
SPEKTROSKOPIE DES $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$
UHRENÜBERGANGS VON ^{24}Mg IN
EINEM OPTISCHEN GITTER BEI DER
VORHERGESAGTEN MAGISCHEN
WELLENLÄNGE

Von der Fakultät für Mathematik und Physik der
Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover
zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften
Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation von

Dipl.-Phys. Temmo Wichert Wübbena,
geboren am 19.01.1984 in Hannover

2013

Referent: Prof. Dr. Ernst M. Rasel

Koreferent: Prof. Dr. Wolfgang Ertmer

Tag der Promotion: 28. Januar 2013

Zusammenfassung

Optische Uhren stellen die Zukunft der Frequenz- und Zeitmessung dar. Schon heute weisen sie weit größere Genauigkeiten und Stabilitäten als Atomuhren auf Basis von Mikrowellenübergängen auf. In optischen Uhren dient das Lichtfeld eines Lasers als Abfrageoszillator. Die Frequenz dieses Feldes wird mit Hilfe der Spektroskopie eines Uhrenübergangs auf einen absoluten Wert stabilisiert. Dies ist entweder ein Übergang eines Ions in einer Ionenfalle (Ionenuhr) oder eines Ensembles neutraler Atome in einem optischen Gitter bei der magischen Wellenlänge (Gitteruhr). Die magische Wellenlänge ist dabei die Wellenlänge, bei der das optische Gitter die Energie beider am Uhrenübergang beteiligter Zustände um den selben Betrag verschiebt und die Übergangsfrequenz somit in erster Ordnung nicht beeinflusst. Während Ionenuhren sehr hohe Genauigkeiten erreichen, ist ihre Stabilität aufgrund des einzelnen abgefragten Ions sehr gering. Gitteruhren können hingegen aufgrund der großen Zahl von Atomen sehr hohe Stabilitäten erreichen, doch liegen ihre Genauigkeiten noch unter denen von Ionenuhren. Um die Genauigkeit der Gitteruhren zu erhöhen, werden alternative atomare Spezies, die eine geringere Sensitivität auf äußere Einflüsse aufweisen, untersucht. Eines dieser Elemente ist Magnesium, das sich unter anderem durch eine geringe Sensitivität auf Schwarzkörperstrahlung auszeichnet, die gegenwärtig die Genauigkeit der präzisesten optischen Neutralatomuhren limitiert.

Im Rahmen dieser Arbeit wird das Speichern von Magnesium in einem optischen Gitter bei der vorhergesagten magischen Wellenlänge sowie die Spektroskopie des doppelt verbotenen Uhrenübergangs von ^{24}Mg gezeigt und untersucht. Es werden somit alle für den Betrieb einer optischen Gitteruhr auf Basis von ^{24}Mg benötigten Techniken demonstriert.

Da das Licht bei der magischen Wellenlänge in der Lage ist, Magnesiumatome in angeregten Zuständen der magneto-optischen Fallen zu ionisieren, lässt sich Magnesium nicht direkt aus diesen in das optische Gitter laden. Daher wird ein für Gitteruhren neues Verfahren verwendet, bei dem Magnesiumatome zunächst in einem zweistufigen kontinuierlichen Ladeverfahren in einer optische Dipolfalle akkumuliert werden, aus der sie dann in das optische Gitter, das mit der Dipolfalle überlagert ist, umgeladen werden. Mit diesem Verfahren können innerhalb weniger Sekunden bis zu 10^4 Atome im optischen Gitter gefangen werden.

Der Uhrenübergang $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ von ^{24}Mg ist ein $J = 0 \rightarrow J' = 0$ Übergang und somit für alle Ein-Photonen-Prozesse verboten. Er wird daher mit Hilfe magnetfeldinduzierter Anregung spektroskopiert. Bei diesem Spektroskopieverfahren wird der $^3\text{P}_0$ -Zustand über ein magnetisches Feld an den $^3\text{P}_1$ -Zustand gekoppelt, wodurch der Uhrenübergang schwach erlaubt ist. Mit diesem Verfahren konnten 25 % der im optischen Gitter im $^3\text{P}_0$ -Zustand gefangenen Atome über den Uhrenübergang abgeregt werden.

Schlagwörter: Magnesium, optisches Gitter, optischer Frequenzstandard

Abstract

Optical clocks represent the future of time and frequency metrology. Today, they already exceed atomic clocks based on microwave transitions in accuracy and stability. In optical clocks, the light field of a laser is used as an interrogation oscillator. The frequency of this field is stabilized to an absolute value by means of spectroscopy of a clock transition. This transition either belongs to an ion trapped in an ion trap (ion clock) or an ensemble of neutral atoms in an optical lattice at the magic wavelength (lattice clock). The magic wavelength is the wavelength at which the potential induced by the optical lattice is identical for both clock states, leaving the clock transition frequency unperturbed to first order. Although ion clocks achieve very high accuracies, their stability is limited due using just one interrogated ion. Lattice clocks, however, achieve very high stabilities because of the large number of interrogated atoms, but their accuracy is below that of ion clocks. In order to increase the accuracy of lattice clocks, alternative atomic species, which have a lower sensitivity to external perturbations, are under investigation. One of these elements is magnesium, which benefits from a low sensitivity to blackbody radiation, which currently limits the accuracy of the most precise lattice clocks.

In the framework of this thesis, trapping of magnesium in an optical lattice at the predicted magic wavelength as well as the spectroscopy of the doubly forbidden clock transition were accomplished and studied. Therefore all necessary techniques for the operation of an optical lattice clock based on ^{24}Mg are demonstrated.

Because light at the magic wavelength is able to ionize magnesium atoms in the excited states of the magneto-optical traps, direct loading of the optical lattice is not possible. Therefore, a new method for loading atoms into the magic wavelength lattice is applied. Magnesium atoms are initially accumulated in an optical dipole trap by means of a continuous two-stage loading scheme. From this dipole trap, they are transferred to the superimposed magic wavelength lattice. Using this scheme up to 10^4 atoms can be loaded into the optical lattice within a few seconds.

As the $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ clock transition of ^{24}Mg is a $J = 0 \rightarrow J' = 0$ transition, it is forbidden for single photon processes. Therefore, magnetic field induced spectroscopy was performed. In this spectroscopy method, the $^3\text{P}_0$ state is coupled to the $^3\text{P}_1$ state by a magnetic field, whereby the clock transition becomes weakly allowed. Using this method it was possible to de-excite 25% of the atoms trapped in the optical lattice in the $^3\text{P}_0$ state via the clock transition.

Keywords: magnesium, optical lattice, optical frequency standard

INHALTSVERZEICHNIS

1	Einleitung	1
2	Experimenteller Aufbau und Grundlagen	7
2.1	Experimenteller Aufbau	8
2.1.1	Vakuumsystem	8
2.1.2	Magnetfelder	11
2.2	Nahresonante Lasersysteme	12
2.2.1	Lasersystem bei 285 nm	14
2.2.2	Lasersystem bei 457 nm	18
2.2.3	Lasersysteme bei 383 nm	20
2.2.4	Lasersystem bei 458 nm	23
2.3	Detektion	25
2.3.1	Optischer Aufbau	26
2.3.2	Fluoreszenzdetektion	26
2.3.3	Rauscharme Auswertung	27
2.4	Singulett-MOT	28
2.4.1	Optischer Aufbau	28
2.4.2	Eigenschaften	29
2.5	Triplett-MOT	30
2.5.1	Optischer Aufbau	30
2.5.2	Transfer der Atome in das Triplett-Regime	31
2.5.3	Eigenschaften der T-MOT	31

2.6	Dipolfalle	32
2.6.1	Optischer Aufbau	32
2.6.2	Kontinuierliches Laden der Dipolfalle	32
3	Ein magisches Gitter für Magnesium	35
3.1	Spektroskopie	37
3.1.1	Spektroskopie an freifallenden Atomen	37
3.1.2	Spektroskopie lokalisierter Atome	39
3.1.3	Aufgelöstes-Seitenband-Regime	44
3.1.4	Lamb-Dicke-Regime	45
3.1.5	Magische Wellenlänge	47
3.1.6	Berücksichtigung der endlichen Potentialtiefe	49
3.2	Experimenteller Aufbau	52
3.2.1	Lasersystem zur Erzeugung des Lichtes bei der magischen Wellenlänge	52
3.2.2	Überhöhungsresonator	56
3.3	Laden des magischen Gitters	62
3.3.1	Optischer Aufbau	62
3.3.2	Ladesequenz	63
3.3.3	Anpassung der Dipolfalle	64
3.3.4	Umladeeffizienz	65
3.4	Charakterisierung des magischen Gitters	65
3.4.1	Lebensdauer	66
3.4.2	Temperaturmessung	68
3.4.3	Stabilität	69
3.4.4	Fallenfrequenzen	75
4	Spektroskopie des $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Übergangs von ^{24}Mg	79
4.1	Magnetfeldinduzierte Anregung	81
4.2	Magnetfeldkalibrierung	83
4.3	Spektroskopie des Übergangs	86

4.3.1	Aufbau	86
4.3.2	Erwartetes Signal	87
4.3.3	Spektroskopie	89
5	Ausblick	95
5.1	Systematische Einflüsse auf einen Magnesium-Frequenzstandard . .	95
5.1.1	Stark-Effekt	96
5.1.2	Zeeman-Effekt	98
5.1.3	Äußere Freiheitsgrade	100
5.1.4	Stöße	101
5.2	Nächste Schritte	101
5.2.1	Spektroskopie im gegenwärtigen Aufbau des optischen Gitters	102
5.2.2	Vertikales magisches Gitter	102
5.2.3	Neues Vakuumsystem	103

Einleitung

Die präzise Spektroskopie elektronischer Übergänge in Atomen hat im letzten Jahrhundert zu einer großen Zahl technologischer und wissenschaftlicher Fortschritte geführt [1]. Eine bedeutende Anwendung dieser Spektroskopie sind atomare Frequenzstandards und Uhren. Im Gegensatz zu klassischen Oszillatoren wie Pendeln oder Quarzen, hängen atomare Übergangsfrequenzen nicht von Fertigungsge-nauigkeiten, sondern nur von den physikalischen Eigenschaften des verwendeten Elements ab. Da diese bei allen Atomen desselben Isotops identisch sind, stellen atomare Übergangsfrequenzen eine absolute Frequenzreferenz dar. Bereits 1879 wurde in [2] vorgeschlagen, atomare Resonanzen als absolute Zeiteinheit zu verwenden. Nach theoretischen Vorarbeiten [3] konnte 1948 eine erste Uhr auf Basis der Inversionsfrequenz von Ammoniakmolekülen realisiert werden [4]. Die Leistungsfähigkeit dieser ersten Atomuhr lag jedoch unter denen der zu dieser Zeit verwendeten Quarzuhren [5]. Durch die Entwicklung von Caesiumuhren, die auf der Spektroskopie der Hyperfeinstrukturaufspaltung des Grundzustands von ^{133}Cs basieren, konnten Stabilität und Genauigkeit signifikant gesteigert werden [6, 7].

Nach der Entdeckung, dass die Erdrotation nicht konstant ist [8] und sich somit nicht als absolute Frequenzreferenz eignet, ist man 1967 dazu übergegangen, die Sekunde nicht mehr über die Länge des Tages, sondern über die Frequenz des Hyperfeinstrukturübergangs von ^{133}Cs zu definieren [9]. Aufgrund der hohen Genauigkeit, mit der sich die Sekunde mit Hilfe von Caesium-Frequenzstandards realisieren ließ, wurde 1983 auch das Meter über die Festlegung der Lichtgeschwindigkeit durch diese atomare Übergangsfrequenz definiert [10]. Es gibt Bestrebungen, langfristig alle physikalischen Einheiten über die Festlegung von Naturkonstanten auf die Frequenzen atomarer Übergänge zurückzuführen [11]. Dies macht die Bedeutung der Entwicklung genauer atomarer Frequenzstandards offensichtlich.

Neben der absoluten Genauigkeit, die von der Sensitivität des gewählten Übergangs auf äußere Einflüsse und der Möglichkeit diese experimentell zu kontrollieren abhängt, ist auch die Stabilität des Frequenzstandards von Interesse. Denn nur mit einem ausreichend stabilen Standard kann bei Messungen von der Genauigkeit der zugrundeliegenden atomaren Resonanz Gebrauch gemacht werden. Die Stabilität eines Frequenzstandards hängt neben dem möglichen Signal-zu-Rausch-Verhältnis S/N^a bei der Spektroskopie des atomaren Übergangs auch von dessen Liniengüte ab. Diese ist das Verhältnis von Linienbreite $\Delta\nu$ und Übergangsfrequenz ν_0 der atomaren Resonanz. Für den Fall, dass die Stabilität des atomaren Frequenzstandards durch weißes Frequenzrauschen dominiert ist, ergibt sich für die zeitabhängige Stabilität σ_y eines periodisch auf eine atomare Resonanz stabilisierten Frequenzstandards in Abhängigkeit von der Integrationszeit τ

$$\sigma(\tau) = \frac{1}{K} \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \frac{N}{S} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}}, \quad (1.1)$$

wobei K ein Faktor der Größenordnung 1 ist, der von der Form der spektroskopierten Linie abhängt, und T_c der Zykluszeit der Spektroskopiesequenz entspricht [12]. Neben einer Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses kann die Stabilität eines Frequenzstandards auch durch die Verringerung der Linienbreite $\Delta\nu$ oder eine Erhöhung der atomaren Übergangsfrequenz ν_0 gesteigert werden. Die auflösbare Linienbreite fast aller atomarer Frequenzstandards ist durch die Fourierverbreiterung aufgrund der endlichen Spektroskopiezeit limitiert. Diese kann bei Mikrowellenstandards mit Hilfe der Methode der getrennt oszillierenden Felder [13] zwar stark erhöht werden, ist aber durch experimentelle Möglichkeiten beschränkt.

Bei optischen Frequenzstandards werden anstelle von Mikrowellenübergängen optische Resonanzen als Uhrenübergang verwendet. Diese haben gegenüber den Mikrowellenübergängen eine um annähernd 10^5 größere Übergangsfrequenz ν_0 und somit das Potential zu weit größeren Stabilitäten. Da optische Frequenzen nicht elektronisch gezählt werden können, war es zu Beginn der Forschung an optischen Frequenzstandards notwendig, aufwendige Frequenzketten [14] zu betreiben, um optische Frequenzen mit Mikrowellen zu vergleichen. Erst durch die Entwicklung des Frequenzkamms [15, 16] wurde die Arbeit mit optischen Frequenzstandards praktikabel.

Um bei der Spektroskopie des Uhrenübergangs nicht durch Doppler-Effekte beeinflusst zu werden, arbeiten moderne optische Frequenzstandards im Lamb-Dicke-Regime [17]. Dazu müssen die Atome in einem Bereich kleiner als die Wellenlänge des Uhrenübergangs lokalisiert werden. Um die Genauigkeit des Frequenzstandards dabei nicht zu reduzieren, darf das zur Lokalisierung verwendete Potential den Uhrenübergang nicht beeinflussen.

^a engl.: signal-to-noise ratio

Eine Möglichkeit, ein solches Potential zu realisieren, wird in Ionenuhren verwendet. Bei diesen wird meist ein einzelnes Ion in einer Ionenfalle, wie einer Paul-Falle, im Lamb-Dicke-Regime lokalisiert. Durch die Stabilisierung eines Spektroskopielasers auf den Uhrenübergang dieses Ions, wird ein optischer Frequenzstandard und somit eine optische Uhr realisiert. Mit Ionenuhren werden bei Auflösungen von wenigen Hertz relative Genauigkeiten bis zu $8,6 \times 10^{-18}$ erzielt [18]. Da jedoch an nur einem einzigen Ion spektroskopiert wird, kann das maximale Signal-zu-Rausch-Verhältnis nicht größer als Eins werden. Dies limitiert die maximal mögliche Stabilität, die mit einer Ionenuhr erreicht werden kann.

Durch die Verwendung eines optischen Gitters als Falle ist es möglich, eine große Zahl neutraler Atome im Lamb-Dicke-Regime zu lokalisieren und somit bei der Spektroskopie ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erzielen. Dieses Gitter muss bei der sogenannten magischen Wellenlänge betrieben werden, bei der das erzeugte Dipolpotential beider am Uhrenübergang beteiligten Zustände identisch ist. Auf diese Weise wird der Uhrenübergang in solchen optischen Gitteruhren nicht beeinflusst [19].

Als Kandidaten für optische Gitteruhren bieten sich Erdalkaliatome und erdalkali-ähnliche Atome an. Diese weisen den Interkombinationsübergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ auf, der sich durch eine schmale Linienbreite und große Insensitivität auf äußere Einflüsse auszeichnet. Da dieser Übergang ein $J = 0 \rightarrow J = 0$ Übergang ist, ist er in bosonischen Isotopen für Ein-Photonen-Übergänge verboten. Der 3P_0 -Zustand kann jedoch über ein Magnetfeld an den 3P_1 -Zustand gekoppelt und somit über Dipolübergänge angeregt werden. In Fermionen übernimmt das Magnetfeld des Kerns diese Aufgabe, in Bosonen muss ein externes Magnetfeld angelegt werden [20]. Optische Gitteruhren wurden sowohl mit fermionischem Strontium [21, 22], Ytterbium [23] und Quecksilber [24, 25] als auch mit bosonischem Strontium [26] und Ytterbium [27] realisiert.

