportional zu n_T^2 . Es handelt sich dabei um inelastische Stöße, bei denen die Stoßpartner genügend kinetische Energie erhalten, um die Falle zu verlassen. Da sich bei der Aufnahme der Zerfallskurve die räumliche Ausdehnung der T-MOT nicht messbar ändert, kann die Integration in Gleichung

⁵uEye UI-2210SE-M, Fa. IDS Imaging Development Systems

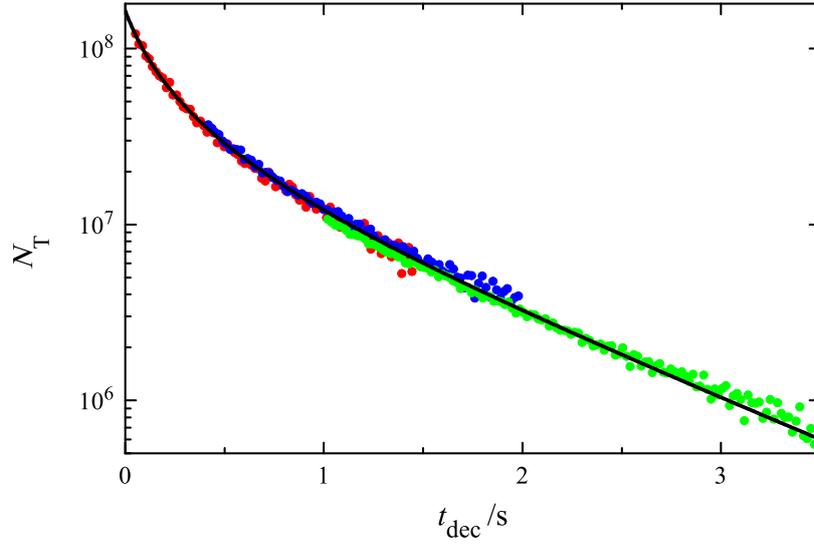


Abbildung 3.6: Atomzahl in der T-MOT (N_T) in Abhängigkeit der Haltezeit t_{dec} . Die Aufnahme erfolgt mit einer Kamera, die Bilder mit kleinem zeitlichem Abstand aufnehmen kann (siehe Text). Die verschiedenfarbigen Datenpunkte stellen Aufnahmen mit unterschiedlicher Belichtungszeit dar, um trotz des begrenzten Dynamikbereiches der Kamera Teilchenzahlen von $10^6 - 10^8$ detektieren zu können. An die Daten wird eine Kurve mit einer Lösung von Gleichung 3.6 angepasst.

3.5 mit der Dichteverteilung aus Gleichung 2.14 ausgeführt werden.

$$\dot{N}_T(t) = -\alpha N_T(t) - \frac{\beta}{8\pi^{3/2} \sigma_{xy}^2 \sigma_z} N_T^2(t) \quad (3.6)$$

Eine Lösung dieser Gleichung wird an die Daten in Abbildung 3.6 angepasst. Mit den Parametern der angepassten Kurve können mehrere Größen aus dem Zerfall der T-MOT berechnet werden.

Laderate und Umladeeffizienz

Die Atomzahl direkt nach dem Beladen der T-MOT beträgt für die dargestellten Daten $1,6 \times 10^8$. Zum Beladen der T-MOT wird der Laser auf dem Übergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ für 30 ms eingestrahlt, wobei die tatsächliche Transferzeit nach den in Abschnitt 3.2 dargestellten Ergebnissen etwas geringer sein sollte. Damit wird die Laderate der T-MOT zu 5×10^9 Atome/s berechnet. Eine hohe Laderate ist erforderlich, um Phänomene wie Zwei-Körper Verluste (s. u.) beobachten zu können.

Zur Bestimmung der Umladeeffizienz wird die Atomzahl der S-MOT bei identischer Ladezeit bestimmt. Diese beträgt für die dargestellten Daten $5,8 \times 10^8$. Die Umladeeffizienz von der S-MOT in die T-MOT beträgt somit 28 %.

Lebensdauer

Für kleine Teilchenzahlen nimmt die Atomzahl in der T-MOT exponentiell mit der Haltezeit ab. Dieser Verlust kann durch Prozesse mit einem Atom in der Falle beschrieben werden und wird deshalb als Ein-Körper Verlust bezeichnet. Mit den in Abbildung 3.6 dargestellten Daten wird eine $1/e$ Lebensdauer von 930 ms gemessen, mehr als eine Größenordnung kleiner als in der S-MOT.

Eine übliche Begrenzung für die Lebensdauer einer magneto-optischen Falle durch Ein-Körper Verluste stellen elastische Stöße mit dem Hintergrundgas dar. Solche Stöße sind zwar vom Zustand des gefangenen Atoms und der Zusammensetzung des Hintergrundgases abhängig [104], jedoch ergeben sich für verschiedene gefangene Elemente und unterschiedliche Zusammensetzungen des Hintergrundgases ähnliche Werte. Der deutliche Unterschied in den Lebensdauern von S-MOT und T-MOT deutet auf einen weiteren Verlustkanal hin. Dies kann durch optische Zerfälle in das Singulettssystem verursacht werden. Obwohl Interkombinationsübergänge eine sehr kleine Zerfallsrate aufweisen, konnten bei Experimenten zum Zwei-Photonen Kühlen [49, 84] Verluste durch spontane Emission auf einem Interkombinationsübergang von Atomen im Zustand $(3s3d) \ ^1D_2$ beobachtet werden. Diese Atome zerfallen in einen Triplettzustand und können dann nicht mehr in der S-MOT detektiert werden. Im hier vorliegenden Fall ist die Situation jedoch komplexer. In der T-MOT befinden sich die Atome überwiegend in den Zuständen 3P_2 und 3D_3 . Ein spontaner Zerfall in einen Singulettzustand aus einem dieser Zustände ist nicht nur spin- sondern zusätzlich wegen $\Delta J > 1$ auch in der Dipolnäherung verboten. Daher haben solche Übergänge extrem geringe Übergangswahrscheinlichkeiten [99] und können als Verlustkanal in der T-MOT also vernachlässigt werden.

Neben der Anregung auf dem geschlossenen Kühlübergang $^3P_2 \rightarrow ^3D_3$ werden Atome durch den Kühllaser in die anderen 3D -Zustände angeregt und können in den relativ kurzlebigen Zustand 3P_1 zerfallen. Obwohl Rückpumlaser solche Atome wieder in den Kühlzyklus zurückbringen, besteht in der Zwischenzeit die Möglichkeit eines Zerfalls in den Grundzustand. Für typische T-MOT-Betriebsparameter ($\Delta = -\Gamma$, $s = 0,15$) zerfallen Atome mit einer Rate von $2,4 \times 10^{-3}$ in den Zustand 3P_1 . Mit resonantem Rückpumper und $s_{RP} = 0,01$ beträgt die Begrenzung der Lebensdauer der T-MOT durch Zerfall in den Grundzustand 300 ms. Dieser Wert hängt stark von Intensität und Verstimmung des Rückpumlasers auf dem Übergang $^3P_1 \rightarrow ^3D_2$ ab. Die Berechnung zeigt jedoch, dass dieser Effekt eine Lebensdauerbegrenzung auf Werte unter einer Sekunde verursachen und die beobachtete Lebensdauer damit erklärt werden kann. Verluste durch Stöße mit dem Hintergrundgas können für typische Betriebsparameter der T-MOT vernachlässigt werden.

Ein-Körper Verluste können auch durch Photoionisation mit dem Licht der Wellenlänge 383 nm und Atomen in den 3D -Zuständen verursacht werden. Dieser Prozess hängt stark von dem entsprechenden Ionisationsquerschnitt ab und kann

für die T-MOT nicht beobachtet werden.

Zwei-Körper Verluste

Ein Verlust von Atomen aus der MOT, der durch den Stoß von zwei gefangenen Teilchen verursacht wird, wird als Zwei-Körper Verlust bezeichnet. Um die Falle zu verlassen, muss ein Teilchen durch den Stoß genügend kinetische Energie erhalten. Daher handelt es sich in der Regel um inelastische Stöße, bei denen sich der interne Zustand ändern und auch ein Photon emittiert werden kann. Nach einem solchen Stoß verlassen in der Regel beide Stoßpartner die Falle; es wurden allerdings auch schon Zwei-Körper Stöße mit identischen Teilchen beobachtet, in denen nur eines die Falle verlässt [105]. Falls sich eines der am Stoß beteiligten Atome in einem kurzlebigen angeregten Zustand befindet, spricht man von einem Teilchenverlust durch einen *lichtinduzierten Stoß* [106]. Dies ist insbesondere für magneto-optische Fallen relevant, da sich dort durch das nahresonante Kühllicht viele Atome in angeregten Zuständen befinden. Verluste durch lichtinduzierte Zwei-Körper Stöße wurden insbesondere für Alkaliatome umfangreich untersucht. Eine Zusammenfassung findet sich in [103]. Bei kleinen Abständen zwischen zwei Atomen werden die möglichen Zustände nicht für beide Atome unabhängig, sondern durch ein gemeinsames Molekülpotential beschrieben. Für Alkaliatome werden verschiedene lichtinduzierte inelastische Stoßprozesse unterschieden, die auch für Magnesium in der T-MOT möglich sind:

Radiative Escape Die spontane Emission erfolgt, während der Abstand beider Atome klein ist. Durch das Molekülpotential kann der Energieabstand zwischen Grund- und angeregtem Zustand kleiner sein als für ein freies Atom und damit weist das emittierte Photon eine geringere Energie auf. Die Energiedifferenz zu dem zuvor absorbierten Photon wird als kinetische Energie der Stoßpartner frei.

Änderung des Feinstrukturzustandes Beim Stoß ändert sich der interne Feinstrukturzustand (J -Quantenzahl) des angeregten Atoms. Die spontane Emission findet dann aus einem energetisch niedrigeren Zustand statt, wenn beide Atome wieder einen großen Abstand haben und die Beschreibung unabhängig erfolgen kann. Auch in diesem Fall wird die Energiedifferenz zwischen absorbiertem und emittiertem Photon als kinetische Energie frei.

Der zweite Prozess ist nur modifiziert auf die T-MOT übertragbar. Der Energieabstand zwischen den 3D -Zuständen ist nur relativ klein (siehe Abbildung 3.4) und die bei einem entsprechenden feinstrukturändernden Stoß frei werdende kinetische Energie reicht nicht aus, um die Atome aus der Falle zu entfernen. Falls sich jedoch das J des Grundzustandes ändert, wird eine sehr viel größere Energie frei, die ausreicht, um typische magneto-optische Fallen zu verlassen. Für einen solchen Prozess ist allerdings kein Atom im angeregten Zustand notwendig, so dass dies

nicht als lichtinduzierter Stoß bezeichnet wird. Hier handelt es sich um einen inelastischen Stoß zwischen zwei Atomen im Grundzustand. Solche Stöße wurden mit Ytterbium im Zustand 3P_2 in einer Dipolfalle beobachtet [107].

Insgesamt können also durch mehrere Zweiteilchen-Stoßprozesse Verluste in der T-MOT verursacht werden. Diese können durch Änderung der Fallenparameter (Verstimmung, Intensität, Magnetfeld) variiert werden, allerdings ist die Auswertung solcher Studien sehr komplex und erlaubt durch die in der Regel relativ großen Fehler und die Vielzahl der möglichen Verlustprozesse nur begrenzte Rückschlüsse auf atomare Streuparameter. Im Rahmen dieser Arbeit wird die Ursache der beobachteten Zwei-Körper Verluste nicht weiter untersucht. Mit den in Abbildung 3.6 dargestellten Daten kann jedoch der Parameter $\beta = 7,5 \times 10^{-17} \text{ m}^3/\text{s}$ bestimmt werden.

3.4.2 Temperaturmessung

Die Temperatur von Atomen in der T-MOT wird mit dem Flugzeitverfahren gemessen. Die Ausdehnung der Atomwolke wird durch Fluoreszenz nach variabler Expansionszeit bestimmt. Die Anregung der Atome erfolgt jedoch nicht mit den Strahlen der MOT, sondern durch einen separaten Detektionsstrahl senkrecht zur optischen Achse der Kamera. Für diesen Strahl kann ein kleinerer Strahlradius und damit eine höhere Intensität eingestellt werden. Zusätzlich wird das Licht zurück reflektiert und damit insgesamt ein deutlich besseres Signal/Rausch-Verhältnis ermöglicht. Die Messung der räumlichen Ausdehnung entlang des Detektionsstrahls wird bei diesem Verfahren auch nicht durch den Strahlradius begrenzt und ist daher für eine große Ausdehnung der Atomwolke zuverlässiger als die Detektion mit den Strahlen der T-MOT. Da der Detektionsstrahl über einen unabhängigen AOM geschaltet wird (siehe Abbildung 2.4), kann auch die Verstimmung näher resonant als in der T-MOT eingestellt werden.

Die Auswertung der Daten erfolgt analog zu Abschnitt 2.6.4. Die gemessenen Temperaturen betragen für kleine Verstimmung (etwa eine Linienbreite) 1,1 – 1,3 mK. Für größere Verstimmung (vier Linienbreiten) steigen die Werte auf 1,7 – 2 mK an. Dieser Anstieg wird auch durch die Doppler-Theorie (Gleichung 2.25) qualitativ beschrieben. Der Fehler in diesen Messungen ist wie bei der Messung der Temperatur der S-MOT vor allem durch die Unbestimmtheit des Abbildungsmaßstabes gegeben und wird auf 30 % abgeschätzt. Erfolgt die Detektion der expandierten Wolke mit den Strahlen der T-MOT, so weichen die gemessenen Werte zum Teil deutlich ab. In einer Auftragung analog zu Abbildung 2.10 kann die zeitliche Entwicklung der räumlichen Ausdehnung der Atomwolke dann nicht mit einer Geraden beschrieben werden. Die Atomwolke weist dabei eine mit dem Durchmesser der Detektionsstrahlen vergleichbare Größe auf, so dass diese Daten nicht als zuverlässig angesehen werden können. Die Temperaturmessung sollte also stets mit einem separaten Detektionsstrahl erfolgen.

3.4.3 Optisches Pumpen in den Zustand 3P_0

Wenn die T-MOT ohne den Rückpumper auf dem Übergang $^3P_0 \rightarrow ^3D_1$ betrieben wird, können Atome gezielt in den Zustand 3P_0 gepumpt werden. Dieser Zustand reagiert dann als dunkler Zustand nicht mehr mit dem eingestrahnten Licht und entsprechende Atome verlassen die Falle. Dies ist insbesondere für das in Abschnitt 4.3.2 beschriebene kontinuierliche Ladeverfahren für die Dipolfalle von Interesse. Für eine magneto-optische Falle ohne diesen Rückpumper wird eine Lebensdauer von 25 ms gemessen. Bei einer Photonenstreurrate von 10^6 s^{-1} auf dem Kühlübergang der T-MOT wird für diesen Fall bei einer Verstimmung von einer Linienbreite eine Lebensdauer von etwa 17 ms berechnet. Für eine solche T-MOT werden nach dem Transfer in das Triplettssystem noch einige 10^4 Photonen auf dem Kühlübergang gestreut. Da diese Atome bereits in der S-MOT auf eine Temperatur von wenigen Millikelvin gekühlt werden, sind diese Photonen ausreichend, um die Gleichgewichtstemperatur und -verteilung der T-MOT zu erreichen.

3.5 Detektionsgrenze für die Atomzahlmessung

Die T-MOT kann neben dem Kühlen von metastabilen Magnesiumatomen auch als Detektor für Atomen in den 3P -Zuständen verwendet werden. Damit ist eine Detektion mit besonders geringem Untergrund möglich. Eine MOT ist zur Detektion vorteilhaft, da gespeicherte Atome sehr viele Photonen innerhalb eines kleinen Volumens streuen und das Signal über die gesamte Lebensdauer integriert werden kann. Das Fluoreszenzlicht kann mit einer hocheffizienten CCD-Kamera oder einem Photoelektronenvervielfacher detektiert werden. Normalerweise besteht jedoch das Problem, dass ein nennenswerter Anteil des Hintergrundgases aus den zu detektierenden Atomen besteht und diese ebenfalls in der MOT eingefangen und damit als Untergrund detektiert werden. Dies ist für metastabiles Magnesium nicht der Fall, da Magnesiumatome aus dem Hintergrundgas sich in der Regel im Grundzustand befinden bzw. durch Stöße mit der Wänden der Vakuumkammer in diesen zerfallen können. Die Besetzung von 3P -Zuständen tritt nur auf, wenn dies im Experiment verursacht wird. In Verbindung mit optischen Filtern, die nur Licht der Wellenlänge 383 nm transmittieren sowie der Unterdrückung des Pixelrauschens der Kamera durch Kühlung ist es so möglich, weniger als 100 Atome in den 3P -Zuständen mit Hilfe der T-MOT zu detektieren. Dabei ist der gesamte Aufbau nicht zur Detektion von kleinen Atomzahlen optimiert. So beträgt der relative Raumwinkel $\Omega/4\pi$ bei Detektion mit der Kamera nur etwa 5×10^{-4} . Diese Fähigkeit ist insbesondere für Experimente mit einer optischen Dipolfalle, bei denen zu Beginn nur wenige Atome gespeichert werden können, sehr hilfreich. Eine weitere Anwendung dieser Detektionsmethode besteht in einem optischen Frequenzstandard mit frei fallenden, kalten Mg-Atomen [46].

3.6 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Dissertation wird der Aufbau einer magneto-optische Falle für Magnesiumatome mit den metastabilen 3P -Zuständen als Grundzustand erstmals beschrieben. Die Besetzung der metastabilen Zustände erfolgt mit kalten Atomen aus der S-MOT durch einen Laser auf dem Interkombinationsübergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$. Dieser Übergang ist in der S-MOT durch die thermische Geschwindigkeit der Atome und das magnetische Quadrupolfeld stark inhomogen verbreitert. Dieser Transfer kann unter den im Experiment gegebenen Bedingungen in 10 ms erfolgen. Auf dem geschlossenen Übergang $^3P_2 \rightarrow ^3D_3$ werden diese Atome in einer magneto-optischen Falle weiter gekühlt und gespeichert. Zwei Rückpumper auf den Übergängen $^3P_1 \rightarrow ^3D_2$ und $^3P_0 \rightarrow ^3D_1$ verhindern, dass Atome in dunklen Zuständen die Falle verlassen. Durch die kurze Transferzeit beträgt die Laderate der T-MOT 5×10^9 Atome/s. Es können etwa 28 % der Atome aus der S-MOT transferiert werden. Durch die hohen Dichten in der T-MOT sowie die große Laderate kann eine dichteabhängige Abnahme der Atomzahl detektiert werden. Diese wird auf lichtinduzierte und feinstrukturändernde Stöße zurückgeführt. Auch ohne diese Stöße ist die Lebensdauer der T-MOT mit weniger als 1 s deutlich geringer als die der S-MOT. Dies kann mit Hilfe von Berechnungen auf spontane Zerfälle auf dem Übergang $^3P_1 \rightarrow ^1S_0$ zurückgeführt werden. Die Temperatur in der T-MOT wird mit dem Flugzeitverfahren auf etwa 1 mK bestimmt. Wenn die T-MOT ohne den Rückpumper $^3P_0 \rightarrow ^3D_1$ betrieben wird, verkürzt sich die Lebensdauer auf 25 ms, da Atome im dunklen Zustand 3P_0 die Falle verlassen können. Dies ist für das Beladen der im nächsten Kapitel beschriebenen Dipolfalle vorteilhaft, da damit ein kontinuierliches Ladeverfahren möglich ist. Die T-MOT kann als sehr effizienter Detektor für Atome in den metastabilen Zuständen eingesetzt werden, da Mg-Atome aus dem Hintergrundgas sich in der Regel im Grundzustand befinden und so eine Detektion mit sehr geringem Untergrund möglich ist. Damit ist trotz eines kleinen Raumwinkels die Detektion von weniger als 100 Atomen möglich.

EINE OPTISCHE DIPOLFALLE FÜR MAGNESIUM

Mit magneto-optischen Fallen können Atome mit Temperaturen von einigen hundert Kelvin bis in den μK -Bereich gekühlt werden. Dabei werden auf erlaubten Übergängen zahlreiche Photonen mit hoher Rate gestreut, wodurch die Kühlung auf die Rückstoßtemperatur begrenzt ist. Außerdem führen lichtinduzierte Stöße (siehe Abschnitt 3.4.1 sowie [103]) zu Teilchenverlusten aus der Falle und die Atomzahldichte ist durch die Reabsorption von Photonen limitiert [108]. Die Untersuchung von Stößen zwischen gefangenen Teilchen wird durch mehrere beteiligte atomare Zustände deutlich erschwert. Daher werden für zahlreiche Experimente mit kalten Atomen konservative Fallen verwendet, in denen atomare Ensembles in einem bestimmten Zustand präpariert werden und über lange Zeit beobachtet werden können. Diese Fallen beruhen auf der Energieverschiebung atomarer Zustände durch ein äußeres Feld. Mit geeigneten inhomogenen Feldern können für bestimmte atomare Zustände lokale Potentialminima erzeugt werden, in denen hinreichend kalte Atome gespeichert werden können.

In Magnetfallen [109, 110] erfolgt die Energieverschiebung atomarer Niveaus durch den Zeeman-Effekt. Es können daher nur bestimmte magnetische Unterzustände¹ mit $m \neq 0$ gespeichert werden. Bosonisches Magnesium kann deshalb nur im Zustand 3P_2 magnetisch gespeichert werden [49]. In Magnetfallen gefangene Atome können relativ einfach durch *evaporatives Kühlen* [111] weiter gekühlt werden. In solchen Fallen konnte auch zuerst die Quantenentartung für Bosonen, die Bose-Einstein Kondensation beobachtet werden [112, 113].

In Dipolfallen ist dagegen die Speicherung von Atomen in beliebigen Zuständen möglich, insbesondere in Zuständen ohne magnetische Substruktur wie die Grundzustände bosonischer Erdalkaliatome. Die Energieverschiebung atomarer Zustände

¹Diese Zustände werden *low field seeker* genannt, da sie in einem lokalen Magnetfeldminimum gespeichert werden können. Für bosonisches Magnesium sind dies alle Zustände mit $m_J > 0$.

wird bei Dipolfallen über den AC-Stark-Effekt durch Licht induziert. Bei hinreichender Verstimmung zu atomaren Übergängen kann dabei der Impulsübertrag durch Photonenstreuung vernachlässigt werden. Mit optischen Dipolfallen sind auch komplexe Fallengeometrien wie z. B. optische Gitter möglich. Die optische Speicherung von Atomen wurde bereits 1962 vorgeschlagen [114] und 1986 beobachtet [115]. Einen guten Überblick über optische Dipolfallen für Atome gibt [116].

4.1 Theoretische Beschreibung

Neben resonanten Prozessen wie Absorption und Emission von Photonen wird im Rahmen der Atom-Licht Wechselwirkung auch die Energieverschiebung atomarer Zustände durch ein Lichtfeld beschrieben. Dabei induziert das elektrische Wechselfeld ein atomares Dipolmoment, das mit dem Feld wechselwirkt. Diese Energieverschiebung hängt von Frequenz, Intensität und Polarisation des Lichtfeldes und dem atomaren Zustand ab. Diese Energieverschiebung wird im folgenden Abschnitt für verschiedene Zustände des Magnesiumatoms berechnet.

Eine ortsabhängige Verschiebung atomarer Energieniveaus wird durch inhomogene Lichtfelder ermöglicht. Die Beschreibung von Lichtfeldern im optischen und nahinfraroten Bereich erfolgt mit der Gaußschen Strahlenoptik. Die einfachste Realisierung einer Dipolfalle stellt ein einzelner, fokussierter Laserstrahl dar. Für diese Konfiguration werden Berechnungen für die durchgeführten Experimente vorgenommen.

4.1.1 Dynamische Polarisierbarkeit

Durch ein elektromagnetisches Wechselfeld wird in Atomen ein Dipolmoment induziert, welches mit dem Feld wechselwirkt. Da diese Wechselwirkung vom atomaren Zustand i abhängig ist, kann sie als eine Energieverschiebung ΔE_i beschrieben werden. Mit einer Störungsrechnung in zweiter Ordnung folgt für diese Verschiebung [116]:

$$\Delta E_i(\omega, p) = -\frac{\alpha_i(\omega, p)}{2c\epsilon_0} I(\mathbf{r}) \quad (4.1)$$

Die Größe $\alpha_i(\omega, p)$ bezeichnet die *dynamische Polarisierbarkeit* für den atomaren Zustand i , die von Frequenz $\nu = \omega/2\pi$ und Polarisation² p des Lichtfeldes der Intensität I abhängt. Diese kann mit Hilfe der Einstein-Koeffizienten A_{ki} und den Übergangsfrequenzen $\nu_{ki} = \omega_{ki}/2\pi$ zwischen den Zuständen k und i nach [117] berechnet werden:

$$\alpha_i(\omega, p) = 6\pi c^3 \epsilon_0 \sum_{k, m'} \frac{A_{ki}(2J_k + 1)}{\omega_{ik}^2 (\omega_{ik}^2 - \omega^2)} \begin{pmatrix} J_i & 1 & J_k \\ m_i & p & m' \end{pmatrix}^2 \quad (4.2)$$

Die letzte Klammer stellt ein 3J-Symbol dar und beschreibt die Kopplung zwischen zwei Drehimpulsen. Die Kopplung kann alternativ durch Clebsch-Gordan Koeffizienten beschrieben werden. Die Summe geht über alle Zustände $k \neq i$ mit den magnetischen Unterebenen m' . Falls der Zustand k energetisch tiefer als i liegt, ändert der Beitrag zur dynamischen Polarisierbarkeit das Vorzeichen. Dies wird in der Rechnung mit folgender Vorzeichenkonvention berücksichtigt:

$$A_{ki} > 0 \quad \forall \quad E_k - E_i > 0 \quad \text{sowie} \quad A_{ki} = -A_{ik} \quad (4.3)$$

² $p = 0$: π -Polarisation; $p = -1$: σ^- -Polarisation; $p = +1$: σ^+ -Polarisation

Für nahresonantes Licht wird die dynamische Polarisierbarkeit sehr groß, divergiert jedoch nicht wie in Gleichung 4.2 beschrieben. Dies ist durch die Grenzen der Berechnungsmethode mit Hilfe der Störungstheorie gegeben. Die Verstimmung $\Delta_{ik} = \omega - \omega_{ik}$ zu einer beliebigen Resonanz muss dabei folgenden Mindestwert erfüllen [118, 119]:

$$\Delta_{ik} \gg \sqrt{\frac{s}{2}} |A_{ki}| \quad (4.4)$$

Für nahresonantes Licht entspricht der Ausdruck auf der rechten Seite der *Rabi-frequenz*.

Für große Verstimmung von der Resonanz kann die Photonenstreuerate nicht mehr nach Gleichung 2.10 berechnet werden³. Bei vernachlässigbarer Sättigung $s \ll (2\Delta/\Gamma)^2$ gilt hier [116]:

$$\gamma_p(\mathbf{r}) = \frac{6\pi c^2 \omega^3}{\hbar \omega_{eg}^4} \left(\frac{\Gamma}{\omega_{eg}^2 - \omega^2} \right)^2 I(\mathbf{r}) \quad (4.5)$$

Für ein Zwei-Niveau-System mit Grundzustand g und angeregtem Zustand e können die Gleichungen 4.1 und 4.2 vereinfacht und das Fallenpotential $U_g(\mathbf{r}) = \Delta E_g(\mathbf{r})$ für den Grundzustand exemplarisch berechnet werden. Dazu wird eine mittlere Verstimmung $\Delta = \omega - \omega_{eg} \ll \omega_{eg}$, $\Gamma \ll \Delta$ angenommen. Für das Fallenpotential U_g gilt in diesem Fall:

$$U_g(\mathbf{r}) = \Delta E_g(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^3}{2\omega_{eg}^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I(\mathbf{r}) \quad \text{und} \quad \Delta E_e(\mathbf{r}) = -\Delta E_g(\mathbf{r}) \quad (4.6)$$

Unter diesen Bedingungen kann auch Gleichung 4.5 vereinfacht werden:

$$\gamma_p(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar \omega_{eg}^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 I(\mathbf{r}) \quad (4.7)$$

Aus den Gleichungen 4.6 und 4.7 sind einige grundlegende Eigenschaften optischer Dipolfallen sofort erkennbar. Das Vorzeichen der Energieverschiebung ist abhängig von der Verstimmung zur atomaren Resonanz $\Delta = \omega - \omega_{eg}$. Für eine rote Verstimmung ($\Delta < 0$) ist die Energieverschiebung des Grundzustandes negativ und Atome können in einem Intensitätsmaximum gefangen werden. Blauverstimmtes Licht ($\Delta > 0$) verursacht eine positive Verschiebung und ermöglicht Fallen in Intensitätsminima. Im Rahmen dieser Arbeit werden lediglich rotverstimmte Dipolfallen untersucht, daher wird im Folgenden stets dieser Fall angenommen.

Zum effizienten Beladen einer Dipolfalle sollte die Fallentiefe größer als die Temperatur der Atome sein. Eine große Fallentiefe $U_{\max} = U(I_{\max})$ kann nach

³Zur Herleitung von Gleichung 2.10 wird nahresonantes Licht angenommen ($\Delta = \omega - \omega_{eg} \ll \omega_{eg}$) und im Rahmen der *Rotating Wave Approximation* werden Terme der Form $1/(\omega + \omega_{eg})$ gegenüber Termen mit $1/(\omega - \omega_{eg})$ vernachlässigt

Gleichung 4.6 durch eine hohe Intensität $I(\mathbf{r})$ oder eine kleine Verstimmung Δ erreicht werden. Da bei rotverstimmten Fallen Atome im Intensitätsmaximum gespeichert werden, führt eine kleine Verstimmung jedoch zu einer hohen Photonenstreurate und damit zum Heizen der gefangenen Atome. Für die Heizrate in einer rotverstimmten Falle gilt unter der Annahme eines harmonischen Potentials [116]⁴:

$$\dot{T} = \frac{1}{3} T_{\text{rec}} \gamma_p = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{3 k_B m} \gamma_p \quad (4.8)$$

$T_{\text{rec}} = 2E_{\text{rec}}/k_B$ bezeichnet die Temperatur, die der Rückstoßenergie E_{rec} entspricht. Für große Verstimmung ist die Photonenstreuung elastisch, das heißt \mathbf{k} ist durch die Wellenlänge des Dipolfallenlasers und nicht durch einen atomaren Übergang gegeben.

Eine hohe Heizrate kann durch eine große Verstimmung umgangen werden, denn γ_p ist proportional zu Δ^{-2} während die Falltiefe ΔE_g nur proportional zu Δ^{-1} ist. Allerdings muss die hohe Verstimmung durch eine deutlich größere Intensität ausgeglichen werden. Für zahlreiche Anwendungen ist die genaue Wellenlänge des Dipolfallenlasers nicht relevant⁵. Daher werden häufig Laser mit hoher Ausgangsleistung verwendet, die in der Regel nicht durchstimmbare sind. Die für eine große Falltiefe erforderliche hohe Intensität kann auch durch eine kleine Strahltaile erreicht werden. Eine kleine Strahltaile führt bei der Beladung einer Dipolfalle aus einer MOT jedoch zu einer geringeren Umladeeffizienz, wenn die Strahltaile kleiner ist als die räumliche Ausdehnung der MOT.

4.1.2 Dipolfalle mit einem fokussierten Laserstrahl

Mit rotverstimmtem Licht kann mit einem einzelnen fokussierten Laserstrahl eine Dipolfalle realisiert werden. Die Atome werden dabei im Intensitätsmaximum des Strahls gefangen. Die Beschreibung eines solchen Strahls erfolgt mit der Gaußschen Strahlenoptik. Diese Fallen sind typischerweise asymmetrisch mit deutlich geringerer Ausdehnung senkrecht zum Strahl (radial) als entlang des Strahls (axial).

Gaußsche Strahlenoptik

Die Gaußsche Strahlenoptik verbindet Methoden der Wellen- und Strahlenoptik und erlaubt die einfache Berechnung der Strahlausbreitung in paraxialer Näherung. Da auch die Phase der optischen Wellen enthalten ist, sind auch Interferenzphänomene wie die Resonanzfrequenzen optischer Resonatoren beschreibbar (siehe Gleichung 2.1). Eine umfangreiche Darstellung findet sich in zahlreichen Lehrbüchern wie z. B. [120, 70].

⁴In [116] ist T_{rec} unüblich und inkonsistent als $\hbar^2 \mathbf{k}^2/m$ definiert. Hier wird $T_{\text{rec}} = \hbar^2 \mathbf{k}^2/(k_B m)$ verwendet, wie z. B. in [78] definiert.

⁵Eine wichtige Ausnahme bildet die Präzisionsspektroskopie in optischen Gittern (siehe Kapitel 5).

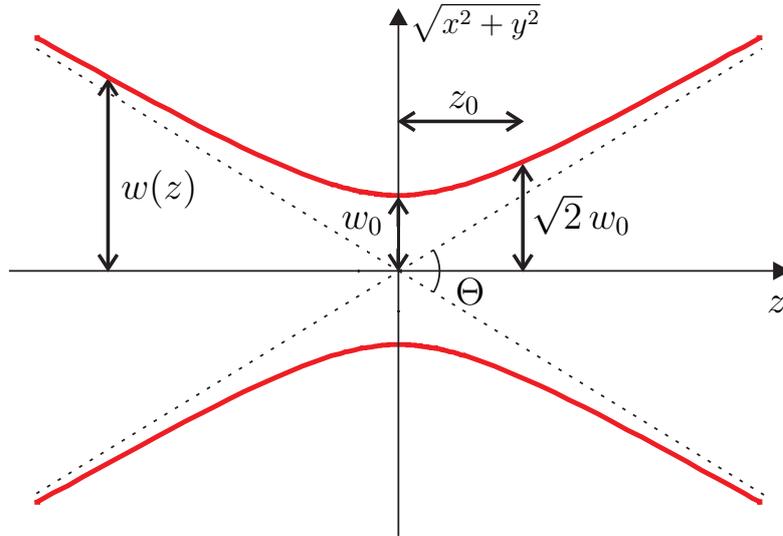


Abbildung 4.1: Veranschaulichung der Parameter eines Gaußstrahls (siehe Text). Die rote Linie kennzeichnet den Intensitätsabfall auf $1/e^2$ des Wertes auf der z -Achse.

Für das elektrische Feld $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ eines Gaußschen Strahls gilt:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{x^2+y^2}{w^2(z)}} e^{-ik\frac{x^2+y^2}{2R(z)}} e^{-ikz+i\xi(z)} \quad (4.9)$$

Daraus folgt für die Intensitätsverteilung $I(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} c \epsilon_0 |\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2$:

$$I(\mathbf{r}) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-2\frac{x^2+y^2}{w^2(z)}} \quad (4.10)$$

Diese Strahlen weisen radial ein gaußförmiges Intensitätsprofil auf und werden daher auch als *Gaußstrahlen* bezeichnet. Das axiale Profil entlang des radialen Intensitätsmaximums ist lorentzförmig. Die Parameter eines gaußschen Strahls sind auf Abbildung 4.1 dargestellt und werden im Folgenden erläutert:

Strahltaile $2w_0$: Der minimale radiale Strahldurchmesser wird als Strahltaile bezeichnet. Die Intensität fällt bei $\sqrt{x^2 + y^2} = w_0$ auf $1/e^2$ des Maximalwertes ab. Der minimale Strahlradius w_0 wird auch als Waist bezeichnet.

Rayleigh-Parameter $z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$: Innerhalb des Rayleigh-Bereichs $-z_0 < z < z_0$ (engl. rayleigh range) kann der Strahl nicht mehr durch die einfache Strahlenoptik beschrieben werden.

Strahlradius $w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}$: Das radiale Intensitätsprofil entspricht einem Gaußprofil mit einer von z abhängigen Ausdehnung. $w(z)$ beschreibt die radiale Ausdehnung, bei der die Intensität auf $1/e^2$ abgefallen ist.

Divergenz $\Theta = 2 \arctan(w_0/z_0)$: Außerhalb des Rayleigh Bereichs nimmt der Strahlradius linear zu. Hier kann die Divergenz des Strahles über den Winkel Θ beschrieben werden.

Krümmungsradius der Wellenfronten $R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2\right)$: Für kleine $|z| \ll z_0$ verschwindet die Krümmung der Wellenfronten und der Strahl kann als ebene Welle angesehen werden. Die Krümmung weist bei $z = z_0$ ein Maximum auf und entspricht für große z der Krümmung einer Kugelwelle $R(z) = z$.

Gouy-Phase $\xi(z) = \arctan(z/z_0)$: Beschreibt die Phasenänderung beim Durchlaufen des Fokus.

Durch radiale Integration von Gleichung 4.10 erhält man die optische Gesamtleistung P . Diese ist experimentell einfacher zu bestimmen als die Maximalintensität I_0 . Es gilt folgender Zusammenhang:

$$I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2} \quad (4.11)$$

Die Strahltaile kann durch Vermessen des Intensitätsprofils $w(z)$ an verschiedenen Stellen z_i entlang des Strahls bestimmt werden.

Fallenfrequenz

Das Potential einer Dipolfalle ist direkt proportional zur lokalen Intensität. Dieses Potential kann für Atome mit deutlich kleinerer Energie als der Fallentiefe U_{\max} in der Umgebung des Minimums harmonisch genähert werden. Für eine Einzelstrahldipolfalle folgt daraus:

$$U(r, z) \simeq -U_{\max} \left(1 - 2 \left(\frac{r}{w_0}\right)^2 - \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right) \quad (4.12)$$

Hier bezeichnet $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ die radiale Koordinate. Daraus folgen die Oszillationsfrequenzen für Atome der Masse m in der Falle, die als *Fallenfrequenzen* bezeichnet werden:

$$\omega_r = \sqrt{\frac{4U_{\max}}{m w_0^2}} \quad \omega_z = \sqrt{\frac{2U_{\max}}{m z_0^2}} \quad (4.13)$$

Für Dipolfallen mit sichtbaren oder nahinfraroten Lasern gilt in der Regel $w_0 \gg \lambda$. Daher ist die radiale Fallenfrequenz ω_r üblicherweise deutlich größer als die axiale Fallenfrequenz ω_z .

4.1.3 Berechnungen für das Experiment

Für Experimente zum optischen Speichern von Magnesium sind weitere Randbedingungen zu beachten. Da die Temperatur von Magnesiumatomen in der T-MOT mit etwa 1 mK höher ist als in vielen Experimenten mit Alkaliatomen, ist vor allem eine große Falltiefe erstrebenswert. Diese kann wie oben beschrieben durch eine relativ geringe Verstimmung zu einer atomaren Resonanz oder eine hohe Intensität erreicht werden. Für die Wellenlängen der untersuchten Laser werden die dynamische Polarisierbarkeit sowie einige Parameter einer Einzelstrahldipolfalle berechnet.

Dipollaser

Im Rahmen dieser Dissertation werden zwei verschiedene Laser als Lichtquelle für eine optische Dipolfalle untersucht. Ein Faserlaser⁶ stellt eine optische Leistung von 50 W bei einer Wellenlänge von 1064 nm zur Verfügung. Die Leistung wird durch eine polarisationserhaltende Faser abgegeben und kann daher sehr flexibel in den bestehenden optischen Aufbau der magneto-optischen Fallen eingefügt werden. Der Laser emittiert zahlreiche einzelne Frequenzen und weist eine spektrale Emissionsbreite von 0,6 nm [121] auf. Als zweite Option steht ein frequenzverdoppelter DPSS-Laser⁷ mit einer Emissionswellenlänge von 532 nm und einer Ausgangsleistung von 10 W zur Verfügung. Im Gegensatz zum untersuchten Faserlaser emittiert dieser Laser nur Licht einer einzigen Frequenz, was eine Voraussetzung zum Aufbau eines optischen Gitters (siehe Abschnitt 4.4.2) ist. Für Licht der Wellenlänge 1064 nm ist die Verstimmung zu allen erlaubten Übergängen für jeden atomaren Zustand mit langer Lebensdauer groß, wodurch die Rate der Photonenstreuung gering ist. Im Gegensatz dazu ist Licht der Wellenlänge 532 nm für die 3P -Zustände nur etwa 15 nm rot zu den Übergängen zum Zustand 3S_1 verstimmt. Dadurch ist sowohl die dynamische Polarisierbarkeit als auch die Photonenstreurate dieser Zustände für 532 nm deutlich größer als für das infrarote Licht.

Dynamische Polarisierbarkeit

Die dynamische Polarisierbarkeit für einen beliebigen Zustand kann mit den Gleichungen 4.1 und 4.2 sowie den Einstein-Koeffizienten A_{ki} der relevanten Übergänge berechnet werden. Da Magnesium in allen Ionisierungsstufen für astronomische Messungen von Interesse ist, gibt es zahlreiche Messungen sowie theoretische Berechnungen zu atomaren Übergangswahrscheinlichkeiten. Eine aktuelle Zusammenfassung findet sich in [122]. Die atomphysikalische Datenbank des NIST⁸ [43]

⁶YLM 50, Fa. IPG Photonics

⁷diodengepumpter Festkörperlaser Verdi V 10, Fa. Coherent; DPSS steht für Diode Pumped Solid State (engl.)

⁸National Institute of Standards and Technology, US-Metrologie Institut

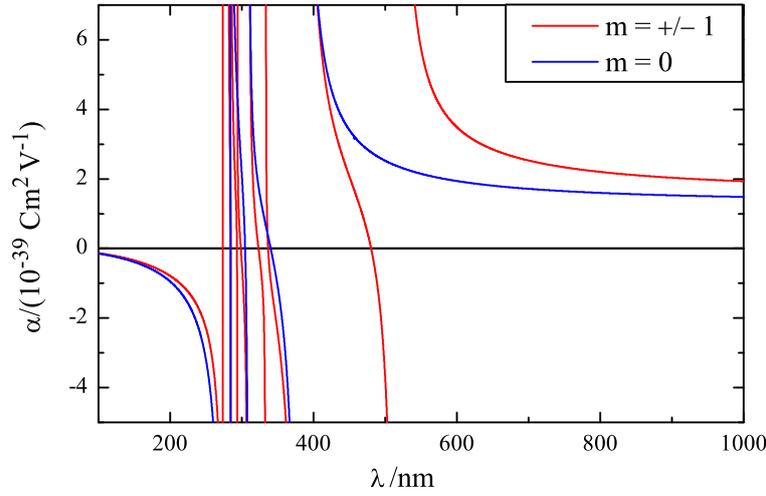


Abbildung 4.2: Dynamische Polarisierbarkeit des Zustandes 3P_1 für π -polarisiertes Licht (rot: $m_J = \pm 1$, blau: $m_J = 0$) der Wellenlänge 100 – 1000 nm. Erlaubte optische Übergänge sind als Polstellen erkennbar. Für den Übergang bei 517 nm gilt $J_i = J_k = 0$ und das 3J-Symbol verschwindet für $p = 1$. Für große Wellenlängen (rotverstimmt zu allen Übergängen) geht die dynamische Polarisierbarkeit in die statische über.

weist für Magnesium ebenfalls für zahlreiche Übergänge Einstein-Koeffizienten auf. Diese sind im Wesentlichen mit [122] identisch.

Zur Berechnung der dynamischen Polarisierbarkeit werden die Daten aller erlaubten Übergänge des Mg-Atoms zwischen 100 nm und 5000 nm aus der NIST Datenbank benutzt. Mit Hilfe eines Mathematica-Programms wird die dynamische Polarisierbarkeit für beliebige atomare Zustände und Lichtwellenlängen sowie -polarisationen berechnet. In Abbildung 4.2 ist die Polarisierbarkeit für den Zustand 3P_1 für Licht der Wellenlänge 100 nm bis 1000 nm dargestellt. Da die dynamische Polarisierbarkeit bei kleiner Verstimmung zu einem atomaren Übergang sehr groß wird, sind optisch erlaubte Übergänge als Polstellen erkennbar. Bei der Berechnung der Polarisierbarkeit für nahresonantes Licht ist die Einschränkung nach Gleichung 4.4 zu beachten. Für große Wellenlängen und damit deutliche Rotverstimmung zu allen Übergängen geht die dynamische Polarisierbarkeit in die statische über.

Die Energieverschiebung der atomaren Zustände durch das Licht der Dipolfalle führt zu einer Änderung der atomaren Übergangsfrequenzen. Daher wird auch die dynamische Polarisierbarkeit für die angeregten Zustände der Kühlübergänge von S-MOT, T-MOT sowie der notwendigen Rückpumpübergänge berechnet. Im ungünstigsten Fall weist der angeregte Zustand einer MOT eine größere Polarisierbarkeit als der Grundzustand auf. Dies kann in der MOT zu einer lokalen Blauverstimmung des Kühllichtes bei gleichzeitigem Betrieb von MOT und Dipolfalle und damit zu einem Teilchenverlust aus der Dipolfalle führen [123].

	1S_0	1P_1	3P_0	3P_1	3P_2	3D_1	3D_2	3D_3
$\alpha(532 \text{ nm})$	1,68	-4,86	7,24	2,26	13,4	-3,99	-3,73	-4,70
$\alpha(1064 \text{ nm})$	1,30	-15,4	1,76	1,46	2,03	-72,2	-69,7	-74,1
$\gamma_p/I(532 \text{ nm})$	9,34		97,7	887	2850			
$\gamma_p/I(1064 \text{ nm})$	0,69		0,42	2,00	3,06			

Tabelle 4.1: Dynamische Polarisierbarkeit und Photonenstreurate relevanter Zustände für Licht der Wellenlängen 532 nm und 1064 nm. Die Polarisierbarkeit ist in Einheiten von $10^{-39} \frac{\text{cm}^2}{\text{V}}$ für π -polarisiertes Licht und den Unterzustand mit $m_J = 0$ gegeben. Eine vollständige Liste für alle Zustände und Polarisationen befindet sich in Anhang A. Die spontane Photonenstreurate ist lediglich für Zustände mit langer Lebensdauer angegeben. Sie wird nach Gleichung 4.5 berechnet und in der Einheit $10^{-11} \frac{\text{m}^2}{\text{Ws}}$ angegeben.

Dieser Fall kann für die untersuchten Wellenlängen und Zustände ausgeschlossen werden, da die Polarisierbarkeiten der angeregten Zustände von S-MOT und T-MOT sämtlich negativ sind. Damit weist eine MOT am Ort der Dipolfalle eine größere rote Verstimmung auf. Für eine Dipolfalle bei der Wellenlänge 532 nm ist dieser Effekt auf den Kühlübergang der T-MOT klein; eine Falle mit einer Tiefe von einigen hundert Mikrokkelvin führt nur zu einer zusätzlichen Verstimmung von weniger als einer Linienbreite. Dagegen kann die AC-Stark Verschiebung bei einer Wellenlänge von 1064 nm und vergleichbarer Fallentiefe mehrere Linienbreiten betragen und damit Einfluss auf den Kühlprozess haben. Wenn die Dipolfalle mit der S-MOT überlagert wird, treten für die beiden untersuchten Wellenlängen deutliche zusätzliche Rotverstimmungen auf. Durch die große Linienbreite des Kühlübergangs der S-MOT wird diese zusätzliche Verstimmung nur im Extremfall eine Linienbreite überschreiten.

In Tabelle 4.1 ist ein Auszug aus den berechneten Werten für die dynamische Polarisierbarkeit gegeben. Die Werte für sämtliche magnetischen Unterzustände sowie Polarisationen des Lichtes sind in Anhang A tabellarisch dargestellt. Vergleichbare Berechnungen wurden auch im Rahmen einer Bachelorarbeit durchgeführt [124].

Da für die Dipolfalle eine große Fallentiefe angestrebt wird, ist insbesondere eine große Polarisierbarkeit von Interesse. Bei einer Beladung aus der T-MOT befinden sich die Atome überwiegend im Zustand 3P_2 . Dieser weist bei einer Wellenlänge von 532 nm eine sehr große Polarisierbarkeit auf. Obwohl der Laser bei 1064 nm eine fünf Mal höhere Leistung zur Verfügung stellt, können mit der kürzeren Wellenlänge etwas tiefere Fallen (bei gleicher Strahltaile) erreicht werden. Die große Polarisierbarkeit muss jedoch mit einer hohen Photonenstreurate erkaufte werden. Falls der Grundzustand gefangen werden soll, kann mit dem Laser der Wellenlänge 1064 nm auf Grund der deutlich größeren Leistung eine tiefere Falle erzeugt werden.

$w_0/\mu\text{m}$		532 nm, 10 W				1064 nm, 50 W			
		30	50	70	100	30	50	70	100
1S_0	$U_{\text{max}}/(k_B \mu\text{K})$	160	58	30	15	630	230	120	56
	$\omega_r/(2\pi \text{ kHz})$	2,51	0,90	0,46	0,23	4,95	1,78	0,91	0,45
	$\omega_z/(2\pi \text{ Hz})$	10,0	2,17	0,79	0,27	39,5	8,53	3,11	1,07
	$\frac{\partial}{\partial t}T/(\mu\text{K/s})$	0,62	0,22	0,11	0,056	0,057	0,021	0,011	0,005
3P_0	$U_{\text{max}}/(k_B \mu\text{K})$	700	250	130	63	850	310	160	76
	$\omega_r/(2\pi \text{ kHz})$	5,22	1,88	0,96	0,47	5,76	2,07	1,06	0,52
	$\omega_z/(2\pi \text{ Hz})$	20,8	4,50	1,64	0,56	45,9	9,92	3,61	1,24
	$\frac{\partial}{\partial t}T/(\mu\text{K/s})$	6,5	2,3	1,2	0,58	0,035	0,013	0,006	0,003
3P_2	$U_{\text{max}}/(k_B \mu\text{K})$	1300	470	240	120	980	350	180	88
	$\omega_r/(2\pi \text{ kHz})$	7,10	2,56	1,30	0,64	6,18	2,23	1,14	0,56
	$\omega_z/(2\pi \text{ Hz})$	28,3	6,12	2,23	0,77	49,3	10,7	3,88	1,33
	$\frac{\partial}{\partial t}T/(\mu\text{K/s})$	190	68	35	17	0,25	0,091	0,047	0,023

Tabelle 4.2: Dipolfallenparameter einer Einzelstrahlfalle für verschiedene Strahltaillen. Die Fallentiefe wird mit den Daten der dynamischen Polarisierbarkeit aus Tabelle 4.1 berechnet und gilt somit für $m_J = 0$ sowie π -polarisiertes Licht. Die Fallenfrequenzen werden nach Gleichung 4.13 und die Heizrate nach Gleichung 4.8 berechnet.

Fallenparameter für eine Einzelstrahlfalle

Als einfachste Realisierung soll experimentell zunächst eine Einzelstrahlfalle untersucht werden. Eine Strahltaille von etwa $100 \mu\text{m}$ stellt dabei einen Kompromiss aus notwendiger Fallentiefe und hinreichendem Fallenvolumen dar. Deutlich kleinere Werte sind experimentell schwer erreichbar, da für solche Strahlen eine Fokussierung mit hoher numerischer Apertur und damit in der Regel eine Linse in der Vakuumkammer notwendig ist. Die Fokussierung der beiden Laser mit geeigneten Linsen wurde bereits in [124] untersucht. Für diese im Experiment einfach realisierbaren Werte werden die Fallentiefe, Fallenfrequenzen sowie die Heizrate berechnet und in Tabelle 4.2 dargestellt. Insbesondere für kleine Strahltaillen ergeben sich bei der Wellenlänge 532 nm nennenswerte Heizraten durch Photonenstreuung. Dies kann eine Begrenzung für die Lebensdauer der Atome in der Dipolfalle darstellen.

4.2 Photoionisation durch Licht der Wellenlänge 532 nm

Durch die relativ geringe Potentialtiefe optischer Dipolfallen erfolgt die Beladung in der Regel mit kalten Atomen aus einer magneto-optischen Falle. Da in der T-MOT niedrigere Temperaturen als in der S-MOT erreicht werden können und die dynamische Polarisierbarkeit für die 3P -Zustände bei den untersuchten Wellenlängen größer ist als für den Grundzustand, stellt die T-MOT das geeignetere System zum Beladen einer Dipolfalle dar. Bei einer Wellenlänge von 532 nm kann mit der zur Verfügung stehenden Laserleistung im Vergleich zu 1064 nm eine höhere Fallentiefe erreicht werden und die AC-Stark Verschiebung des Kühlüberganges $^3P_2 \rightarrow ^3D_3$ ist geringer. Mit der Dipolfalle soll das optische Speichern in einem System untersucht werden, das dem eines zukünftigen gitterbasierten optischen Frequenzstandards möglichst ähnlich ist. Der Laser der Wellenlänge 532 nm erlaubt durch den Einzelfrequenzbetrieb das Erzeugen eines optischen Gitters und damit die Untersuchung der Beladung einer solchen Falle (siehe Abschnitt 4.4.2). Für die Realisierung eines Frequenzstandards ist dieser Laser auf Grund der fehlenden Durchstimbarkeit jedoch nicht geeignet.

Daher soll zunächst das Beladen einer optischen Dipolfalle bei der Wellenlänge 532 nm untersucht werden. Beim Einstrahlen von Licht dieser Wellenlänge werden jedoch starke Teilchenverluste in der T-MOT beobachtet. Durch eine detaillierte Analyse dieser Verluste kann auf einen Photoionisationsprozess von Atomen im Zustand 3D_3 geschlossen werden.

4.2.1 Optischer Aufbau und Justage

Bei der Charakterisierung des Lasers wurde festgestellt, dass die Strahleigenschaften von der am Bedienelement eingestellten Ausgangsleistung des Lasers abhängen [124]. Daher wird der Laser für die hier beschriebenen Experimente stets mit maximaler Leistung betrieben. Eine Abschwächung erfolgt manuell durch Polarisations- und Verzögerungsoptik. Mit einer achromatischen Linse⁹ der Brennweite $f = 500$ mm wird ein Strahl mit $w_0 = 73 \mu\text{m}$ erzeugt [124] und die Strahltaile mit der T-MOT überlagert. Die Vermessung des Strahls erfolgt in einem separaten Aufbau außerhalb der Vakuumkammer. Die Vakuumfenster sind für Licht der Wellenlänge 457 nm entspiegelt. Die Transmission bei 532 nm beträgt 93 %. Der Laser kann durch einen mechanischen Verschluss¹⁰ in weniger als 2 ms (ein: 0,8 ms, aus: 1,7 ms) geschaltet werden. Allerdings beträgt die Verzögerung zwischen Ansteuerung und Schalten 9 – 16 ms. Der Zeitpunkt des Schaltens ist nur mit etwa 4 ms reproduzierbar, während die Öffnungszeit eine Reproduzierbarkeit von etwa 1 ms aufweist. Durch die massive Blende kann auch die maximale optische Ausgangsleistung des

⁹G322355000, Fa. Linos

¹⁰SH05, Fa. Thorlabs

Lasers von 10 W problemlos geschaltet werden. Der Verschluss sollte für mindestens 20 ms geöffnet sein, da sich für kleinere Werte Abweichungen in den Öffnungs- und Schließzeiten ergeben.

Die Justage des Dipolfallenlaserstrahls auf die T-MOT erfolgt mit Hilfe einer CCD-Kamera¹¹. Dazu wird am Fenster der Vakuumkammer, durch den der Dipolfallenstrahl die Kammer verlässt, die T-MOT zunächst auf die Kamera abgebildet. Dann wird ein stark abgeschwächter Strahl der Dipolfalle durch die Kammer auf die Kamera gerichtet und dort mit der T-MOT überlagert. Die schnelle Auslesegeschwindigkeit der Kamera erlaubt das Justieren in Echtzeit. Nach dieser Justage kann bei gleichzeitigem Betrieb von T-MOT und Dipolfalle eine deutlich kleinere Atomzahl in der T-MOT festgestellt werden. In einem zweiten Schritt wird die Justage optimiert, indem die Atomzahl in der T-MOT minimiert wird.

Vergleichbare Experimente mit der S-MOT zeigen keinen Teilchenverlust durch das Licht der Wellenlänge 532 nm.

4.2.2 Messungen

Das Laden von Atomen in die T-MOT erfolgt analog zu den in Abschnitt 3.3.3 dargestellten Experimenten. Zunächst wird die S-MOT für eine variable Zeit geladen, dann erfolgt für 30 ms der Transfer in das Triplettssystem. Anschließend werden die Atome in der T-MOT gespeichert und der Dipolfallenlaser eingestrahlt. Am Ende wird mit Hilfe der CCD-Kamera die Atomzahl in der T-MOT bestimmt. Es wird dabei stets eine Messung mit und eine weitere ohne den Dipolfallenlaser durchgeführt. Das dargestellte Signal ist das Verhältnis der Atomzahl mit Dipolfallenlaser $N_{T,DL}$ und der Atomzahl N_T ohne Einstrahlung dieses Lasers. Bei den einzelnen Messreihen werden verschiedene Parameter des Dipolfallenlasers und der T-MOT variiert, um den Verlust zu charakterisieren.

Atomzahldichte

Zahlreiche Verlustprozesse in magneto-optischen Fallen oder Dipolfallen können auf Stöße zwischen den gefangenen Teilchen zurückgeführt werden. Insbesondere durch nahresonantes Licht und Atome in kurzlebigen angeregten Zuständen bestehen mehrere Möglichkeiten, dass Atome in einem Molekülpotential durch einen Stoß den Zustand ändern oder ein Photon emittieren und dadurch hohe kinetische Energie gewinnen (siehe Abschnitt 3.4.1). Dies führt zu einem Teilchenverlust da die Stoßpartner in der Regel die Falle verlassen. Alle Stoßprozesse zwischen Teilchen in der Falle sind von der Teilchenzahl pro Volumen (Atomzahldichte) abhängig.