Die Genauigkeit gitterbasierter Frequenzstandards ist heute durch den unbekannt Einfluss der Schwarzkörperstrahlung auf den Uhrenübergang limitiert [28]. Diese führt zu einer Verschiebung der Übergangsfrequenz in annähernd vierter Potenz der Temperatur [29]. Dadurch wird die Genauigkeit auf zwei Weisen limitiert: Zum einen führen Unsicherheiten der Umgebungstemperatur der Atome zu entsprechenden Unsicherheiten bei der Berechnung der von der Schwarzkörperstrahlung verursachten Frequenzverschiebung [30], zum anderen weist auch die theoretische Vorhersage der Verschiebung bei bekannter Temperatur eine Unsicherheit auf [31].

Durch die Messung der Gleichspannungspolarisierbarkeit von Strontium (Ytterbium), konnte die Unsicherheit aufgrund der Schwarzkörperstrahlung bei bekannter Umgebungstemperatur auf 5×10^{-18} (3×10^{-17}) reduziert werden [32, 33], doch muss die Umgebungstemperatur, um diesen Wert zu erreichen, auf 68 mK (0,9 K) bekannt sein [29]. Eine Alternative besteht darin, die optische Gitteruhr bei kryo-

genen Temperaturen zu betreiben [34]. Hierbei ist der Einfluss der Schwarzkörperstrahlung aufgrund der T^4 -Abhängigkeit stark reduziert.

Eine Alternative zum Betrieb kryogener Gitteruhren besteht in der Verwendung von Elementen mit einer geringen Sensitivität auf Schwarzkörperstrahlung. Hierfür eignet sich sowohl Quecksilber als auch Magnesium [29, 31]. Quecksilber konnte bereits in einem Gitter bei der magischen Wellenlänge gefangen und der Uhrenübergang spektroskopiert werden [35]. Mit Magnesium ist beides erstmalig im Rahmen dieser Dissertation gelungen.

Um Strontium-Atome in ein optisches Gitter zu laden, werden diese zunächst in einer magneto-optischen Falle auf dem $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ gefangen und dann in einer zweiten magneto-optischen Falle auf dem $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ -Übergang auf wenige μK gekühlt. Aus dieser zweiten Falle können die Atome dann direkt in das optische Gitter geladen werden [36]. Während diese zweite magneto-optische Falle auch bei Ytterbium [37] und Quecksilber [38] anwendbar ist, reicht die Streurate des $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ -Übergangs bei Magnesium nicht, um die Atome gegen die Gravitation zu halten. Auch Quenchkühlen, was bei Kalzium erfolgreich eingesetzt wird [39], ist bei Magnesium aufgrund der geringen Linienbreite nicht erfolgsversprechend [40].

Um Magnesium dennoch in optischen Fallen fangen zu können, wurde im Rahmen von [41] ein Verfahren zum kontinuierlichen Laden einer Dipolfalle bei 1064 nm entwickelt [42]. Dieses Verfahren ist jedoch für das Beladen eines optischen Gitters bei der vorhergesagten magischen Wellenlänge von Magnesium von 469 nm [43–46] nicht anwendbar, da Photonen bei dieser Wellenlänge ausreichend Energie haben, um Atome während des kontinuierlichen Ladeschemas zu ionisieren.

Daher wurde im Rahmen dieser Dissertation ein Verfahren entwickelt, bei dem Magnesium-Atome zunächst kontinuierlich in eine Dipolfalle bei 1064 nm geladen und daraufhin in ein optisches Gitter bei der vorhergesagten magischen Wellenlänge umgeladen werden.

In diesem optischen Gitter war es dann im Rahmen dieser Dissertation erstmalig möglich, den zweifach verbotenen Uhrenübergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ von ^{24}Mg durch magnetfeldinduzierte Anregung zu spektroskopieren.

Diese Dissertation ist folgendermaßen strukturiert:

In **Kapitel 2** werden der experimentelle Aufbau beschrieben und die Grundlagen der Laserkühlung und optischen Speicherung von Magnesium kurz erläutert.

Kapitel 3 handelt vom optischen Gitter bei der vorhergesagten magischen Wellenlänge. Zunächst werden die theoretischen Überlegungen aufgeführt, die die Verwendung eines optischen Gitters bei der magischen Wellenlänge motivieren, und es werden Anforderungen aufgestellt, die das optische Gitter erfüllen muss. Es werden das zur Erzeugung des Lichtes bei der magischen Wellenlänge aufgebaute Lasersystem sowie der zur Erzeugung des optischen Gitters realisierte Resonator

beschrieben. Nach einer Beschreibung des benutzten Ladeverfahrens, werden wesentliche Eigenschaften des optischen Gitters charakterisiert.

Kapitel 4 beschreibt die Spektroskopie des verbotenen Uhrenübergangs. Zunächst wird die verwendete magnetfeldinduzierte Spektroskopie theoretisch hergeleitet. Es wird das verwendete Verfahren zur Kalibrierung des für die Spektroskopie notwendigen Magnetfeldes vorgestellt und die Ergebnisse der Kalibrierung werden dargestellt. Abschließend wird die erfolgreiche Spektroskopie des $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Uhrenübergangs vorgestellt und diskutiert.

Experimenteller Aufbau und Grundlagen

Für das Fangen und Kühlen von Magnesium werden diverse experimentelle Apparaturen und Techniken benötigt, die in diesem Kapitel vorgestellt werden. So können atomoptische Experimente nur unter Ultrahochvakuumbedingungen durchgeführt werden und für den Betrieb magneto-optischer Fallen sowie für spektroskopische Experimente werden verschiedene Magnetfeldkonfigurationen benötigt. Die verwendete Vakuumanlage und die Magnetfelder erzeugenden Spulen werden in Abschnitt 2.1 beschrieben. Um Atome zu kühlen, zu manipulieren und zu detektieren, werden nahresonante Lichtfelder benötigt, die mit frequenzstabilisierten Lasersystemen erzeugt werden. Diese Lasersysteme werden in Abschnitt 2.2 und die Detektion der Atomwolke in Abschnitt 2.3 vorgestellt. Für das Fangen und Kühlen von Magnesium werden zwei magneto-optische Fallen verwendet, von denen eine im Singulett-System und eine im Triplett-System arbeitet. In den Abschnitten 2.4 und 2.5 werden diese Fallen beschrieben. Desweiteren dient eine Dipolfalle als Zwischenschritt aller im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente. Die Eigenschaften dieser Dipolfalle und die zum Laden der Dipolfalle entwickelten Techniken werden in Abschnitt 2.6 erläutert.

Der Großteil der in diesem Kapitel beschriebenen Apparaturen und Techniken wurden im Rahmen vorhergegangener Arbeiten aufgebaut und entwickelt, sie werden hier daher nur kurz beschrieben. Detailliertere Informationen zu den einzelnen Aufbauten und Techniken können den jeweils angegebenen Arbeiten entnommen werden.

2.1 Experimenteller Aufbau

Das Vakuumsystem sowie die Magnetspulen wurden im Wesentlichen im Rahmen der Arbeiten [47–49] aufgebaut. Lediglich eine neue Ansteuerung sowie Regelung der Spulenströme wurde für die in dieser Arbeit vorgestellten Experimente realisiert.

2.1.1 Vakuumsystem

Für Experimente mit kalten Gasen ist es unerlässlich, dass diese in Ultrahochvakuum ausgeführt werden. Nur auf diese Weise kann sichergestellt werden, dass die Atome nicht mit Hintergrundgas wechselwirken. Für die Bereitstellung von Magnesium-Atomen ist es jedoch nötig, einen Magnesium-Ofen zu betreiben. Da dieser die Qualität des Vakuums stark beeinträchtigt, werden zwei über eine Apertur verbundenen Vakuumkammern verwendet. In der einen Kammer, der Quellenkammer, befindet sich der Magnesium-Ofen. Der vom Ofen erzeugte Atomstrahl gelangt nun durch die Apertur in die Hauptkammer, in der alle weiteren Experimente unter besseren Vakuumbedingungen stattfinden können. Um sicherzustellen, dass Vibrationen der Vakuumpumpen nicht auf die Atome übertragen werden, befindet sich der gesamte Vakuumaufbau auf einem separaten Gestell, das mechanisch vom optischen Aufbau sowie den Magnetfeldspulen entkoppelt ist.

Quellenkammer

In der Quellenkammer befindet sich der Magnesium-Ofen. Der Ofen besteht aus einer kleinen Kammer die mit festem Magnesium gefüllt ist. Dieses Magnesium wird im experimentellen Betrieb auf eine Temperatur von etwa 450 °C erhitzt. Dadurch wird der Dampfdruck erhöht und Magnesiumatome verlassen den Ofen durch kleine Bohrungen. Bei geeigneten Bedingungen stoßen die Atome nicht mehr und die Divergenz des Atomstrahls ist durch die Geometrie der Bohrungen gegeben (effusive Quelle)[49]. Der Ofen ist auf eine 5 mm große Apertur gerichtet, durch die die Atome die Quellenkammer verlassen und in die Hauptkammer gelangen. In der Hauptkammer wird der entstandene Atomstrahl mit Hilfe eines Zeeman-Bremsstrahls auf dem geschlossenen Übergang $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ für weitere Experimente abgebremst. Die Apertur kann durch einem mechanischen Verschluss geschlossen werden. Auf diese Weise kann der Atomstrahl nach dem Laden der Fallen blockiert werden, so dass folgende Experimente nicht durch Stöße mit dem Strahl gestört werden können.

Die Magnesium-Atome, die die Quellenkammer nicht durch die Apertur verlassen, sowie eventuelle Kontaminationen müssen abgepumpt werden. Zu diesem Zweck

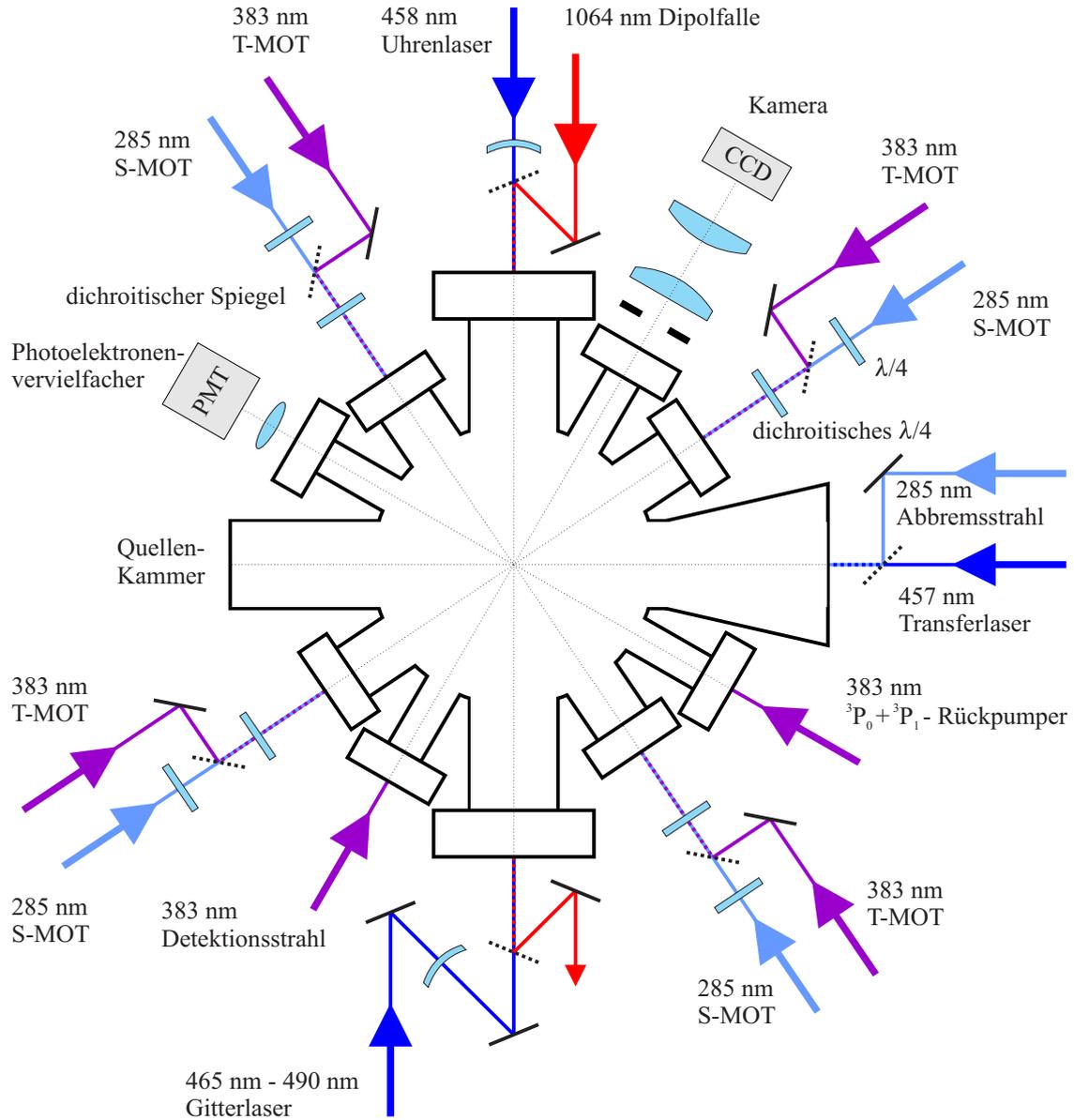


Abbildung 2.1: Skizze der horizontalen Ebene der Haupt-Vakuumkammer mit Einstrahlrichtungen der Laser. Das dritte Strahlenpaar der magneto-optischen Fallen verläuft senkrecht zur Zeichenebene. (Eine detaillierte Beschreibung des Überhöhungsresonators befindet sich in Abschnitt 3.2.2)

befindet sich an der Quellenkammer eine Turbomolekularpumpe^a, mit der der Druck in der Quellenkammer auf $5 \times 10^{-9} - 8 \times 10^{-9}$ mbar reduziert wird. Zur Kontrolle des Druckes befindet sich desweiteren ein Kaltkathodenmessgerät^b an der Quellenkammer.

Hauptkammer

Die Hauptkammer besteht aus einem Stahlzylinder mit einem Durchmesser von 210 mm. Die Zylinderachse ist vertikal angeordnet und schließt mit zwei DN200CF-Flanschen ab. An diesen vertikalen Flanschen sind Fenster mit Hilfe spezieller Topfflansche angebracht, wodurch die Magnetfeldspulen sehr nahe an die Atome herangebracht werden können. In der horizontalen Ebene sind zwölf weitere Flansche in den Größen DN40CG und DN63CF an den Zylinder angeschweißt. An zehn der horizontalen Flansche ist direkt ein Fenster für einen optischen Zugang angebracht. An einem weiteren Flansch befindet sich die Quellenkammer. Gegenüber der Quellenkammer befindet sich ein Kreuz, an dem eine Turbomolekularpumpe^c, eine Ionengetterpumpe^d, eine Vakuummessgerät^e sowie einem optischen Zugang für den Zeeman-Bremsstrahl angebracht sind (siehe Abbildung 2.1). Diese Vakuumpumpen erzeugen in der Hauptkammer einen Druck von $4 \times 10^{-10} - 1,4 \times 10^{-9}$ mbar, welcher für die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente ausreichen ist. Vier der elf optischen Zugänge in der horizontalen Ebene werden für die Strahlen der magneto-optischen Fallen genutzt. Dazu werden zirkular polarisiertes Licht der S-MOT und linear polarisiertes Licht der T-MOT zunächst mit einem dichroitischen Spiegel überlagert. Das kombinierte Strahlenpaar passiert dann eine dichroitische Verzögerungsplatte, durch die auch das Licht der T-MOT die nötige zirkulare Polarisation erhält. Ein optischer Zugang wird für die Abbildung der Atome auf eine Kamera genutzt. Durch den optischen Zugang gegenüber der Kamera kann ein Detektionsstrahl für Absorptionenaufnahmen eingestrahlt werden. Die Fluoreszenz der Atome in der Kammer kann nicht nur mit der Kamera, sondern auch mit einem Photoelektronenvervielfacher detektiert werden. Gegenüber des Photoelektronenvervielfachers befindet sich der optische Zugang für den $^3P_0 \rightarrow ^3D_1$ sowie den $^3P_1 \rightarrow ^3D_2$ Rückpumper. Dies ist möglich, da die Rückpumper bei den in dieser Dissertation vorgestellten Experimenten nicht gleichzeitig mit dem Photoelektronenvervielfacher in der selben experimentellen Sequenz verwendet werden. Die übrigen zwei optischen Zugänge befinden sich in der horizontalen Ebene senkrecht zum Atomstrahl. Die Fenster dieser Zugänge sind sowohl für den Transferlaser, für den Uhrenlaser als auch für das Licht des Gitters anti-reflex beschichtet.