Die entsprechende Messung ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Die Teilchenzahl kann mit der Ladezeit der S-MOT variiert werden. Diese Ladezeit beträgt für die

¹¹uEye UI-2210SE-M, Fa. IDS Imaging Development Systems

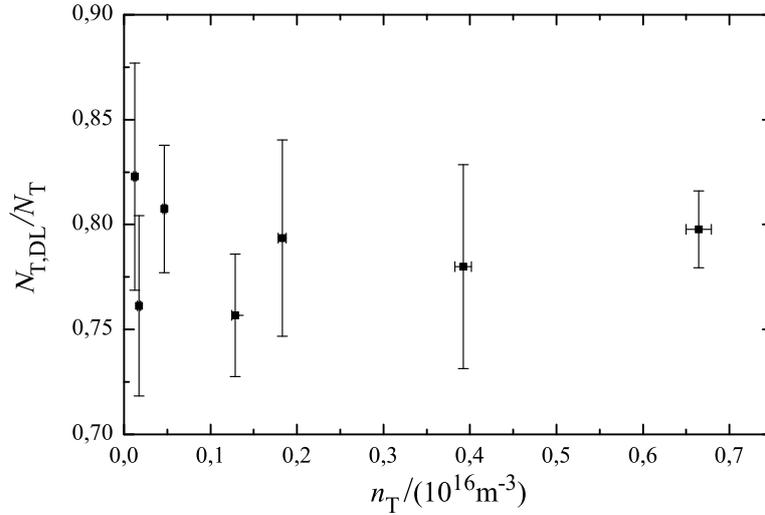


Abbildung 4.3: Normierte Atomzahl $N_{T,DL}/N_T$ bei Einstrahlung des Dipolfallenlasers der Wellenlänge 532 nm in die T-MOT. Die Atomzahldichte n_T stellt die maximale Dichte nach Gleichung 2.14 dar. Die Fehlerbalken geben den statistischen Standardfehler aus etwa fünf Messungen pro Datenpunkt an. Die Einstrahlzeit des Dipolfallenlasers beträgt 20 ms. Obwohl die Atomzahldichte über annähernd zwei Größenordnungen variiert wird, kann kein Einfluss auf die gemessenen Verluste festgestellt werden.

dargestellten Daten 100 ms bis 10 s. Der Dipolfallenlaser wird für 20 ms eingestrahlt. Bei den verwendeten Parametern bleibt die räumliche Ausdehnung der T-MOT konstant, d. h. die Ausdehnung wird auch für hohe Teilchenzahlen von der Temperatur bestimmt und die Atomzahldichte n_T ist direkt proportional zur Teilchenzahl. Aus Abbildung 4.3 wird deutlich, dass die Verluste selbst bei einer Änderung der Atomzahldichte von annähernd zwei Größenordnungen im Rahmen der statistischen Fehlerbalken konstant sind. Damit können Stöße zwischen Atomen in der Falle als Ursache der beobachteten Verluste ausgeschlossen werden.

Einstrahldauer

In einem weiteren Experiment wird die Einstrahldauer des Dipolfallenlasers variiert. Die normierte Teilchenzahl ist als Funktion der Einstrahldauer in Abbildung 4.4 dargestellt. Die Leistung des Dipollasers beträgt für dieses Experiment 2,3 W. Es zeigt sich eine exponentielle Abnahme der Teilchenzahl mit der Einstrahldauer. Die Lebensdauer der T-MOT ist hier nicht relevant, da die Daten wie oben beschrieben normiert werden und die gesamte Haltezeit in der T-MOT unabhängig von der Einstrahldauer des Dipollasers ist. Da in der vorangegangenen Messung bereits die Unabhängigkeit der Verluste von der Atomzahldichte nachgewiesen worden ist, entspricht die hier gemessene exponentielle Abnahme der Teilchenzahl mit der Einstrahldauer des Dipollasers der Erwartung. Der Verlustprozess kann also

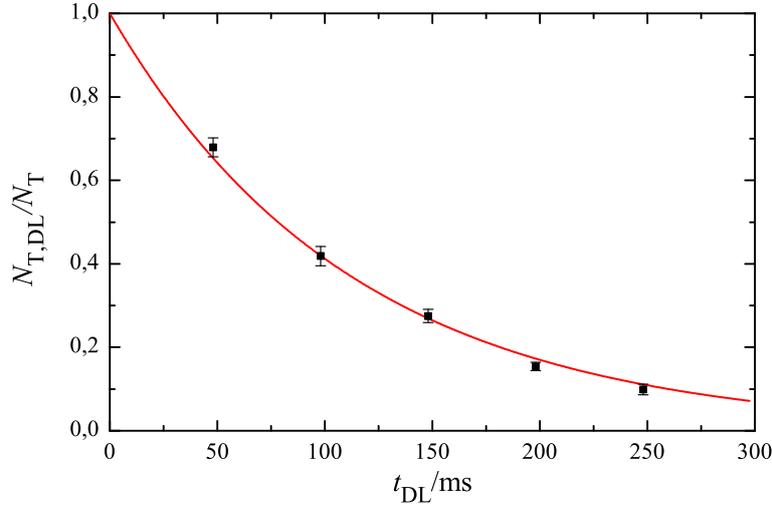


Abbildung 4.4: Normierte Atomzahl $N_{T,DL}/N_T$ in Abhängigkeit der Einstrahlzeit t_{DL} des Dipolfallenlasers. Die Fehlerbalken geben den statistischen Standardfehler aus etwa fünf Messungen pro Datenpunkt an. Die Leistung des Dipolfallenlasers am Ort der Atome beträgt 2,3 W bei einem minimalen Strahlradius von $w_0 = 73 \mu\text{m}$. Die durchgezogene Linie stellt die Anpassung einer Kurve mit exponentieller Teilchenzahlabnahme dar. Für die Kurve gilt: $N_{T,DL}/N_T(t_{DL}) = \exp\left(-\frac{t_{DL}}{113 \text{ ms}}\right)$

als Ein-Teilchen Effekt beschrieben werden.

Leistung

Die Teilchenverluste der T-MOT durch den Dipolfallenlaser sind als Funktion der Leistung des Dipollasers in Abbildung 4.5 dargestellt. Die Leistung wird mit einer $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte und einem polarisierenden Strahlteiler eingestellt. Damit wird sichergestellt, dass sich die Strahlparameter bei Variation der Leistung nicht ändern und das Licht am Ort der Atome stets eine konstante Polarisation aufweist. Die Leistungsmessung erfolgt mit einem thermischen Leistungsmessgerät¹² nach dem Austritt des Strahls aus der Vakuumkammer. Die verwendeten Fenster weisen für Licht der Wellenlänge 532 nm eine Transmission von 93 % auf.

Die Abnahme der Teilchenzahl erfolgt exponentiell mit der Leistung des Dipollasers. Daraus folgt, dass der Verlust durch ein Photon beschrieben werden kann. Für einen n-Photonenprozess würde man eine exponentielle Abnahme proportional zur n-ten Potenz der Leistung erwarten. Daher können Mehrphotonenprozesse mit dieser Messung ausgeschlossen werden.

¹²PowerMax PM500A-2 mit Messkopf PM3Q, Fa. Molectron

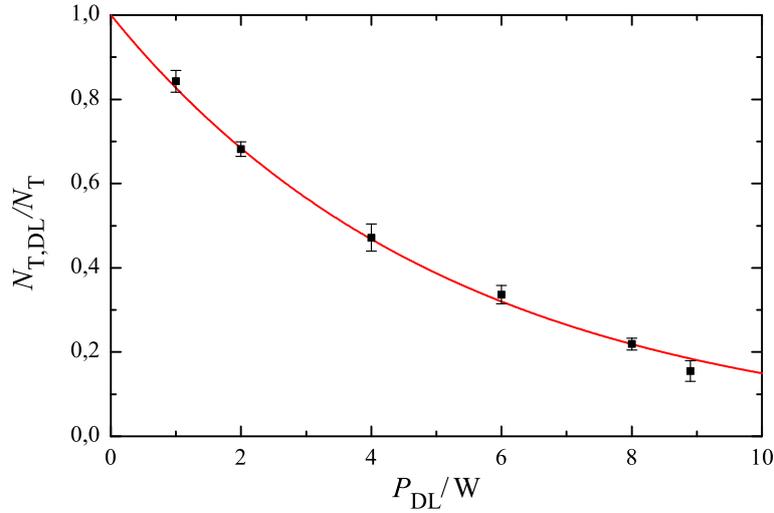


Abbildung 4.5: Normierte Atomzahl $N_{T,DL}/N_T$ in Abhängigkeit der Leistung P_{DL} des Dipolfallenlasers. Der minimale Strahlradius beträgt $w_0 = 73 \mu\text{m}$. Die Fehlerbalken geben den statistischen Standardfehler aus etwa fünf Messungen pro Datenpunkt an. Für die dargestellten Daten wird der Dipollaser 48 ms eingestrahlt. Die durchgezogene Linie stellt die Anpassung einer Kurve mit exponentieller Teilchenzahlabnahme dar. Für die Kurve gilt: $N_{T,DL}/N_T(P_{DL}) = \exp\left(-\frac{P_{DL}}{5,27 \text{ W}}\right)$

Anteil der Atome im angeregten Zustand

In der letzten Messreihe wird nun nach den Parametern des Dipolfallenlasers die Verstimmung der magneto-optischen Falle verändert. Damit wird der Anteil der Atome im angeregten Zustand variiert, der nach Gleichung 2.8 berechnet wird und von Intensität sowie Verstimmung der MOT-Laser abhängt. Da eine Änderung dieser Parameter auch die räumliche Ausdehnung der MOT verändert, wird dies durch Anpassen des Magnetfeldgradienten kompensiert. Diese Anpassung ist nur begrenzt möglich weshalb lediglich zwei Datenpunkte aufgenommen werden können. Diese sind in Abbildung 4.6 dargestellt.

Die Daten weisen auf eine exponentielle Abhängigkeit hin. Durch die kleine Zahl der aufgenommenen Datenpunkten ist dies jedoch nicht so deutlich wie in den Messungen in Abhängigkeit der Einstrahldauer und der Dipollaserleistung. Dadurch wird deutlich, dass für den Verlustprozess ein Atom im angeregten Zustand der T-MOT erforderlich ist.

4.2.3 Interpretation der Verluste

Die Ergebnisse der im vorangegangenen Abschnitt vorgestellten Messungen werden zunächst noch einmal zusammengefasst. Bei der Einstrahlung eines Dipolfallenlasers einer Wellenlänge von 532 nm in die T-MOT können Teilchenverluste festge-

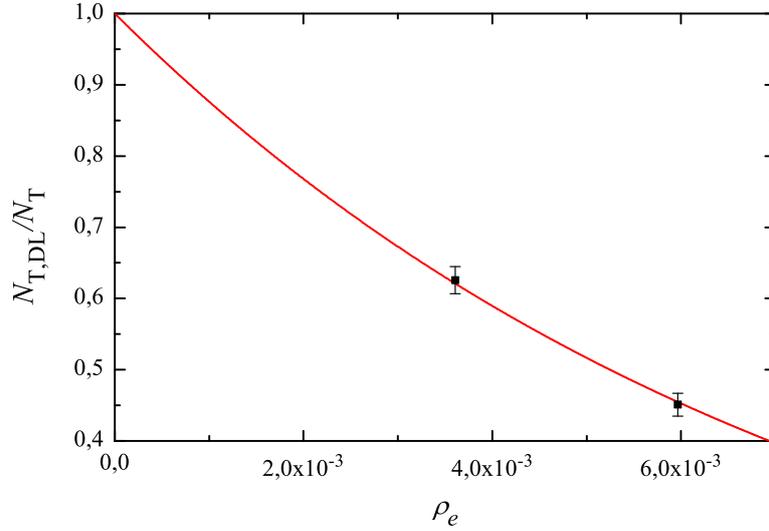


Abbildung 4.6: Normierte Atomzahl $N_{T,DL}/N_T$ in Abhängigkeit des Anteils ρ_e der Atome im angeregten Zustand der T-MOT. ρ_e wird aus Leistung und Verstimmung des T-MOT-Kühlasers auf den Übergang ${}^3P_2 \rightarrow {}^3D_3$ nach Gleichung 2.8 berechnet. Für die beiden dargestellten Datenpunkte werden die Verstimmung und der Magnetfeldgradient variiert, wobei die räumliche Ausdehnung der T-MOT konstant bleibt. Die Fehlerbalken geben den statistischen Standardfehler aus etwa fünf Messungen pro Datenpunkt an. Der Laser wird mit einer Leistung von 0,8 W für 200 ms eingestrahlt. Die durchgezogene Linie stellt die Anpassung einer Kurve mit exponentieller Teilchenzahlabnahme dar. Für die Kurve gilt: $N_{T,DL}/N_T(\rho_e) = \exp\left(-\frac{\rho_e}{0.00757}\right)$

stellt werden. Der zugrunde liegende Verlustprozess hat folgende Eigenschaften:

- Der Verlust hängt nicht von der Atomzahldichte in der T-MOT ab. Damit können inelastische Stöße zwischen gefangenen Atomen als Ursache ausgeschlossen werden. Die Verluste können als Ein-Atom Prozess beschrieben werden.
- Die Teilchenzahl nimmt exponentiell mit der eingestrahlteten Leistung ab. Daraus kann auf einen Verlustprozess durch ein einziges Photon geschlossen werden.
- Die Teilchenzahl nimmt ebenfalls exponentiell mit dem Anteil der Atome im angeregten Zustand der T-MOT ab. Der Verlustprozess findet also nur in diesem Zustand statt.

Durch diese Messungen können zahlreiche Verlustprozesse ausgeschlossen werden und es gibt nur noch relativ wenige Möglichkeiten, um die Verluste zu erklären. Durch das Licht der Dipolfalle ist eine optische Anregung in einen dunklen Zustand möglich. Das Atom muss lange genug in diesem Zustand bleiben, um das

Einfangvolumen der T-MOT zu verlassen. Falls ein Interkombinationsübergang adressiert wird, kann das Atom anschließend in den Grundzustand zerfallen. Da solche Übergänge in der Regel eine kleine Übergangswahrscheinlichkeit aufweisen, müsste die Energie des Übergangs nahe an der Photonenenergie des Lasers liegen. Die Auflistung der Magnesium-Energieniveaus [43, 122] zeigt, dass dies für ein energetisch tieferes Niveau nicht erfüllt ist und eine Anregung in einen energetisch höheren Zustand über der Ionisierungsenergie liegt (siehe unten). Andere langlebige Zustände wären z. B. Rydbergzustände, allerdings ist die Energie eines Photons des Dipolfallenlasers nicht geeignet, um eine Anregung in solche Zustände zu ermöglichen.

Als Erklärung für die gemessenen Verluste bleibt somit nur eine optische Anregung über die Ionisierungsschwelle. Dieser Prozess wird als *Photoionisation* bezeichnet. Für die nicht gebundenen Zustände oberhalb der Ionisierungsschwelle können das positive Ion und das Elektron eine beliebige kinetische Energie aufweisen, wodurch dort Zustände mit beliebiger Energie möglich sind (Kontinuum). Die Ionisierungsenergie von Magnesium im Grundzustand beträgt 7,6 eV [122]. Aus dem Grundzustand der T-MOT (3P_2) liegt dieser Wert bei 4,9 eV und aus dem angeregten Zustand (3D_3) bei 1,7 eV. Der angeregte Zustand der S-MOT (1P_1) weist eine Ionisierungsenergie von 3,3 eV auf. Da die Photonenenergie des Lichts der Wellenlänge 532 nm 2,3 eV beträgt, ist eine Ionisierung mit einem Photon nur aus dem angeregten Zustand der T-MOT möglich. Die gemessenen Eigenschaften des Verlustprozesses werden also durch Photoionisation aus den 3D -Zuständen erfüllt.

Ein direkter Nachweis der erzeugten Elektronen wäre z. B. mit einem Faraday-Becher oder einer Mikrokanalplatte möglich. Da dies deutliche Modifikationen der Vakuumapparatur erfordert, werden diese Experimente im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt und es kann lediglich indirekt durch Ausschluss anderer denkbarer Verlustprozesse auf Photoionisation geschlossen werden.

4.2.4 Berechnung des Ionisationsquerschnitts

Mit den quantitativen Messungen aus dem vorangegangenen Abschnitt kann der Ionisationsquerschnitt für Atome im Zustand 3D_3 für Licht der Wellenlänge 532 nm berechnet werden. Mit einer MOT können insbesondere die Ionisationsquerschnitte von angeregten Zuständen gemessen werden, da durch das nahresonante Licht der Falle diesen Zustand besetzt und unter geeigneten Bedingungen kann die Photoionisation selbst für geringen Leistungen des ionisierenden Lichtes einen gut sichtbarer Verlustkanal darstellen [125]. Diese Methode ist für Alkaliatome verbreitet [126, 127]. Für Magnesium wurde Photoionisation aus dem Zustand 1P_1 beim Speichern in der S-MOT beobachtet [128]. Daneben gibt es Messungen der Ionisationsquerschnitts für Atome im Grundzustand sowie entsprechende Berechnungen [129, 130].

Der durch Photoionisation verursachte Teilchenverlust in der T-MOT wird als

Ein-Atom Verlust beschrieben. Falls dieser Verlustkanal dominiert oder andere Ein-Atom Verluste durch Normierung eliminiert werden können (s. o.), gilt für die Ratengleichung der T-MOT (Zwei-Teilchen Verluste werden vernachlässigt):

$$\dot{N}_T(t) = -R_{\text{ion}} N_T(t) \quad (4.14)$$

R_{ion} bezeichnet die normierte Ionisationsrate, die z. B. durch den Parameter der angepassten Kurve aus Abbildung 4.4 gewonnen werden kann. Für die Ionisationsrate gilt [125]:

$$R_{\text{ion}} = \frac{I_{\text{PI}} \lambda_{\text{PI}}}{h c} \rho_e \sigma_{\text{ion}} \quad (4.15)$$

Hier bezeichnet σ_{ion} den Photoionisationsquerschnitt. I_{PI} ist die Intensität und λ_{PI} die Wellenlänge des Lichtes, das zur Photoionisation führt. Da im hier vorliegenden Fall die Ionisation aus dem angeregten Zustand der T-MOT betrachtet wird, stellt ρ_e den Anteil der Atome im angeregten Zustand nach Gleichung 2.8 dar.

Da die Strahltaile des Lasers kleiner ist als die räumliche Ausdehnung der T-MOT, muss über die Dichteverteilung der MOT und das Intensitätsprofil des Lasers (Ausbreitung hier in x-Richtung) integriert werden. Mit den Gleichungen 2.14 und 4.10 folgt damit für den Ionisationsquerschnitt:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{ion}} &= R_{\text{ion}} \frac{h c N_T}{\rho_e \lambda_{\text{PI}}} \left(\int I_{\text{PI}}(y, z) n_T(x, y, z) dx dy dz \right)^{-1} \quad (4.16) \\ &= R_{\text{ion}} \frac{h c}{\rho_e \lambda_{\text{PI}}} \frac{(2\pi)^{3/2} \pi w_0^2 \sigma_{xy}^2 \sigma_z}{2 P_{\text{PI}}} \\ &\quad \left(\int \exp\left(-2\frac{y^2 + z^2}{w_0^2}\right) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma_{xy}^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right) dx dy dz \right)^{-1} \quad (4.17) \end{aligned}$$

Zur Berechnung wird die Ionisationsrate $R_{\text{ion}} = (113 \text{ ms})^{-1}$ der in Abbildung 4.4 dargestellten Messung verwendet. Dabei beträgt die Leistung des Lasers $P_{\text{PI}} = 2,3 \text{ W}$ bei einem minimalen Strahlradius von $w_0 = 73 \mu\text{m}$. Die räumliche Ausdehnung der T-MOT wird zu $\sigma_{xy} = 330 \mu\text{m}$ sowie $\sigma_z = 240 \mu\text{m}$ bestimmt. Der Anteil der Atome im angeregten Zustand beträgt dort $\rho_e = 0,006$. Damit folgt für den Ionisationsquerschnitt:

$$\sigma_{\text{ion}}(^3D_3, 532 \text{ nm}) = 1,2 \times 10^{-22} \text{ m}^2 \quad (4.18)$$

Der Photoionisationsquerschnitt von Magnesium im Grundzustand weist ein Maximum direkt über der Ionisationsschwelle auf [129]. Für höhere Photonenenergie fällt der Wert ab und etwa 2 eV über der Schwelle existiert ein weiteres Maximum durch die resonante Anregung des autoionisierenden 3p4s-Zustandes. Dies wird durch theoretische Berechnungen [130] ebenfalls beschrieben. Da die Photoionisation hier aus einem anderen Zustand erfolgt, können mit diesen Messungen keine quantitativen Aussagen für den hier beobachteten Photoionisationsprozess getroffen werden.

4.2.5 Schlussfolgerungen

Vermeidung von Ionisation

Da die Verluste durch Ionisation nur im angeregten Zustand der T-MOT möglich sind, ist eine optische Speicherung von Atomen in den 3P -Zuständen in einer optischen Dipolfalle bei 532 nm möglich (siehe Abschnitt 4.4.1). Im Falle der Beladung aus der T-MOT muss jedoch das Kühllicht ausgeschaltet werden, bevor die Dipolfalle eingeschaltet wird. Dies erfordert eine zeitliche Ansteuerung der beiden Lichtfelder im sub-ms Bereich, was mit dem verwendeten mechanischen Verschluss nicht möglich ist aber mit einem AOM problemlos erreicht werden kann. Da es aber nicht möglich ist, T-MOT und Dipolfalle gleichzeitig zu betreiben, kann das in Abschnitt 4.3.2 beschriebene kontinuierliche Ladeverfahren jedoch nicht verwendet werden.

Zusammenfassung

Da zum Beladen einer Dipolfalle die zeitliche Überlagerung von T-MOT und Dipolfalle vorteilhaft sein kann, wurde die Wechselwirkung der T-MOT mit Licht der Wellenlänge 532 nm untersucht. Dabei können Teilchenverluste in der T-MOT bei Einstrahlung des Dipollasers der Wellenlänge 532 nm festgestellt werden. Diese Verluste können indirekt auf Photoionisation aus dem angeregten Zustand 3D_3 zurückgeführt und der entsprechende Photoionisationsquerschnitt bestimmt werden. Dieser Effekt ist auch mit einer optischen Falle bei der magischen Wellenlänge möglich, jedoch sind die Ergebnisse nicht übertragbar, da der Photoionisationsquerschnitt im Allgemeinen stark von der Wellenlänge des verwendeten Lichts abhängig ist.

4.3 Dipolfalle mit Licht der Wellenlänge 1064 nm

Eine optische Dipolfalle mit nahinfrarotem Licht (1064 nm) weist gegenüber der in Abschnitt 4.2 untersuchten sichtbaren Wellenlänge mehrere Vorteile auf. Die Photonenenergie von 1,16 eV ist nicht ausreichend, um Atome aus dem angeregten Zustand der T-MOT zu ionisieren und somit ist der dort beobachtete Verlustmechanismus nicht möglich. Des Weiteren weist das infrarote Licht für alle langlebigen Zustände von Magnesium eine deutlich höhere Verstimmung zu optischen Übergängen auf, wodurch das Heizen durch Photonenstreuung stark vermindert wird (siehe Tabelle 4.1). Zudem sind bei der Wellenlänge 1064 nm Laser mit hoher Ausgangsleistung verfügbar, so dass trotz der höheren Verstimmung je nach atomarem Zustand vergleichbare oder höhere Fallentiefen erreicht werden können (siehe Tabelle 4.2). Im Rahmen dieser Dissertation wird daher das optische Speichern von Magnesium in einer solchen Falle untersucht.

4.3.1 Optischer Aufbau und Detektion

Da der verwendete Laser die optische Leistung durch eine polarisationserhaltende Faser emittiert, können die optischen Elemente für die Dipolfalle flexibel aufgebaut werden und einfach in den bestehenden experimentellen Aufbau integriert werden. Der Laser kann über einen Steuereingang mit einem TTL-Signal zwar sehr schnell ein- und ausgeschaltet werden ($< 30 \mu\text{s}$), aber die Ausgangsleistung kann damit nicht variiert werden. Da dies ist für die hier beschriebenen Experimente nicht notwendig ist, kann auf ein externes Element zur Steuerung der Leistung (z. B. AOM) verzichtet und der Aufbau somit vereinfacht werden. Der optische Aufbau besteht damit hinter dem Faserausgang lediglich aus zwei Spiegeln, einem polarisierenden Strahlteiler und einer $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte zur Einstellung der Leistung sowie der zur Fokussierung des Strahls verwendeten Linse. Im Rahmen einer Bachelorarbeit [124] wurden bereits Plankonvexlinsen¹³ zur Fokussierung untersucht. Mit einer Brennweite von 300 mm (500 mm) kann damit ein Strahl mit $w_0 = 43 \mu\text{m}$ ($w_0 = 72 \mu\text{m}$) erzeugt werden. Die Strahltaile wurde dabei außerhalb der Vakuumkammer vermessen. Im Experimentaufbau kann die Strahltaile z. B. durch das Fenster der Vakuumkammer von den so bestimmten Werten abweichen, so dass die Strahltaile im Experiment mit dem gemessenen Wert der Fallenfrequenz berechnet wird (siehe Abschnitt 4.3.5). Für die hier beschriebenen Experimente wird in der Regel die Linse mit kleiner Brennweite verwendet. Das Vakuumfenster ist für Licht der Wellenlänge 1030 nm entspiegelt und weist für 1064 nm eine Transmission¹⁴ mehr als 99 % auf.

Zum Beladen der Dipolfalle muss die Strahltaile mit der T-MOT überlagert werden. Dazu wird in einem ersten Schritt das in Abschnitt 4.2.1 beschriebene Ver-

¹³ $f = 300 \text{ mm}$: G312326525; $f = 500 \text{ mm}$: G312327525, Fa. Linos

¹⁴Herstellerangabe Fa. Laseroptik

fahren verwendet, und die T-MOT wird auf einer Kamera mit dem Dipolfallenlaser überlagert. Der Wiedereinfang in die T-MOT bietet eine hohe Detektionseffizienz (siehe Abschnitt 3.5) und nach der ersten Justage können in der Regel bereits in der Dipolfalle gespeicherte Atome detektiert werden. Vor der Kamera werden zwei optische Filter verwendet (IF 383 und BG 39, siehe Tabelle 2.3), um Licht der Wellenlänge 383 nm zu selektieren und insbesondere das Licht des Dipolfallenlasers zu unterdrücken. Die Justage wird an Hand der Zahl in der Dipolfalle gespeicherter Atome optimiert.

4.3.2 Ladeverfahren für die Dipolfalle

Die Beladung einer optischen Dipolfalle aus einer magneto-optischen Falle stellt einen komplexen Prozess dar, wobei zahlreiche Parameter optimiert werden können [131]. In einem theoretisch einfach zu beschreibenden Fall wird zu einem bestimmten Zeitpunkt die MOT instantan aus- und die Dipolfalle eingeschaltet. Ausdehnung und Temperatur der Wolke sind hier zunächst durch die MOT gegeben. Nur Atome, deren kinetische Energie zum Zeitpunkt des Schaltens geringer ist als die ortsabhängige Falltiefe der Dipolfalle können in dieser gespeichert werden. Die Umladeeffizienz wird also durch die energetische und räumliche Überlagerung der Atome aus der MOT und der Dipolfalle beschrieben und kann durch entsprechende Integrale berechnet werden [132].

Da die radiale Ausdehnung einer Einzelstrahldipolfalle in der Regel kleiner ist als die Ausdehnung einer MOT, ist eine hohe Atomzahldichte in der MOT für eine effiziente Beladung der Dipolfalle erforderlich. In einer MOT ist die maximale Teilchenzahldichte jedoch durch die Reabsorption von Photonen begrenzt und bei hohen Dichten treten zudem Verluste durch inelastische Stöße auf (siehe Abschnitt 3.4.1).

Direktes Laden aus der T-MOT

Zunächst wird das direkte Laden aus der T-MOT untersucht, bei dem die einzelnen Kühlstufen analog zu Abschnitt 3.3.3 hintereinander stattfinden. Zunächst werden für eine variable Zeit Atome in die S-MOT geladen. Mit der Ladezeit wird die Anzahl der gespeicherten Atome variiert (siehe Abbildung 2.8). Danach erfolgt die Anregung auf dem Interkombinationsübergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ und der Transfer in die T-MOT. Das infrarote Licht der Dipolfalle hat keine Auswirkung auf die T-MOT, so dass beide Fallen gleichzeitig betrieben werden können. Da die Temperatur der Atome in der T-MOT höher ist als die Falltiefe der Dipolfalle, ist der räumliche Einschluss hier ausschließlich durch die T-MOT gegeben. Nach dem Abschalten der T-MOT wird ein Teil der Atome in der Dipolfalle gehalten. Diese befinden sich überwiegend im Zustand 3P_2 . Das Licht auf dem Kühlübergang $^3P_2 \rightarrow ^3D_3$ wird neben dem AOM zusätzlich mit einem mechanischen Verschluss geschaltet, um während der Haltezeit in der Dipolfalle Heizen durch resonante Photonenstreuung

auszuschließen. Nach mindestens 500 ms Haltezeit wird die Zahl der gespeicherten Atome durch Einfang in der T-MOT bestimmt. Für kürzere Haltezeiten können auch noch Atome aus der Ladesequenz detektiert werden.

Kontinuierliches Laden

Als Alternative wird ein kontinuierliches Ladeverfahren untersucht. Dabei finden die verschiedenen Kühlstufen und das Beladen der Dipolfalle gleichzeitig statt. Da ein solches Ladeverfahren einen dunklen Zustand erfordert, der nicht mit dem Licht der magneto-optischen Fallen wechselwirkt, ist dies mit Alkaliatomen nicht möglich. Die Elektronenstruktur von Erdalkaliatomen bietet dagegen solche Zustände, wie z. B. 3P_0 . Durch die große Feinstrukturaufspaltung des 3P -Multipletts von mehreren hundert GHz wechselwirken Atome in diesem Zustand nicht¹⁵ mit resonantem Licht für die Übergänge $^3P_2 \rightarrow ^3D_3$ und $^3P_1 \rightarrow ^3D_2$. Kontinuierliche Ladeverfahren für optische Dipolfallen werden auch für andere Erdalkaliatome [133, 134] verwendet. Das kontinuierliche Laden einer magnetischen Falle wurde mit Chrom [135] sowie Strontium [136] realisiert. Vergleichbare Verfahren sind auch für andere Zweielektronensysteme anwendbar [137].

Zum kontinuierlichen Beladen der Dipolfalle mit Magnesiumatomen werden die Dipolfalle, die S-MOT, der Transfer in das Triplettsystem und die T-MOT, jedoch ohne den Rückpumper auf dem Übergang $^3P_0 \rightarrow ^3D_1$, während der gesamten Ladezeit betrieben. Alle Kühl- und Zustandstransferprozesse finden gleichzeitig statt. Nach dem Transfer in das Triplettsystem streuen Atome einige tausend Photonen auf dem Kühlübergang $^3P_2 \rightarrow ^3D_3$, bevor sie in den dunklen Zustand 3P_0 zerfallen (siehe Abbildung 3.5). Falls dieser Zerfall im Bereich der Dipolfalle stattfindet und die kinetische Energie eines solchen Atoms gering genug ist, wird es in der Dipolfalle gehalten. Mit dieser Methode können Atome in der Dipolfalle akkumuliert werden. Der Einfang in der S-MOT sowie das optische Kühlen benötigen für jedes Atom nur etwa 50 ms (siehe Kapitel 3), so dass zu jedem Zeitpunkt nur eine relativ geringe Zahl von Atomen in den magneto-optischen Fallen gespeichert ist. Im Gegensatz zum direkten Ladeverfahren befinden sich die in der Dipolfalle gespeicherten Atome im Zustand 3P_0 , so dass während der Ladezeit selbst eine geringe Intensität von auf dem Übergang $^3P_0 \rightarrow ^3D_1$ resonantem Licht Atome aus der Dipolfalle entfernen kann. Dies wird im Experiment durch die Ansteuerung des entsprechenden AOM verhindert, so dass hier kein zusätzlicher mechanischer Verschluss notwendig ist. Die gespeicherten Atome können durch optisches Pumpen in andere Zustände transferiert werden (siehe Abschnitt 4.3.4).

¹⁵Für typische Betriebsparameter der T-MOT (ohne Rückpumper $^3P_0 \rightarrow ^3D_1$) beträgt die Photonenstreurate von Atomen im Zustand 3P_0 weniger als 10^{-3} s^{-1} .

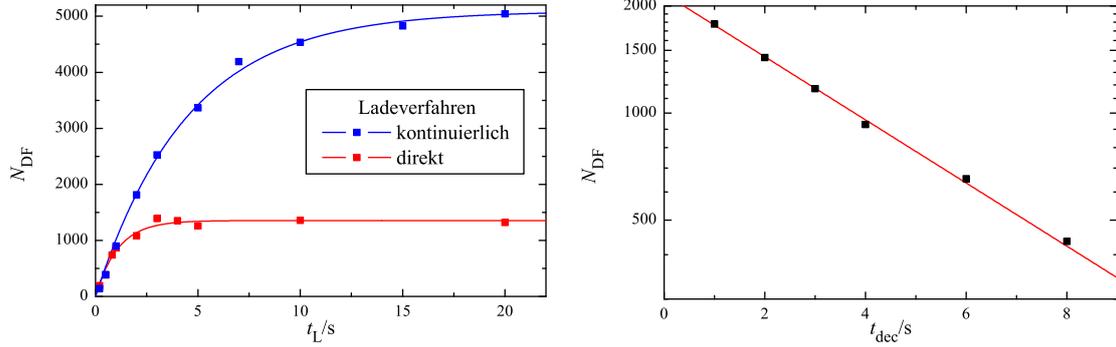


Abbildung 4.7: Links: Ladekurven für das direkte (rot) und das kontinuierliche Ladeverfahren (blau). Dargestellt die die Atomzahl N_{DF} in der Dipolfalle als Funktion der Ladedauer t_L . Die Laderate beträgt für beide Kurven $1,2 \times 10^3$ Atome/s. Die Zeitkonstante entspricht für das kontinuierliche Ladeverfahren mit $4,5$ s erwartungsgemäß der Lebensdauer der Atome in der Dipolfalle, während die Ladekurve für das direkte Ladeverfahren bereits nach $1,1$ s sättigt. Der Sättigungsparameter für die T-MOT beträgt hier $s_{T-MOT} = 0,05$. Rechts: Atomzahl N_{DF} als Funktion der Speicherzeit t_{dec} in der Dipolfalle. Die Lebensdauer der Atome in der Falle beträgt $4,9$ s.

Vergleich der Ladeverfahren

Zum Vergleich der beiden Ladeverfahren werden Ladekurven mit identischen Parametern der magneto-optischen Fallen aufgenommen (Abbildung 4.7). Die Ladezeit t_L bezeichnet die Zeit, in der Atome in die S-MOT geladen werden. Der Transferprozess wird daher für das direkte Ladeverfahren nicht berücksichtigt. Für kleine Ladezeiten sind die Kurven identisch, was bedeutet, dass die Laderate für beide Verfahren vergleichbar ist. Die beiden Kurven unterscheiden sich jedoch deutlich im Sättigungsverhalten. Für das kontinuierliche Ladeverfahren entspricht die Zeitkonstante der Ladekurve mit $4,5$ s erwartungsgemäß etwa der Lebensdauer der Atome in der Dipolfalle (Abbildung 4.7 rechts). Für das direkte Ladeverfahren sättigt die Ladekurve mit einer Zeitkonstante von $1,1$ s deutlich früher. Dem entsprechend unterscheidet sich die maximale Atomzahl in der Dipolfalle etwa um den Faktor 4.

Da beim direkten Ladeverfahren die Atome zunächst in der S-MOT gespeichert werden, wäre hier eine Ladekurve mit einer ähnlichen Zeitkonstante zu erwarten. Diese liegt für die S-MOT unter den Bedingungen, unter denen die in Abbildung 4.7 dargestellten Daten aufgenommen werden, mit etwa 10 s eine Größenordnung höher. Daraus folgt, dass die Umladeeffizienz von der S-MOT in die Dipolfalle für hohe Teilchenzahl abnimmt und so zu einer deutlich schnelleren Sättigung der Atomzahl in der Dipolfalle führt.

Für diese Sättigung gibt es zwei Ursachen. Während des Transfers in die Dipolfalle befinden sich alle Atome zur gleichen Zeit in der T-MOT, was zu Verlusten durch inelastische Stöße führen kann (siehe Abbildung 3.6). Außerdem ist

die Atomzahldichte in der T-MOT durch Reabsorption von Photonen begrenzt, so dass für hohe Atomzahl die räumliche Ausdehnung der T-MOT größer wird [82, 108], nicht aber die maximale Atomzahldichte. Diese beiden Effekte begrenzen auch die Umladeeffizienz in vergleichbaren Experimenten mit Alkaliatomen [131].

Für das kontinuierliche Ladeverfahren sind diese beiden Effekte nicht relevant, da sich zu jedem Zeitpunkt nur wenige Atome in den magneto-optischen Fallen befinden. Die maximale Anzahl speicherbarer Atome ist also durch die Laderate und die Lebensdauer der Atome in der Dipolfalle gegeben, solange inelastische Stöße zwischen in der Dipolfalle gespeicherten Atomen vernachlässigt werden können.

4.3.3 Optimierung des kontinuierlichen Ladeverfahrens

Die maximale Atomzahl in der Dipolfalle ist für das kontinuierliche Ladeverfahren durch die Laderate und die Lebensdauer der Atome in der Falle gegeben. Da durch die geringe Teilchenzahl in den magneto-optischen Fallen inelastische Stöße und eine Dichtelimitierung nicht relevant sind, kann die Optimierung unabhängig davon erfolgen.

Lebensdauer

Die Abnahme der Atomzahl in der Dipolfalle mit der Haltezeit erfolgt exponentiell mit einer Zeitkonstante von etwa 5 s (Abbildung 4.7). Diese Ein-Körper Verluste können durch elastische Stöße mit Teilchen des Hintergrundgases in der Vakuumkammer verursacht werden.

Um diese Verluste exakt zu berechnen, sind die Partialdrücke aller Komponenten sowie die Stoßparameter von Magnesium im gespeicherten Zustand mit diesen Komponenten erforderlich [138]. Bei niedrigen Temperaturen und geringen Fallentiefen, wie sie für Atome in einer Dipolfalle gegeben sind, kann die durch Stöße mit dem Hintergrundgas begrenzte Lebensdauer τ_{vac} mit dem Druck p in der Vakuumkammer jedoch nach folgender Faustformel abgeschätzt werden [116]:

$$\tau_{\text{vac}} \approx \frac{3 \times 10^{-9} \text{ mbar s}}{p} \quad (4.19)$$

Während den Experimenten wird mit dem Drucksensor in der Hauptkammer ein Druck von $p = 4,5(1,5) \times 10^{-10}$ mbar gemessen. Man würde also eine durch Stöße mit dem Hintergrundgas begrenzte Lebensdauer von 5 – 10 s erwarten. Da es sich bei Gleichung 4.19 um eine Abschätzung handelt und der tatsächliche Druck vom gemessenen abweichen kann (genaue Zusammensetzung des Hintergrundgases ist nicht bekannt) liegt der gemessene Wert der Lebensdauer im Bereich der Erwartung. Für die in Abbildung 4.14 dargestellte Zerfallskurve ist der Druck in der Vakuumkammer etwa 1,5 mal höher, da die Quelle mit einer höheren Temperatur betrieben wird. Deshalb ist die dort bestimmte Ein-Atom Zerfallsrate um diesen

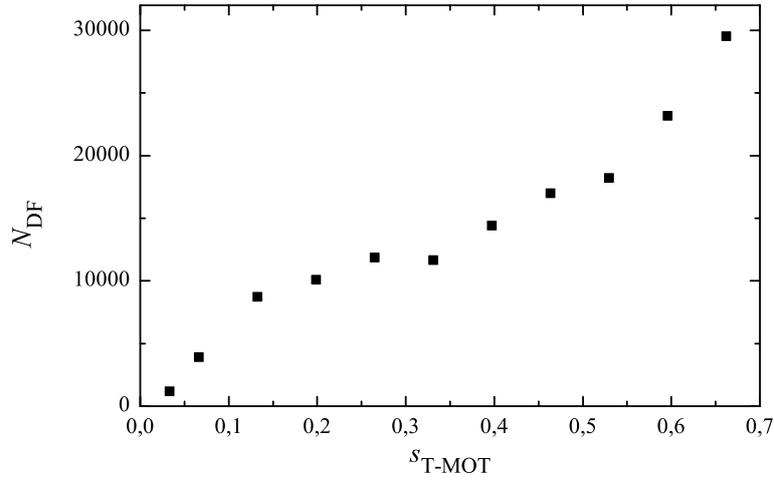


Abbildung 4.8: Atomzahl N_{DF} in der Dipolfalle als Funktion des Sättigungsparameters $s_{\text{T-MOT}}$ auf den Kühlübergang $^3P_2 \rightarrow ^3D_3$ der T-MOT. Die höhere Sättigung im Vergleich zu Abbildung 4.7 ist durch Verkleinerung der T-MOT-Strahlen auf $w_0 = 3,1$ mm möglich. Die höhere Intensität führt zu einer höheren Federkonstante der T-MOT und damit zu einer geringeren räumlichen Ausdehnung.

Faktor höher. Es kann also gefolgert werden, dass für die hier dargestellten Experimente die Lebensdauer durch den Druck begrenzt ist. Eine Verbesserung des Vakuums und damit eine Steigerung der Lebensdauer ist mit Standardmethoden wie einer differentiellen Pumpstufe zwischen Quellen- und Hauptkammer möglich. In [139] konnte bei einem Druck von etwa 10^{-11} mbar und der Verwendung eines rauscharmen Dipolfallenlasers eine annähernd zwei Größenordnungen höhere Lebensdauer von 300 s gezeigt werden.

Umladeeffizienz

Das Verhältnis der Laderaten von S-MOT und Dipolfalle wird als Umladeeffizienz bezeichnet. Diese beträgt für die in Abbildung 4.7 dargestellten Daten einige 10^{-5} und weist noch ein deutliches Verbesserungspotential auf. Da die räumliche Ausdehnung der Dipolfalle in radialer Richtung geringer ist als die der T-MOT und zudem die Falltiefe der Dipolfalle unter den in der T-MOT erreichbaren Temperaturen liegt, kann eine höhere Umladeeffizienz durch eine möglichst geringe Temperatur oder eine Kompression der T-MOT erreicht werden.

Die Temperatur der Atome in der T-MOT ist für eine geringe Verstimmung von unter einer Linienbreite etwas geringer als für höhere Verstimmung (siehe Abschnitt 3.4.2). Eine kleine Verstimmung führt auch zu einem stärkeren räumlichen Einschluss, was durch die Federkonstante der MOT (Gleichung 2.17) beschrieben wird. Daher wird für diese Experimente in der Regel eine Verstimmung von einer halben Linienbreite verwendet. Mit einer noch kleineren Verstimmung wird der

Betrieb der T-MOT und damit auch die Detektion der gefangenen Atome instabil.

Die Federkonstante der T-MOT kann außerdem durch eine höhere Intensität gesteigert werden. Für die in Abbildung 4.7 dargestellten Daten werden für die T-MOT große Strahlen mit $w_0 = 11$ mm verwendet. Da pro Strahl etwa 2 mW Kühllicht zur Verfügung stehen, ist damit lediglich eine Sättigung (Summe über alle Strahlen) von $s_{\text{T-MOT}} \approx 0,05$ möglich. Dieser Wert kann durch einen kleineren Strahlradius deutlich gesteigert werden. Durch den optischen Aufbau der T-MOT ist es relativ einfach möglich, den Strahldurchmesser zu verändern (siehe Abschnitt 3.1). Mit einem zweiten Linsensatz kann ein Strahldurchmesser von $w_0 = 3,1$ mm eingestellt werden wodurch die maximale Intensität um etwa eine Größenordnung steigt.

Die Anzahl der Atome in der Dipolfalle ist als Funktion der Sättigung auf dem Kühlübergang ${}^3P_2 \rightarrow {}^3D_3$ in Abbildung 4.8 dargestellt. Durch die höhere Intensität kann die Zahl der gespeicherten Atome um eine Größenordnung gesteigert werden. Eine weitere deutliche Steigerung durch höhere Intensität ist jedoch nicht zu erwarten, da die Sättigung auf dem Kühlübergang der T-MOT bereits Werte bis 0,7 erreicht und die Federkonstante der MOT auf diesem Weg nicht mehr deutlich gesteigert werden kann. Eine weitere Verkleinerung des Strahldurchmessers macht zudem die Justage der Strahlen deutlich aufwändiger. Daher sollte die Intensität eher durch eine höhere optische Leistung gesteigert werden. Durch die Verwendung von neuen optischen Fasern sowie verlustärmeren Vakuumfenstern sollte die Steigerung der Leistung auf das Doppelte der hier genannten Werte möglich sein.

Laderate der S-MOT

Die Teilchenzahl in der Dipolfalle kann außerdem durch eine größere Laderate der S-MOT erhöht werden, falls sich die Transfereffizienz dabei nicht ändert. Die Laderate der S-MOT hängt von der zur Verfügung stehenden Leistung sowie von der Temperatur der Quelle ab. Daher wurde die Temperatur von 420 °C auf 480 °C erhöht. Dadurch steigt jedoch der Druck in der Vakuumkammer um einen Faktor von 1,5 auf etwa 10^{-9} mbar an. Die Laderate der S-MOT kann damit bis auf einige 10^8 Atome/s gesteigert werden.

Eine weitere Steigerung der Laderate der S-MOT kann durch ein verbessertes Abbremsen des Atomstrahls erreicht werden. Damit könnten auch wesentlich schnellere Atome aus dem Strahl in die S-MOT geladen werden. Dies kann durch ein inhomogenes, unabhängig von der MOT optimiertes Magnetfeld in einem Zeeman-Abbremsen erfolgen [80]. Alternativ ist die Verbesserung der Abbremswirkung auch durch dynamische Verstimmung der Frequenz des Abbremslasers möglich [98]. Eine weitere Möglichkeit besteht in der Verwendung einer 2D-MOT [140], die direkt einen Strahl kalter, langsamer Atome zur Verfügung stellt.

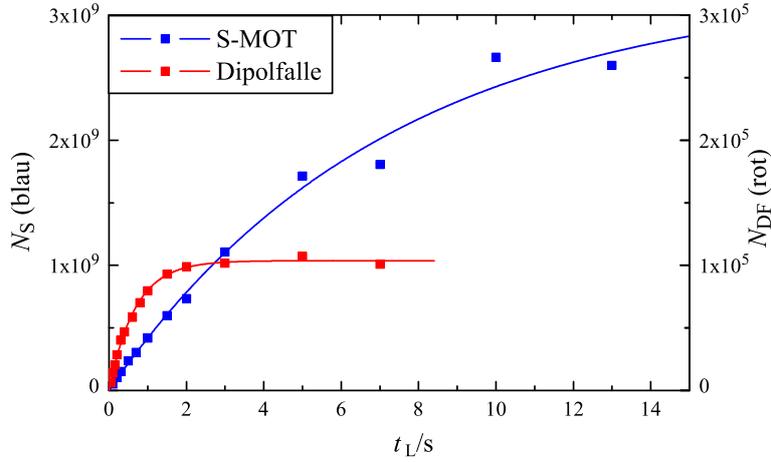


Abbildung 4.9: Messung der Effizienz des kontinuierlichen Ladeverfahrens. Dargestellt ist die Atomzahl in der S-MOT (N_S , blau) und der Dipolfalle (N_{DF} , rot) als Funktion der Ladedauer t_L . Die Transfereffizienz ergibt sich aus dem Quotienten der beiden Laderaten zu $3,3 \times 10^{-3}$.

Messung der Transfereffizienz

Die Transfereffizienz bezeichnet den Anteil der Atome, die aus der S-MOT in die Dipolfalle transferiert werden. Für das kontinuierliche Ladeverfahren ist sie durch den Quotienten aus den Laderaten von Dipolfalle und S-MOT gegeben. In Abbildung 4.9 sind beide Ladekurven dargestellt, nachdem die oben genannten Verbesserungen durchgeführt worden sind. Die Laderate der Dipolfalle beträgt hier $1,3 \times 10^5$ Atome/s und ist damit etwa zwei Größenordnungen höher als in Abbildung 4.7. Allerdings sättigt die Ladekurve bereits nach 0,7 s und damit deutlich unter der durch Ein-Körper Verluste gegebenen Lebensdauer der Dipolfalle, die durch den höheren Druck in der Vakuumkammer bei etwa 3,5 s liegt (siehe Abbildung 4.14). Dies kann auf Stöße zwischen den Atomen in der Falle zurückgeführt werden (siehe Abschnitt 4.3.7). Zusammen mit der Laderate der S-MOT ergibt sich die Transfereffizienz zu $3,3 \times 10^{-3}$.

4.3.4 Transfer in andere Zustände

Bei Verwendung des kontinuierlichen Ladeverfahrens befinden sich die in der Dipolfalle gefangenen Atome im Zustand 3P_0 , während im Falle des direkten Verfahrens Atome im Zustand 3P_2 geladen werden. Da alle Zustände mit langer Lebensdauer bei Licht einer Wellenlänge von 1064 nm eine positive dynamische Polarisierbarkeit aufweisen (siehe Tabelle 4.1), ist eine Speicherung in einem beliebigen dieser Zustände möglich. Daher wird der Transfer der gefangenen Atome durch optisches Pumpen untersucht. Befinden sich die Atome zunächst im Zustand 3P_0 , so ist dies

mit den vorhandenen Lasern ohne weitere Verstimmung möglich. Um den Zielzustand 3P_2 zu erreichen, werden die Laser auf den Übergängen ${}^3P_1 \rightarrow {}^3D_2$ und ${}^3P_0 \rightarrow {}^3D_1$ eingestrahlt. Sobald ein Atom in den 3P_2 -Zustand zerfällt, wird es nicht weiter angeregt. Dadurch ist es mit wenigen Photonen möglich, die Atome zu transferieren. Sowohl in der Anregung als auch beim anschließenden spontanen Zerfall werden die Atome jedoch durch den Photonenrückstoß geheizt. Mit Hilfe der Zerfallsraten aus Abbildung 3.4 wird berechnet, dass für diesen Prozess im Durchschnitt 11 Photonen mit $|\mathbf{k}| = 2\pi/383$ nm in Absorption und spontaner Emission notwendig sind.

Um Atome aus 3P_0 in den Grundzustand zu überführen, wird der Laser auf dem Übergang ${}^3P_0 \rightarrow {}^3D_1$ eingestrahlt. Aus dem Zustand 3D_1 ist ein Zerfall nach 3P_1 sehr wahrscheinlich, während der Zerfall nach 3P_2 dagegen vernachlässigbar ist. Trotzdem wird zusätzlich der Laser auf dem Kühlübergang ${}^3P_2 \rightarrow {}^3D_3$ eingestrahlt, um den kleinen Anteil, der nach 3P_2 zerfällt, durch Photonenstreuung zu heizen und damit aus der Falle zu entfernen. Aus dem Zustand 3P_1 erfolgt mit der Lebensdauer von 4,4 ms der Zerfall in den Grundzustand. Für diesen Prozess werden im Durchschnitt 4,2 Photonen absorbiert oder spontan emittiert.

Neben dem Heizen durch Photonenstreuung können beim Zustandstransfer Verluste auftreten, da der Zielzustand eine geringere Falltiefe aufweist. In den Zustand 3P_2 , der eine höhere Falltiefe im Vergleich zu 3P_0 aufweist, können mehr als 80 % der Atome transferiert werden. Diese Transfereffizienz beträgt in den Grundzustand durch die geringere Falltiefe lediglich 50 %. Ein Transfer ohne Heizen durch spontane Prozesse kann durch einen Raman- π -Puls oder einen STIRAP-Prozess¹⁶ [141] erreicht werden.

4.3.5 Messung der Fallenfrequenz

Die Fallenfrequenzen stellen eine wesentliche Größe zur Charakterisierung einer konservativen Falle dar. Insbesondere die Beschreibung von Stoßraten und die Messung von Stoßparametern hängen von der präzisen Kenntnis der Fallenfrequenzen ab. Sie können in der theoretischen Beschreibung der Falle durch eine harmonische Näherung des Potentials (siehe Abschnitt 4.1.2) bestimmt werden und beschreiben die klassische Oszillation der gefangenen Atome in der Falle. Zur theoretischen Bestimmung der Fallenfrequenz werden Strahltaile sowie Leistung des Dipolfallenlaser gemessen und die Falltiefe mit der dynamischen Polarisierbarkeit berechnet. Insbesondere die Messung der Strahltaile ist jedoch fehleranfällig, da der Strahl normalerweise in einem separaten Aufbau außerhalb der Vakuumkammer vermessen wird und z. B. das Fenster der Kammer oder eine Fehljustage der Linse eine Änderung des Strahls verursachen können. Mit der Strahltaile ändert sich auch die maximale Intensität und damit die Falltiefe. Die Berechnung der dynamischen Polarisierbarkeit kann je nach Kenntnis der atomaren Parameter ebenfalls

¹⁶Akronym für Stimulated Raman Adiabatic Passage

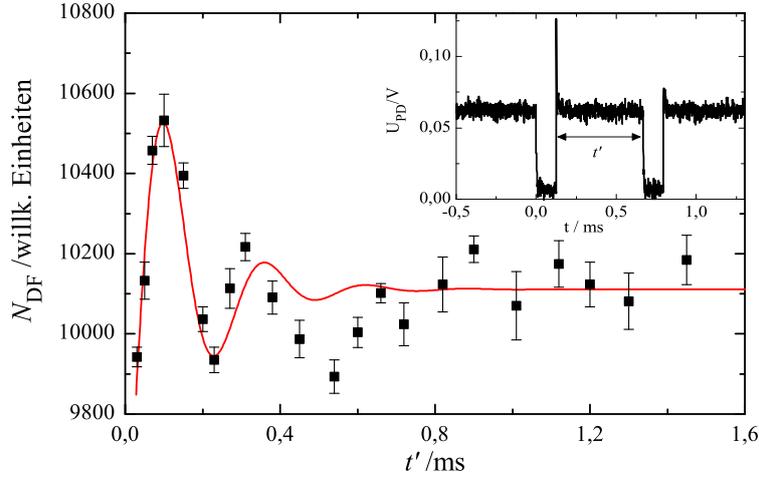


Abbildung 4.10: Messung der radialen Fallenfrequenz mit release-recapture Verfahren. Dargestellt ist die gemessene Atomzahl N_{DF} in der Dipolfalle in Abhängigkeit der Zeit t' zwischen den beiden Abschaltungen. Die Fehlerbalken bezeichnen die Standardabweichung aus mehreren Messungen. Die Kurve zeigt die Anpassung einer oszillierenden Funktion mit exponentiell abnehmender Amplitude. Daraus ergibt sich die radiale Fallenfrequenz zu $\omega_r/(2\pi) = 1,9$ kHz. Der Bildeinsatz zeigt die Schaltsequenz des Dipolfallenlasers.

fehlerbehaftet sein.

Daher ist es vorteilhaft, die Fallenfrequenz direkt zu messen und damit die beschriebenen Ungenauigkeiten in der Berechnung zu umgehen. Die Standardmethode zur Messung der Fallenfrequenz stellt die parametrische Anregung von Oszillation dar, die zu Teilchenverlusten oder einer Temperaturerhöhung führt [142]. Dabei wird das Fallenpotential moduliert und die Verluste oder Temperatur in Abhängigkeit der Modulationsfrequenz bestimmt. Bei resonanter Anregung mit der doppelten Fallenfrequenz sind diese Effekte maximal. Da diese Methode eine Modulation der Laserleistung erfordert, ist ein entsprechendes Stellelement zur Variation der Leistung erforderlich.

Eine alternative Möglichkeit zur Messung der Fallenfrequenz stellt die *release-recapture* Methode dar [143]. Dazu wird die Falle zwei Mal kurz ausgeschaltet und die Anzahl der nach dieser Sequenz in der Falle verbleibenden Atome bestimmt. Nach dem ersten Abschalten expandiert die Wolke frei. Dadurch werden Ort und Geschwindigkeit der Atome miteinander korreliert. Nach $100 \mu\text{s}$ wird die Falle wieder eingeschaltet und ein Teil der Atome erneut gefangen. Dadurch wird die Phase der Oszillation im Fallenpotential für verschiedene Atome synchronisiert. Die Phase dieser Oszillation zum Zeitpunkt des zweiten Abschaltens bestimmt die am Ende detektierte Atomzahl, da die Verluste von der kinetischen Energie zu diesem Zeitpunkt abhängen. Durch Variation der Zeit zwischen den beiden Abschaltungen kann diese Phase variiert werden und damit eine Oszillation in

den Fallenverlusten detektiert werden. Da in der kurzen Zeit, in der die Falle abgeschaltet ist, eine nennenswerte Expansion nur in radialer Richtung erfolgt, wird lediglich diese Frequenz gemessen.

Die Messung der Fallenfrequenz ist in Abbildung 4.10 illustriert. Im zeitlichen Abstand t' wird der Laser zwei Mal für $100 \mu\text{s}$ abgeschaltet. Die Schaltvorgänge sind dabei mit $5 \mu\text{s}$ (Ein) bzw. $20 \mu\text{s}$ (Aus) deutlich kürzer. Die Schaltsequenz des Dipolfallenlasers ist als Bildeinsatz dargestellt. Die Hauptdarstellung zeigt die Atomzahl in der Dipolfalle N_{DF} in Abhängigkeit von t' . An die Daten wird eine Oszillation mit exponentiell abnehmender Amplitude angepasst. Aus den Parametern dieser Anpassung wird die Fallenfrequenz zu $\omega_r/(2\pi) = 1,9 \text{ kHz}$ bestimmt. Daraus wird mit der optischen Leistung am Ort der Atome von 48 W und der dynamischen Polarisierbarkeit aus Tabelle 4.1 die Strahltaile $w_0 = 52 \mu\text{m}$ berechnet. Daraus ergibt sich für Atome im Zustand 3P_0 eine Fallentiefe von $270 \mu\text{K}$ sowie eine axiale Fallenfrequenz $\omega_a/(2\pi) = 8,6 \text{ Hz}$. Eine zweite Messung mit der halben Dipolfallenlaserleistung ergibt wie erwartet eine um den Faktor $\sqrt{2}$ geringere radiale Fallenfrequenz.