^a TMU 071, Fa. Pfeiffer, Saugleistung 601/s

^b CompactFullRange Gauge, Fa. Pfeiffer

^c TMU 260, Fa Pfeiffer, Saugleistung 2001/s

^d Star-Cell VacIon, Fa. Varian, Saugleistung 1201/h

^e Kaltkathoden-Messröhre KR-70, Fa. Balzer

Um mögliche Spannungen im Substrat zu verhindern, die zu Störungen in den Wellenfronten des Gitters oder des Uhrenlasers führen würden, sind diese Fenster mit Indium abgedichtet. Bei allen Fenstern ist bereits nach wenigen Monaten ein Rückgang der Transmission feststellbar [49]. Mögliche Ursachen können eine Anlagerung von Magnesium an den Fensterinnenseiten oder eine Degeneration der Beschichtungen aufgrund der ultravioletten Strahlung sein.

2.1.2 Magnetfelder

Für den Betrieb magneto-optischer Fallen sowie für die Spektroskopie des $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Übergangs sind verschiedene homogene und inhomogene Magnetfelder nötig. Am Experiment befinden sich insgesamt fünf Spulenpaare, mit denen sowohl Quadrupolfelder als auch homogene Magnetfelder erzeugt werden können.

Quadrupolfeld

Um Atome in einer magneto-optischen Falle fangen zu können, wird ein magnetisches Quadrupolfeld benötigt. Mit diesem kann über eine ortsabhängige Zeeman-Verschiebung ein räumlicher Einschluss der Atome erzielt werden. Ein solches Quadrupolfeld kann im Experimentaufbau durch ein Spulenpaar in Anti-Helmholtz-Konfiguration erzeugt werden. Diese Spulen bestehen aus gewickeltem Kupferhohldraht und sind in den bereits erwähnten Topfflanschen versenkt. Durch den Kupferhohldraht wird mit einem Druck von 10 bar Kühlwasser gepumpt. Die beiden Spulen sind in Serie geschaltet und werden von einer Spannungsquelle ^a versorgt. Der durch die Spulen fließende Strom wird von einem Stromsensor^b gemessen und über einen PID Regler und einen IGBT ^c geregelt. Bei einem typischen Strom von 200 A erzeugen die Spulen einen Magnetfeldgradienten von 1,3 T/m in vertikaler und 0,65 T/m in horizontaler Richtung. Die minimale Zeitkonstante beim Abschalten des Quadrupolfeldes beträgt etwa 1 ms [50]. Neben dem Fangen von Magnesium in einer S-MOT beziehungsweise T-MOT ist der Magnetfeldgradient auch ausreichend, um Magnesiumatome im 3P_2 -Zustand in einer Magnetfalle zu fangen [49].

Homogene Magnetfelder

Um die Spektroskopie des $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Übergangs zu ermöglichen, ist es nötig, ein großes homogenes Magnetfeld senkrecht zur Spektroskopierichtung anzulegen

^a Hewlett Packard 6682A

^b Fa. LEM

^c engl.: Insulated Gate Bipolar Transistor, Toshiba MG300Q1US51

(siehe Abschnitt 4.1). Am Experimentaufbau gibt es zwei Möglichkeiten, ein homogenes Magnetfeld zu erzeugen.

Für große homogene Magnetfelder kann die Stromflussrichtung in der unteren der beiden Quadrupolfeld-Spulen mit Hilfe von vier IGBTs umgeschaltet werden. Dabei sind die IGBTs in einer H-Brückenschaltung angeordnet, bei der die untere Spule den Brückenweig bildet. Auf diese Weise können die Spulen von einer Anti-Helmholtz-Konfiguration auf eine Helmholtz-Konfiguration umgeschaltet werden. Bei einem maximalen Strom von 200 A kann so ein homogenes Magnetfeld mit einer Feldstärke von bis zu 0,05 T erzeugt werden. Auch bei dieser Konfiguration der Spulen kann der Strom über den fünften IGBT geregelt werden.

Für kleinere, aber auch leichter zu regelnde, homogene Felder gibt es ein weiteres Spulenpaar, dass durch Wicklungen um die DN200CF-Flansche realisiert ist. Mit diesen Spulen kann parallel zu dem eben beschriebenen Magnetfeld ein homogenes Magnetfeld von 0,105 mT/A erzeugt werden. Der maximale Strom im Dauerbetrieb ist aufgrund von Temperaturentwicklung auf 4 A begrenzt. Im kurzzeitigen Betrieb kann dieser Strom jedoch höher sein.

Zur Kompensation von Störmagnetfeldern, wie zum Beispiel dem Erdmagnetfeld, sind an der Vakuumkammer drei weitere Spulenpaare angebracht [47]. Mit diesen Spulenpaaren kann in jeder Raumrichtung ein Magnetfeld mit bis zu 0,1 mT erzeugt werden. Da bei den in dieser Arbeit vorgestellten Experimente eine absolute Kompensation des Magnetfeldes nicht nötig war, wurden diese Spulen jedoch nicht benutzt.

2.2 Nahresonante Lasersysteme

Für das optische Kühlen von Atomen, für die Manipulation innerer Zustände sowie für die Spektroskopie optischer Übergänge sind nahresonante Lasersysteme notwendig.

Wie bei allen Erdalkalielelementen hängt die elektronische Struktur von ^{24}Mg von den beiden Valenzelektronen ab. Je nach Spinkonfiguration dieser beiden Elektronen erhält man Singulett- (Gesamtspin $S=0$) und Triplett-Zustände ($S=1$). Der elektronische Grundzustand von ^{24}Mg ist $(3s3s)^1\text{S}_0$. Der energetisch nächste Zustand im Singulett-System ist $^1\text{P}_1$. Der elektrische Dipolübergang $^1\text{S}_0 \rightarrow ^1\text{P}_1$ zwischen diesen beiden Zuständen liegt im tiefen ultravioletten Spektrum bei 285 nm und ist ein geschlossener Übergang. Daher und aufgrund der großen Linienbreite von 78 MHz können auf diesem Übergang eine magneto-optische-Falle (S-MOT, siehe Abschnitt 2.4) sowie ein Zeeman-Bremsstrahl betrieben werden.

Der einzige erlaubte Übergang vom $^1\text{S}_0$ -Zustand im sichtbaren Spektrum ist der Übergang $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_1$ bei einer Wellenlänge von 457 nm. Solche Übergänge vom

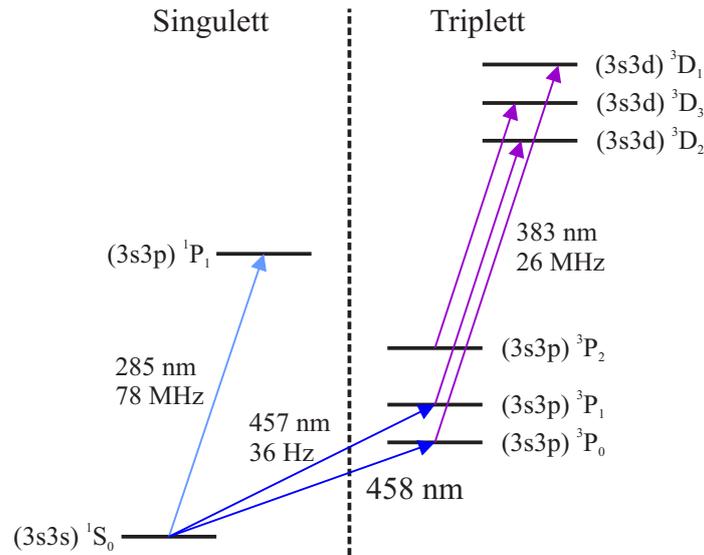


Abbildung 2.2: Auszug aus dem Termschema von ^{24}Mg

Singulett- ins Triplettsystem werden als *Interkombinationsübergänge* bezeichnet. Bei Beschreibung der Drehimpulskopplung der beiden Elektronen im Rahmen der L - S -Kopplung sind solche Übergänge verboten, da Photonen nicht mit dem Elektronenspin wechselwirken. Da die L - S -Kopplung jedoch nur für leichte Atome eine gültige Näherung ist und für schwerere Atome die J - J -Kopplung, bei der der Gesamtspin S keine gute Quantenzahl mehr ist, mehr und mehr dominiert, kann der Übergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ in ^{24}Mg angeregt werden. Dieser eignet sich aufgrund seiner geringen Linienbreite von nur 36 Hz nicht nur zum Transfer der Atome in das Triplettsystem, sondern unter anderem auch als Uhrenübergang eines optischen Frequenzstandards [50]. Auch kann er mittels Messung seiner Dopplerverbreiterung zur Temperaturmessung atomarer Ensembles eingesetzt werden (siehe 3.4.2).

Der Interkombinationsübergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ bei 458 nm ist hingegen auch bei J - J -Kopplung aufgrund der Drehimpulserhaltung verboten, da der Gesamtdrehimpuls J weiterhin eine gute Quantenzahl ist. Er kann nur unter Zuhilfenahme eines externen Feldes angeregt werden, das ihn an den 3P_1 Zustand koppelt [20].

Die 3P_J Zustände werden aufgrund ihrer langen Lebensdauer *metastabile* Zustände genannt. Zwar zerfällt der 3P_1 -Zustand relativ schnell mit einer Zerfallsrate von 36 Hz auf dem bereits beschriebenen Übergang, doch sind die Lebensdauern der anderen beiden Zustände mit $2,4 \times 10^3$ s für den 3P_2 -Zustand und $6,2 \times 10^{12}$ s für den 3P_0 -Zustand sehr lang [43].

Aufgrund dieser hohen Lebenszeiten kann auch im Triplettsystem eine magneto-optische Falle betrieben werden (T-MOT, siehe Abschnitt 2.5). Ein geschlossener Übergang hierfür ist der Übergang $^3P_2 \rightarrow ^3D_3$ mit einer Linienbreite von 26 MHz

bei einer Wellenlänge von 383 nm. Da Atome bei dem Betrieb dieser MOT jedoch auch in die anderen beiden 3P -Zustände zerfallen können, benötigt eine magneto-optische Falle im Triplet-System Rückpumper auf den Übergängen $^3P_0 \rightarrow ^3D_1$ und $^3P_1 \rightarrow ^3D_2$.

In diesem Kapitel werden die nahresonanten Lasersysteme, die für die in dieser Arbeit vorgestellten Experimente verwendet wurden, beschrieben.

2.2.1 Lasersystem bei 285 nm

Mit einem Lasersystem bei 285 nm kann der Übergang $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ getrieben werden. Auf diesem Übergang basieren sowohl der Zeeman-Bremsstrahl für den in 2.1.1 beschriebenen Atomstrahl, als auch die S-MOT (siehe Abschnitt 2.4).

Im Rahmen dieser Dissertation wurde ein neues Lasersystem zur Erzeugung der Strahlung bei 285 nm aufgebaut. Dies war nötig, da das alte auf einem Farbstofflaser basierende System nicht robust genug war, um lange Integrationszeiten zu ermöglichen. Das neue Lasersystem besteht aus einem kommerziellen Lasersystem^a mit einer emittierten Wellenlänge von 570 nm, einer auf einer Jodspektroskopie basierenden Frequenzstabilisierung sowie einer Frequenzverdopplung auf 285 nm.

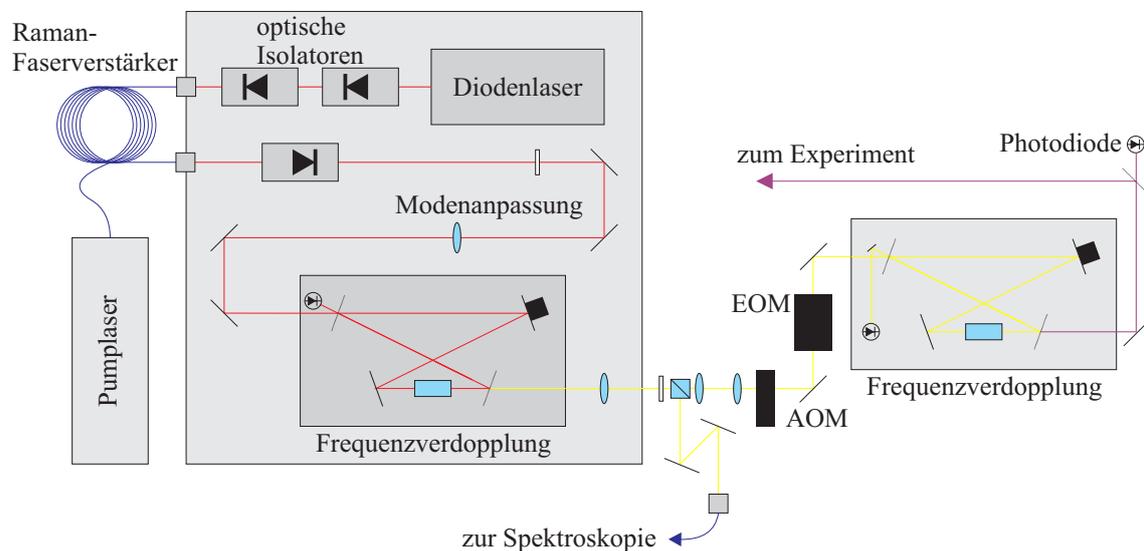


Abbildung 2.3: Lasersystem zur Erzeugung von 285 nm.

^a SYST DL-RFA-SHG PRO, Fa. Toptica

Lasersystem bei 570 nm

Zur Erzeugung des Lichtes bei 570 nm wird ein faserverstärkter, frequenzverdoppelter Diodenlaser genutzt. Das Licht bei der fundamentalen Wellenlänge von 1140 nm wird von einem Diodenlaser^a in Littrow-Konfiguration erzeugt [51]. Dessen Emissionswellenlänge kann über die Temperatur, den Strom und den Verkippungswinkel des Gitters geregelt werden. Letzteres ist über einen Piezoaktuator möglich und wird zusammen mit dem Diodenstrom zur Regelung der Laserfrequenz bei 1140 nm und somit auch zur Regelung der Frequenz bei 570 nm und 285 nm genutzt. Da die typische Ausgangsleistung des Diodenlasers nicht ausreicht um nach zweifacher Frequenzverdopplung eine magneto-optische Falle beziehungsweise einen Zeeman-Bremsstrahl zu betreiben, wird das Licht des Diodenlasers in einem Raman-Faserverstärker^b auf bis zu 5 W verstärkt. Als Pumplichtquelle für den Faserverstärker dient ein Ytterbium-Faserverstärker^c mit einer emittierten Zentralwellenlänge von 1070 nm und einer Ausgangsleistung von 20 W. Um den Diodenlaser vor hoher Lichtleistung zu schützen, die den Faserverstärker entgegen der gewollten Durchlaufrichtung verlässt, befinden sich zwischen Diodenlaser und Faserverstärker zwei optische Isolatoren^d. Hinter dem Faserverstärker befinden sich ein weiterer, baugleicher Isolator sowie ein $\lambda/2$ -Wellenplättchen und eine Linse zur Modenanpassung an die folgende Frequenzverdopplung auf 570 nm. Die resonante Frequenzverdopplung^e auf 570 nm basiert auf einem Resonator in Doppel-Z-Konfiguration, dessen Resonanzfrequenz mit Hilfe eines Piezoactuators an die Frequenz des Lichtes bei 1140 nm angepasst werden kann. Zu diesem Zweck werden zu der Trägerfrequenz des Diodenlasers bei 1140 nm durch Modulation des Diodenstroms Seitenbänder hinzugefügt. Die Phase des am Einkoppelspiegel des Verdopplungsresonators reflektierten Lichtes kann nun mit Hilfe des Pound-Drever-Hall Verfahrens [52] genutzt werden, um die Länge des Resonators zu stabilisieren. Der Schematische Aufbau des Lasersystems ist in Abbildung 2.3 dargestellt.

Frequenzstabilisierung

Zur Stabilisierung des Diodenlasers bei 1140 nm wird ein Teil des Lichtes bei 570 nm hinter der Frequenzverdopplung mit einem $\lambda/2$ -Wellenplättchen und einem polarisierenden Strahlteiler entnommen. Dieses Licht wird durch eine polarisationserhaltende Glasfaser zu einer Jod-Spektroskopie geführt, die in einem ähnlichen Aufbau bereits zur Stabilisierung des Farbstofflasers bei 570 nm diente [41].

Die Jodspektroskopie beruht auf dopplerfreier-Polarisationsspektroskopie [53] des

^a DL-100, Fa. Toptica

^b RFA-RF-Series, Fa. MPB

^c YFL-P Series, Fa. MPB

^d FI-1120-3SC OEM, Fa. LINOS, Isolation min. 30 dB

^e SHG-PRO, Fa. Toptica

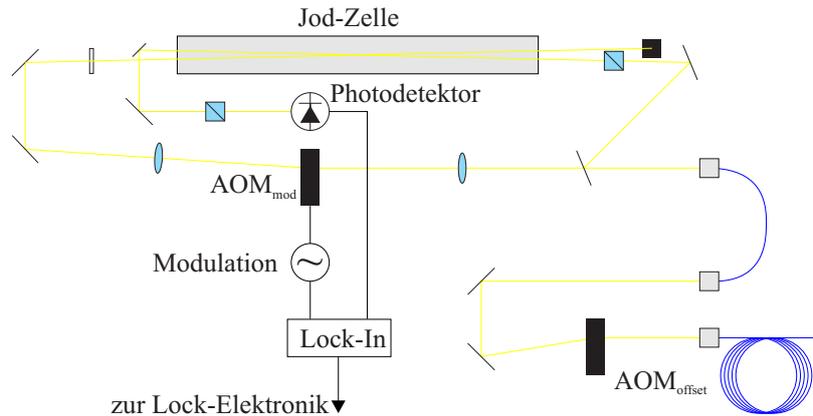


Abbildung 2.4: I₂-Spektroskopie.

R115(20-1)-Übergangs des I₂-Moleküls. Zunächst wird die Frequenz des Lichtes mit Hilfe eines AOMs^a (AOM_{OFFSET}) um -88 MHz verschoben, so dass sie 40 MHz kleiner ist als die Resonanzfrequenz der t-Komponente des R115(20-1)-Übergangs. Daraufhin wird das Licht durch eine weitere polarisationserhaltende Faser zur eigentlichen Spektroskopie geführt. Hier wird der Strahl in einen Pump- und einen Probe-Strahl aufgespalten.

Der Pump-Strahl durchläuft zunächst einen weiteren AOM (AOM_{mod}), dessen RF-Leistung amplitudenmoduliert ist. Hierdurch wird der Pumpstrahl zum einen in der Frequenz ein weiteres mal um 80 MHz verschoben, zum anderen ist nun auch die Lichtintensität des Pumpstrahls moduliert. Durch ein $\lambda/4$ -Wellenplättchen wird das Licht des Pumpstrahls zirkular polarisiert, worauf es in die Spektroskopiezelle mit I₂-Molekülen gelenkt wird.

Der Probe-Strahl durchläuft zunächst zur Reinigung der linearen Polarisation einen polarisierenden Strahlteiler, worauf auch er durch die Spektroskopiezelle geführt wird, in der er den Pumpstrahl kreuzt. Bei einer bestimmten Geschwindigkeitsklasse von I₂-Molekülen haben beide Strahlen aufgrund der Dopplerverschiebung im Referenzsystem der Atome dieselbe Frequenz. Sind die Strahlen nun nahe einer Resonanz dieser Jodmoleküle, induziert der zirkular polarisierte Pumpstrahl eine Polarisation der Elektronenhülle der Jodmoleküle. Diese wiederum dreht die lineare Polarisation des entgegenkommenden Probestrahls in Abhängigkeit der Verstimmung der Strahlen zum Übergang. Diese Polarisationsdrehung zeigt ein annähernd lineares Verhalten in Nähe der Resonanz und beträgt im resonanten Fall Null. Mit Hilfe eines zweiten polarisierenden Strahlteilers wird diese Polarisationsänderung nun in eine Intensitätsänderung gewandelt, die mit einer Photodiode detektiert wird. Da die Stärke der Polarisationsdrehung von der modulierten Intensität des Pumpstrahls abhängt, ist auch die Intensität hinter dem zweiten Strahlteiler mo-

^a akusto-optischer Modulator, Abgekürzt: AOM

duliert. Mit Hilfe eines Lock-In-Verstärkers kann nun ein Hintergrund-freies Fehlersignal generiert werden. (siehe Abb. 2.5)

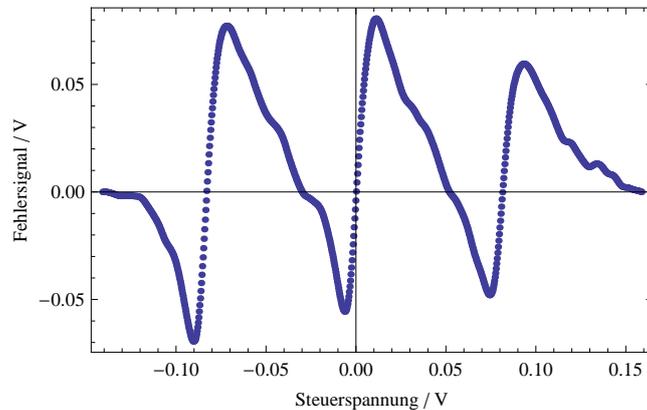


Abbildung 2.5: Generiertes Fehlersignal in Abhängigkeit von der Steuerspannung der Laserdiode bei 1140 nm.

Das so generierte Fehlersignal wird nun von einem digitalen PID-Regler^a verarbeitet und zur Frequenzstabilisierung des Diodenlasers bei 1140 nm genutzt.

Verdopplung auf 285 nm

Der Großteil des Lichtes bei 570 nm wird nicht zur Spektroskopie gelenkt, sondern durchläuft zunächst einen AOM in 0. Ordnung, der zur Leistungsstabilisierung verwendet wird, sowie einen EOM^b, mit dem Seitenbänder bei 13,6 MHz auf den Träger aufmoduliert werden. Hiernach wird das Licht in eine resonante Frequenzverdopplung eingekoppelt und auf die benötigten 285 nm verdoppelt. Der mechanischer Aufbau des Resonators wurde bereits im Rahmen von [54] realisiert, die Regelelektronik wurde, an das neue Lasersystem angepasst, neu gebaut. Die Frequenzverdopplung erfolgt in einem Ringresonator in Doppel-Z-Konfiguration. Als nichtlineares Element wird ein BBO^c-Kristall verwendet, der bei der benötigten Wellenlänge die höchste Nichtlinearität unter den erhältlichen nichtlinearen Kristallen aufweist. Die Länge des Resonators wird mit Hilfe des Pound-Drever-Hall Verfahren [52] stabilisiert, welches zur Ableitung des Fehlersignals die Phasenverschiebung des reflektierten Trägers mit der Phase der reflektierten Seitenbänder

^a DIGILOCK 110, Fa Toptica

^b elektro-optischer Modulator, Abgekürzt: EOM

^c β -Bariumborat (β – BaB₂O₄), Kristalllänge: 8 mm, Fa. GWU

vergleicht.

Bei der Verwendung der Frequenzverdopplung mit dem Farbstofflaser war die Leistungsstabilität des erzeugten Lichtes bei 285 nm durch die Linienbreite des Farbstofflasers sowie durch die Stabilität des verwendeten Regelungsverfahrens begrenzt: Das Frequenzrauschen des Lasers oberhalb der Bandbreite der Regelung wurde durch den Resonator der Frequenzverdopplung in Intensitätsrauschen konvertiert. Dies führte zu einem hochfrequenten Intensitätsrauschen von bis zu 5 % der Gesamtleistung [41]. Mit dem schmaleren Laser und neuem Lockverfahren konnte dieses hochfrequente Intensitätsrauschen auf weniger als 1 % reduziert werden.

Um auch niederfrequentes Intensitätsrauschen, das aus Temperaturdriften oder mechanischen Instabilitäten resultieren kann, zu kompensieren, befindet sich hinter der Frequenzverdopplung eine kalibrierte Fotodiode, deren Strom mit einer Sollwert verglichen wird. Die ermittelte Differenz wird genutzt, um mit Hilfe des vor dem Resonator befindlichen AOMs die Lichtleistung bei 570 nm so zu regeln, dass die Leistung bei 285 nm konstant ist. Eine Leistungsregelung ist notwendig, um Atomzahlfluktuationen in den magneto-optischen Fallen und somit auch in der Dipolfalle und dem optischen Gitter zu reduzieren.

Für den späteren Betrieb einer Magnesium-Gitteruhr ist es notwendig, die resonante Strahlung bei 285 nm nach der MOT-Phase zu minimieren, da auch kleinste Intensitäten zu Verschiebungen des Uhrenübergangs führen und somit die Genauigkeit des Frequenzstandards beeinträchtigen. Zu diesem Zweck befindet sich hinter der Frequenzverdopplung eine steuerbare Blende, mit der die Strahlung bei 285 nm blockiert werden kann.

2.2.2 Lasersystem bei 457 nm

Mit Licht bei der Wellenlänge 457 nm kann der $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ Interkombinationsübergang angeregt werden. Dieser Übergang wurde in vergangenen Experimenten als Uhrenübergang verschiedener optischer Frequenzstandards genutzt [50, 55, 56]. Aus diesem Grund steht ein sehr stabiler Laser bei dieser Wellenlänge zur Verfügung. Bei den Experimenten in dieser Arbeit dient dieser Übergang hauptsächlich zum Transfer der Atome in das Triplett-System sowie zur Temperaturmessung mittels der Dopplerbite des $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ Übergangs.

Lasersystem

Das Lasersystem zur Erzeugung von 457 nm ähnelt in seinem Aufbau dem System zur Erzeugung von 570 nm: Das Licht wird mit einem kommerziellen Lasersys-

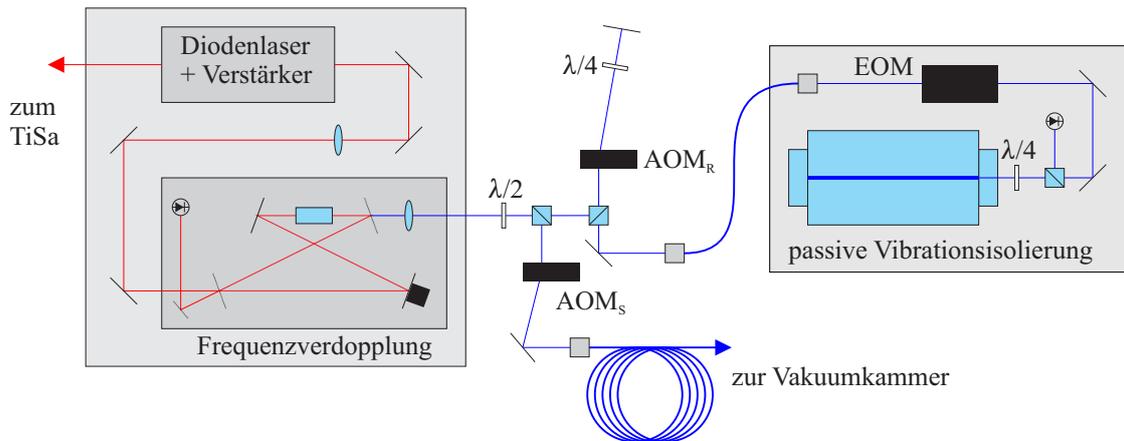


Abbildung 2.6: Schematischer Aufbau des 457 nm Lasersystems

tem^a durch resonante Frequenzverdopplung eines trapezverstärkten Diodenlasers erzeugt.

Der zugrundeliegende Diodenlaser bei 914 nm ist ein ECDL^b in Littrow-Konfiguration. Er kann, wie der Laser bei 1140 nm, über Diodenstrom, Temperatur und Gitterwinkel geregelt werden. Zusätzlich wird die Möglichkeit genutzt, mit Hilfe eines Feldeffekttransistors, der parallel zur Laserdiode geschaltet ist, einen alternativen Strompfad zu öffnen, wodurch der Strom durch die Laserdiode und somit die Frequenz des emittierten Lichtes geregelt werden kann. Dieser Regelpfad bietet eine vergleichsweise hohe Regalbandbreite von 700 kHz bei einem kleinen maximalen Hub. Ein Teil des Lichtes bei der fundamentalen Wellenlänge wird ausgekoppelt, um den in Abschnitt 3.2.1 beschriebenen Titan:Saphir-Laser zu stabilisieren. Der Großteil des Lichtes bei 914 nm wird in einem Trapezverstärker verstärkt, worauf seine Frequenz auf eine Wellenlänge von 457 nm verdoppelt wird. Dazu wird das Licht, ähnlich wie bei dem Lasersystem für 570 nm (siehe Abschnitt 2.2.1), in einen resonanten Ring-Resonator in Doppel-Z-Konfiguration eingekoppelt, in dem die Frequenzkonvertierung in einem nichtlinearen Kristall stattfindet.

Nach der Frequenzverdopplung wird der Laserstrahl mit einem $\lambda/2$ -Wellenplättchen und einem polarisierenden Strahlteiler auf zwei Pfade aufgeteilt: Der Großteil des Lichtes wird mit Hilfe eines Schalt-AOMs (AOM_S; siehe Abbildung 2.6) bei 80 MHz durch eine polarisationserhaltende Faser zum Experiment geleitet. Dort stehen bis zu 30 mW Lichtleistung bei 457 nm zur Verfügung.

Ein kleiner Teil des Lichtes wird mit einem AOM (AOM_R) in Doppelpass-Konfiguration in seiner Frequenz verschoben und zur Frequenzstabilisierung des Lasers verwendet.

^a TA-SHG-110, Fa. Toptica Photonics

^b ECDL = External Cavity Diode Laser

Frequenzstabilisierung

Das Lasersystem bei 457 nm wird mit dem Pound-Drever-Hall-Verfahren[52] auf einen hochstabilen Resonator aus ULE^a-Glaskeramik stabilisiert. Zu diesem Zweck wird das Licht durch eine polarisationserhaltende Glasfaser zu einer passiven Vibrationsisolierung geleitet, auf der sich der Referenzresonator befindet. Zur weiteren Minderung äußerer Einflüsse befindet sich dieser Resonator in einer Hochvakuumkammer, in der er auf einer weiteren Vibrationsisolierung hängend gelagert ist. Um die Temperatur des Resonators konstant zu halten, ist die Temperatur der Vakuumkammer geregelt und es befindet sich eine thermische Abschirmung in der Vakuumkammer um den Resonator. Der Resonator hat eine Finesse von 39 000 bei einem Spiegelabstand von 160 mm. Um ein Pound-Drever-Hall-Fehlersignal zu generieren, werden dem Licht mit einem EOM direkt vor dem Resonator Seitenbänder bei 9,7 MHz aufmoduliert. Aufgrund der hohen Finesse des Resonators und der schnellen Regelpfade des Lasers können Regalbandbreiten von bis zu 700 kHz realisiert werden, wodurch die Linienbreite des Lasersystems auf 30 Hz reduziert werden kann.

2.2.3 Lasersysteme bei 383 nm

Mit Licht bei der Wellenlänge 383 nm können die ${}^3P_j \rightarrow {}^3D_j$ Übergänge im Triplett-System von Magnesium getrieben werden. Diese Übergänge werden zum einen für den Betrieb der Triplett-MOT (siehe Abschnitt 2.5) genutzt, zum anderen können metastabile Atome in den 3P_j Zuständen über diese Übergänge umgepumpt werden. Es muss somit Licht für mindestens drei Übergänge erzeugt werden: Ein Übergang ist der Kühlübergang der T-MOT ${}^3P_2 \rightarrow {}^3D_3$, die beiden anderen Übergänge ${}^3P_0 \rightarrow {}^3D_1$ und ${}^3P_1 \rightarrow {}^3D_2$ werden benutzt um Atome aus den Zuständen 3P_0 und 3P_1 rückzupumpen beziehungsweise umzupumpen. Da die Frequenzabstände zwischen den Resonanzen 600 GHz bzw. 1,2 THZ betragen, ist es nicht möglich diese Lichtfrequenzen durch Modulation oder Frequenzverschiebung eines einzigen Lasers gleichzeitig zu erzeugen. Daher wurden im Rahmen der Arbeiten [41, 50, 57] drei frequenzverdoppelte Lasersysteme bei 383 nm aufgebaut.

Lasersysteme bei 766 nm

Es gibt insgesamt vier Diodenlasersysteme bei der fundamentalen Wellenlänge 766 nm. Drei der Diodenlasersysteme werden in Trapezverstärkern verstärkt und das Licht nach einer Frequenzverdopplung zu den Atomen geleitet. Der vierte Diodenlaser wird für die Frequenzstabilisierung der Lasersysteme benötigt. Die

^a Ultra Low Expansion, Fa. Corning

Diodenlaser sind ECDLs^a in Littrow-Konfiguration und basieren auf einer AR-beschichteten Laserdiode^b. Die Frequenz der Diodenlaser kann über Strom, Temperatur und Gitterwinkel kontrolliert werden. Hinter jedem Laser befindet sich ein optischer Isolator^c, um die Laser vor Rückreflexen zu schützen, die die Frequenzstabilität beeinträchtigen könnten. Nach den Isolatoren stehen pro Laser etwa 30 mW Lichtleistung zur Verfügung. Das Licht der drei Lasersysteme, die der Manipulation und dem Kühlen von Atomen dienen, wird in Trapezverstärkern^d auf eine Leistung von 1 W verstärkt, worauf es einen weiteren optischen Isolator durchläuft. Von der hinter den Isolatoren zur Verfügung stehenden Leistung werden etwa 10 mW zur Frequenzstabilisierung abgezweigt. Der Großteil der Leistung wird über eine polarisationserhaltende Glasfaser zu den Frequenzverdopplungen geleitet.

Frequenzstabilisierung

Die Frequenzstabilisierung der vier Laser erfolgt in einem zweistufigen Verfahren: Zunächst werden alle vier Laser mittels des Pound-Drever-Hall Verfahrens [52] auf verschiedene Moden eines gemeinsamen verstimmbaren Resonators stabilisiert. Damit ist die Relativfrequenz der Laser nur noch abhängig von der Länge des Resonators. In einem zweiten Schritt wird mit dem vierten Diodenlaser eine Spektroskopie der Kalium D2 Linie betrieben [58], mit deren Fehlersignal die Länge des Resonators und somit die Absolutfrequenz aller Laser stabilisiert wird.