4.3.6 Temperaturmessung

Die Temperatur stellt eine wichtige Größe zur Charakterisierung eines Ensembles gefangener Atome dar. In einer harmonischen Falle kann zusammen mit den Fallenfrequenzen und der Atomzahl die Atomzahldichte bestimmt werden, ein entscheidender Parameter zur Untersuchung von Stößen und Kühlung durch Evaporation [111]. Neben dem Flugzeitverfahren, das nur für hohe Teilchenzahlen verwendet werden kann, werden alternative Möglichkeiten zur Temperaturmessung in optischen Dipolfallen vorgestellt.

Flugzeitverfahren

Das in Abschnitt 2.6.4 beschriebene Flugzeitverfahren kann auch zur Messung der Temperatur von in der Dipolfalle gefangenen Atomen verwendet werden. Dabei werden frei expandierende Atome detektiert, so dass die Integrationszeit im Gegensatz zur Atomzahlbestimmung auf etwa $100 \mu\text{s}$ begrenzt ist. Dadurch sind für solche Aufnahmen etwa 5×10^4 Atome notwendig. Der Verschluss der Kamera kann dabei schon geöffnet werden, während die Atome noch in der Dipolfalle gespeichert sind. Dadurch ist die minimale Flugzeit im Vergleich zu den in Abbildung 2.10 dargestellten Daten kleiner. Obwohl das detektierbare Signal durch den maximal möglichen Raumwinkel und die Kühlung der Kamera optimiert wird, ist durch die thermische Expansion die maximale Flugzeit auf etwa 2 ms begrenzt. Die Anregung der Atome findet mit den Laserstrahlen der T-MOT statt. Durch die Asymmetrie der optischen Dipolfalle kann die Temperatur nur durch die Expansion senkrecht zur Strahlrichtung der Dipolfalle gemessen werden, da die Expansion in Strahlrichtung gegenüber der anfänglichen Ausdehnung vernachlässigbar ist. Für

die in Abschnitt 4.3.5 bestimmte Falltiefe beträgt die so gemessene Temperatur der gespeicherten Atome $90 - 100 \mu\text{K}$.

Dopplerverbreiterung

Um eine Messung der Temperatur auch mit geringer Teilchenzahl in der Dipolfalle zu ermöglichen, ist es vorteilhaft, wenn als Signal lediglich die Atomzahl gemessen werden muss. In diesem Fall kann die Detektion mit der T-MOT erfolgen, mit der auch eine geringe Atomzahl gemessen werden kann (siehe Abschnitt 3.5). Dies ist durch die Messung der Dopplerverbreiterung mit einem geeigneten Übergang möglich.

Die Geschwindigkeitsverteilung eines atomaren Ensembles der Temperatur T in einer Dimension ist in Gleichung 2.23 gegeben. Diese Geschwindigkeitsverteilung kann über den Doppler-Effekt gemessen werden. Wird ein Atom der Geschwindigkeit \mathbf{v} mit einem Laser der Wellenlänge $\lambda_L = 2\pi/|\mathbf{k}|$ spektroskopiert, so weicht die gemessene Frequenz einer atomaren Resonanz von der eines ruhenden Atoms um die Dopplerverschiebung $\Delta\omega$ ab:

$$\Delta\omega = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \quad (4.20)$$

Falls die spektrale Breite σ_ν einer atomaren Resonanz durch die Geschwindigkeitsverteilung der Atome gegeben ist, so kann aus $\sigma_\nu = v_{\text{rms}}/\lambda_L$ mit Gleichung 2.22 die Temperatur des Ensembles bestimmt werden:

$$T = \frac{mv_{\text{rms}}^2}{k_B} = \frac{m}{k_B} (\lambda_L \sigma_\nu)^2 \quad (4.21)$$

Um dieses Verfahren anzuwenden, müssen neben der natürlichen Linienbreite auch alle linienverbreiternden Effekte deutlich geringer sein als die durch die Temperatur gegebene Dopplerverbreiterung. Erlaubte optische Übergänge weisen in der Regel eine natürliche Linienbreite von mindestens einigen Megahertz auf und sind daher zur Temperaturmessung ultrakalter Atome nicht geeignet. In Alkaliatomen ist dies durch einen Raman-Übergang zwischen den beiden Hyperfeinkomponenten des Grundzustandes möglich [144], während für Erdalkaliatome Interkombinationsübergänge verwendet werden können. Neben der Linienbreite des atomaren Überganges muss auch die Linienbreite des Lasers hinreichend gering und die Wechselwirkungszeit groß genug sein.

Daher ist diese Messung für Magnesium mit dem Übergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ möglich. Da die Dopplerverbreiterung σ_ν bei einer Temperatur von $100 \mu\text{K}$ einige hundert Kilohertz beträgt, ist die Anforderung an die Stabilität des Lasers moderat. Das verwendete Lasersystem weist eine deutlich geringere Linienbreite auf (siehe Abschnitt 2.3.3) und ist damit in der Lage, selbst deutlich geringere Temperaturen mit dieser Methode zu bestimmen. Als Wechselwirkungszeit sollten mindestens $10 \mu\text{s}$ verwendet werden. Da die Atome für diese Messung im Grundzustand vorliegen müssen, werden sie nach dem Laden in diesen transferiert (siehe Abschnitt 4.3.4). Dabei kann

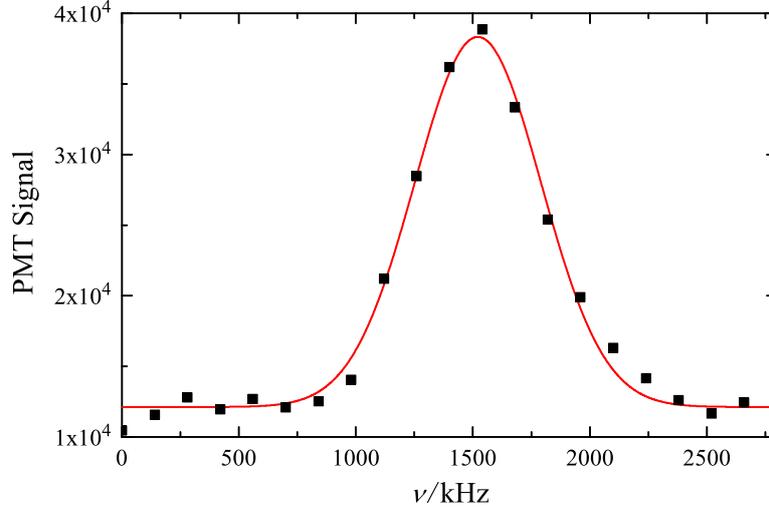


Abbildung 4.11: Messung der Geschwindigkeitsverteilung kalter Atome durch Anregung auf dem Interkombinationsübergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$. Dargestellt ist die Anzahl detektierter Atome nach Anregung auf diesem Übergang in Abhängigkeit der Verstimmung ν des Lasers auf dem Übergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$. Der Nullpunkt der Verstimmung ist willkürlich gewählt und für die Messung nicht relevant. Die Anpassung einer Gaußfunktion an die Daten ergibt eine Breite von $\sigma_\nu = 270$ kHz. Das entspricht einer Temperatur von $44 \mu\text{K}$.

sich die Temperatur der Atome ändern, da durch den Transferprozess Photonen gestreut werden und die Fallentiefe im Grundzustand etwa um ein Viertel geringer ist als im Zustand 3P_0 . Die gemessene Temperatur entspricht also der Temperatur der Atome im Grundzustand.

Nach dem optischen Pumpen werden die Atome für 100 ms in der Dipolfalle gehalten, damit der Zustand 3P_1 optisch zerfallen kann. Dann wird die Dipolfalle abgeschaltet und der Laser auf dem Übergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ wird für 20 ms eingestrahlt. Dabei wird ein homogenes Magnetfeld von 0,4 mT angelegt, um die Komponenten $m_J = \pm 1$ vom Zustand 3P_1 durch den Zeeman-Effekt zu verschieben und lediglich den Unterzustand mit $m_J = 0$ anzuregen. Ansonsten wäre eine Verbreiterung der Linie schon durch ein geringes Restmagnetfeld möglich. Anschließend werden die dabei angeregten Atome in der T-MOT eingefangen und das Fluoreszenzlicht wird mit dem Photoelektronenvervielfacher registriert.

Die Frequenz des Lasers wird durch einen AOM zwischen Laser und dem hochstabilen Resonator eingestellt (siehe Abbildung 2.7). Die detektierte Atomzahl als Funktion der Verstimmung dieses Lasers ist in Abbildung 4.11 dargestellt. An die Daten wird eine gaußförmige Kurve angepasst und daraus die Temperatur nach Gleichung 4.21 bestimmt.

Diese Methode ermöglicht die Temperaturmessung auch mit relativ wenigen Atomen in der Dipolfalle. In Abbildung 4.12 ist die Messung der Temperatur für

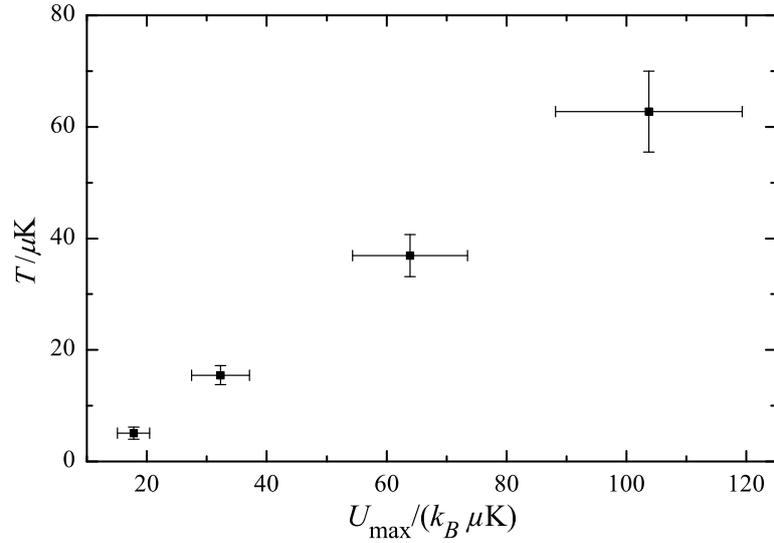


Abbildung 4.12: Temperatur T von Atomen in der Dipolfalle als Funktion der Falltiefe U_{\max} . Die Temperatur wird durch Vermessung der Dopplerbreite bestimmt. Die Falltiefe wird mit den Gleichungen 4.1 und 4.11 mit $w_0 = 72 \mu\text{m}$ und der dynamischen Polarisierbarkeit aus Tabelle 4.1 berechnet. Die Fehlerbalken der Falltiefe sind durch die Unsicherheit in der Bestimmung der Strahltaile gegeben. Die Fehler der Temperaturmessung folgen aus der Unsicherheit der angepassten Kurve.

unterschiedliche Falltiefen dargestellt. Die Falltiefe wird dabei durch Veränderung der optischen Leistung des Dipolfallenlasers eingestellt. Da bei kleiner Falltiefe nur wenige Atome gefangen werden, ist die Temperaturmessung mit dem Flugzeitverfahren nicht möglich. Die Daten zeigen, dass die Temperatur der gefangenen Atome von der Falltiefe abhängig ist. Da die Atome bei der Beladung aus der T-MOT mit etwa einem Millikelvin im Vergleich zur Falltiefe der Dipolfalle eine deutlich höhere Temperatur aufweisen, wird nur ein kleiner Anteil mit geringer kinetischer Energie in der Dipolfalle gefangen. Dieser Anteil hängt wie die Temperatur der gefangenen Atome von der Falltiefe ab. Für die in Abbildung 4.12 dargestellten Daten beträgt das Verhältnis aus Falltiefe zu Temperatur etwa $0,3 - 0,6$.

Release-recapture

Eine weitere Möglichkeit zur Temperaturmessung besteht in der release-recapture Methode [145]. Wie bei der Messung der Geschwindigkeitsverteilung besteht auch hier der Vorteil, dass als Signal lediglich die Atomzahl detektiert werden muss und somit die T-MOT zur Detektion verwendet werden kann. Dabei wird die Dipolfalle für eine variable Zeit abgeschaltet (einige $100 \mu\text{s}$) und der Anteil der nach dieser Sequenz in der Falle verbleibenden Atome gemessen.

Die Auswertung der Messung folgt [145]. In diesem Experiment wird Lithium in einer optischen Dipolfalle gefangen, aber durch die geringe Atomzahldichte ist eine Temperaturmessung über Absorptionenaufnahmen nicht möglich. Die Beladung erfolgt ebenfalls aus einer MOT, in der die Temperatur des Ensembles größer als die Falltiefe der Dipolfalle ist. Falls die Temperatur der Atome in der Dipolfalle deutlich geringer als die Falltiefe ($k_B T \ll U_{\max}$) und die Falle asymmetrisch ist ($\omega_a \ll \omega_r$), gilt für die nach dem erneuten Einschalten der Falle gefangene Atomzahl N_{recap} in Abhängigkeit der Zeit t_{off} , die die Dipolfalle abgeschaltet wird, näherungsweise folgende Beziehung:

$$N_{\text{recap}}(t_{\text{off}}) = \frac{N_0}{1 - e^{-\eta}} (1 - \exp(-\eta W(\tilde{t}^2)/\tilde{t}^2)) \quad (4.22)$$

N_0 ist die Atomzahl, die ohne Abschalten der Dipolfalle gemessen wird. Für η und \tilde{t} gilt¹⁷:

$$\eta = \frac{U_{\max}}{k_B T} \quad \text{sowie} \quad \tilde{t} = \frac{4U_{\max}}{m w_0^2} t_{\text{off}}^2 \quad (4.23)$$

$W(z)$ stellt die *Lambertsche W-Funktion* dar, die über folgende Gleichung definiert ist:

$$W(z) e^{W(z)} = z \quad (4.24)$$

Zur Anwendung dieser Methode ist eine nähere Betrachtung des Kriteriums einer gegenüber der Temperatur der Atome sehr tiefen Falle notwendig, da dies bei den hier beschriebenen Experimenten nicht notwendigerweise immer gegeben ist. Dazu wurden in [145] Studien durchgeführt, die zeigen, dass die Methode für $k_B T/U_{\max} < 0,2$ gute Ergebnisse liefert. Die Genauigkeit wird dort mit 20 % abgeschätzt, hängt jedoch von der Kenntnis der Parameter U_{\max} sowie w_0 ab.

Wie mit dem Flugzeitverfahren wird mit dieser Methode die Temperatur der Atome im Zustand 3P_0 gemessen. Diese Messung ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Hier ist das Kriterium der tiefen Falle nicht gut erfüllt, wodurch der Fehler auf mindestens 30 % abgeschätzt wird. Im diesem Rahmen können die durch die Flugzeitmethode gewonnenen Ergebnisse bestätigt werden. Für kältere Ensembles (z. B. nach Evaporation) kann diese Methode aber sehr hilfreich sein, da auch mit nur wenigen Atomen eine Messung möglich ist.

Vergleich der verschiedenen Verfahren zur Temperaturmessung

Insgesamt stehen damit drei verschiedene Verfahren zur Messung der Temperatur der Atome in der Dipolfalle zur Verfügung. Das Flugzeitverfahren stellt die Standardmethode dar, die in der Regel für Experimente mit kalten Alkaliatomen verwendet wird. Falls nur wenige Atome gefangen werden, ist das geringe Signal

¹⁷Die hier gegebene Definition von \tilde{t} weicht von [145] ab, da die dort gegebene nicht dimensionslos ist. Die dort dargestellten Ergebnisse wurden mit den hier verwendeten Formeln reproduziert.

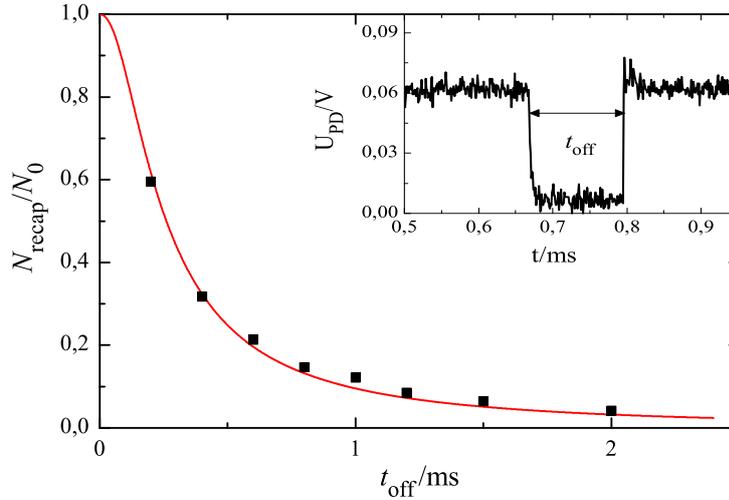


Abbildung 4.13: Temperaturbestimmung durch das release-recapture Verfahren. Gezeigt ist der Anteil N_{recap}/N_0 der wieder eingefangenen Atome über der Zeit t_{off} , die die Falle abgeschaltet wird. Für die hier gezeigten Daten ergibt sich eine Temperatur T von etwa $75 \mu\text{K}$, was $U_{\text{max}}/(k_B T) = 0,28$ entspricht. Der Bildeinsatz zeigt die Schaltsequenz des Dipolfallenlasers.

von Nachteil, da die Belichtungszeit nur so lange gewählt werden kann, dass die Atomwolke während dieser Zeit nicht nennenswert expandiert. Die anderen beiden vorgestellten Verfahren weisen diesen Nachteil nicht auf, da als Signal lediglich eine Atomzahl detektiert wird, was durch Wiedereinfang in der T-MOT gut möglich ist (lange Integrationszeit). Die Bestimmung der Dopplerbreite ist nur möglich, wenn sich die Atome im Grundzustand befinden, während das release-recapture Verfahren mit Atomen in beliebigen Zuständen möglich ist.

Dieses Verfahren verlangt jedoch eine genaue Kenntnis der Fallentiefe und der Strahltaile und ist ferner nur für Temperaturen deutlich unterhalb der Fallentiefe geeignet. Falls diese Bedingung nicht erfüllt ist oder einer der Fallenparameter fehlerhaft bestimmt wird, können sich deutliche Abweichungen in der gemessenen Temperatur ergeben, wodurch dieses Verfahren relativ anfällig für systematische Messfehler ist. Für das Flugzeitverfahren stellt in der Regel der Abbildungsmaßstab die Hauptquelle für systematische Fehler dar. Die Messung der Dopplerbreite erfordert sowohl einen geeigneten Übergang als auch einen sehr stabilen Laser, ist dafür aber relativ insensitive auf systematische Fehler, da die Frequenz des Lasers mit einem AOM sehr genau eingestellt werden kann. Falls der Laser wie der hier verwendete keine Absolutfrequenzstabilisierung aufweist und lediglich auf einen optischen Resonator stabilisiert wird, stelle eine Resonatordrift jedoch eine solche Fehlerquelle dar. Für den hier verwendeten Laser ist diese Drift mit $< 10 \text{ Hz/s}$ vernachlässigbar. Selbst bei einer relevanten (linearen) Drift könnte dies einfach durch eine Wiederholung des Experimentes mit umgekehrter Aufnahme der Datenpunkte

festgestellt werden. Ein weiterer Vorteil des Verfahrens ist die direkte Vermessung des (1-D) Geschwindigkeitsprofils, so dass auch mögliche Abweichungen von einer thermischen Verteilung festgestellt werden können.

Insgesamt ist damit die Vermessung des Dopplerprofils das zuverlässigste der hier beschriebenen Verfahren zur Bestimmung der Temperatur eines atomaren Ensembles. Allerdings kann damit nur die Temperatur von Atomen im Grundzustand bestimmt werden. Die Flugzeitmethode benötigt im Gegensatz dazu eine hohe Teilchenzahl um während der kurzen Belichtungszeit gut messbare Signale zu liefern und das release-recapture Verfahren ist anfällig für systematische Fehler, ermöglicht allerdings relative Temperaturmessungen bei identischen Fallenparametern (siehe Abbildung 4.14).

4.3.7 Zerfallskurve

Die Atomzahl in der Dipolfalle als Funktion der Speicherzeit ist in Abbildung 4.14 dargestellt. Für eine hohe Atomzahl weicht diese Kurve qualitativ deutlich von der in Abbildung 4.7 dargestellten ab. Während für kleine Zahl gespeicherter Atome die zeitliche Abnahme rein exponentiell erfolgt, fällt diese für eine hohe Teilchenzahl schneller ab. Dieses ist ein Hinweis auf Verluste durch Stöße zwischen den gefangenen Atomen, die nur bei hoher Teilchenzahl beobachtet werden können. Für geringe Teilchenzahlen sinkt die Atomzahldichte und damit die Stoßwahrscheinlichkeit. Ein Hinweis auf solche Verluste ist auch schon durch die Ladekurve in Abbildung 4.9 gegeben. Dort ist die Anstiegszeit der Ladekurve mit 0,7 s bereits deutlich kürzer als die Lebensdauer der Atome in der Dipolfalle.

Verluste durch Stöße zwischen gefangenen Atomen können in konservativen Fallen mit endlicher Fallentiefe durch elastische und inelastische Stöße verursacht werden. Durch elastische Stöße ändert sich die Summe der kinetischen Energie der Stoßpartner nicht, sie führen jedoch dazu, dass einzelne Teilchen eine hinreichend hohe kinetische Energie erhalten, um die Falle zu verlassen. Da die durchschnittliche Energie der gefangenen Atome dadurch sinkt, kann dieser Effekt zur evaporativen Kühlung gefangener Atome verwendet werden [111].

Daher wird die Temperatur der gefangenen Atome als Funktion der Haltezeit in der Falle bestimmt. Dazu wird das release-recapture Verfahren verwendet, da sich die Atome im Zustand 3P_0 befinden und für lange Speicherzeit das Flugzeitverfahren auf Grund der geringen Teilchenzahl nicht anwendbar ist. Die gemessene Temperatur beträgt zu Beginn etwa 70 μK und steigt nach etwa 5 s auf 100 μK an. Die Temperatur für hohe Haltezeiten ist dabei nicht mehr deutlich geringer als die Fallentiefe, so dass in diesem Bereich eine zuverlässige Temperaturmessung mit diesem Verfahren nicht mehr möglich ist. Durch die Messung kann jedoch eine Abnahme der Temperatur ausgeschlossen werden, so dass der Teilchenverlust durch Evaporation nicht wahrscheinlich ist.

Damit bleiben als Ursache des Verlustes inelastische Stöße. Bei einem solchen

Stoß ändert sich der interne Zustand von mindestens einem Stoßpartner wodurch zusätzliche kinetische Energie bereitgestellt wird, die den Teilchen das Verlassen der Falle ermöglicht. Dazu muss sich mindestens ein Atom in einem angeregten (z. B. metastabilen) Zustand befinden, um diese interne Energie bereitzustellen. Vor Beobachtung der Zerfallskurve werden resonante Laser auf den Übergängen $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ und $^3P_2 \rightarrow ^3D_3$ eingestrahlt, um Atome, die sich nicht im Zustand 3P_0 befinden, aus der Falle zu entfernen. Danach beträgt der Anteil von Atomen in anderen langlebigen Zuständen weniger als 5 % und kann damit für die weiteren Messungen vernachlässigt werden.

Die Zerfallskurve aus Abbildung 4.14 mit Verlusten durch inelastische Zwei-Körper Stöße wird durch Gleichung 3.5 beschrieben. Dazu wird allerdings die räumliche Verteilung der Atomzahldichte $n_{\text{DF}}(\mathbf{r})$ in der Dipolfalle benötigt. Diese kann hier nicht direkt experimentell bestimmt werden, jedoch gilt für ein atomares Ensemble der Temperatur T in einer harmonischen Falle mit den Fallenfrequenzen ω_x , ω_y und ω_z [116]:

$$n_{\text{DF}}(\mathbf{r}) = \frac{N_{\text{DF}} \omega_x \omega_y \omega_z}{(2\pi k_B T/m)^{3/2}} \exp\left(-\frac{m}{2k_B T} (x^2 \omega_x^2 + y^2 \omega_y^2 + z^2 \omega_z^2)\right) \quad (4.25)$$

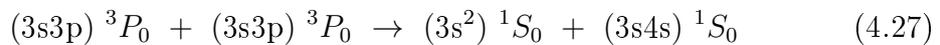
N_{DF} bezeichnet hier die Anzahl gefangener Atome der Masse m . Für eine Einzelstrahldipolfalle mit symmetrischer Strahltaile gilt: $\omega_x = \omega_y = \omega_r$. Unter Annahme einer konstanten Temperatur T während der Haltezeit t in der Dipolfalle ist eine Lösung von Gleichung 3.5:

$$N_{\text{DF}}(t) = \frac{N_0 e^{-\alpha t}}{1 + \left(N_0 \frac{\beta}{\alpha} \left(\frac{m}{4\pi k_B T}\right)^{3/2} \omega_r^2 \omega_z\right) (1 - e^{-\alpha t})} \quad (4.26)$$

Mit der durch Ein-Körper Verluste gegebenen Lebensdauer $\tau = 1/\alpha$, dem Koeffizienten β zur Beschreibung von Zwei-Körper Verlusten und der Atomzahl zu Beginn $N_{\text{DF}}(0) = N_0$. Diese Parameter werden durch die Anpassung von Gleichung 4.26 an die Zerfallskurve in Abbildung 4.14 bestimmt.

Für die dargestellten Daten beträgt die Lebensdauer $1/\alpha = 4,2$ s. Durch die höhere Temperatur der Quelle und den dadurch verursachten Druckanstieg in der Vakuumkammer ist die Lebensdauer geringer als in Abbildung 4.7. Dies wird durch den gemessenen Druck und Gleichung 4.19 bestätigt, so dass die Ein-Körper Verlustrate für die Dipolfalle stets durch Stöße mit dem Hintergrundgas gegeben ist.

Der Koeffizient für Zwei-Körper Verluste beträgt $\beta = 2,1 \times 10^{-16}$ m³/s. Der Zustand 3P_0 stellt den energetisch niedrigsten angeregten Zustand dar. Daher muss bei einem inelastischen Stoß ein Atom in den Grundzustand übergehen. Das zweite Atom bleibt dabei nicht im Zustand 3P_0 da eine solch große Energieänderung bei einem Stoß einen sehr geringen Abstand der Stoßpartner erfordert und damit unwahrscheinlich ist. Es ist jedoch folgender Prozess denkbar:



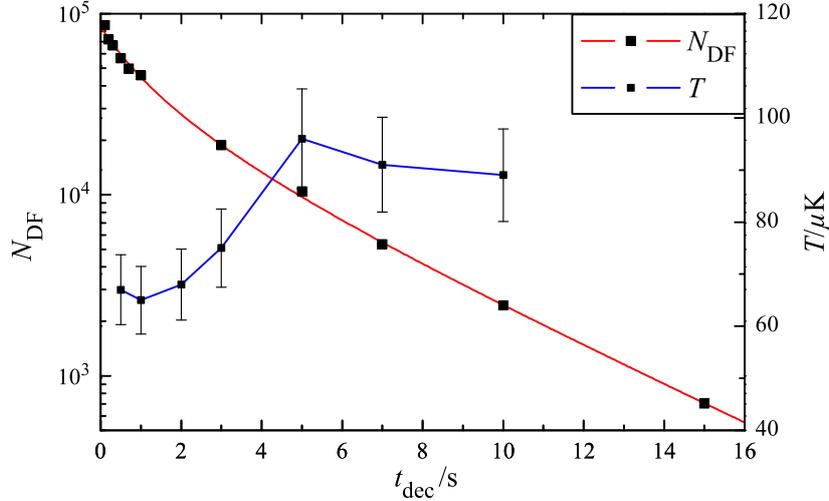


Abbildung 4.14: Für hohe Atomzahl stellen inelastische Stöße zwischen gefangenen Atomen einen detektierbaren Verlustkanal dar. Für geringe Atomzahl erfolgt die Teilchenzahlabnahme wie in Abbildung 4.7 rein exponentiell durch Stöße mit dem Hintergrundgas. Diese Zeitkonstante (Lebensdauer) beträgt für die hier gezeigten Daten 4,2 s Die Kurve stellt eine Anpassung von Gleichung 4.26 an die Daten dar. Die Temperatur der gefangenen Atome wird als Funktion der Speicherzeit in der Dipolfalle mit dem release-recapture Verfahren bestimmt. Eine Verringerung der Temperatur während der Speicherzeit wird nicht beobachtet. Damit ist ein Teilchenverlust durch elastische Stöße zwischen gefangenen Atomen und Evaporation nicht wahrscheinlich.

Die Energie von Ausgangs- und Zielkonfiguration unterscheidet sich bei diesem Stoß nur um 0,024 eV (197 cm^{-1}), so dass dies schon bei einem relativ großen atomaren Abstand möglich wäre. Dazu ist jedoch die Kenntnis des asymptotischen Verhaltens der Molekülpotentiale für die entsprechenden Zustände erforderlich.

In Strontium wurden ebenfalls Verluste von Atomen im Zustand 3P_0 in einer Dipolfalle [146] bzw. einem optischen Gitter [147] beobachtet. Dort sind die entsprechenden Verlustkoeffizienten¹⁸ mit $(2,3 \pm 1,4) \times 10^{-17} \text{ m}^3/\text{s}$ bzw. $(4,0 \pm 2,5) \times 10^{-18} \text{ m}^3/\text{s}$ deutlich geringer. In Strontium ist der Prozess nach Gleichung 4.27 nicht möglich, da der Zielzustand energetisch über dem Ausgangszustand liegt. Dadurch ist der dort beobachtete Verlustkoeffizient möglicherweise geringer. Die theoretische Beschreibung dieser Stöße ist für Strontium deutlich komplexer, da durch die höhere Hauptquantenzahl der Valenzelektronen auch Zustände der Konfiguration ($5s4d$) 1,3D berücksichtigt werden müssen.