Zur Stabilisierung der Laser auf den Resonator werden bei jedem Laser durch Modulation des Laserdiodenstroms Seitenbänder erzeugt. Die Modulationsfrequenzen liegen zwischen 14 und 33 MHz und sind für jeden Laser verschieden. Das zur Stabilisierung abgezweigte Licht wird überlagert und mit einer Glasfaser zum Resonator geleitet. Hier wird dem Pound-Drever-Hall Verfahren entsprechend der an dem Resonator reflektierte Anteil des Lichtes mit einer Photodiode detektiert. Um die Fehlersignale für die einzelnen Laser zu erhalten, wird dieses Signal verstärkt und mit der jeweiligen Modulationsfrequenz gemischt. Nach der Filterung des gemischten Signals mit einem Tiefpass erhält man das benötigte Fehlersignal. Um zu gewährleisten, dass der Resonator bei jeder Laserfrequenz eine Resonanz hat, wurde die Einkopplung bewusst so realisiert, dass mehrere Transversalmoden angeregt werden können. Der verwendete Resonator besteht aus einem 75 mm langen Abstandhalter aus Quarzglas, einem flachen Spiegel und einem konkaven Spiegel mit einem Krümmungsradius von 100 mm. Der resultierende Modenabstand von $\Delta\nu = 112,7$ MHz [41] genügt, um Licht bei jeder beliebigen Frequenz zu stabilisieren, da die maximale Differenzfrequenz von 112,7 MHz leicht mit AOMs überbrückt werden kann.

^a ECDL = External Cavity Diode Laser

^b RWE-0790-04000-750-SOT01-000, Fa. Eagleyard

^c I-80-U-4. Fa Döhner Elektrooptik, Isolation 60 dB

^d TPA-0765-01500-3006-CMT03-0000, Fa. Eagleyard

Zur Absolutstabilisierung der Laser wird der Großteil des Lichtes des vierten Diodenlasers zu einer Kaliumspektroskopie geleitet. Für die Spektroskopie wurde die Kalium D2 Linie ausgewählt, da die hierfür benötigte Wellenlänge sehr nah an den fundamentalen Wellenlängen der 383 nm Lasersysteme liegt. Der maximale Frequenzabstand zwischen den Lasern bei 766 nm beträgt so nur etwa 900 GHz, wodurch sich Längenänderungen des Resonators nur schwach auf die Relativfrequenz der Laser auswirken. Die Spektroskopie an den Kaliumatomen erfolgt mit Hilfe dopplerfreier Sättigungsspektroskopie [59]. Hierbei wird der Laser in zwei schwache und einen starken Strahl aufgespalten. Die beiden schwachen Strahlen durchlaufen nebeneinander eine geheizte Kalium-Dampfzelle^a, worauf sie auf zwei Photodioden treffen, mit denen die Absorption des Lichtes in der Kaliumdampfzelle gemessen wird. Um ein dopplerfreies Profil aufnehmen zu können, wird einem der beiden schwachen Strahlen der starke Strahl entgegengesetzt überlagert. Dieser sättigt den Teil der Atome, zu denen er aufgrund der Dopplerverschiebung resonant ist, und erzeugt so für den schwachen Strahl im inhomogen verbreiterten Dopplerprofil eine schmale Linie geringerer Absorption. Wird die Differenz der beiden Photodioden gebildet, erhält man eine Resonanz, die wesentlich schmaler als die Dopplerverbreiterte Linie ist. Durch Frequenzmodulation des stärkeren Strahls kann mit Hilfe eines Lock-In-Verstärkers^b ein dispersives Fehlersignal erzeugt werden, auf das die Länge des Resonators und somit die Frequenz des vierten Lasers stabilisiert wird. Auf diese Weise ist nun nicht nur die Absolutfrequenz des vierten Lasers auf die Kalium D2-Linie stabilisiert. Da auch die Länge des Resonators stabilisiert ist, sind auch die Frequenzen der anderen drei Laser über diesen Transfer-Resonator absolut stabilisiert.

Frequenzverdopplungen

Um Licht bei der benötigten Wellenlänge von 383 nm zu erzeugen, wird das Licht der drei verstärkten Laser bei 766 nm über polarisationserhaltende Glasfasern zu drei unabhängigen Frequenzverdopplungen geführt. Die Frequenzverdopplung findet in resonanten Ringresonatoren in Doppel-Z-Konfiguration statt. Die Länge dieser Resonatoren wird mit Hilfe des Pound-Drever Hall Verfahrens unter Verwendung der Seitenbänder, die schon zur Frequenzstabilisierung der Laser benutzt wurden, stabilisiert. Als nichtlineare Elemente werden LBO^c-Kristalle^d verwendet. Die Ausgangsleistung einer Frequenzverdopplung beträgt typischerweise 60 mW und kann über den Strom des Trapezverstärkers geregelt werden.

^a CP25075-K Fa. Thorlabs

^b LIA-MV-150, Fa. FamtoMesstechnik

^c Lithiumtribat (LiB_3O_5)

^d Hersteller: Fa. Castech

2.2.4 Lasersystem bei 458 nm

Das Lasersystem bei 458 nm dient der Spektroskopie des $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Uhrenübergangs. Es wurde im Rahmen der Arbeiten [60–62] aufgebaut und charakterisiert. Es basiert auf einem trapezverstärkten Diodenlaser bei 916 nm, der auf einen hoch-Finesse-Resonator stabilisiert wird. Die Frequenz des Lichtes kann dabei über einen optischen Frequenzkamm gegen einen passiven Wasserstoffmaser gemessen werden. Um den Einfluss von Vibrationen zu mindern, befinden sich der Laser sowie der Resonator in einem akustisch isolierten Resonator-Labor. Das Licht wird daher mit Hilfe einer Glasfaser in das Atom-Labor mit der Vakuumapparatur geführt, wo es zunächst ein zweites Mal verstärkt und dann auf die Wellenlänge des Uhrenübergangs verdoppelt wird (siehe Abbildung 2.7).

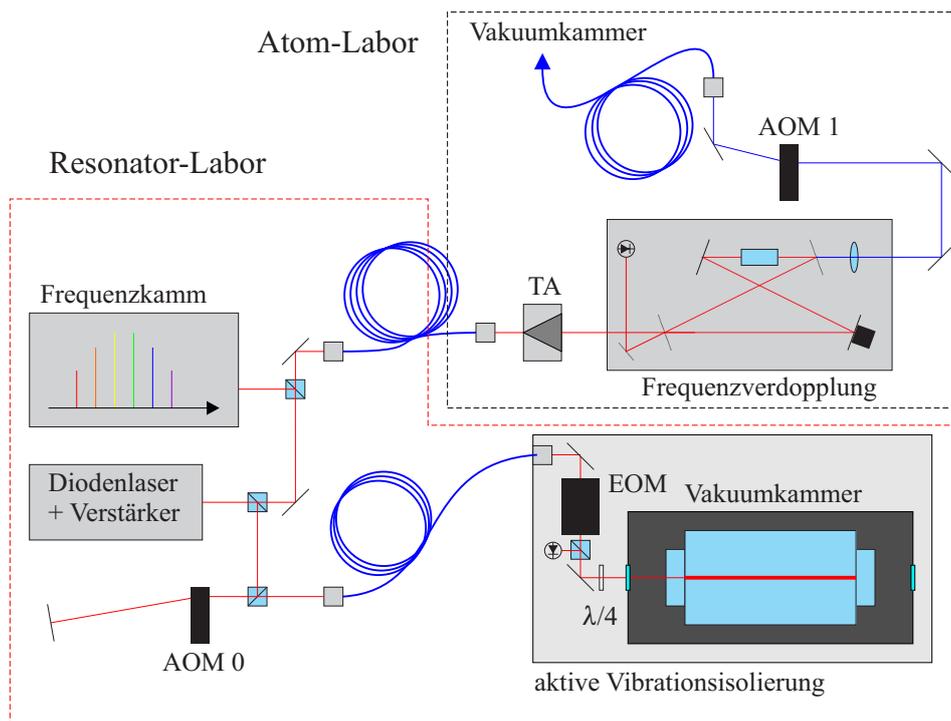


Abbildung 2.7: Vereinfachter Aufbau des Uhrenlasersystems. Der eigentliche Uhrenlaser, der Hoch-Finesse-Resonator sowie der Frequenzkamm befinden sich in einem akustisch isolierten Labor. Das Licht des Uhrenlasers wird über eine 30 m lange Glasfaser in das Atom-Labor, in dem die Spektroskopie stattfindet, geführt. Hier wird es zunächst verstärkt bevor seine Frequenz auf die eigentliche Übergangsfrequenz verdoppelt wird.

Resonator

Als Kurzzeitreferenz für den Uhrenlaser wird ein Resonator mit einer Finesse von $F \approx 600.000$ verwendet. Er besteht aus einem Abstandhalter aus ULE^a mit einer Länge von 10 cm sowie aus zwei optisch kontaktierten Spiegeln aus Quarzglas ($r = 50$ cm und $r = \infty$). Der horizontale Resonator wurde mit Hilfe der Finite-Elemente-Methode unter dem Gesichtspunkt minimaler Sensitivität auf angreifende Beschleunigungen entwickelt. Um den Resonator von Störeinflüssen der Umgebung wie Brechungsindexschwankungen der Luft, Temperaturschwankungen und akustische Vibrationen zu isolieren, befindet sich der Resonator in einer temperaturstabilisierten Ultrahochvakuumkammer. Um den Einfluss thermischer Strahlung weiter zu reduzieren, ist der Resonator innerhalb eines dreifachen thermischen Schildes aus vergoldetem Aluminium gelagert. Die Vakuumkammer selbst befindet sich wiederum passiv thermisch isoliert innerhalb eines weiteren aktiv temperaturstabilisierten Gehäuses. Um den Resonator von Bodenvibrationen zu entkoppeln, befindet sich dieser Aufbau auf einer aktiven Vibrationsisolierung^b. Damit auch Raumschallwellen nicht auf den Resonator einwirken können, umgibt eine weitere akustische Isolierung aus Schaumstoff das gesamte System. Diese dient ebenfalls der Stabilisierung der Einkoppeloptik.

Laser bei 916 nm

Der Uhrenlaser ist ein ECDL-Laser in Littman Konfiguration bei einer Wellenlänge von 916 nm, der im Rahmen von [61] aufgebaut wurde. Seine Frequenz kann mit Hilfe eines Piezoaktuators, mit dem die Resonatorlänge geregelt werden kann, und bei hohen Regelbandbreiten mit Hilfe eines im Laserresonator befindlichen EOMs geregelt werden. Die Intensität des Laserlichtes wird zunächst mit einem Trapez-Verstärker erhöht, bevor das Licht auf insgesamt drei Pfade aufgeteilt wird. Ein Teil des Lichtes wird zur Stabilisierung des Lasers über einen AOM in Doppelpass-Konfiguration und über eine Glasfaser zu dem Hoch-Finesse-Resonator geführt. Ein weiterer Teil wird zur absoluten Frequenzmessung zu einem Frequenzkamm geführt, wo die Frequenz gegen einen Wasserstoffmaser gemessen werden kann. Der dritte Pfad führt über eine 30 m lange polarisationserhaltende Glasfaser zum Atom-Labor, in dem die Spektroskopie durchgeführt wird.

Frequenzstabilisierung

Zur Frequenzstabilisierung werden mit einem EOM Seitenbänder auf das Laserlichtfeld aufmoduliert. Der Laser kann dann mit Hilfe des am Resonator reflektier-

^a engl: ultra low expansion material

^b test test test

ten Lichtes und des Pound-Drever-Hall Verfahrens auf den hoch-Finesse-Resonator stabilisiert werden. Im Rahmen von [60] konnte die Frequenz des Lasers auf diese Weise auf $\sigma_y(1s) = 5 \times 10^{-16}$ stabilisiert werden.

Da das Laserlicht, bevor es zu dem Resonator geführt wird, den AOM in Doppelpass-Konfiguration passiert, ist die Frequenz des stabilisierten Lasers um die doppelte AOM-Frequenz gegenüber der Resonatormode verschoben. Durch die Steuerung dieser AOM-Frequenz kann der Uhrenlaser daher über einen Bereich von mehreren MHz verstimmt werden. Diese Möglichkeit wurde bei den in Kapitel 4 beschriebenen Spektroskopien zur Verstimmung des Uhrenlasers genutzt.

Frequenzverdopplung auf 458 nm

Das Licht, das durch die polarisationserhaltende Glasfaser in das Atom-Labor geführt wird, wird dort zunächst in einem weiteren Trapez-Verstärker auf eine Leistung von 800 mW verstärkt. Daraufhin wird es in einem kommerziellen System^a resonant in seiner Frequenz verdoppelt. Diese Frequenzverdopplung basiert auf einem Resonator in Doppel-Z-Konfiguration, der als nichtlineares Element einen KNbO₃-Kristall aufweist. Zur Regelung des Verdopplungsresonators, wird der Diodenstrom des Uhrenlasers moduliert. Dieses Modulationssignal wird zusammen mit dem am Verdopplungsresonator reflektierten Licht zur Generierung eines Fehlersignals mittels des Pound-Drever-Hall-Verfahrens genutzt. Mit einem PID-Regler und diesem Fehlersignal wird die Resonatorlänge nun geregelt.

Das Licht bei 458 nm wird über einen Schalt-AOM und eine polarisationserhaltende Glasfaser zum Experiment geführt. Hier stehen bis zu 40 mW zur Verfügung.

2.3 Detektion

Am experimentellen Aufbau sind zwei Möglichkeiten zur Detektion der Atome implementiert: Zum einen gibt es einen Satz von zwei Photoelektronenvervielfachern, mit denen sich jeweils die Fluoreszenz der Atome bei 285 nm und 383 nm beobachten lässt. Zum anderen gibt es eine Kamera, mit der nicht nur die Fluoreszenz der Atome bei beiden MOT-Wellenlängen räumlich aufgelöst beobachtet werden kann, sondern mit der auch Absorptionenaufnahmen bei 383 nm durchgeführt werden können. Die in dieser Arbeit präsentierten Messungen an Atomen wurden fast ausschließlich mit Fluoreszenzaufnahmen gemacht, daher wird hier auf Absorptionenaufnahmen nicht detailliert eingegangen.

^a Fa. Toptica, SHG pro

2.3.1 Optischer Aufbau

In der horizontalen Ebene der Experimentierkammer werden drei Vakuumfenster für die Detektion verwendet (siehe Abbildung 2.1). Eines für die Photoelektronenvervielfacher und zwei gegenüberliegende für die Kamera sowie den Detektionsstrahl für die möglichen Absorptionaufnahmen.

Photoelektronenvervielfacher

Hinter dem Vakuumfenster, das für die Photoelektronenvervielfacher verwendet wird, befindet sich zunächst eine Iris-Blende, mit der das auf die Photoelektronenvervielfacher treffende Licht abgeschwächt werden kann. Darauf folgt eine Linse, die das Fluoreszenzlicht sammelt und in die Ebene einer zweiten Iris-Blende abbildet. Mit dieser Blende kann nun das Licht blockiert werden, das die Gegenstandsebene nicht an der Position der Atome passiert hat. Auf diese Weise kann Streulicht wirkungsvoll reduziert werden. Eine zweite Linse bildet das gewünschte Licht nun auf die Photoelektronenvervielfacher ab, wobei das Licht mit Hilfe eines dichroitischen Spiegels in Abhängigkeit der Wellenlänge aufgeteilt wird.

Kamera

Auch das Licht, das auf die Kamera trifft, kann nach dem Vakuumfenster zunächst mit einer Irisblende kontinuierlich abgeschwächt werden. Auf diese Weise kann die Kamera immer bei idealer Belichtungsstärke betrieben werden. Typische Durchmesser der Blende für Fluoreszenzaufnahmen der magneto-optischen Fallen liegen im Bereich von 4 mm, für Fluoreszenzaufnahmen von Atomen, die zuvor in optischen Fallen gefangen waren, beträgt die typische Blendenöffnung 1 cm. Hinter der Irisblende folgen zwei identische Linsen, mit denen das Licht der Atome zunächst kollimiert und dann auf die Kamera abgebildet wird. Dieses System ermöglicht ein Scharfstellen der Kamera, ohne die Skalierung zu verändern. Um die Belichtungszeit der Kamera frei einstellen zu können, befindet sich ein kalibrierter mechanischer Verschluss direkt vor der Kamera im Strahlweg.

Um Absorptionaufnahmen der Atome zu ermöglichen, wird durch das der Kamera gegenüberliegende Vakuumfenster ein Detektionsstrahl eingestrahlt, der resonant zum MOT-Übergang $^3P_2 \rightarrow ^3D_3$ ist.

2.3.2 Fluoreszenzdetektion

Zur Fluoreszenzdetektion der Atome wird zunächst nahresonantes Licht eingestrahlt. Dies geschieht bei den in dieser Arbeit vorgestellten Experimenten in

der Regel durch Einschalten einer der magneto-optischen Fallen. Das Licht dieser magneto-optischen Fallen regt die vorhandenen Atome an, worauf diese wieder in den Grundzustand zerfallen und dabei ein Photon emittieren, das detektiert werden kann. Der Anteil der Atome im angeregten Zustand ρ_a beträgt dabei [63]

$$\rho_a = \frac{s/2}{1 + s + (2\Delta/\Gamma)^2}. \quad (2.1)$$

$\Delta = 2\pi(\nu_{\text{Laser}} - \nu_{\text{Atom}})$ ist hierbei die Verstimmung des eingestrahnten Lichtes zur atomaren Resonanz, Γ ist die Linienbreite des Übergangs und $s = I/I_s$ ist der Sättigungsparameter mit der Lichtintensität I und der Sättigungsintensität

$$I_s = \frac{\pi\Gamma hc}{3\lambda^3}, \quad (2.2)$$

wobei λ die Wellenlänge des Lichtes ist. Aus dem Anteil der angeregten Atome und der Linienbreite folgt für die Photonenstreurrate pro Atom:

$$\gamma_p = \Gamma\rho_a = \frac{s\Gamma/2}{1 + s + (2\Delta/\Gamma)^2} \quad (2.3)$$

Diese gestreuten Photonen können nun mit den Photoelektronenvervielfachern oder der Kamera detektiert werden. Da diese kalibriert und die Raumwinkel der Detektion bekannt sind, kann bei bekannten Leistungen und Verstimmungen der Laser die Zahl der fluoreszierenden Atome bestimmt werden.