Inelastische Stöße zwischen gespeicherten Atomen werden in der Regel wie hier durch Verluste detektiert. Durch die geringe Zahl möglicher Kanäle für inelastische Stöße von zwei Magnesiumatomen im Zustand 3P_0 ist eventuell die direkte

¹⁸Der deutlich geringere Wert wird in einem optischen Gitter gemessen und in [147] auf die niedrigere Dimensionalität des Fallenpotentials zurückgeführt.

Beobachtung solcher Prozesse möglich. Falls die beobachteten Verluste durch den Prozess nach Gleichung 4.27 verursacht werden, emittiert das Atom im Zustand $(3s4s) ^1S_0$ durch den optischen Zerfall in den Grundzustand Photonen. Diese Photonen können z. B. mit einem Photoelektronenvervielfacher detektiert werden.

4.4 Weitere realisierte Fallenkonfigurationen

Für einen hochstabilen optischen Frequenzstandard mit Neutralatomen wird ein optisches Gitter bei der magischen Wellenlänge verwendet [23]. Die hier vorgestellten Ergebnisse zum optischen Speichern von Magnesium stellen einen ersten Schritt zu einer solchen Falle dar. Die magische Wellenlänge für den Übergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ wird für 432 nm [30] bzw. 470 nm [31] vorhergesagt. Bei dieser Wellenlänge ist wie bei 532 nm eine Ionisation aus den 3D -Zuständen möglich. Daher ist zu erwarten, dass das hier vorgestellte kontinuierliche Ladeverfahren nicht direkt für eine optische Falle bei der magischen Wellenlänge verwendet werden kann. Es besteht jedoch die Möglichkeit, die Atome zunächst in eine Dipolfalle bei einer infraroten Wellenlänge zu laden und dann in ein optisches Gitter bei der magischen Wellenlänge zu transferieren. Mit einer Einstrahl-Dipolfalle und einem 1D-Gitter ist eine gute Modenüberlagerung und daher eine hohe Transfereffizienz möglich. Dies ist insbesondere wichtig, da für das optische Gitter durch relativ niedrige erreichbare optische Leistung im blauen Spektralbereich möglicherweise nur eine geringe Fallentiefe erreicht werden kann. Daher wird die Möglichkeit des Transfers in eine zweite optische Falle mit Hilfe des Lasers der Wellenlänge 532 nm untersucht.

4.4.1 Einzelstrahldipolfalle der Wellenlänge 532 nm

Als relativ einfache Konfiguration wird das Umladen zwischen zwei Einzelstrahldipolfallen verschiedener Wellenlänge untersucht. Dazu werden die beiden Strahlen nach jeweils einer fokussierenden Linse mit einem dichroitischen Spiegel¹⁹ überlagert. Das verwendete Fenster weist eine Antirefleksionsbeschichtung für eine Wellenlänge von 457 nm auf und transmittiert 93 % bei der Wellenlänge 532 nm. Für den Faserlaser wird die gleiche Linse wie in den in Abschnitt 4.3.5 beschriebenen Experimenten verwendet. Die Strahltaile kann jedoch von dem dort gemessenen Wert abweichen, da der Überlagerungsspiegel eine asymmetrische Strahltaile verursachen kann. Mit dem Licht der Wellenlänge 532 nm wird wie in Abschnitt 4.2.1 ein Strahl mit $w_0 = 73 \mu\text{m}$ erzeugt.

Atome werden zunächst in die Dipolfalle bei der infraroten Wellenlänge geladen. Dann wird die zweite Falle bei der sichtbaren Wellenlänge eingeschaltet und 10 ms später die infrarote Dipolfalle abgeschaltet. Danach werden die Atome für mindestens 100 ms in der zweiten Falle gehalten und dann mit der T-MOT detektiert. Um einen Vergleichswert zu ermitteln, werden die Atome die gesamte Zeit in der infraroten Falle gehalten. Die Lebensdauer in der zweiten Falle ist mit 0,2 s über eine Größenordnung kleiner als in der infraroten Falle. Ein Grund für die kürzere Lebensdauer ist die deutlich größere Heizrate durch Photonenstreuung (siehe Tabelle 4.2). Die Transfereffizienz bei diesem Prozess beträgt 38 %. Da die zweite Falle eine größere Strahltaile aufweist, sind durch die räumliche Überlage-

¹⁹HR für 532 nm

rung keine Verluste zu erwarten. Allerdings können durch die etwa 50 % geringere Falltiefe sowie das instantane Schalten der Laserleistung Verluste verursacht werden. Ein adiabatischer Transfer, bei dem die optische Leistung langsam geschaltet wird, könnte eine höhere Umladeeffizienz ermöglichen.

4.4.2 Optisches Gitter bei 532 nm

In zukünftigen Experimenten ist die Spektroskopie von Magnesiumatomen in einem optischen Gitter bei der magischen Wellenlänge geplant (siehe Kapitel 5). Daher wird hier untersucht, ob mit dem in Abschnitt 4.4.1 beschriebenen Verfahren auch ein optisches Gitter bei der Wellenlänge 532 nm beladen werden kann. Durch die Periodizität des optischen Potentials auf der Größenordnung der Wellenlänge des Lichtes bieten optische Gitter eine sehr reichhaltige Physik. Eine gute Einführung in dieses Thema bietet [148].

Die experimentelle Konfiguration unterscheidet sich von der in Abschnitt 4.4.1 vorgestellten nur dadurch, dass der Strahl der Dipolfalle nach Austritt aus der Vakuumkammer mit einer Linse kollimiert und mit einem weiteren Spiegel in sich zurück reflektiert wird. Ein optischer Isolator²⁰ verhindert dabei die optische Rückkopplung bis in den Laser. Durch Verluste am Vakuumfenster weist der zurück reflektierte Strahl eine etwa 15 % geringere Leistung auf. Trotzdem kann die Überlagerung der beiden Strahlen im Wesentlichen durch eine stehende Welle beschrieben werden. In dieser stehenden Welle liegen in axialer Richtung sehr hohe Intensitätsgradienten vor, wodurch die axiale Fallenfrequenz um mehrere Größenordnungen höher ist als in einer Einzelstrahldipolfalle mit identischer Intensität. Bei hinreichend tiefen Gittern können Atome damit an einzelne Gitterplätze gebunden werden.

Die Justage des zurück reflektierten Strahls muss äußerst präzise erfolgen, um ein optisches Gitter zu erzeugen. Um zwischen einem optischen Gitter und einer Dipolfalle zu unterscheiden, wird die Lokalisierung der Atome in axialer Richtung durch die deutlich höhere Fallenfrequenz genutzt.

Die Atome werden zunächst in der infraroten Dipolfalle im Zustand 3P_0 gefangen. In dieser Falle erfolgt der Transfer in den Zustand 3P_2 . Nach diesem Transfer sind alle magnetischen Subzustände besetzt. Dann erfolgt analog zu Abschnitt 4.4.1 der Transfer in die Falle bei der Wellenlänge 532 nm. Danach wird für 100 ms ein Magnetfeldgradient von 0,1 T/m in axialer Richtung angelegt. Dadurch wird ein zusätzlicher Potentialgradient erzeugt, der von dem magnetischen Subzustand des jeweiligen Atoms abhängig ist. Durch den relativ schwachen axialen Einschluss einer Einzelstrahldipolfalle können Atome mit positivem m_J in axialer Richtung aus der Falle entfernt werden. Bei einem optischen Gitter spielt der Potentialgradient durch das Magnetfeld auf Grund der hohen axialen Intensitätsgradienten nur eine vernachlässigbare Rolle. Mit dieser Methode kann der zurückreflektierte

²⁰FI-532-5 SV, Fa. Linos, Isolation: > 30 dB

Strahl justiert werden und die Speicherung von Atomen in einem optischen Gitter nachgewiesen werden.

Dazu werden im Experiment zwei Konfigurationen verglichen. Neben dem optischen Gitter wird das Experiment auch in identischer Konfiguration mit einer Einzelstrahldipolfalle durchgeführt. Dazu wird der Strahl nach einmaligem Durchlaufen der Vakuumkammer blockiert. Ohne das inhomogene Magnetfeld kann für beide Konfigurationen eine vergleichbare Atomzahl gespeichert werden. Die Verluste durch das zusätzliche Magnetfeld sind für die Einzelstrahlfalle mit 70 % jedoch deutlich höher als für die Gitterkonfiguration (40 %).

Ein optisches Gitter kann nicht nur durch Intensitätsgradienten, sondern auch durch Polarisationsgradienten erzeugt werden. Ein solches Polarisationsgradientengitter kann durch eine $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte vor dem rückreflektierenden Spiegel erreicht werden. Bei geeigneter Einstellung weisen die beiden entgegen laufenden Strahlen eine zueinander orthogonale lineare Polarisation auf. In der Überlagerung beider Strahlen ändert sich die Polarisation damit von linear zu zirkular auf einer Entfernung von $\lambda/4$. Da die Polarisierbarkeit der verschiedenen m_J -Zustände von 3P_2 sehr stark von der Polarisation des Lichtes abhängig ist (siehe Anhang A), wird auch durch dieses Gitter in axialer Richtung ein etwas geringerer Potentialgradient im Vergleich zu einer stehenden Welle erzeugt. Diese Konfiguration zeigt qualitativ identische Ergebnisse wie das oben beschriebene Intensitätsgradientengitter.

4.5 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das optische Speichern von Magnesium in einer Dipolfalle untersucht. Dazu wird die dynamische Polarisierbarkeit für verschiedene Zustände berechnet. Mit diesen Ergebnissen können bei den experimentell untersuchten Wellenlängen von 532 nm und 1064 nm Fallenparameter für eine Dipolfalle berechnet werden. Zur Beladung der Dipolfalle werden optisch gekühlte Atome aus der in Kapitel 3 beschriebenen magneto-optischen Falle verwendet.

Beim Einstrahlen des Dipolfallenlasers der Wellenlänge 532 nm werden in dieser MOT Teilchenverluste detektiert. Diese können auf Ionisation aus dem angeregten Zustand der T-MOT zurückgeführt werden, was zu Einschränkungen bei der Beladung einer solchen Falle führt. Mit diesen Messungen wird der Photoionisationsquerschnitt für Atome im Zustand 3D_3 und Licht der Wellenlänge 532 nm bestimmt.

Durch die geringere Photonenenergie ist dieser Prozess mit Licht der Wellenlänge 1064 nm nicht möglich und Magnesiumatome konnten zum ersten Mal in einer optischen Dipolfalle gespeichert werden. Bei der direkten Beladung aus der T-MOT ist die transferierte Teilchenzahl sehr gering, da die Temperatur in der magneto-optischen Falle deutlich höher ist als die erreichbare Fallentiefe. Da die maximale Atomzahldichte in der T-MOT durch die Reabsorption von Photonen limitiert ist und bei hohen Dichten Verluste durch inelastische Stöße beobachtet werden (siehe Abschnitt 3.4.1), kann die Anzahl der Atome in der Dipolfalle nicht durch eine höhere Atomzahl in der T-MOT vergrößert werden. Um diese Limitierung zu umgehen, wurde ein kontinuierliches Ladeverfahren entwickelt, bei dem die Anzahl der Atome in der T-MOT während des Ladevorgangs gering ist. Dadurch wird eine Dichtelimitierung umgangen und die Zahl der Atome in der Dipolfalle konnte auf 10^5 gesteigert werden. Die Temperatur dieser Atome beträgt etwa 100 μK . Bei diesen Parametern können Verluste durch inelastische Stöße zwischen in der Dipolfalle gespeicherten Atomen im Zustand 3P_0 beobachtet werden. Dadurch kann die Zahl der gespeicherten Atome nicht weiter erhöht werden. Der gemessene Zwei-Körper Verlustkoeffizient ist im Vergleich zu Strontium deutlich größer.

Aus dieser Dipolfalle wurde das Umladen in eine zweite Dipolfalle sowie ein eindimensionales optisches Gitter bei der Wellenlänge 532 nm untersucht. Diese Konfiguration kann ebenfalls verwendet werden, um ein optisches Gitter bei der magischen Wellenlänge zu beladen und damit mögliche Teilchenverluste durch Ionisation zu umgehen. Trotz der nichtadiabatischen Umladesequenz und geringeren Fallentiefe konnten 38 % der Atome in die zweite Dipolfalle umgeladen werden.

AUSBLICK

Im Rahmen dieser Dissertation konnten Magnesiumatome zum ersten Mal in einer Dipolfalle gespeichert werden. Gerade für Erdalkaliatome stellen optische Fallen ein wichtiges Werkzeug dar, da auch unmagnetische Zustände wie der Grundzustand bosonischer Isotope gespeichert werden können. Rein optisch gespeicherte atomare Ensembles stellen die Grundlage für zahlreiche weitere Experimente dar, von denen einige in diesem Kapitel beschrieben werden. Zunächst werden Möglichkeiten vorgestellt, mit denen die Effizienz der Beladung der Dipolfalle vergrößert werden kann. Danach wird das Speichern von weiteren Isotopen diskutiert. Anschließend werden zwei Klassen von Experimenten mit gespeicherten Magnesiumatomen vorgestellt, zum einen ein gitterbasierter optischer Frequenzstandard und zum anderen die Untersuchung von Stößeigenschaften von Magnesium in verschiedenen Zuständen.

Verbesserung des Ladeverfahrens

In den beschriebenen Experimenten konnten bis zu 10^5 Atome in einer optischen Dipolfalle gespeichert werden. Die Falle wird dabei kontinuierlich mit einer Rate von etwa 10^5 Atomen/s geladen. Die Effizienz des Ladeverfahrens hat noch ein hohes Verbesserungspotential, da die Laderate der S-MOT etwa drei Größenordnungen höher ist. Die geringe Effizienz ist durch die relativ hohe Temperatur der Atome in der T-MOT und die unterschiedliche räumliche Ausdehnung beider Fallen bedingt. Eine geringere Temperatur kann durch Polarisationsgradientenkühlung in einer optischen Melasse auf dem Übergang $^3P_2 \rightarrow ^3D_3$ erreicht werden. Dabei könnte jedoch das kontinuierliche Ladeverfahren nicht verwendet werden und die Atomzahldichte würde sich durch thermische Expansion verringern. Es ist daher fraglich, ob mit diesem Verfahren mehr Atome in die Dipolfalle transferiert werden können.

Alternativ kann die Laderate durch eine relativ geringe Modifikation des bisherigen Verfahrens mit Hilfe von ortsselektivem optischen Pumpen vergrößert werden. Dazu wird während der Ladephase der Rückpumper auf dem Übergang ${}^3P_0 \rightarrow {}^3D_1$ durch einen zusätzlichen Strahl mit dunklem Zentrum („Dark Spot“) entlang der Dipolfalle eingestrahlt. Der dunkle Bereich wird mit der Dipolfalle überlagert. In der Dipolfalle gefangene Atome bleiben durch den Dark-Spot im Zustand 3P_0 und wechselwirken nicht mit dem eingestrahlichten Licht der T-MOT. Atome, welche die Dipolfalle auf Grund zu hoher kinetischer Energie verlassen oder außerhalb der Dipolfalle in den Zustand 3P_0 zerfallen, werden durch den Rückpumper zurück in die T-MOT gebracht („recycelt“) und können nach einem weiteren Zerfall in den Zustand 3P_0 in die Dipolfalle geladen werden.

Die Herausforderung bei diesem Verfahren besteht darin, bereits während der Ladephase in der Dipolfalle gespeicherte Atome nicht mit dem Rückpumpplaser zu adressieren. Durch die lange Wechselwirkungszeit genügt bereits eine sehr geringe Intensität, um die Atome in einen anderen Zustand und damit in die T-MOT zu bringen. Im Experiment genügen etwa 10 nW/cm^2 resonantes Licht auf dem Übergang ${}^3P_0 \rightarrow {}^3D_1$, um die Effizienz des kontinuierlichen Ladeverfahrens stark zu verringern. Die Intensität im dunklen Zentrum des Rückpumpstrahls muss daher etwa vier Größenordnungen geringer sein als in den Randbereichen. Solch geringe Intensitäten können am Ort der Dipolfalle auch durch Reflexion des Strahls an den Vakuumfenstern erzeugt werden. Die Reflektivität solcher Fenster liegt trotz entsprechender Beschichtung im Bereich von einigen Promille.

Obwohl mit diesem Verfahren die Laderate deutlich vergrößert werden kann, wirkt sich dies nur gering auf die maximale Atomzahl in der Dipolfalle aus, da die Verluste durch inelastische Zwei-Körper Stöße überproportional größer werden.

Speichern weiterer Isotope

Die Experimente mit der T-MOT und der optischen Dipolfalle wurden mit den häufigsten Isotop ${}^{24}\text{Mg}$ (79 %) durchgeführt. Daneben gibt es noch ein weiteres stabiles bosonisches Isotop (${}^{26}\text{Mg}$: 11 %) sowie ein stabiles Fermion (${}^{25}\text{Mg}$: 10 %). Um die hier beschriebenen Experimente mit dem Isotop ${}^{26}\text{Mg}$ durchzuführen, müssen lediglich die Laserfrequenzen angepasst werden. Durch den geringeren Anteil an der natürlichen Isotopenzusammensetzung ist dabei eine Verringerung der Laderate um etwa eine Größenordnung zu erwarten.

Für das Fermion ist dies jedoch nicht so einfach möglich. Der Kernspin von $5/2$ führt für Zustände mit $J \neq 0$ zu einer Aufspaltung in mehrere Hyperfeinzustände. Die drei 3P -Feinstrukturturniveaus werden dadurch in neun Hyperfeinkomponenten aufgespalten. Um die T-MOT mit fermionischem Magnesium zu betreiben, müssen alle diese Zustände mit einem Rückpumper adressiert werden. Die Aufspaltung beträgt einige hundert Megahertz [149], so dass dies möglicherweise durch die Erzeugung von Seitenbändern mit einem elektro-optischen Modulator möglich ist. In

diesem Fall wären keine zusätzlichen Laser und Frequenzverdopplungen zur Erzeugung von Licht der Wellenlänge 383 nm notwendig. Die optische Kühlung ist auf dem Übergang ${}^3P_2(F = 9/2) \rightarrow {}^3D_3(F = 11/2)$ möglich, jedoch ist durch die Hyperfeinstruktur der 3D -Zustände (insgesamt 14 Hyperfeinkomponenten) und die relativ geringen Frequenzabstände für das bosonische Isotop (nur drei Feinstrukturkomponenten) eine gleichzeitige Anregung anderer Übergänge wahrscheinlich. Die Kühlung findet also nicht auf einem geschlossenen Übergang statt und der Impulsübertrag durch die Photonen der Rückpumper muss berücksichtigt werden, wie dies auch bei der optischen Kühlung von Kalium notwendig ist [150].

Die Untersuchung verschiedener Isotope ist sowohl für die Bestimmung von Stoßeigenschaften als auch für einen Frequenzstandard von Interesse. Die Stoßeigenschaften von Atomen sind sehr stark vom Isotop abhängig, so dass eine Messung aller Isotope wünschenswert ist. Für einen gitterbasierten Frequenzstandard ist neben dem untersuchten bosonischen Isotop insbesondere das Fermion interessant, da noch nicht geklärt ist, ob Fermionen oder Bosonen für einen solchen Standard vorteilhaft sind [21].

Verbesserte Frequenzmessung mit frei fallenden Atomen

Durch Präzisionsspektroskopie des Überganges ${}^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ mit Hilfe der Ramsey-Bordé Interferometrie [151] wurde bereits ein Frequenzstandard mit frei fallenden lasergekühlten Magnesiumatomen realisiert [46]. Dabei werden Atome zunächst in die S-MOT geladen und anschließend mit vier $\pi/2$ -Pulsen auf dem Interkombinationsübergang ${}^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ mit einer Auflösung von etwa 1 kHz spektroskopiert. Der angeregte Anteil der Atome wird durch Einfang in der T-MOT hintergrundfrei detektiert. Dabei stellt die räumliche Ausdehnung der Atomwolke sowohl für die Stabilität als auch für die Genauigkeit eine Begrenzung dar. Für lange Pulsabstände wird nur noch ein relativ kleiner Anteil der Atome detektiert und vermindert so das Signal bei hoher Auflösung, während die Bewegung in den gekrümmten Wellenfronten des Spektroskopielasers zu Phasenfehlern führt und den größten Beitrag zur Unsicherheit der Frequenzmessung bildet.

Eine Verbesserung dieses Frequenzstandards ist durch Verwendung von Atomen aus der Dipolfalle an Stelle der S-MOT möglich. Die Ausdehnung der Atomwolke ist dann während der Spektroskopie aus mehreren Gründen kleiner. So beträgt die anfängliche Ausdehnung der Atomwolke in radialer Richtung nur etwa 100 μm und ist damit eine Größenordnung geringer als in der S-MOT. Zudem kann die Dipolfalle sehr viel schneller abgeschaltet werden als das magnetische Quadrupolfeld der MOT und der erste Puls der Interferometriesequenz kann somit früher erfolgen. Des Weiteren ist die thermische Ausdehnung durch die wesentlich geringere Temperatur der Atome in der Dipolfalle deutlich kleiner. Laut [46] wird bei einer Laderate der Dipolfalle von 10^4 Atomen/s eine Stabilität unter 10^{-14} in einer Sekunde möglich, falls der Spektroskopielaser auf eine Linienbreite von 1 Hz vorsta-

bilisiert wird. Durch die in dieser Arbeit demonstrierte, deutlich höhere Laderate kann zudem die Zykluszeit verkleinert und damit der Einfluss des Dick-Effektes [152] reduziert werden. Die relative Unsicherheit eines solchen Frequenzstandards wird auf unter 10^{-15} abgeschätzt.

Optische Gitteruhr

Durch die Spektroskopie von in optischen Gittern gefangenen Atomen konnte in den letzten Jahren die Stabilität und Genauigkeit von Frequenzstandards mit Neutralatomen deutlich gesteigert werden [134]. Das im Rahmen dieser Dissertation untersuchte optische Speichern stellt den ersten Schritt für einen solchen Frequenzstandard mit gespeicherten Magnesiumatomen dar. Mit den in Abschnitt 4.1.3 beschriebenen Verfahren und den Literaturwerten der Einstein-Koeffizienten kann die magische Wellenlänge für den Übergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ berechnet werden (siehe Anhang B). Diese Berechnungen sagen einen Wert von 463 nm voraus, was durch eine unabhängige theoretische Vorhersage bestätigt wird [31]. Allerdings gibt es noch einen weiteren berechneten Wert von 432 nm [30], so dass die Bestimmung der magischen Wellenlänge im Experiment erfolgen muss. Dazu wird zurzeit die Frequenzverdopplung eines Titan-Saphir Lasers vorbereitet. Da mit der Frequenzverdopplung nur eine Ausgangsleistung von wenigen hundert Milliwatt zu erwarten ist, soll das optische Gitter in einem Resonator erzeugt werden, der die optische Leistung überhöht [153]. Ein solches Gitter wurde bereits für einem ^{87}Sr -Frequenzstandard demonstriert [154].

Für die Spektroskopie in einem optischen Gitter ist ein Übergang mit $J = 0 \rightarrow J' = 0$ wünschenswert, da für Zustände $J > 0$ die dynamische Polarisierbarkeit von der Polarisation des Gitters abhängig ist und daher zukünftig die Genauigkeit begrenzen könnte [155]. Üblicherweise wird daher der Übergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ verwendet. Für das fermionische Isotop weist dieser Übergang eine Linienbreite von 0,44 mHz auf [101] und kann direkt adressiert werden. Es ist nur ein geringes Magnetfeld notwendig, um die Entartung der magnetischen Subzustände aufzuheben. Da der Übergang zwischen zwei $F = 5/2$ -Zuständen erfolgt, liegt eine wenn auch geringe Sensitivität der Übergangsfrequenz auf die Gitterpolarisation vor. Diese kann für eindimensionale Gitter jedoch hinreichend kontrolliert werden. Für die bosonischen Isotope ist der Übergang neben der Änderung der Spinquantenzahl (gilt nur für L - S -Kopplung streng) auch wegen $J = 0 \rightarrow J' = 0$ in allen Ordnungen verboten. Es ist jedoch möglich, durch ein externes Magnetfeld eine endliche Übergangswahrscheinlichkeit zu induzieren [100]. Für diese Isotope sind ein deutlich größeres Magnetfeld und eine höhere Intensität zur Spektroskopie notwendig. Die Frequenzverschiebungen durch den quadratischen Zeeman-Effekt und den AC-Stark Effekt des Spektroskopielasers müssen für einen solchen Frequenzstandard kontrolliert werden und stellen in Zukunft möglicherweise eine Begrenzung für die erreichbare Genauigkeit dar.

Aus dieser Betrachtung wird bereits deutlich, dass weder bosonische noch fermionische Isotope grundsätzlich besser für einen gitterbasierten Frequenzstandard geeignet sind. Bei Fermionen weisen weder Grund- noch angeregter Zustand einen Unterzustand mit $m_J = 0$ auf, so dass der lineare Zeeman-Effekt kontrolliert werden muss. Für Bosonen stellt die quadratische Zeeman-Verschiebung durch das notwendige höhere Magnetfeld möglicherweise eine Begrenzung dar. Die atomare Übergangsfrequenz kann auch durch Stöße zwischen den gefangenen Teilchen verändert werden. Obwohl Stöße zwischen ultrakalten identischen Fermionen nicht möglich sind, wurde bereits eine Stoßverschiebung in einer ^{87}Sr -Gitterruhr beobachtet [156], die auf eine inhomogene Anregung durch einen gaußförmigen Spektroskopiestrahl zurückzuführen ist. Dadurch befinden sich die einzelnen Atome in verschiedenen Superpositionszuständen und sind damit nicht mehr ununterscheidbar. Für Bosonen können Stöße durch Speicherung in einem dreidimensionalen Gitter mit maximal einem Atom pro Gitterplatz verhindert werden [21]. Dies ist für Fermionen jedoch nicht sinnvoll, da durch die inhomogene Polarisierung ortsabhängige Frequenzverschiebungen erzeugt werden.

Der nächste Schritt auf dem Weg zu einem gitterbasierten Frequenzstandard mit Magnesium stellt das Beladen eines eindimensionalen optischen Gitters bei der erwarteten magischen Wellenlänge dar. Zur experimentellen Bestimmung dieser Wellenlänge wird die Übergangsfrequenz von im Gitter gespeicherten Atomen bei verschiedenen Gittertiefen bestimmt. Bei der magischen Wellenlänge verschwindet die Frequenzverschiebung als Funktion der Gittertiefe [23]. Bei der direkten Beladung des Gitters mit Atomen aus der T-MOT sind wie bei den Experimenten mit Licht der Wellenlänge 532 nm (siehe Abschnitt 4.2) Verluste durch Ionisation zu erwarten. Allerdings kann dies mit dem in Abschnitt 4.4 beschriebenen Verfahren umgangen werden. Dazu werden Atome zunächst in eine Dipolfalle bei einer infraroten Wellenlänge geladen und anschließend in eine optische Falle bei einer kürzeren Wellenlänge transferiert. Mit den hier gezeigten Daten ist zu erwarten, dass so etwa 10^4 Atome in ein optisches Gitter bei der magischen Wellenlänge geladen werden können. Durch adiabatisches Ein- bzw. Ausschalten der optischen Fallen kann dabei eine hohe Transfereffizienz erreicht werden. Aktuelle gitterbasierte Frequenzstandards verwenden einige 10^3 bis einige 10^4 Atome [27, 157, 158].

Die beobachteten Stöße von gefangenen Atomen können auch in einem eindimensionalen optischen Gitter zu Verlusten führen, da ein Gitterplatz von mehreren Atomen besetzt wird. Für ^{88}Sr können in diesem Fall Teilchenverluste sowie Frequenzverschiebungen beobachtet werden [147]. Diese hängen auch davon ab, ob Atome in verschiedenen Zuständen gespeichert werden. Inwiefern dies eine Begrenzung für einen Frequenzstandard darstellt, kann nur experimentell bestimmt werden. Für ^{88}Sr wird unter geeigneten experimentellen Bedingungen für diese einfache Konfiguration keine Begrenzung der Genauigkeit durch Stöße auf dem Niveau von 10^{-16} prognostiziert [147], welche der höchsten bisher erreichten Genauigkeit eines Frequenzstandards mit neutralen Atomen entspricht [27].

Untersuchung von Stößeigenschaften

Konservative Fallen eignen sich hervorragend zur Untersuchung von Stößen zwischen kalten Atomen [103]. Das Verhalten von zwei Teilchen bei einem Stoß wird durch Molekülpotentiale beschrieben die vom Abstand zwischen den beiden Teilchen abhängig sind. Für große Abstände gehen die Molekülzustände in die atomaren Zustände der beiden beteiligten Teilchen über, während sich für geringe Abstände deutliche Verschiebungen ergeben. Die Vermessung der Molekülpotentiale erfolgt in der Regel durch *Photoassoziationsspektroskopie* [159], wobei in einem System aus zwei zunächst freien Atomen ein gebundener Molekülzustand angeregt wird. Aus den Frequenzen dieser Anregungen kann auf das Molekülpotential für die entsprechenden Zustände geschlossen werden.

Die theoretische Beschreibung von Stößen ist für Magnesium in den Zuständen mit langer Lebensdauer im Vergleich zu anderen Elementen deutlich einfacher, da Molekülpotentiale für nur relativ wenige Zustände berechnet werden müssen. Da bosonische Erdalkaliatome keinen Kernspin aufweisen, ist eine Berechnung der Hyperfeinstruktur nicht notwendig. Zusätzlich gibt es bei Magnesium im Gegensatz zu schwereren Erdalkaliatomen keine energetisch niedrigen *D*-Zustände, die bei Stößen von Atomen im Grundzustand oder den 3P -Zuständen angeregt werden können. Daher stellt Magnesium ein hervorragendes Modellsystem zum Test von theoretischen Arbeiten zu Stößen kalter Atome dar [160].

Für den Grundzustand existieren Berechnungen des Molekülpotentials und der daraus resultierenden Streulänge [161]. Mit Atomen im Zustand 1S_0 können mehrere Molekülpotentiale vermessen werden. So gibt es theoretische Vorhersagen zur Photoassoziation mit Licht, das zum Übergang $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ rot verstimmt ist [162]. In Strontium wurde außerdem bereits Photoassoziation im Bereich der Interkombinationslinie $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ beobachtet [163]. Erdalkaliatome bieten außerdem die Möglichkeit, die Streulänge des Grundzustandes durch Licht in der Nähe der Interkombinationslinie zu beeinflussen (optische Feshbach-Resonanz), ohne dadurch wie in Alkaliatomen hohe Teilchenverluste zu verursachen [164, 165]. Für die metastabilen 3P -Zustände gibt es Berechnungen des langreichweitigen Anteils der Molekülpotentiale [166, 167]. Allerdings ist durch die in dieser Arbeit beobachteten inelastischen Stöße zwischen metastabilen Atomen nicht sicher, ob in einer Falle für Photoassoziationsexperimente hinreichende Teilchenzahldichten erreicht werden können.

DYNAMISCHE POLARISIERBARKEIT RELEVANTER ATOMARER ZUSTÄNDE

Die dynamische Polarisierbarkeit wird für alle Zustände, die in den in dieser Dissertation beschriebenen Experimenten adressiert werden, für die Wellenlängen 532 nm und 1064 nm berechnet. Dazu wird das in Abschnitt 4.1.3 beschriebene Simulationsprogramm und die Daten aus der Datenbank des NIST [43] verwendet.

m_J	-3	-2	-1	0	+1	+2	+3
$(3s3s) \ ^1S_0$				1,681			
$(3s3p) \ ^1P_1$			-2,040	-4,858	-2,040		
$(3s3p) \ ^3P_0$				7,238			
$(3s3p) \ ^3P_1$			9,956	2,257	9,956		
$(3s3p) \ ^3P_2$		2,278	10,63	13,42	10,63	2,278	
$(3s3d) \ ^3D_1$			-2,830	-3,990	-2,830		
$(3s3d) \ ^3D_2$		-2,363	-3,388	-3,730	-3,388	-2,363	
$(3s3d) \ ^3D_3$	-1,512	-3,281	-4,343	-4,696	-4,343	-3,281	-1,512

Tabelle A.1: Dynamische Polarisierbarkeit für relevante Zustände und Licht der Wellenlänge 532 nm sowie π -Polarisation. Die Werte sind in Einheiten von $10^{-39} \text{ Cm}^2/\text{V}$ angegeben. Die Berechnung ist in Abschnitt 4.1.3 beschrieben.

m_J	-3	-2	-1	0	+1	+2	+3
$(3s3s) {}^1S_0$				1,681			
$(3s3p) {}^1P_1$			-2,817	-2,040	-4,081		
$(3s3p) {}^3P_0$				7,238			
$(3s3p) {}^3P_1$			9,626	9,956	2,587		
$(3s3p) {}^3P_2$		18,31	10,30	5,064	2,617	2,957	
$(3s3d) {}^3D_1$			-1,618	-2,830	-5,202		
$(3s3d) {}^3D_2$		-1,772	-2,067	-2,705	-3,684	-5,005	
$(3s3d) {}^3D_3$	-2,066	-1,881	-2,050	-2,573	-3,450	-4,681	-6,266

Tabelle A.2: Dynamische Polarisierbarkeit für relevante Zustände und Licht der Wellenlänge 532 nm sowie σ^+ -Polarisation. Die Werte sind in Einheiten von $10^{-39} \text{ Cm}^2/\text{V}$ angegeben. Die Berechnung ist in Abschnitt 4.1.3 beschrieben.

m_J	-3	-2	-1	0	+1	+2	+3
$(3s3s) {}^1S_0$				1,681			
$(3s3p) {}^1P_1$			-4,081	-2,040	-2,817		
$(3s3p) {}^3P_0$				7,238			
$(3s3p) {}^3P_1$			2,587	9,956	9,626		
$(3s3p) {}^3P_2$		2,957	2,617	5,064	10,30	18,31	
$(3s3d) {}^3D_1$			-5,202	-2,830	-1,618		
$(3s3d) {}^3D_2$		-5,005	-3,684	-2,705	-2,067	-1,772	
$(3s3d) {}^3D_3$	-6,266	-4,681	-3,450	-2,573	-2,050	-1,881	-2,066

Tabelle A.3: Dynamische Polarisierbarkeit für relevante Zustände und Licht der Wellenlänge 532 nm sowie σ^- -Polarisation. Die Werte sind in Einheiten von $10^{-39} \text{ Cm}^2/\text{V}$ angegeben. Die Berechnung ist in Abschnitt 4.1.3 beschrieben.

m_J	-3	-2	-1	0	+1	+2	+3
$(3s3s) {}^1S_0$				1,298			
$(3s3p) {}^1P_1$			5,229	-15,35	5,229		
$(3s3p) {}^3P_0$				1,760			
$(3s3p) {}^3P_1$			1,887	1,461	1,887		
$(3s3p) {}^3P_2$		1,473	1,893	2,033	1,893	1,473	
$(3s3d) {}^3D_1$			-53,70	-72,15	-53,70		
$(3s3d) {}^3D_2$		-51,52	-65,12	-69,65	-65,12	-51,52	
$(3s3d) {}^3D_3$	-41,88	-59,77	-70,50	-74,08	-70,50	-59,77	-41,88

Tabelle A.4: Dynamische Polarisierbarkeit für relevante Zustände und Licht der Wellenlänge 1064 nm sowie π -Polarisation. Die Werte sind in Einheiten von $10^{-39} \text{ Cm}^2/\text{V}$ angegeben. Die Berechnung ist in Abschnitt 4.1.3 beschrieben.

m_J	-3	-2	-1	0	+1	+2	+3
$(3s3s) {}^1S_0$				1,298			
$(3s3p) {}^1P_1$			-20,57	5,229	10,46		
$(3s3p) {}^3P_0$				1,760			
$(3s3p) {}^3P_1$			1,779	1,887	1,568		
$(3s3p) {}^3P_2$		2,088	1,780	1,613	1,585	1,698	
$(3s3d) {}^3D_1$			-19,07	-53,70	-106,8		
$(3s3d) {}^3D_2$		-15,80	-33,66	-56,05	-82,97	-114,4	
$(3s3d) {}^3D_3$	-10,54	-20,98	-35,01	-52,61	-73,79	-98,55	-126,9

Tabelle A.5: Dynamische Polarisierbarkeit für relevante Zustände und Licht der Wellenlänge 1064 nm sowie σ^+ -Polarisation. Die Werte sind in Einheiten von $10^{-39} \text{ Cm}^2/\text{V}$ angegeben. Die Berechnung ist in Abschnitt 4.1.3 beschrieben.

m_J	-3	-2	-1	0	+1	+2	+3
$(3s3s) {}^1S_0$				1,298			
$(3s3p) {}^1P_1$			10,46	5,229	-20,57		
$(3s3p) {}^3P_0$				1,760			
$(3s3p) {}^3P_1$			1,568	1,887	1,779		
$(3s3p) {}^3P_2$		1,698	1,585	1,613	1,780	2,088	
$(3s3d) {}^3D_1$			-106,8	-53,70	-19,07		
$(3s3d) {}^3D_2$		-114,4	-82,97	-56,05	-33,66	-15,80	
$(3s3d) {}^3D_3$	-126,9	-98,55	-73,79	-52,61	-35,01	-20,98	-10,54

Tabelle A.6: Dynamische Polarisierbarkeit für relevante Zustände und Licht der Wellenlänge 1064 nm sowie σ^- -Polarisation. Die Werte sind in Einheiten von $10^{-39} \text{ Cm}^2/\text{V}$ angegeben. Die Berechnung ist in Abschnitt 4.1.3 beschrieben.

BERECHNUNG DER MAGISCHEN WELLENLÄNGE

Zur Bestimmung der magischen Wellenlänge wird die dynamische Polarisierbarkeit für die Zustände 1S_0 und 3P_0 in Abhängigkeit der Wellenlänge aufgetragen (Abbildung B.1). Die Berechnung erfolgt mit dem in Abschnitt 4.1.3 beschriebenen Mathematica-Programm und den Daten aus der Datenbank des NIST [43]. Aus der Darstellung ergibt sich die magische Wellenlänge zu etwa 463 nm. Dieser Wert ist konsistent mit einer unabhängigen Berechnung [31].

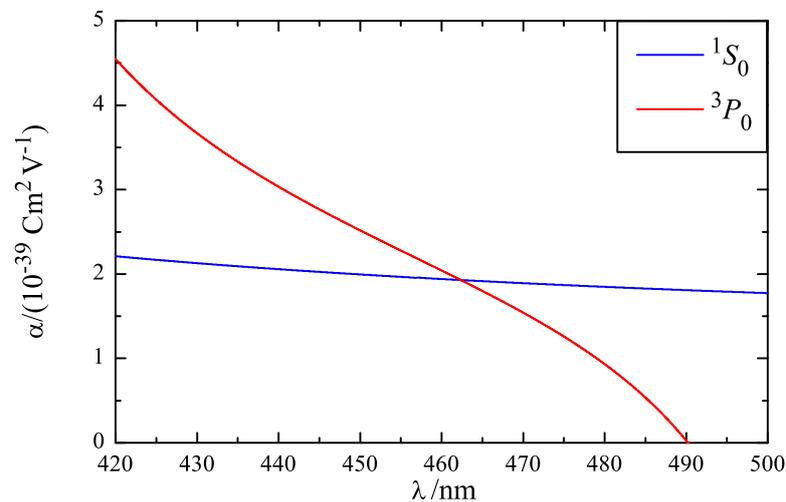


Abbildung B.1: Dynamische Polarisierbarkeit für die Zustände 1S_0 und 3P_0 im Bereich der magischen Wellenlänge. Aus dem Schnittpunkt der beiden Kurven ergibt sich die magische Wellenlänge zu etwa 463 nm.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] Theodor W. Hänsch.
Nobel Lecture: Passion for precision.
Reviews of Modern Physics, **78**, 1297 (2006).
- [2] H. S. Margolis.
Optical frequency standards and clocks.
Contemporary Physics, **51**, 37 (2010).
- [3] Jeff Flowers.
The Route to Atomic and Quantum Standards.
Science, **306**, 1324 (2004).
- [4] Norman F. Ramsey.
A New Molecular Beam Resonance Method.
Physical Review, **76**, 996 (1949).
- [5] Norman F. Ramsey.
A Molecular Beam Resonance Method with Separated Oscillating Fields.
Physical Review, **78**, 695 (1950).
- [6] J. Terrien.
News from the International Bureau of Weights and Measures.
Metrologia, **4**, 41 (1968).
- [7] L. Essen and J.V.L. Parry.
A Caesium Resonator.
Nature, **176**, 281 (1955).
- [8] A. Bauch, B. Fischer, T. Heindorff, and R. Schröder.
Performance of the PTB reconstructed primary clock CS1 and an estimate
of its current uncertainty.
Metrologia, **35**, 829 (1998).
- [9] Mark A. Kasevich, Erling Riis, Steven Chu, and Ralph G. DeVoe.
rf Spectroscopy in an Atomic Fountain.
Physical Review Letters, **63**, 612 (1989).

-
- [10] T P Heavner, S R Jefferts, E A Donley, J H Shirley, and T E Parker.
NIST-F1: recent improvements and accuracy evaluations.
Metrologia, **42**, 411 (2005).
- [11] Th. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch.
Absolute Optical Frequency Measurement of the Cesium $D1$ Line with a
Mode-Locked Laser.
Physical Review Letters, **82**, 3568 (1999).
- [12] Scott A. Diddams, David J. Jones, Jun Ye, Steven T. Cundiff, John L.
Hall, Jinendra K. Ranka, Robert S. Windeler, Ronald Holzwarth, Thomas
Udem, and T. W. Hänsch.
Direct Link between Microwave and Optical Frequencies with a 300 THz
Femtosecond Laser Comb.
Physical Review Letters, **84**, 5102 (2000).
- [13] H. Schnatz, B. Lipphardt, J. Helmcke, F. Riehle, and G. Zinner.
First Phase-Coherent Frequency Measurement of Visible Radiation.
Physical Review Letters, **76**, 18 (1996).
- [14] J. E. Bernard, A. A. Madej, L. Marmet, B. G. Whitford, K. J. Siemsen, and
S. Cundy.
Cs-Based Frequency Measurement of a Single, Trapped Ion Transition in the
Visible Region of the Spectrum.
Physical Review Letters, **82**, 3228 (1999).
- [15] R. H. Dicke.
The Effect of Collisions upon the Doppler Width of Spectral Lines.
Physical Review, **89**, 472 (1953).
- [16] B. C. Young, F. C. Cruz, W. M. Itano, and J. C. Bergquist.
Visible Lasers with Subhertz Linewidths.
Physical Review Letters, **82**, 3799 (1999).
- [17] P. O. Schmidt, T. Rosenband, C. Langer, W. M. Itano, J. C. Bergquist, and
D. J. Wineland.
Spectroscopy Using Quantum Logic.
Science, **309**, 749 (2005).
- [18] C. W. Chou, D. B. Hume, J. C. J. Koelemeij, D. J. Wineland, and T. Ro-
senband.
Frequency Comparison of Two High-Accuracy Al^+ Optical Clocks.
Physical Review Letters, **104**, 070802 (2010).
- [19] R. J. Rafac, B. C. Young, J. A. Beall, W. M. Itano, D. J. Wineland, and
J. C. Bergquist.
Sub-dekahertz Ultraviolet Spectroscopy of $^{199}\text{Hg}^+$.
Physical Review Letters, **85**, 2462 (2000).

-
- [20] Hidetoshi Katori, Masao Takamoto, V. G. Pal'chikov, and V. D. Ovsiannikov. Ultrastable Optical Clock with Neutral Atoms in an Engineered Light Shift Trap. *Physical Review Letters*, **91**, 173005 (2003).
- [21] Tomoya Akatsuka, Masao Takamoto, and Hidetoshi Katori. Optical lattice clocks with non-interacting bosons and fermions. *Nature Physics*, **4**, 954 (2008).
- [22] Masao Takamoto and Hidetoshi Katori. Spectroscopy of the $^1S_0 - ^3P_0$ Clock Transition of ^{87}Sr in an Optical Lattice. *Physical Review Letters*, **91**, 223001 (2003).
- [23] Masao Takamoto, Feng-Lei Hong, Ryoichi Higashi, and Hidetoshi Katori. An optical lattice clock. *Nature*, **435**, 321 (2005).
- [24] Z. W. Barber, C. W. Hoyt, C. W. Oates, L. Hollberg, A. V. Taichenachev, and V. I. Yudin. Direct Excitation of the Forbidden Clock Transition in Neutral ^{174}Yb Atoms Confined to an Optical Lattice. *Physical Review Letters*, **96**, 083002 (2006).
- [25] Martin M. Boyd, Tanya Zelevinsky, Andrew D. Ludlow, Seth M. Foreman, Sebastian Blatt, Tetsuya Ido, and Jun Ye. Optical Atomic Coherence at the 1-Second Time Scale. *Science*, **314**, 1430 (2006).
- [26] Sergey G. Porsev and Andrei Derevianko. Multipolar theory of blackbody radiation shift of atomic energy levels and its implications for optical lattice clocks. *Physical Review A*, **74**, 020502 (2006).
- [27] A. D. Ludlow, T. Zelevinsky, G. K. Campbell, S. Blatt, M. M. Boyd, M. H. G. de Miranda, M. J. Martin, J. W. Thomsen, S. M. Foreman, Jun Ye, T. M. Fortier, J. E. Stalnaker, S. A. Diddams, Y. Le Coq, Z. W. Barber, N. Poli, N. D. Lemke, K. M. Beck, and C. W. Oates. Sr Lattice Clock at 1×10^{-16} Fractional Uncertainty by Remote Optical Evaluation with a Ca Clock. *Science*, **319**, 1805 (2008).
- [28] Gretchen K Campbell, Andrew D Ludlow, Sebastian Blatt, Jan W Thomsen, Michael J Martin, Marcio H G de Miranda, Tanya Zelevinsky, Martin M Boyd, Jun Ye, Scott A Diddams, Thomas P Heavner, Thomas E Parker, and Steven R Jefferts. The absolute frequency of the ^{87}Sr optical clock transition. *Metrologia*, **45**, 539 (2008).

- [29] T. Rosenband, W. M. Itano, P. O. Schmidt, D. B. Hume, J. C. J. Koelemeij, J. C. Bergquist, and D. J. Wineland.
Blackbody radiation shift of the $^{27}\text{Al}^+ \ ^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ transition.
arXiv:physics/0611125 (2006).
- [30] Vitaly D. Ovsiannikov, Vitaly G. Pal'chikov, Alexey V. Taichenachev, Valeriy I. Yudin, Hidetoshi Katori, and Masao Takamoto.
Magic-wave-induced $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_0$ transition in even isotopes of alkaline-earth-metal-like atoms.
Physical Review A, **75**, 020501 (2007).
- [31] Robin Santra, Kevin V. Christ, and Chris H. Greene.
Properties of metastable alkaline-earth-metal atoms calculated using an accurate effective core potential.
Physical Review A, **69**, 042510 (2004).
- [32] Hidetoshi Katori, Tetsuya Ido, Yoshitomo Isoya, and Makoto Kuwata-Gonokami.
Magneto-Optical Trapping and Cooling of Strontium Atoms down to the Photon Recoil Temperature.
Physical Review Letters, **82**, 1116 (1999).
- [33] T. Kuwamoto, K. Honda, Y. Takahashi, and T. Yabuzaki.
Magneto-optical trapping of Yb atoms using an intercombination transition.
Physical Review A, **60**, R745 (1999).
- [34] H. Hachisu, K. Miyagishi, S. G. Porsev, A. Derevianko, V. D. Ovsiannikov, V. G. Pal'chikov, M. Takamoto, and H. Katori.
Trapping of Neutral Mercury Atoms and Prospects for Optical Lattice Clocks.
Physical Review Letters, **100**, 053001 (2008).
- [35] M. Petersen, R. Chicireanu, S. T. Dawkins, D. V. Magalhães, C. Mandache, Y. Le Coq, A. Clairon, and S. Bize.
Doppler-Free Spectroscopy of the $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_0$ Optical Clock Transition in Laser-Cooled Fermionic Isotopes of Neutral Mercury.
Physical Review Letters, **101**, 183004 (2008).
- [36] T. Binnewies, G. Wilpers, U. Sterr, F. Riehle, J. Helmcke, T. E. Mehlstäubler, E. M. Rasel, and W. Ertmer.
Doppler Cooling and Trapping on Forbidden Transitions.
Physical Review Letters, **87**, 123002 (2001).
- [37] Nils Rehbein, Tanja E. Mehlstäubler, Jochen Keupp, Karsten Moldenhauer, Ernst M. Rasel, Wolfgang Ertmer, Albane Douillet, Volker Michels, Sergey G. Porsev, Andrei Derevianko, Charlotte Froese Fischer, Georgio I. Tachiev, and Vitaly G. Pal'chikov.
Optical quenching of metastable magnesium.

- Physical Review A*, **76**, 043406 (2007).
- [38] T.W. Hänsch and A.L. Schawlow.
Cooling of gases by laser radiation.
Optics Communications, **13**, 68 (1975).
- [39] D. J. Wineland and Wayne M. Itano.
Laser cooling of atoms.
Physical Review A, **20**, 1521 (1979).
- [40] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, and D. E. Pritchard.
Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure.
Physical Review Letters, **59**, 2631 (1987).
- [41] K. Sengstock, U. Sterr, G. Hennig, D. Bettermann, J.H. Müller, and W. Ertmer.
Optical Ramsey interferences on laser cooled and trapped atoms, detected by electron shelving.
Optics Communications, **103**, 73 (1993).
- [42] Guido Hennig.
Laserkühlung und -einfang von Magnesium-Atomen in einer magneto-optischen Strahlungsdruckfalle.
Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms Universität, Bonn (1992).
- [43] Yu. Ralchenko, A.E. Kramida, J. Reader, and NIST ASD Team (2008).
NIST Atomic Spectra Database (version 3.1.5).
National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, USA.
- [44] P. L. Hansen, K. T. Therkildsen, N. Malossi, B. B. Jensen, E. D. van Ooijen, A. Bruschi, J. H. Müller, J. Hald, and J. W. Thomsen.
Measurement of the $3s3p\ ^3P_1$ lifetime in magnesium using a magneto-optical trap.
Physical Review A, **77**, 062502 (2008).
- [45] Jan Friebe, André Pape, Matthias Riedmann, Karsten Moldenhauer, Tanja Mehlstäubler, Nils Rehbein, Christian Lisdat, Ernst M. Rasel, Wolfgang Ertmer, Harald Schnatz, Burghard Lipphardt, and Gesine Grosche.
Absolute frequency measurement of the magnesium intercombination transition $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$.
Physical Review A, **78**, 033830 (2008).
- [46] Jan Friebe.
Ein optischer Frequenzstandard mit lasergekühlten Magnesiumatomen.
Dissertation, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität, Hannover (2010).
- [47] Tanja Elisabeth Mehlstäubler.
Neuartige Kühlmethode für einen optischen Magnesium-Frequenzstandard.
Dissertation, Universität Hannover (2005).

- [48] Nils Rehbein.
Realisierung neuer Laserkühlverfahren und Spektroskopielaser für einen optischen Magnesium-Frequenzstandard.
Dissertation, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität, Hannover (2006).
- [49] Karsten Moldenhauer.
Sub-Doppler-Kühlung und magnetische Speicherung von Magnesiumatomen bei Temperaturen unter 1 mK.
Dissertation, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität, Hannover (2008).
- [50] FY Loo, A Bruschi, S Sauge, M Allegrini, E Arimondo, N Andersen, and JW Thomsen.
Investigations of a two-level atom in a magneto-optical trap using magnesium.
Journal of Optics B, **6**, 81 (2004).
- [51] R. Bornemann, U. Lemmer, and E. Thiel.
Continuous-wave solid-state dye laser.
Optics Letters, **31**, 1669 (2006).
- [52] J Mes, EJ van Duijn, R Zinkstok, S Witte, and W Hogervorst.
Third-harmonic generation of a continuous-wave Ti : Sapphire laser in external resonant cavities.
Applied Physics Letters, **82**, 4423 (2003).
- [53] O.G. Peterson, S.A. Tuccio, and B.B. Snavely.
CW operation of an organic dye solution laser.
Applied Physics Letters, **17**, 245 (1970).
- [54] P.K. Runge and R. Rosenberg.
Unconfined flowing-Dye Films for CW Dye Lasers.
IEEE Journal of Quantum Electronics, **8**, 910 (1972).
- [55] Thijs Jan Wendrich.
High resolution rotation sensor based on cold atom interferometry.
Dissertation, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität, Hannover (2010).
- [56] Holger Lubatschowski.
Aufbau eines Farbstoff-Ringlasers mit einem externen Resonator zur Frequenzverdopplung.
Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms Universität, Bonn (1988).
- [57] Alan C. Nilsson, Eric K. Gustafson, and Robert L. Byer.
Eigenpolarization Theory of Monolithic Nonplanar Ring Oscillators.
IEEE Journal of Quantum Electronics, **25**, 767 (1989).
- [58] E. J. Salumbides, S. Hannemann, K. S. E. Eikema, and W. Ubachs.
Isotopically resolved calibration of the 285-nm MgI resonance line for comparison with quasar absorptions.

- Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **373**, L41 (2006).
- [59] N Beverini, E Maccioni, D Pereira, F Strumia, G Vissani, and Y-Z Wang. Wavelength, isotopic shift, and transition rate of the Mg I resonance line. *Optics Communications*, **77**, 299 (1990).
- [60] H. Kato, M. Baba, S. Kasahara, K. Ishikawa, M. Misono, and Y. Kumura. Doppler-Free High Resolution Spectral Atlas of Iodine Molecule 15000 to 19000 cm^{-1} . Japan Society for the Promotion of Science (2000).
- [61] C. Wieman and T. W. Hänsch. Doppler-Free Laser Polarization Spectroscopy. *Physical Review Letters*, **36**, 1170 (1976).
- [62] M.D. Bjorklung, G.C. and Levenson, W. Lenth, and C. Ortiz. Frequency-Modulation (FM) Spectroscopy – Theory of Lineshapes and Signal-to-Noise Analysis. *Applied Physics B*, **32**, 145 (1983).
- [63] Jan Friebe. Effiziente Erzeugung von ultraviolettem Licht mit neuartigen Kristallstrukturen. Diplomarbeit, Universität Hannover (2005).
- [64] Valentina Ruseva and Jan Hald. Generation of UV light by frequency doubling in BIBO. *Optics Communications*, **236**, 219 (2004).
- [65] Alexander Voskrebenezv. Aufbau und Test eines Lasersystems zur Kühlung metastabiler Magnesiumatome. Diplomarbeit, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität, Hannover (2007).
- [66] Carl E. Wieman and Leo Hollberg. Using diode lasers for atomic physics. *Review of Scientific Instruments*, **62**, 1 (1991).
- [67] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, and T. W. Hänsch. A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics. *Optics Communications*, **117**, 541 (1995).
- [68] Weijian Lu, Dragana Milic, Maarten D. Hoogerland, Marcus Jacka, Kenneth G.H. Baldwin, and Stephen J. Buckman. A practical direct current discharge helium absorption cell for laser frequency locking at 1083 nm. *Review of Scientific Instruments*, **67**, 3003 (1996).

- [69] Dirk Hansen and Andreas Hemmerich.
Doppler-free spectroscopy of metastable calcium in a discharge heat pipe.
Physical Review A, **72**, 022502 (2005).
- [70] Peter W. Milonni and Joseph H. Eberly.
Lasers.
John Wiley & Sons (1988).
- [71] Dmitry Budker, Simon M. Rochester, and Valeriy V. Yashchuk.
Obtaining frequency markers of variable separation with a spherical mirror
Fabry-Perot interferometer.
Review of Scientific Instruments, **71**, 2984 (2000).
- [72] R.W.P. Drever, J.L. Hall, F.V. Kowalski, J. Hough, G.M. Ford, A.J. Munley,
and H. Ward.
Laser Phase and Frequency Stabilization Using an Optical Resonator.
Applied Physics B, **31**, 97 (1983).
- [73] Stephan Falke, Eberhard Tiemann, Christian Lisdat, Harald Schnatz, and
Gesine Grosche.
Transition frequencies of the D lines of ^{39}K , ^{40}K , and ^{41}K measured with a
femtosecond laser frequency comb.
Physical Review A, **74**, 032503 (2006).
- [74] R. L. Barger and J. L. Hall.
Pressure Shift and Broadening of Methane Line at 3.39μ Studied by Laser-
Saturated Molecular Absorption.
Physical Review Letters, **22**, 4 (1969).
- [75] Jochen Keupp.
*Ein atominterferometrischer Frequenzdiskriminator hoher Stabilität für op-
tische Magnesium-Atomuhren*.
Dissertation, Universität Hannover (2003).
- [76] T. Nazarova, F. Riehle, and U. Sterr.
Vibration-insensitive reference cavity for an ultra-narrow-linewidth laser.
Applied Physics B, **83**, 531 (2006).
- [77] S. A. Webster, M. Oxborrow, and P. Gill.
Vibration insensitive optical cavity.
Physical Review A, **75**, 011801 (2007).
- [78] Harold Metcalf and Peter van der Straaten.
Laser Cooling and Trapping.
Springer, New York, USA (1999).
- [79] W. Ketterle, D.S. Durfee, and D.M. Stamper-Kurn.
Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates.