2.3.3 Rauscharme Auswertung

Bei der Detektion sehr weniger Atome mit Hilfe der Kamera, ist das Signal häufig nur unwesentlich größer als das Rauschen der einzelnen Pixel. Um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu verbessern, gibt es verschiedene Verfahren. Das Rauschen des Analog-Digitalwandlers kann im Verhältnis zum Signal dadurch verringert werden, dass die Ladung mehrerer Pixel simultan ausgelesen wird. Hierbei reduziert sich jedoch auch die Auflösung. Alternativ kann das thermisch bedingte Rauschen durch ein Abkühlen der Kamera abgeschwächt werden. Der hierfür nötige Kühler erzeugt im experimentellen Aufbau jedoch zu viele Vibrationen, so dass dieses Verfahren bei den in dieser Dissertation vorgestellten Messungen nicht durchführbar war. Die letzte Alternative besteht in einer nachträglichen Auswertung der Pixelwerte und dem Vergleich mit einem Modell. Bei vorangegangenen Arbeiten wurden die Pixelwerte hierzu über die Zeilen oder Spalten summiert und anschließend eine Normalverteilung an diese Summen angepasst. Hierdurch konnten auch sehr kleine atomare Wolken detektiert werden. Dieses Verfahren ist jedoch nicht optimal, da zum einen die Information in einer Dimension verloren geht, zum anderen

die Verteilung der Atome nicht immer einer Normalverteilung entspricht. Für die Messungen in dieser Dissertation wurde daher ein anderes Verfahren verwendet: Zunächst wurden einige Hintergrundbilder ohne Atome jedoch mit allen störenden Lichtquellen aufgezeichnet und gemittelt. Daraufhin wurden auch einige Bilder mit sehr kleinen magneto-optischen Fallen aufgenommen und gemittelt. Von diesem gemittelten Bild der MOT wurde nun noch das gemittelte Hintergrundbild abgezogen. Für die nun folgenden Bilder wurde folgendes Modell angenommen:

$$\text{Modell}_{ij} = a \text{ mot}_{ij} + b \text{ hg}_{ij} \quad (2.4)$$

Wobei mot_{ij} die Pixelwerte der hintergrundfreien und gemittelten MOT-Bilder und hg_{ij} die Pixelwerte der gemittelten Hintergrundbilder sind. Die Indizes i und j kennzeichnen dabei die horizontale und vertikale Position des Pixels. a und b sind freie Parameter, welche die Atomzahl (a) und das möglicherweise schwankende Streulicht (b) repräsentieren. Wird nun ein verrauschtes Bild (Bild_{ij}) aufgenommen, wird die Atomzahl bestimmt indem a und b so gewählt werden, dass der Term

$$\sum_{i,j} (\text{Bild}_{ij} - \text{Modell}_{ij})^2 \quad (2.5)$$

minimal wird. a entspricht nun der Anzahl der Atome normiert auf die MOT-Bilder die zu Beginn aufgenommen wurden. Mit dieser Methode lassen sich nicht nur sehr kleine atomare Wolken erkennen, es liefert auch im Fall keiner Atome zuverlässig Werte nahe Null. Dies ist zum Beispiel dann wichtig, wenn nach einer Spektroskopie sehr wenige Atome in der T-MOT hintergrundfrei nachgewiesen werden sollen.

2.4 Singulett-MOT

Den ersten Schritt der Laserkühlung von ^{24}Mg stellt die magneto-optische Falle im Singulett-System dar. Diese wird im Folgenden S-MOT genannt. Als Kühlübergang wird bei dieser MOT der geschlossene Übergang $^1\text{S}_0 \rightarrow ^1\text{P}_1$ verwendet, welcher bei einer Wellenlänge von 285 nm eine Linienbreite von 78 MHz aufweist (siehe Abbildung 2.2). Der Aufbau und die Charakterisierung der S-MOT ist Bestandteil der Arbeiten [41, 49, 50] und soll hier nur kurz erläutert werden.

2.4.1 Optischer Aufbau

Das frequenz- und leistungsstabilisierte Licht für die Singulett-MOT wird von dem in Abschnitt 2.2.1 beschriebenen Lasersystem bereitgestellt. Dieses Licht ist resonant zum $^1\text{S}_0 \rightarrow ^1\text{P}_1$ Übergang und für die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente auf eine Leistung von 100 mW stabilisiert. Dieses Lasersystem befindet sich auf dem selben optischen Tisch wie die Vakuumkammer, daher befindet sich der

in diesem Abschnitt beschriebene optische Aufbau direkt hinter dem in Abbildung 2.3 skizzierten Lasersystem. Das Licht bei 285 nm hat nach dem Verlassen der Frequenzverdopplung aufgrund der optischen Eigenschaften des Verdopplungskristalls ein elliptisches Profil. Daher wird das Licht zunächst mit Hilfe eines Teleskopes bestehend aus einer sphärischen Linse und drei Zylinderlinsen zu einem symmetrischen Strahl geformt. Um Schwankungen der Strahlposition und Richtung, die durch die Lage der Mode in der Frequenzverdopplung erzeugt werden, auszugleichen, wird eine kommerzielle Strahlagestabilisierung eingesetzt^a. Diese detektiert mit zwei positionssensitiven Detektoren die Lage und Ausrichtung des Strahls und regelt diese Parameter mit Hilfe zweier piezogesteuerter Spiegel.

Das in Frequenz, Leistung und Strahlage stabilisierte Licht durchläuft nun einen mechanischen Verschluss sowie einen AOM bei 78 MHz in -1. Ordnung. Mit dem AOM wird das um eine Linienbreite rot verstimmte Licht für die S-MOT erzeugt und geschaltet. Streulicht, das die Lebenszeit in den optischen Fallen beeinträchtigen kann, wird dabei effektiv von dem mechanischen Verschluss blockiert.

Hinter dem AOM stehen typischerweise etwa 60 mW Lichtleistung für die Kühlstrahlen der S-MOT zur Verfügung. Dieses Licht wird in einem Teleskop auf einen Durchmesser von etwa 10 mm aufgeweitet und mit Hilfe von $\lambda/2$ -Plättchen und polarisierenden Strahlteilern auf sechs Strahlpfade aufgeteilt. Auf diesen sechs Pfaden wird das Licht zur Vakuumkammer geführt, und kurz vor den Vakuumfenstern mit $\lambda/4$ -Plättchen auf die benötigte zirkuläre Polarisation eingestellt. Daraufhin wird das Licht der S-MOT über Kantenspiegel mit dem Licht der T-MOT (siehe Abschnitt 2.5) überlagert. Nach dem Durchlaufen eines $\lambda/4$ -Plättchens der T-MOT, das die Polarisation bei 285 nm nicht beeinflusst, erreicht das Licht die Vakuumkammer und die darin befindlichen Atome.

Das Licht, das den AOM, mit dem das Kühllicht erzeugt wird, in nullter Ordnung passiert, dient der Erzeugung eines Zeeman-Abbremsstrahls. Dazu wird es zu einem weiteren AOM geführt, der in -1. Ordnung bei 200 MHz beugt. Das so erzeugte Licht, das 2,5 Linienbreiten gegenüber der atomaren Resonanz rotverstimmt ist, wird in einem Teleskop auf einen Durchmesser von 3 mm aufgeweitet und entgegen der Flugrichtung des Atomstrahls in zirkulärer Polarisation in die Kammer gelenkt. Dieser Strahl wirkt zusammen mit dem ausgedehnten Magnetfeld der MOT als Zeeman-Abbremsstrahl.

2.4.2 Eigenschaften

Eine ausführliche Charakterisierung der S-MOT wurde in den Arbeiten [41, 49, 50] vorgenommen. Daher werden hier nur wesentliche Kenngrößen der S-MOT aufgeführt: In der S-MOT lassen sich 10^9 Atome innerhalb weniger Sekunden speichern.

^a BeamLock 4D V 6.0, Fa. TEM Messtechnik

Sie werden dabei auf eine Temperatur von 2,9 mK abgekühlt, die nur wenig über dem für die Fallenparameter der S-MOT bestimmten Dopplerlimit von 2,5 mK liegt. Die Lebensdauer der S-MOT ist in den oben erwähnten Arbeiten zu 17,5 s bestimmt worden.

Da die S-MOT für die in dieser Dissertation beschriebenen Experimente ausschließlich als Zwischenschritt des kontinuierlichen Ladens der Dipolfalle verwendet wurde (siehe Abschnitt 2.6.2), ist die wichtigste Kenngröße der S-MOT ihre Laderate von 5×10^8 Atome/s.

2.5 Triplet-MOT

Die zweite Stufe der Kühlung von Magnesium wird durch die Triplet-MOT realisiert. Diese wurde im Rahmen der Arbeiten [41, 49, 50] realisiert und in [41] beschrieben und charakterisiert. Die T-MOT arbeitet im metastabilen Triplet-System von ^{24}Mg auf dem geschlossenen Übergang $^3\text{P}_2 \rightarrow ^3\text{D}_3$, der eine natürliche Linienbreite von 26 MHz hat. Da der Kühllaser mit einer kleinen Wahrscheinlichkeit auch Atome in den $^3\text{D}_1$ Zustand anregen kann, aus dem sie sowohl in einen der $^3\text{P}_1$ als auch in den $^3\text{P}_0$ Zustand zerfallen können, werden für den Betrieb der T-MOT zusätzlich zum Kühllaser zwei Rückpumper auf den Übergängen $^3\text{P}_0 \rightarrow ^3\text{D}_1$ und $^3\text{P}_1 \rightarrow ^3\text{D}_2$ benötigt. Da der $^3\text{P}_2$ Zustand im Gegensatz zum Grundzustand der S-MOT eine Feinstrukturaufspaltung aufweist, sind sub-Doppler Kühlverfahren bei der T-MOT nicht prinzipiell ausgeschlossen.

2.5.1 Optischer Aufbau

Das Kühllicht der T-MOT bei 383 nm wird mit dem in Abschnitt 2.2.3 beschriebenen Lasersystem erzeugt. Sowohl der Kühllaser als auch beide Rückpumper können separat mit AOMs geschaltet werden, wobei der Kühllaser mit Hilfe dieses AOMs zusätzlich in seiner Leistung geregelt wird. Das Licht des Kühllasers wird nach dem Schalt-AOM mit Hilfe von $\lambda/2$ -Plättchen und polarisierenden Strahlteilern auf sechs Strahlpfade aufgeteilt und mit Hilfe von sechs polarisationserhaltenden Glasfasern zur Vakuumkammer geführt. Die beiden Rückpumper werden nach den entsprechenden AOMs mithilfe eines polarisierenden Strahlteilers überlagert und durch eine weitere polarisationserhaltende Glasfaser zur Vakuumkammer geführt.

Das Kühllicht verlässt die Glasfasern durch Kollimatoren^a, die es bereits an den benötigten Strahldurchmesser anpassen. Es wird dann über die bereits erwähnten Kantenspiegel mit dem Kühllicht der S-MOT überlagert und daraufhin mit dichroitischen $\lambda/4$ -Plättchen zirkular polarisiert. Überlagert mit dem Licht der S-MOT

^a Fa. Schäfter+Kirchhoff, 60FC-4-M30-13

erreicht das Licht der T-MOT die Atome.

2.5.2 Transfer der Atome in das Triplet-Regime

Die Atome im Singulett-System von ^{24}Mg , die in der S-MOT gefangen sind, können mit Hilfe des in Abschnitt 2.2.2 beschriebenen Lasersystems auf dem 36 Hz breiten $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_1$ Übergang in das Triplet-System angeregt werden. Aufgrund der großen Temperatur der S-MOT und der inhomogenen Verbreiterung durch das Quadrupolfeld ist der Frequenzbereich des Transferlasers, in dem die Atome erfolgreich in das metastabile Regime transferiert werden können, etwa 30 MHz breit. Wird während des Umpumpprozesses das T-MOT-Licht eingestrahlt, werden die Atome durch den $^3\text{P}_1 \rightarrow ^3\text{D}_2$ -Rückpumper umgepumpt und zerfallen nicht zurück in den $^1\text{S}_0$ -Zustand. Dies ist in dem für die Experimente dieser Arbeit verwendeten kontinuierlichen Ladeschema der Dipolfalle der Fall.

2.5.3 Eigenschaften der T-MOT

Die T-MOT hat bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten zwei Funktionen. Die eine Funktion ist ein Zwischenschritt im kontinuierlichen Laden der Dipolfalle. Hier dient die T-MOT dem weiteren Kühlen der Atome und dem Transfer der Atome in den $^3\text{P}_0$ Zustand. Eine relevante Eigenschaft der T-MOT ist daher die Temperatur auf welche die Atome in der T-MOT gekühlt werden. Diese wurde in [41] zu 1,1 mK bestimmt. Der Transfer der Atome in den $^3\text{P}_0$ Zustand erfolgt durch nichtresonante Anregung der Atome in den $^3\text{D}_1$ Zustand, aus dem sie zum Teil in den $^3\text{P}_0$ Zustand zerfallen. Die zweite Funktion der T-MOT ist die Detektion der Zahl der Atome in einem der Triplet-Zustände. Hier ist neben der Linienbreite des Kühlübergangs, durch welche die maximale Photonenstreurate limitiert wird, die Lebensdauer der T-MOT relevant, da durch sie die maximale Belichtungszeit begrenzt wird. Diese Lebensdauer ist durch Zerfälle der Atome, die sich im $^3\text{P}_1$ Zustand befinden und nicht rechtzeitig zurückgepumpt werden, in den $^1\text{S}_0$ Zustand beschränkt und beträgt nach [42] etwa 930 ms.

Wird die T-MOT mit Hilfe des Transferlasers aus der S-MOT geladen, erreicht sie unter typischen experimentellen Bedingungen bereits nach wenigen Sekunden ein Regime, in dem die Dichte der atomaren Wolke durch die Reabsorption gestreuter Photonen limitiert wird. Dies macht das in Abschnitt 2.6 beschriebene kontinuierliche Ladeverfahren notwendig.

2.6 Dipolfalle

Das optische Speichern von Magnesium in einer Dipolfalle wurde erstmals im Rahmen von [41] realisiert. Die am Experiment verwendete Dipolfalle basiert auf einem Laserstrahl bei einer Wellenlänge von 1064 nm, der in die Vakuumkammer fokussiert wird. Aufgrund der Dichtelimitierung in der T-MOT, die ein direktes, sequentielles Laden einer optischen Falle mit ausreichender Atomzahl unmöglich macht, wird ein kontinuierliches Ladeverfahren verwendet, mit dem die Dichtelimitierung umgangen und somit bis zu 10^5 Atome gefangen werden können [42].

2.6.1 Optischer Aufbau

Als Lichtquelle der optischen Dipolfalle wird ein Ytterbium dotierter Faserlaser^a genutzt, der bis zu 50 W Lichtleistung bei einer Wellenlänge von 1064 nm zur Verfügung stellt. Die Ausgangsleistung des Lasers wird intern über den Pumpdiodenstrom geregelt und die Emission kann über einen Steuereingang mit einem TTL-Signal sehr schnell ($< 30 \mu\text{s}$) an- und ausgeschaltet werden. Die Lichtleistung wird durch eine polarisierende Glasfaser abgegeben und durch integrierte Optiken kollimiert. Hinter dem Kollimator befinden sich zwei Spiegel zur Justage des Dipolfallenstrahl sowie ein $\lambda/2$ Plättchen und ein polarisierender Strahlteiler, um eine definierte Polarisation zu erzeugen. Daraufhin wird das Licht mit einer Plankonvexlinse mit einer Brennweite von 500 mm fokussiert und über einen Kantenspiegel mit dem Licht des in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Gitterresonators überlagert. Am Ort der Atome hat der Dipolfallenstrahl einen halben Strahldurchmesser von $72 \mu\text{m}$ [41] und erzeugt damit für Atome im $^3\text{P}_0$ -Zustand ein Potential mit einer Tiefe von bis zu $296 \mu\text{K}$.

2.6.2 Kontinuierliches Laden der Dipolfalle

Um die optische Dipolfalle zu beladen, wurde im Rahmen von [41] ein kontinuierliches Ladeverfahren entwickelt. Bei diesem sind über einen Zeitraum von mehreren Sekunden der Zeeman-Abbremsstrahl, beide magneto-optischen Fallen, der Transferlaser sowie der Dipolfallenstrahl aktiv. Lediglich der $^3\text{P}_0 \rightarrow ^3\text{D}_1$ -Rückpumper der T-MOT ist nicht eingeschaltet. In dieser Konfiguration werden kontinuierlich Atome aus dem Atomstrahl abgebremst und von der S-MOT gefangen und gekühlt. Da der Transferlaser eingeschaltet ist, werden die Atome aus der S-MOT in das metastabile Regime angeregt und dort in der T-MOT weiter gekühlt. Mit einer endlichen Wahrscheinlichkeit zerfallen die Atome in den $^3\text{P}_0$ -Zustand, der aufgrund des ausgeschalteten Rückpumpers ein dunkler Zustand ist. Befinden sich

^a YLM, Fa. IPG Photonics

die Atome zu diesem Zeitpunkt im Bereich der Dipolfalle und ist ihre Energie klein genug, werden sie vom Dipolfallenpotential gehalten. Da sich bei diesem Verfahren aufgrund des Verlustkanals in den 3P_0 -Zustand zu keinem Zeitpunkt eine große Zahl von Atomen in der T-MOT befindet, ist die Laderate und somit die maximale Atomzahl in der Dipolfalle nicht durch die Dichtelimitierung der T-MOT begrenzt.

Ein magisches Gitter für Magnesium

Atomare Frequenzstandards und somit auch Atomuhren basieren auf der Spektroskopie schmaler atomarer Übergänge, den Uhrenübergängen. Diese Spektroskopien unterliegen Effekten, die mit der Bewegung der Atome in Verbindung stehen, wie zum Beispiel dem Dopplereffekt aber auch der Rückstoßverschiebung aufgrund des Photonenimpulsübertrags. Eine Möglichkeit, den Einfluss dieser Effekte auf die Genauigkeit der Spektroskopie und somit auch des Frequenzstandards zu reduzieren, besteht darin, die Atome stark zu lokalisieren und ihre Bewegung somit einzuschränken [17]. Ist das Potential, in dem sich die Atome aufhalten, kleiner als die halbe Wellenlänge des Uhrenübergangs, werden der Dopplereffekt sowie die Rückstoßverschiebung stark unterdrückt. Man spricht in diesem Fall vom Lamb-Dicke-Regime.

Wie diese Lokalisierung experimentell realisiert werden kann, ist stark vom Uhrenelement sowie der Wellenlänge des Uhrenübergangs abhängig. Bei Wasserstoffmasern beträgt die Wellenlänge des Uhrenübergangs zum Beispiel 21 cm. Die Lokalisierung im Lamb-Dicke Regime kann in diesem Fall bereits durch die Wahl eines ausreichend kleinen Behältnisses für den Wasserstoff erzielt werden.

Anspruchsvoller ist die Lokalisierung im Lamb-Dicke-Regime bei optischen Frequenzstandards, da die Wellenlängen der Uhrenübergänge bei diesen nur einige hundert Nanometer betragen. Eine Lokalisierung auf so kleinem Raum war lange nur mit Ionenfallen möglich. Bei Frequenzstandards, die auf neutralen Atomen basierten, mussten hingegen dopplerfreie Spektroskopiemethoden wie die Ramsey-Bordé-Spektroskopie verwendet werden.

2003 wurde ein optischer Frequenzstandard auf Basis neutraler Atome vorgeschlagen, bei dem die Atome mit Hilfe eines optischen Gitters im Lamb-Dicke-Regime lokalisiert werden [19]. Dieses optische Gitter ist dabei so ausgelegt, dass beide am Uhrenübergang beteiligten Zustände das selbe attraktive Potential erfahren und der Uhrenübergang somit nicht vom Fallenpotential gestört wird. Um diese Bedingung zu erfüllen, muss das Gitter bei einer bestimmten Wellenlänge betrieben werden, bei der die Polarisierbarkeiten der beteiligten Zustände identisch sind. Diese Wellenlänge wird „*magische Wellenlänge*“ genannt.

Im Rahmen dieser Dissertation wurde erstmals Magnesium in einem optischen Gitter bei der für Magnesium vorhergesagten magischen Wellenlänge gefangen. Dieses optische Gitter wird in diesem Kapitel beschrieben.

Dazu wird zunächst in Abschnitt 3.1 die Spektroskopie lokalisierter neutraler Atome theoretisch beschrieben und es werden Anforderungen aufgezeigt, die das optische Gitter erfüllen muss. Der experimentelle Aufbau des Gitters wird in Abschnitt 3.2 beschrieben. In Abschnitt 3.3 wird das für das Beladen des optischen Gitters entwickelte Verfahren erläutert. Es wurden verschiedenen Experimente zur Charakterisierung des optischen Gitters durchgeführt. Diese werden zusammen mit ihren Resultaten in Abschnitt 3.4 präsentiert.

3.1 Spektroskopie

Spektroskopiert man Übergänge an freifallenden Atomen, so ist nicht nur die beobachtete Frequenz aufgrund des übertragenen Photonenimpulses verschoben, man beobachtet aufgrund der Relativbewegung der Atome zum Spektroskopiestrahl auch eine Dopplerverschiebung beziehungsweise eine inhomogene Dopplerverbreiterung. Diese Effekte, welche die Genauigkeit sowie die Stabilität eines optischen Frequenzstandards limitieren können, werden in Unterabschnitt 3.1.1 beschrieben. Man kann diese Limitierungen umgehen, indem man die äußeren Freiheitsgrade der Atome stark einschränkt und diese zum Beispiel in einem optischen Gitter fängt. Der Einfluss dieser Lokalisierung auf die Atom-Licht-Wechselwirkung wird in Unterabschnitt 3.1.2 hergeleitet. Bei geeigneten experimentellen Parametern gelingt es so, die externen Freiheitsgrade bei der Spektroskopie unverändert zu lassen und somit die Limitierung durch den Dopplereffekt zu umgehen. Dies wird im Unterabschnitt 3.1.3 beschrieben. Auch wird der Photonenimpuls bei lokalisierten Atomen vom Fallenpotential und nicht mehr vom Atom aufgenommen, wodurch eine Rückstoßverschiebung der spektroskopierten Linie unterdrückt wird. Eine Beschreibung dieses Lamb-Dicke-Regimes findet sich in Unterabschnitt 3.1.4. Zuletzt werden in diesem Abschnitt noch zwei Eigenheiten der Spektroskopie in optischen Gittern behandelt: Zum einen wird in Unterabschnitt 3.1.5 die magische Wellenlänge beschrieben, bei der das optische Gitter betrieben werden muss, um die Übergangsfrequenz nicht zu beeinflussen, zum anderen wird in Unterabschnitt 3.1.6 auf das periodische Potential optischer Gitter und dessen Einfluss auf die Spektroskopie eingegangen.

3.1.1 Spektroskopie an freifallenden Atomen

Absorbiert ein Atom ein Photon, so müssen sowohl die Energie als auch der Impuls erhalten bleiben. Für die Energie bedeutet dies:

$$\frac{\mathbf{p}_1^2}{2m} + E_1 + \hbar\omega = \frac{\mathbf{p}_2^2}{2m} + E_2, \quad (3.1)$$

wobei \mathbf{p}_1 (\mathbf{p}_2) der Impuls des Atoms vor (nach) der Absorption, m die Masse des Atoms, ω die Winkelfrequenz des Photons und E_1 (E_2) die Energie des Grund- (angeregten) Zustandes sind. Für den Impuls muss

$$\mathbf{p}_1 + \hbar\mathbf{k} = \mathbf{p}_2 \quad (3.2)$$

mit dem Wellenvektor \mathbf{k} gelten. Durch Umformen von (3.1) und Einsetzen von (3.2) erhält man für die Winkelfrequenz des absorbierten Photons:

$$\omega = \omega_0 + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} + \frac{\hbar k^2}{2m}, \quad (3.3)$$

wobei \mathbf{v} die Geschwindigkeit des Atoms vor dem Absorptionsprozess und $\omega_0 = (E_2 - E_1)/\hbar$ die unverschobene Übergangsfrequenz des Atoms sind. Man erkennt, dass die in einer einfachen Spektroskopie an freifallenden Atomen beobachtete Frequenz ω nicht der unverschobenen Übergangsfrequenz ω_0 entspricht. Vielmehr ist die beobachtete Frequenz durch den Dopplereffekt um $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ und durch den Photonenrückstoß um $\hbar k^2/(2m)$ verschoben. Bei einer relativistischen Betrachtung der Energie und des Impulses erhält man an dieser Stelle noch Verschiebungen höherer Ordnung, wie die Dopplerverschiebung 2. Ordnung.

Spektroskopiert man nicht nur an einem einzelnen Atom, sondern an einem Ensemble von Atomen bei einer Temperatur T , deren Geschwindigkeitsverteilung der Maxwell-Boltzmann-Verteilung entspricht, so haben diese in 1-D ein gaußförmiges Geschwindigkeitsprofil

$$P(v_z)dv_z = \frac{1}{\sqrt{\pi}u} \exp^{-\left(\frac{v_z}{u}\right)^2} dv_z \quad (3.4)$$

mit der im dreidimensionalen wahrscheinlichsten Geschwindigkeit $u = \sqrt{2k_bT/m}$. Da Atome unterschiedlicher Geschwindigkeiten einen unterschiedlichen Dopplereffekt erfahren, sind sie für verschiedene Frequenzen resonant. Daher folgt bei der Spektroskopie an diesen Atomen aus dem gaußförmigen Geschwindigkeitsprofil eine gaußförmig verbreiterte Linie mit einer Halbwertsbreite von

$$\Delta v_D = \sqrt{\frac{8k_bT \ln(2)}{m}} \frac{1}{\lambda_0}. \quad (3.5)$$

$\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$ ist hierbei die Übergangswellenlänge und m die atomare Masse.

Diese Dopplerverbreiterung beeinflusst eine Spektroskopie des entsprechenden Übergangs und somit auch einen möglichen Frequenzstandard auf mehrere Arten: Zum einen führt die Verbreiterung der Linie nach Gleichung 1.1 zu einer höheren Instabilität des Frequenzstandards. Auch nimmt die absolute Signalstärke ab, da am Maximum der Linie nur ein Bruchteil der Atome resonant ist. Dies reduziert wiederum das Signal-zu-Rausch-Verhältnis und somit auch die Stabilität. Zum anderen führt auch eine unbekannte Schwerpunktsbewegung der Atome zu einer reduzierten Genauigkeit des Frequenzstandards. Es gibt verschiedene Ansätze den Dopplereffekt zu reduzieren. So kann durch dopplerfreie Sättigungsspektroskopie mit zwei entgegenlaufenden Spektroskopiestrahlen eine Geschwindigkeitsklasse von Atomen für die Spektroskopie selektiert werden, deren Dopplerverschiebung bekannt ist. Auf diese Weise kann die spektroskopierte Linienbreite bis zur natürlichen Linienbreite des Übergangs reduziert werden. Allerdings nehmen bei der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie weiterhin nur sehr wenig Atome an der Spektroskopie teil, wodurch Signal-zu-Rausch-Verhältnis und somit die Stabilität des Frequenzstandards reduziert werden. Eine andere Möglichkeit besteht in der Verwendung

interferometrischer Spektroskopieverfahren, wie zum Beispiel dem Ramsey-Bordé-Verfahren [64], mit welchem sich Auflösungen kleiner als die natürliche Linienbreite realisieren lassen. Auch bei diesem Verfahren wird durch zwei Spektroskopiestrahlen mit entgegengesetzter Richtung der Dopplereffekt kompensiert.

Mit Hilfe der Ramsey-Bordé-Spektroskopie wurde bereits ein optischer Magnesium-Frequenzstandard realisiert [50, 56]. Die Genauigkeit dieses Standards ist, genau wie die anderer Frequenzstandards, die auf den beschriebenen Verfahren basieren, jedoch durch Dopplereffekte begrenzt. Diese residuellen Dopplereffekte resultieren darauf, dass es experimentell nicht möglich ist die Wellenfronten der beiden gegenläufigen Spektroskopiestrahlen genau parallel zueinander auszurichten und somit die Bedingung zur Unterdrückung des Dopplereffektes nicht vollständig erfüllt wird [56].

3.1.2 Spektroskopie lokalisierter Atome

Bei optischen Gitteruhren sowie bei optischen Ionenuhren wird ein anderer Ansatz zur Unterdrückung des Dopplereffektes sowie zur Unterdrückung der Rückstoßverschiebung verfolgt. Bei diesen Uhren erfolgt die Spektroskopie an stark lokalisierten Atomen. Die Unterdrückung des Dopplereffektes sowie der Rückstoßverschiebung bei der Spektroskopie stark lokalisierter Atome soll in diesem Abschnitt anhand der Anregung eines Zwei-Niveau-Atoms in einem harmonischen Potential gezeigt werden. Das Zwei-Niveau-System ist für den $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Uhrenübergang von ^{24}Mg eine gute Näherung, da die beteiligten Zustände nicht in andere Zustände zerfallen und da höherenergetische Zustände nicht mit den beteiligten Lichtfeldern angeregt werden können. Auch eignet sich ein harmonischer Oszillator als Näherung für die im Gitter auftretenden Potentiale.

Zwei-Niveau-Atom im harmonischen Potential

Die Energie eines Zwei-Niveau-Atoms in einem harmonischen Potential setzt sich aus der inneren Energie des elektronischen Zustands und der kinetischen sowie potentiellen Energie zusammen. Der Hamilton-Operator für die innere Energie kann folgendermaßen beschrieben werden:

$$H_{\text{int}} = \hbar\omega_1 |1\rangle \langle 1| + \hbar\omega_2 |2\rangle \langle 2|, \quad (3.6)$$

wobei die inneren (Eigen-)Zustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ die Energien $\hbar\omega_1$ und $\hbar\omega_2$ haben. Der Hamiltonoperator, der die kinetische und potentielle Energie im harmonischen Oszillator beschreibt, lautet

$$H_{\text{ext}} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega_F^2\hat{x}^2. \quad (3.7)$$

Hierbei ist \hat{p} der Impuls-Operator, \hat{x} ist der Ortsoperator und ω_F die Fallenfrequenz des harmonischen Oszillators. Repräsentiert man, wie bei der quantenmechanischen Analyse des harmonischen Oszillators üblich, den Impuls und den Ortsoperator mit den Auf- und Absteigeoperatoren \hat{a}^\dagger und \hat{a} mittels

$$\hat{x} = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_F}} (\hat{a} + \hat{a}^\dagger) \quad (3.8)$$

und

$$\hat{p} = i\sqrt{\frac{m\hbar\omega_F}{2}} (-\hat{a} + \hat{a}^\dagger), \quad (3.9)$$

so vereinfacht sich der Hamilton-Operator für die externe Energie zu

$$H_{\text{ext}} = \hbar\omega_F (\hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2}) \quad (3.10)$$

[65]. Wendet man diese Auf- und Absteigeoperatoren auf die Vibrationszustände $|n\rangle$ an, erhält man

$$\hat{a} |n\rangle = \sqrt{n} |n-1\rangle \quad (3.11)$$

und

$$\hat{a}^\dagger |n\rangle = \sqrt{n+1} |n+1\rangle. \quad (3.12)$$

Wenn die externe Energie nicht vom internen Zustand der Atome abhängt (siehe Abschnitt 3.1.5), sind die Eigenzustände des kombinierten Hamilton Operators Produktzustände aus den inneren Zuständen $|1\rangle$ und $|2\rangle$ und den Vibrationszuständen $|n\rangle$.