- In *Proceedings of the International School of Physics 'Enrico Fermi' Course XCL*, 67–176, Varenna, Lake Como, Italy (1998).
- [80] William D. Phillips and Harold Metcalf.
Laser Deceleration of an Atomic Beam.
Physical Review Letters, **48**, 596 (1982).
- [81] D N Madsen and J W Thomsen.
Measurement of absolute photo-ionization cross sections using magnesium magneto-optical traps.
Journal of Physics B, **35**, 2173 (2002).
- [82] A.M. Steane, M. Chowdhury, and C.J. Foot.
Radiation force in the magneto-optical trap.
Journal of the Optical Society of America B, **9**, 2142 (1992).
- [83] P.D. Lett, W.D. Phillips, S.L. Rolston, C.E. Tanner, R.N. Watts, and C.I. Westbrook.
Optical molasses.
Journal of the Optical Society of America B, **6**, 2084 (1989).
- [84] T. E. Mehlstäubler, K. Moldenhauer, M. Riedmann, N. Rehbein, J. Friebe, E. M. Rasel, and W. Ertmer.
Observation of sub-Doppler temperatures in bosonic magnesium.
Physical Review A, **77**, 021402 (2008).
- [85] N. Malossi, S. Damkjær, P. L. Hansen, L. B. Jacobsen, L. Kindt, S. Sauge, J. W. Thomsen, F. C. Cruz, M. Allegrini, and E. Arimondo.
Two-photon cooling of magnesium atoms.
Physical Review A, **72**, 051403 (2005).
- [86] Steven Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, Alex Cable, and A. Ashkin.
Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure.
Physical Review Letters, **55**, 48 (1985).
- [87] Paul D. Lett, Richard N. Watts, Christoph I. Westbrook, William D. Phillips, Phillip L. Gould, and Harold J. Metcalf.
Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit.
Physical Review Letters, **61**, 169 (1988).
- [88] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji.
Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models.
Journal of the Optical Society of America B, **6**, 2023 (1989).
- [89] F. Bardou, O. Emile, J.-M. Courty, C. I. Westbrook, and A. Aspect.
Magneto-optical trapping of metastable helium: Collisions in the presence of resonant light.

- Europhysics Letters*, **20**, 681 (1992).
- [90] Fujio Shimizu, Kazuko Shimizu, and Hiroshi Takuma.
Laser cooling and trapping of Ne metastable atoms.
Physical Review A, **39**, 2758 (1989).
- [91] Hidetoshi Katori and Fujio Shimizu.
Lifetime Measurement of the $1s_5$ Metastable State of Argon and Krypton
with a Magneto-Optical Trap.
Physical Review Letters, **70**, 3545 (1993).
- [92] M. Walhout, H. J. L. Megens, A. Witte, and S. L. Rolston.
Magneto-optical trapping of metastable xenon: Isotope-shift measurements.
Physical Review A, **48**, R879 (1993).
- [93] J. Grünert and A. Hemmerich.
Optimizing the production of metastable calcium atoms in a magneto-optical
trap.
Applied Physics B, **73**, 815 (2001).
- [94] Jan Grünert and Andreas Hemmerich.
Sub-Doppler magneto-optical trap for calcium.
Physical Review A, **65**, 041401 (2002).
- [95] Theo Mayer-Kuckuk.
Atomphysik.
Teubner, Stuttgart (1997).
- [96] G. Giusfredi, A. Godone, E. Bava, and C. Novero.
Metastable atoms in a Mg beam: Excitation dynamics and velocity distribu-
tion.
Journal of Applied Physics, **63**, 1279 (1988).
- [97] Ming He, Brian B. Jensen, Kasper T. Therkildsen, Anders Brusch, and
Jan W. Thomsen.
Metastable Magnesium fluorescence spectroscopy using a frequency-
stabilized 517 nm laser.
Optics Express, **17**, 7682 (2009).
- [98] W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall, and M. Zhu.
Laser Manipulation of Atomic Beam Velocities: Demonstration of Stopped
Atoms and Velocity Reversal.
Physical Review Letters, **54**, 996 (1985).
- [99] Andrei Derevianko.
Feasibility of Cooling and Trapping Metastable Alkaline-Earth Atoms.
Physical Review Letters, **87**, 023002 (2001).
- [100] A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, C. W. Oates, C. W. Hoyt, Z. W. Barber,
and L. Hollberg.

- Magnetic Field-Induced Spectroscopy of Forbidden Optical Transitions with Application to Lattice-Based Optical Atomic Clocks.
Physical Review Letters, **96**, 083001 (2006).
- [101] Sergey G. Porsev and Andrei Derevianko.
Hyperfine quenching of the metastable $^3P_{0,2}$ states in divalent atoms.
Physical Review A, **69**, 042506 (2004).
- [102] K. W. Meißner.
Isotopieverschiebung im Spektrum von Magnesium Mg I.
Annalen der Physik, **423**, 505 (1938).
- [103] John Weiner, Vanderlei S. Bagnato, Sergio Zilio, and Paul S. Julienne.
Experiments and theory in cold and ultracold collisions.
Reviews of Modern Physics, **71**, 1 (1999).
- [104] J. E. Bjorkholm.
Collision-limited lifetimes of atom traps.
Physical Review A, **38**, 1599 (1988).
- [105] B Ueberholz, S Kuhr, D Frese, V Gomer, and D Meschede.
Cold collisions in a high-gradient magneto-optical trap.
Journal of Physics B, **35**, 4899 (2002).
- [106] M. Prentiss, A. Cable, J. E. Bjorkholm, Steven Chu, E. L. Raab, and D. E. Pritchard.
Atomic-density-dependent losses in an optical trap.
Optics Letters, **13**, 452 (1988).
- [107] A. Yamaguchi, S. Uetake, D. Hashimoto, J. M. Doyle, and Y. Takahashi.
Inelastic Collisions in Optically Trapped Ultracold Metastable Ytterbium.
Physical Review Letters, **101**, 233002 (2008).
- [108] C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, C. J. Foot, A. M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, and J. Dalibard.
Phase-space density in the magneto-optical trap.
Physical Review A, **52**, 1423 (1995).
- [109] Alan L. Migdall, John V. Prodan, William D. Phillips, Thomas H. Bergeman, and Harold J. Metcalf.
First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms.
Physical Review Letters, **54**, 2596 (1985).
- [110] T. Bergeman, Gidon Erez, and Harold J. Metcalf.
Magnetostatic trapping fields for neutral atoms.
Physical Review A, **35**, 1535 (1987).
- [111] Wolfgang Ketterle and N.J. van Druten.
Evaporative cooling of trapped atoms.
Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics, **37**, 181 (1996).

- [112] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell.
Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor.
Science, **269**, 198 (1995).
- [113] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle.
Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms.
Physical Review Letters, **75**, 3969 (1995).
- [114] GA Askaryan.
Effects of the gradient of a strong electromagnetic beam on electrons and atoms.
Soviet Physics - JETP, **15**, 1088 (1962).
- [115] Steven Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, and A. Cable.
Experimental Observation of Optically Trapped Atoms.
Physical Review Letters, **57**, 314 (1986).
- [116] Rudolf Grimm, Matthias Weidemüller, and Yurii B. Ovchinnikov.
Optical dipole traps for neutral atoms.
Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics, **42**, 95 (2000).
- [117] Carsten Degenhardt, Hardo Stoehr, Uwe Sterr, Fritz Riehle, and Christian Lisdat.
Wavelength-dependent ac Stark shift of the $^1S_0 - ^3P_1$ transition at 657 nm in Ca.
Physical Review A, **70**, 023414 (2004).
- [118] NB Delone and VP Krainov.
AC-Stark shift of atomic levels.
Uspekhi Fizicheskikh Nauk, **169**, 753 (1999).
- [119] Rodney Loudon.
The Quantum Theory of Light.
Oxford University Press, New York, USA (1991).
- [120] Dieter Meschede.
Optik, Licht und Laser.
Teubner, Stuttgart (2005).
- [121] IPG Laser GmbH, Burbach.
YLR-50-LP; Ytterbium Fiber Laser User's Guide (2004).
- [122] D. E. Kelleher and L. I. Podobedova.
Atomic Transition Probabilities of Sodium and Magnesium. A Critical Compilation.
Journal of Physical and Chemical Reference Data, **37**, 267 (2008).

-
- [123] J. P. Brantut, J. F. Clément, M. Robert de Saint Vincent, G. Varoquaux, R. A. Nyman, A. Aspect, T. Bourdel, and P. Bouyer.
Light-shift tomography in an optical-dipole trap for neutral atoms.
Physical Review A, **78**, 031401 (2008).
- [124] Klaus Zipfel.
Untersuchungen zur Realisierung des optischen Speicherns von Magnesium.
Bachelorarbeit, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität, Hannover (2009).
- [125] Timothy P. Dinneen, Christopher D. Wallace, Kit-Yan N. Tan, and Phillip L. Gould.
Use of trapped atoms to measure absolute photoionization cross sections.
Optics Letters, **17**, 1706 (1992).
- [126] V. Wippel, C. Binder, W. Huber, L. Windholz, M. Allegrini, F. Fuso, and E. Arimondo.
Photoionization cross-sections of the first excited states of sodium and lithium in a magneto-optical trap.
European Physical Journal D, **17**, 285 (2001).
- [127] B. C. Duncan, V. Sanchez-Villicana, P. L. Gould, and H. R. Sadeghpour.
Measurement of the $\text{Rb}(5D_{5/2})$ photoionization cross section using trapped atoms.
Physical Review A, **63**, 043411 (2001).
- [128] D N Madsen, S Balslev, M Drewsen, N Kjærgaard, Z Videsen, and J W Thomsen.
Measurements on photo-ionization of $3s3p\ ^1P_1$ magnesium atoms.
Journal of Physics B, **33**, 4981 (2000).
- [129] J. M. Preses, C. E. Burkhardt, W. P. Garver, and J. J. Leventhal.
Photoionization of magnesium near threshold.
Physical Review A, **29**, 985 (1984).
- [130] Dae-Soung Kim and Swaraj S Tayal.
Autoionizing resonances in the photoionization of ground state atomic magnesium.
Journal of Physics B, **33**, 3235 (2000).
- [131] S. J. M. Kuppens, K. L. Corwin, K. W. Miller, T. E. Chupp, and C. E. Wieman.
Loading an optical dipole trap.
Physical Review A, **62**, 013406 (2000).
- [132] Naceur Gaaloul, Annick Suzor-Weiner, Laurence Pruvost, Mourad Telmini, and Eric Charron.
Theoretical study of a cold-atom beam splitter.
Physical Review A, **74**, 023620 (2006).

- [133] C. Y. Yang, P. Halder, O. Appel, D. Hansen, and A. Hemmerich.
Continuous loading of 1S_0 calcium atoms into an optical dipole trap.
Physical Review A, **76**, 033418 (2007).
- [134] P. Lemonde.
Optical lattice clocks.
European Physical Journal Special Topics, **172**, 81 (2009).
- [135] J. Stuhler, P. O. Schmidt, S. Hensler, J. Werner, J. Mlynek, and T. Pfau.
Continuous loading of a magnetic trap.
Physical Review A, **64**, 031405 (2001).
- [136] S. B. Nagel, C. E. Simien, S. Laha, P. Gupta, V. S. Ashoka, and T. C. Killian.
Magnetic trapping of metastable 3P_2 atomic strontium.
Physical Review A, **67**, 011401 (2003).
- [137] T. Loftus, J. R. Bochinski, and T. W. Mossberg.
Magnetic trapping of ytterbium and the alkaline-earth metals.
Physical Review A, **66**, 013411 (2002).
- [138] S. Bali, K. M. O'Hara, M. E. Gehm, S. R. Granade, and J. E. Thomas.
Quantum-diffractive background gas collisions in atom-trap heating and loss.
Physical Review A, **60**, R29 (1999).
- [139] K. M. O'Hara, S. R. Granade, M. E. Gehm, T. A. Savard, S. Bali, C. Freed,
and J. E. Thomas.
Ultrastable CO₂ Laser Trapping of Lithium Fermions.
Physical Review Letters, **82**, 4204 (1999).
- [140] K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller, and J. T. M. Walraven.
Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms.
Physical Review A, **58**, 3891 (1998).
- [141] K. Bergmann, H. Theuer, and B. W. Shore.
Coherent population transfer among quantum states of atoms and molecules.
Reviews of Modern Physics, **70**, 1003 (1998).
- [142] S. Friebel, C. D'Andrea, J. Walz, M. Weitz, and T. W. Hänsch.
CO₂-laser optical lattice with cold rubidium atoms.
Physical Review A, **57**, R20 (1998).
- [143] H. Engler, T. Weber, M. Mudrich, R. Grimm, and M. Weidemüller.
Very long storage times and evaporative cooling of cesium atoms in a quasi-electrostatic dipole trap.
Physical Review A, **62**, 031402 (2000).
- [144] Mark Kasevich, David S. Weiss, Erling Riis, Kathryn Moler, Steven Kasapi,
and Steven Chu.
Atomic velocity selection using stimulated Raman transitions.
Physical Review Letters, **66**, 2297 (1991).

-
- [145] M. Mudrich, S. Kraft, K. Singer, R. Grimm, A. Mosk, and M. Weidemüller. Sympathetic Cooling with Two Atomic Species in an Optical Trap. *Physical Review Letters*, **88**, 253001 (2002).
- [146] A. Traverso, R. Chakraborty, Y. N. Martinez de Escobar, P. G. Mickelson, S. B. Nagel, M. Yan, and T. C. Killian. Inelastic and elastic collision rates for triplet states of ultracold strontium. *Physical Review A*, **79**, 060702 (2009).
- [147] Ch. Lisdat, J. S. R. Vellore Winfred, T. Middelmann, F. Riehle, and U. Sterr. Collisional Losses, Decoherence, and Frequency Shifts in Optical Lattice Clocks with Bosons. *Physical Review Letters*, **103**, 090801 (2009).
- [148] L Guidoni and P Verkerk. Optical lattices: cold atoms ordered by light. *Journal of Optics B*, **1**, R23 (1999).
- [149] Allen Lurio. Hyperfine Structure of the 3P States of Zn^{67} and Mg^{25} . *Physical Review*, **126**, 1768 (1962).
- [150] C. Fort, A. Bambini, L. Cacciapuoti, F.S. Cataliotti, M. Prevedelli, G.M. Tino, and M. Inguscio. Cooling mechanisms in potassium magneto-optical traps. *European Physical Journal D*, **3**, 113 (1998).
- [151] Ch. J. Bordé, Ch. Salomon, S. Avrillier, A. van Lerberghe, Ch. Bréant, D. Bassi, and G. Scoles. Optical Ramsey fringes with traveling waves. *Physical Review A*, **30**, 1836 (1984).
- [152] G. Dick. Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards. In *Proceedings of the 19th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Applications and Planning Meeting*, 133–147, Redondo Beach, CA, USA (1987).
- [153] A. Mosk, S. Jochim, H. Moritz, Th. Elsässer, M. Weidemüller, and R. Grimm. Resonator-enhanced optical dipole trap for fermionic lithium atoms. *Optics Letters*, **26**, 1837 (2001).
- [154] Anders Brusch, Rodolphe Le Targat, Xavier Baillard, Mathilde Fouché, and Pierre Lemonde. Hyperpolarizability Effects in a Sr Optical Lattice Clock. *Physical Review Letters*, **96**, 103003 (2006).
- [155] Tetsuya Ido and Hidetoshi Katori. Recoil-Free Spectroscopy of Neutral Sr Atoms in the Lamb-Dicke Regime.

- Physical Review Letters*, **91**, 053001 (2003).
- [156] G. K. Campbell, M. M. Boyd, J. W. Thomsen, M. J. Martin, S. Blatt, M. D. Swallows, T. L. Nicholson, T. Fortier, C. W. Oates, S. A. Diddams, N. D. Lemke, P. Naidon, P. Julienne, Jun Ye, and A. D. Ludlow.
Probing Interactions Between Ultracold Fermions.
Science, **324**, 360 (2009).
- [157] Jérôme Lodewyck, Philip G. Westergaard, and Pierre Lemonde.
Nondestructive measurement of the transition probability in a Sr optical lattice clock.
Physical Review A, **79**, 061401 (2009).
- [158] N. D. Lemke, A. D. Ludlow, Z. W. Barber, T. M. Fortier, S. A. Diddams, Y. Jiang, S. R. Jefferts, T. P. Heavner, T. E. Parker, and C. W. Oates.
Spin-1/2 Optical Lattice Clock.
Physical Review Letters, **103**, 063001 (2009).
- [159] Kevin M. Jones, Eite Tiesinga, Paul D. Lett, and Paul S. Julienne.
Ultracold photoassociation spectroscopy: Long-range molecules and atomic scattering.
Reviews of Modern Physics, **78**, 483 (2006).
- [160] Mette Machholm, Paul S. Julienne, and Kalle-Antti Suominen.
Calculations of collisions between cold alkaline-earth-metal atoms in a weak laser field.
Physical Review A, **64**, 033425 (2001).
- [161] E. Tiesinga, S. Kotochigova, and P. S. Julienne.
Scattering length of the ground-state Mg+Mg collision.
Physical Review A, **65**, 042722 (2002).
- [162] Mette Machholm, Paul S. Julienne, and Kalle-Antti Suominen.
Collisions of cold magnesium atoms in a weak laser field.
Physical Review A, **59**, R4113 (1999).
- [163] T. Zelevinsky, M. M. Boyd, A. D. Ludlow, T. Ido, J. Ye, R. Ciuryło, P. Naidon, and P. S. Julienne.
Narrow Line Photoassociation in an Optical Lattice.
Physical Review Letters, **96**, 203201 (2006).
- [164] R. Ciuryło, E. Tiesinga, and P. S. Julienne.
Optical tuning of the scattering length of cold alkaline-earth-metal atoms.
Physical Review A, **71**, 030701 (2005).
- [165] K. Enomoto, K. Kasa, M. Kitagawa, and Y. Takahashi.
Optical feshbach resonance using the intercombination transition.
Physical Review Letters, **101**, 203201 (2008).

-
- [166] Andrei Derevianko, Sergey G. Porsev, Svetlana Kotochigova, Eite Tiesinga, and Paul S. Julienne.
Ultracold Collision Properties of Metastable Alkaline-Earth Atoms.
Physical Review Letters, **90**, 063002 (2003).
- [167] Mohammadou Mérawa, Didier Bégué, Michel Rérat, and Claude Pouchan.
Long-range dispersion coefficients for the low-lying electronic states of Mg₂
from the calculation of the frequency-dependent dipole polarizabilities of
Mg in its ground and excited states.
Chemical Physics Letters, **334**, 403 (2001).

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

2.1	Termschema von ^{24}Mg	8
2.2	Schematische Zeichnung der Hauptkammer	12
2.3	Schematischer Aufbau Farbstofflasersystem	17
2.4	Schematischer Aufbau des Lasersystem für T-MOT	22
2.5	Lösungen zur Modenentartung im optischen Resonator	26
2.6	Temperatursensitivität des Wellenlängenmessgerätes	28
2.7	Schematischer Aufbau Lasersystem 457 nm	31
2.8	Ladekurve S-MOT	42
2.9	Zerfallskurve S-MOT	43
2.10	Temperaturmessung mit der Flugzeitmethode	46
3.1	Transfer von Atomen aus der S-MOT in das Triplettssystem	53
3.2	Intensitätsabhängigkeit des Transfers von Atomen in das Triplett- system	54
3.3	Frequenzabhängigkeit des Transfers von Atomen in das Triplettssystem	55
3.4	Termschema T-MOT	57
3.5	Rückpumpen in der T-MOT	59
3.6	Zerfallskurve T-MOT	61
4.1	Parameter eines gaußschen Strahls	74
4.2	Dynamische Polarisierbarkeit von 3P_1	77
4.3	Atomzahlverluste durch Licht der Wellenlänge 532 nm als Funktion der Atomzahldichte	82
4.4	Atomzahlverluste durch Licht der Wellenlänge 532 nm als Funktion der Einstrahlzeit	83
4.5	Atomzahlverluste durch Licht der Wellenlänge 532 nm als Funktion der Laserleistung	84
4.6	Atomzahlverluste durch Licht der Wellenlänge 532 nm in Abhän- gigkeit des Anteils der Atome im angeregten Zustand	85
4.7	Lade- und Zerfallskurve der Dipolfalle für verschiedene Ladeverfahren	92
4.8	Atomzahl in der Dipolfalle als Funktion der Intensität des Kühllichtes	94

4.9	Effizienz des kontinuierlichen Ladeverfahrens	96
4.10	Messung der radialen Fallenfrequenz	98
4.11	Temperaturmessung mit Dopplerprofil	101
4.12	Temperatur für verschiedene Falltiefe	102
4.13	Temperaturbestimmung mit release-recapture Verfahren	104
4.14	Zerfallskurve der Dipolfalle für hohe Atomzahl	107
B.1	Dynamische Polarisierbarkeit von 1S_0 und 3P_0	123

TABELLENVERZEICHNIS

2.1	Farbstofflaserstabilisierung zum Kühlen verschiedener Mg-Isotope	19
2.2	Eigenschaften der hochstabilen optischen Resonatoren	32
2.3	Optische Filter für CCD-Kamera	37
2.4	Kalibrierungsfaktoren der CCD-Kamera	38
3.1	Eigenschaften des Kühlüberganges ${}^3P_2 \rightarrow {}^3D_3$	58
4.1	Polarisierbarkeit und Photonenstreurate für 532 nm und 1064 nm	78
4.2	Fallenparameter für verschiedene Strahltaillen	79
A.1	Dynamische Polarisierbarkeit bei 532 nm, π -Polarisation	119
A.2	Dynamische Polarisierbarkeit bei 532 nm, σ^+ -Polarisation	120
A.3	Dynamische Polarisierbarkeit bei 532 nm, σ^- -Polarisation	120
A.4	Dynamische Polarisierbarkeit bei 1064 nm, π -Polarisation	120
A.5	Dynamische Polarisierbarkeit bei 1064 nm, σ^+ -Polarisation	121
A.6	Dynamische Polarisierbarkeit bei 1064 nm, σ^- -Polarisation	121

DANKSAGUNG

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen und mich während der Zeit meiner Doktorarbeit unterstützt haben.

Zuerst möchte ich Prof. Dr. Ernst M. Rasel für die interessante und herausfordernde Themenstellung meiner Doktorarbeit danken. In zahlreichen Diskussionen hat er mich stets neu für die Arbeit am Magnesium-Experiment motiviert und dazu gebracht, an kritischen Punkten die richtigen Fragen zu stellen. Er hat auch immer dafür gesorgt, dass man trotz akuter experimenteller Probleme die aktuellen Entwicklungen auf dem Gebiet der optischen Frequenzstandards nicht verpasst. Zudem versteht Ernst es vorzüglich, ein schlagkräftiges Team zu bilden, das es erst ermöglicht, ein so herausforderndes Experiment durchzuführen.

Herrn Prof. Dr. Wolfgang Ertmer danke ich nicht nur für die Übernahme des Koreferats und der Bereitstellung der exzellenten Rahmenbedingungen am Institut für Quantenoptik, sondern insbesondere für seine herausragende Unterstützung und sein großes Interesse am Magnesium-Experiment. Das von ihm angeregte und unterstützte Dänemark-Seminar ist wichtiger Beitrag zur wissenschaftlichen Diskussion und zur Teambildung in der Gruppe, die eine effiziente und freundschaftliche Zusammenarbeit erst möglich macht. Prof. Dr. Luis Santos danke ich für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes bei der Disputation.

Das Magnesium-Experiment wäre ohne ein motiviertes Team nicht durchführbar. Daher danke ich Dr. Nils Rehbein, Dr. Karsten Moldenhauer, Dr. Jan Friebe, André Pape, Temmo Wübbena, André Kulosa, Alexander Voskrebenez, Dominika Fim, Steffen Rühmann, Klaus Zipfel, Sina Malobabic und Dr. Hrishikesh Kellkar für die hervorragende Zusammenarbeit in den vergangenen Jahren. Dabei sind Karsten und Jan besonders hervorzuheben, mit denen ich viele Messtage im Labor verbracht habe und auf deren kompetenten Rat und deren Hilfe ich mich jederzeit verlassen konnte. Temmo, André, Klaus und Hrishi danke ich für die Hilfe bei den in dieser Arbeit vorgestellten Messungen. Ihnen wünsche ich viel Erfolg für die Zukunft des Magnesium-Experiments.

Das Institut für Quantenoptik zeichnet sich durch eine einzigartige Arbeitsatmosphäre und große Hilfsbereitschaft unter den Doktoranden aus. Hierfür möchte ich mich exemplarisch bei den „alten Herren“ Dr. Carsten Klempt, Dr. Karsten Mol-

denhauer, Dr. Sascha Drenkelforth, Dr. Thorsten Henninger, Dr. Tim van Zoest sowie meinen Mitstreitern aus dem Promotionsjahrgang 2009/2010, Dr. Oliver Topic, Dr. Jan Friebe, Dr. Michael Gilowski und Dr. Maic Zaiser für die zahlreichen Diskussionen und darüber hinaus für die gute Freundschaft bedanken.

Bei Dr. Harald Schnatz, Dr. Gesine Grosche, Burghard Lipphardt und Osama Terra von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt bedanke ich mich für die hervorragende Zusammenarbeit und die zahlreichen Hinweise zu optischen Frequenzmessungen.

Ich danke Frau Faber, Frau Hünnitsch, Frau Pfenning, Dr. Gaul, Dr. Scholz und der gesamten „Chefetage“ für die unkomplizierte und kompetente Hilfe in allen möglichen organisatorischen Dingen. Dem Team der Mechanik-Werkstatt danke ich für die erstklassigen feinmechanischen Arbeiten und Dr. Kai-Martin Knaak für seinen Rat und seine Unterstützung bei zahlreichen elektronischen Problemen.

André Pape, Temmo Wübbena, André Kulosa und Dr. Jan Friebe danke ich für das Korrekturlesen der Arbeit und für die daraus resultierenden Verbesserungsvorschläge. Ferner bin ich Klaus Zipfel für die gewissenhafte Überprüfung der Berechnungen sehr dankbar.

Außerdem danke ich meinen Eltern für die jahrelange Unterstützung während des Studiums und der Promotion, wodurch mir dies alles erst möglich war.

Mein größter Dank gebührt Mareike für ihre großartige emotionale Unterstützung und ihre Geduld, die mir insbesondere in den Monaten des Zusammenschreibens der Dissertation eine wichtige Stütze waren.

DANKE

Publikationsliste

- Long-distance remote comparison of ultrastable optical frequencies with 10^{-15} instability in fractions of a second
André Pape, Osama Terra, Jan Friebe, Matthias Riedmann, Temmo Wübbena, Ernst-M. Rasel, Katharina Predehl, Thomas Legero, Burghard Lipphardt, Harald Schnatz, and Gesine Grosche
Optics Express, **18**, 21477 (2010).
- Phase-Coherent Frequency Comparison of Optical Clocks Using a Telecommunication Fiber Link
Harald Schnatz, Osama Terra, Katharina Predehl, Thorsten Feldmann, Thomas Legero, Burghard Lipphardt, Uwe Sterr, Gesine Grosche, Ronald Holzwarth, Theodor W. Hänsch, Thomas Udem, Zehuang H. Lu, Li J. Wang, Wolfgang Ertmer, Jan Friebe, André Pape, Ernst-M. Rasel, Matthias Riedmann, and Temmo Wübbena
IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, **57**, 175 (2010).
- Absolute frequency measurement of the magnesium intercombination transition $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$
Jan Friebe, André Pape, Matthias Riedmann, Karsten Moldenhauer, Tanja Mehlstäubler, Nils Rehbein, Christian Lisdat, Ernst M. Rasel, Wolfgang Ertmer, Harald Schnatz, Burghard Lipphardt, and Gesine Grosche
Physical Review A, **78**, 033830 (2008).
- Potassium ground-state scattering parameters and Born-Oppenheimer potentials from molecular spectroscopy
Stephan Falke, Horst Knöckel, Jan Friebe, Matthias Riedmann, Eberhard Tiemann, and Christian Lisdat
Physical Review A, **78**, 012503 (2008).
- Observation of sub-Doppler temperatures in bosonic magnesium
T. E. Mehlstäubler, K. Moldenhauer, M. Riedmann, N. Rehbein, J. Friebe, E. M. Rasel, and W. Ertmer
Physical Review A, **77**, 021402(R) (2008).
- Neutral Atom Lithography Using a Beam of Metastable Helium Collimated by Bichromatic Light
Matthias Riedmann
Master's Thesis, State University of New York at Stony Brook, Stony Brook, New York, USA (2005).

Lebenslauf

Persönliche Daten

Matthias Riedmann
Sedanstraße 52
30161 Hannover

Geboren am 21.05.1982 in Würzburg

Promotions-Studium

seit 12/2005 *Doktorarbeit am Institut für Quantenoptik*
in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Ernst M. Rasel

Studium

8/2005 *Master of Arts in Physics*
State University of New York at Stony Brook

9/2004 – 8/2005 *Studium und Masterarbeit*
State University of New York at Stony Brook
Stony Brook, New York, USA
Titel: Neutral Atom Lithography Using a Beam of
Metastable Helium Collimated by Bichromatic Light

10/2003 – 7/2004 *Hauptstudium Physik (Diplom)*
Bayerische Julius-Maximilians Universität Würzburg

10/2003 *Vordiplom Physik*
Bayerische Julius-Maximilians Universität Würzburg

4/2002 – 9/2003 *Grundstudium Physik (Diplom)*
Bayerische Julius-Maximilians Universität Würzburg

Wehrdienst

7/2001 – 3/2002 8./GebSanRgt 8, Kempten
StoSanZ, Veitshöchheim

Schulabschluss

6/2001 *Abitur*
Deutschhaus-Gymnasium Würzburg