Atom-Licht-Wechselwirkung

Bei der Spektroskopie der lokalisierten Atome kommt zu den Hamilton-Operatoren für innere und äußere Energie ein Hamilton-Operator hinzu, der die Wechselwirkung mit dem Lichtfeld des Spektroskopielasers beschreibt. Der dominante Anteil dieser Wechselwirkung beruht auf der Wechselwirkung des elektrischen Feldes mit dem Dipolmoment des Atoms. Für den Wechselwirkungs-Hamilton-Operator gilt

$$H_{\text{WW}} = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}(x,t) \simeq \frac{\hbar\Omega}{2} (e^{ik\hat{x}} e^{-i\omega t} |2\rangle \langle 1| + e^{-ik\hat{x}} e^{i\omega t} |1\rangle \langle 2|), \quad (3.13)$$

wobei Ω die Rabi-Frequenz, \mathbf{d} das atomare Dipolmoment, k der eindimensionale Wellenvektor und ω die Laserfrequenz sind [65]. Auf der rechten Seite dieser Gleichung wurde die Näherung rotierender Wellen gemacht. Transformiert man diesen Hamilton-Operator in einen Referenzrahmen, dessen Phase sich mit der Winkelgeschwindigkeit des Lichtfeldes dreht, folgt

$$H_{\text{WW}} = \frac{\hbar\Omega}{2} (e^{ik\hat{x}} |2\rangle \langle 1| + e^{-ik\hat{x}} |1\rangle \langle 2|). \quad (3.14)$$

Der Hamilton-Operator für die innere Energie transformiert hierbei zu

$$H_{\text{int}} = -\hbar\Delta |2\rangle \langle 2|, \quad (3.15)$$

wobei $\Delta = \omega - (\omega_2 - \omega_1)$ die Verstimmung des Lasers zur atomaren Resonanz ist und $\hbar\omega_1$ als energetischer Nullpunkt gewählt wurde. Ersetzt man in Gleichung 3.14 \hat{x} mittels Gleichung 3.8, erhält man

$$H_{\text{WW}} = \frac{\hbar\Omega}{2} (e^{i\eta(\hat{a}+\hat{a}^\dagger)} |2\rangle \langle 1| + e^{-i\eta(\hat{a}+\hat{a}^\dagger)} |1\rangle \langle 2|), \quad (3.16)$$

wobei $\eta = k\sqrt{\hbar/(2m\omega_F)}$ der Lamb-Dicke-Parameter ist. Addiert man die drei eingeführten Hamilton-Operatoren, so erhält man den Hamilton-Operator für das Gesamtsystem [66–68]:

$$\begin{aligned} H &= H_{\text{int}} + H_{\text{ext}} + H_{\text{WW}} \\ &= -\hbar\Delta |2\rangle \langle 2| + \hbar\omega_F \left(\hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2} \right) + \frac{\hbar\Omega}{2} (e^{i\eta(\hat{a}+\hat{a}^\dagger)} |2\rangle \langle 1| + e^{-i\eta(\hat{a}+\hat{a}^\dagger)} |1\rangle \langle 2|). \end{aligned} \quad (3.17)$$

Ein Eigenzustand dieses Hamilton-Operators muss eine lineare Superposition der bereits erwähnten Produktzustände aus den Eigenzuständen von H_{int} und H_{ext} sein, da dies Eigenzustände aller vorkommenden Operatoren auf der rechten Seite von Gleichung 3.17 sind:

$$|\psi\rangle = \sum_{n'=0}^{\infty} (c_{1n'} |1\rangle |n'\rangle + c_{2n'} |2\rangle |n'\rangle) \quad (3.18)$$

Durch Einsetzen dieses Zustandes in die zeitabhängige Schrödinger-Gleichung $i\hbar \frac{d\psi}{dt} = H\psi$ und Linksmultiplikation von $\langle 1| \langle n|$ und $\langle 2| \langle m|$ folgt einen Satz gekoppelter Bewegungsgleichungen:

$$\dot{c}_{1n} = -i\omega_F \left(n + \frac{1}{2} \right) c_{1n} - i\frac{\Omega}{2} \sum_{n'=0}^{\infty} \langle n| e^{-i\eta(\hat{a}+\hat{a}^\dagger)} |n'\rangle c_{2n'} \quad (3.19)$$

$$\dot{c}_{2m} = i \left[-\omega_F \left(m + \frac{1}{2} \right) + \Delta \right] c_{2m} - i\frac{\Omega}{2} \sum_{n'=0}^{\infty} \langle m| e^{i\eta(\hat{a}+\hat{a}^\dagger)} |n'\rangle c_{1n'}. \quad (3.20)$$

Dieses System gekoppelter Differentialgleichungen vereinfacht sich stark, wenn man annimmt, dass man einzelne Übergänge $|1\rangle |n\rangle$ zu $|2\rangle |m\rangle$ anregen kann, ohne an andere Zustände zu koppeln. Dies ist im aufgelösten Seitenband-Regime (siehe Abschnitt 3.1.3) der Fall. Man erhält ein System aus zwei gekoppelten Differentialgleichungen:

$$\dot{c}_{1n} = -i\omega_F \left(n + \frac{1}{2} \right) c_{1n} - i\frac{\Omega}{2} \langle n| e^{-i\eta(\hat{a}+\hat{a}^\dagger)} |m\rangle c_{2m} \quad (3.21)$$

$$\dot{c}_{2m} = i \left[-\omega_F \left(m + \frac{1}{2} \right) + \Delta \right] c_{2m} - i\frac{\Omega}{2} \langle m| e^{i\eta(\hat{a}+\hat{a}^\dagger)} |n\rangle c_{1n}. \quad (3.22)$$

Um dieses System anschaulich zu machen, bietet es sich an, es mit dem entsprechenden System von Bewegungsgleichungen des Rabi-Übergangs eines stationären Atoms zu vergleichen:

$$\dot{c}_1 = -i\frac{\Omega}{2}c_2 \quad (3.23)$$

$$\dot{c}_2 = i\Delta c_2 - i\frac{\Omega}{2}c_1. \quad (3.24)$$

Wenn man die ersten Terme der rechten Seite der Gleichungen 3.21, 3.22 und 3.24

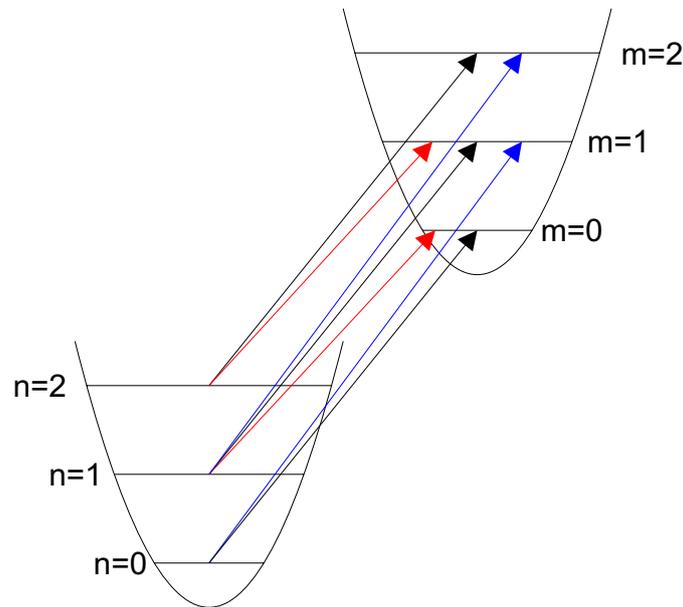


Abbildung 3.1: Entstehung der Seitenbänder. Dargestellt sind die Zustände des harmonischen Oszillators. Einmal für Atome im inneren Grundzustand (unten links) und einmal für elektronisch angeregte Atome (oben rechts). Die Potentiale befinden sich am selben Ort, sind hier aber zugunsten der Übersichtlichkeit versetzt dargestellt. Wird bei der Spektroskopie lokalisierter Atome nur der interne elektronische Zustand des Atoms geändert (schwarz dargestellte Übergänge), entspricht die gemessene Frequenz dem Energieabstand der internen Zustände. Wird jedoch zusätzlich der äußere Zustand angeregt (blau dargestellte Übergänge), erhöht sich die gemessene Frequenz um die Fallenfrequenz. Diese Resonanz wird blaues Seitenband genannt. Wird der äußere Zustand abgeregt (rot dargestellte Übergänge), ist die gemessene Frequenz um die Fallenfrequenz kleiner als die ungestörte Übergangsfrequenz. Dieses Seitenband wird entsprechend rotes Seitenband genannt.

vergleicht, erkennt man, dass diese sich für $n = m$ bis auf eine gemeinsame Phasendrehung, die von der Anregung n abhängt, gleichen. Für $n \neq m$ muss die Verstimmung Δ jedoch um $(m - n)\omega_F$ angepasst werden, um die relative Phasendrehung zwischen den beiden Zuständen zu minimieren und die Kopplung der Zustände somit zu maximieren. Dies entspricht einer Anregung, bei der nicht nur der innere, elektronische Zustand des Atoms geändert wird, sondern mit der zusätzlichen Energie des Photons auch der äußere Zustand. Die hieraus resultierenden Resonanzen, die um ein ganzes Vielfaches der Fallenfrequenz verschoben sind, werden Seitenbänder genannt. In Abbildung 3.1 ist die Anregung der Seitenbänder erster Ordnung ($|m - n| = 1$) für die ersten drei besetzten Niveaus des harmonischen Oszillators dargestellt.

Betrachtet man die jeweils letzten Terme der vier Gleichungen 3.21, 3.22, 3.23 und 3.24, erkennt man, dass sich auch die effektive Rabi-Frequenz des Übergangs in Abhängigkeit der beteiligten äußeren Zustände sowie des Lamb-Dicke-Parameters ändert. Die effektive Rabi-Frequenz für einen Übergang von $|1\rangle |n\rangle$ nach $|2\rangle |m\rangle$ ist durch

$$\Omega_{mn} = \Omega \langle m | e^{i\eta(\hat{a} + \hat{a}^\dagger)} | n \rangle \quad (3.25)$$

gegeben. Durch Ausschreiben der Exponentialfunktion und Anwenden von \hat{a} und \hat{a}^\dagger von links und rechts erhält man für die effektive Rabi-Frequenz [66, 67]

$$\Omega_{mn} = \Omega e^{-\frac{\eta^2}{2}} \sqrt{\frac{n_{<}!}{n_{>}!}} \eta^{|m-n|} L_{n_{<}}^{|m-n|}(\eta^2). \quad (3.26)$$

Hierbei steht $n_{<}$ ($n_{>}$) für den kleineren (größeren) Wert von n und m und $L_n^\alpha(x)$ ist das zugeordnete Laguerre-Polynom

$$L_n^\alpha(x) = \sum_{p=0}^n (-1)^p \binom{n+\alpha}{n-p} \frac{x^p}{p!}. \quad (3.27)$$

Für die drei Fälle $m > n$, $m = n$ und $m < n$ ergeben sich für die effektiven Rabi-Frequenzen

$$\Omega_{mn} = \begin{cases} \Omega e^{-\frac{\eta^2}{2}} \sqrt{\frac{n!}{m!}} \eta^{m-n} L_n^{m-n}(\eta^2) & \text{für } m > n \\ \Omega e^{-\frac{\eta^2}{2}} L_n^0(\eta^2) & \text{für } m = n \\ \Omega e^{-\frac{\eta^2}{2}} \sqrt{\frac{m!}{n!}} \eta^{n-m} L_m^{n-m}(\eta^2) & \text{für } m < n. \end{cases} \quad (3.28)$$

In Grafik 3.2 ist die effektive Rabi-Frequenz für Übergänge mit $n = m$ in Abhängigkeit von η dargestellt. Für sehr kleine Werte von η entspricht die Rabi-Frequenz des lokalisierten Atoms der des freien Atoms. Wird die Lokalisierung schwächer und η somit größer, nimmt die Rabi-Frequenz mehr und mehr ab. Dies liegt daran, dass der Grundzustand nun stärker an Zustände in anderen Vibrationsniveaus ($n \neq m$) koppelt (siehe Abbildung 3.3).

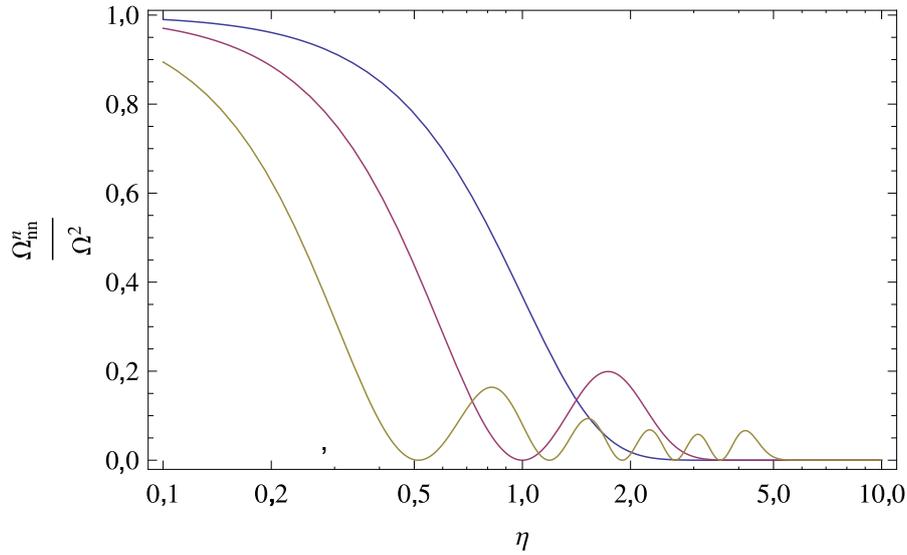


Abbildung 3.2: Quadrat der effektiven Rabi-Frequenz Ω_{nn} rein elektronischer Übergänge in Abhängigkeit vom Lamb-Dicke-Parameter η für verschiedene Grundzustandsniveaus n . (blau: $n = 0$, rot: $n = 1$ und gelb: $n = 3$)

3.1.3 Aufgelöstes-Seitenband-Regime

Spektroskopiert man stark lokalisierte Atome, regt man diese nicht nur bei der ungestörten Resonanzfrequenz, sondern auch bei den bereits beschriebenen Seitenbändern an. Jede dieser Linien hat eine endliche Linienbreite $\Delta\nu$, die durch die natürliche Linienbreite, die Linienbreite des für die Spektroskopie genutzten Lasers, die Fourier-Verbreiterung durch den applizierten Laserpuls oder andere Effekte limitiert wird. Ist diese Linienbreite $\Delta\nu$ so groß wie die Fallenfrequenz $\omega_F/(2\pi)$ oder größer, kann man bei der Spektroskopie nicht unterscheiden, ob man nur einen elektronischen Übergang treibt oder ob man auch das Vibrationsniveau ändert. Dies macht die Spektroskopie sensitiv auf Doppler-Verschiebungen und Verbreiterungen. Erst wenn die Fallenfrequenz wesentlich größer als die Linienbreite $\omega_F \gg 2\pi\Delta\nu$ ist, kann man bei einer Spektroskopie den Träger von den Seitenbändern unterscheiden und gezielt rein elektronische Übergänge treiben [69–71]. Dies wurde bei der Herleitung der Gleichungen 3.21 und 3.22 bereits vorausgesetzt.

In diesem Aufgelösten-Seitenband-Regime wirken die Dopplerverschiebung sowie die Rückstoßverschiebung bei der Spektroskopie des Trägers nur noch über die verschwindend geringen Ausläufer der Lorentz-förmigen Seitenbänder. Dieser Effekt skaliert mit der dritten Ordnung von $\Delta\nu/\omega_F$ und wird bei optischen Uhren sehr klein. Im Fall des in dieser Arbeit vorgestellten Gitters mit einer Fallenfrequenz von 150 kHz beträgt die Frequenzverschiebung durch das blaue Seitenband für die Atome im Grundzustand nur etwa 10^{-13} Hz, was einer relativen Verschiebung

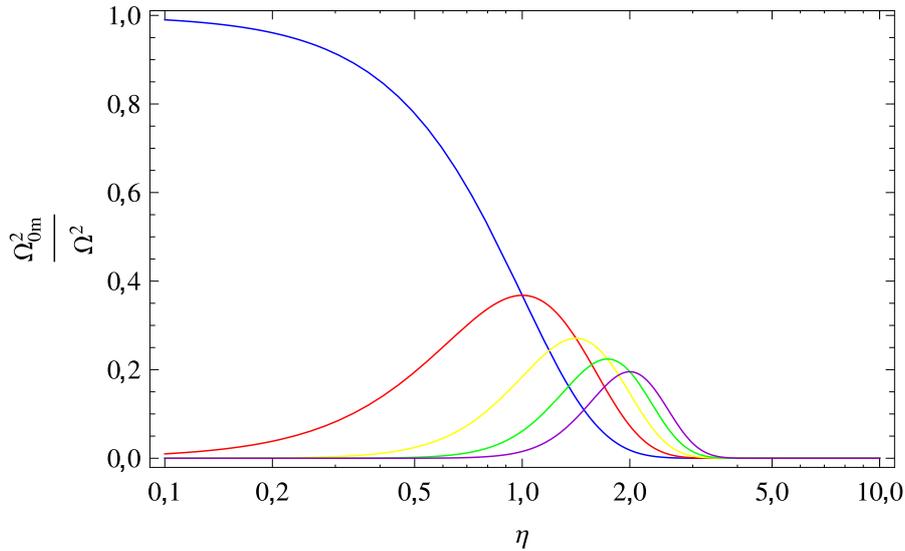


Abbildung 3.3: Quadrat der effektiven Rabi-Frequenz Ω_{0m} für Übergänge aus dem Grundzustand $|1\rangle$ ($n = 0$) zu elektronisch angeregten Zuständen mit den externen Zuständen $|m\rangle$ mit $m = 0$ (blau), 1 (rot), 2 (gelb), 3 (grün) und 4 (lila). Man erkennt, dass sich die effektive Rabi-Frequenz des Trägers für kleiner werdende η immer mehr der Rabi-Frequenz des ungestörten Atoms annähert, während die effektiven Rabi-Frequenzen der Seitenbänder gegen Null gehen.

in der Größenordnung von 10^{-28} entspricht. Hierbei wurde eine Fourier-limitierte Spektroskopie mit einer Linienbreite von 10 Hz angenommen.

3.1.4 Lamb-Dicke-Regime

Der in Gleichung 3.16 eingeführte Lamb-Dicke Parameter kann auch als Wurzel des Verhältnisses von Rückstoßwinkelfrequenz $\omega_r = \frac{\hbar k^2}{2m}$ (siehe Gleichung 3.3) zu Fallenwinkelfrequenz dargestellt werden:

$$\eta = k\sqrt{\hbar/(2m\omega_F)} = \sqrt{\frac{\omega_r}{\omega_F}}. \quad (3.29)$$

Diese Darstellung veranschaulicht die Bedeutung des Lamb-Dicke-Parameters für die Unterdrückung der Rückstoßkomponente bei der Spektroskopie lokalisierter Atome. Ist der Lamb-Dicke-Parameter genau 1, entspricht die Verschiebung des blauen Seitenbandes genau der Rückstoßverschiebung. Dies führt dazu, dass die effektive Rabi-Frequenz für das blaue Seitenband erster Ordnung hier ihr Maximum erreicht, während die effektive Rabi-Frequenz für den ungestörten Träger bei Lamb-Dicke Parametern von 1 und darüber stark abfällt (siehe Abbildung 3.3). Die Rabi-Frequenzen der Seitenbänder höherer Ordnung erreichen ihre Maxima

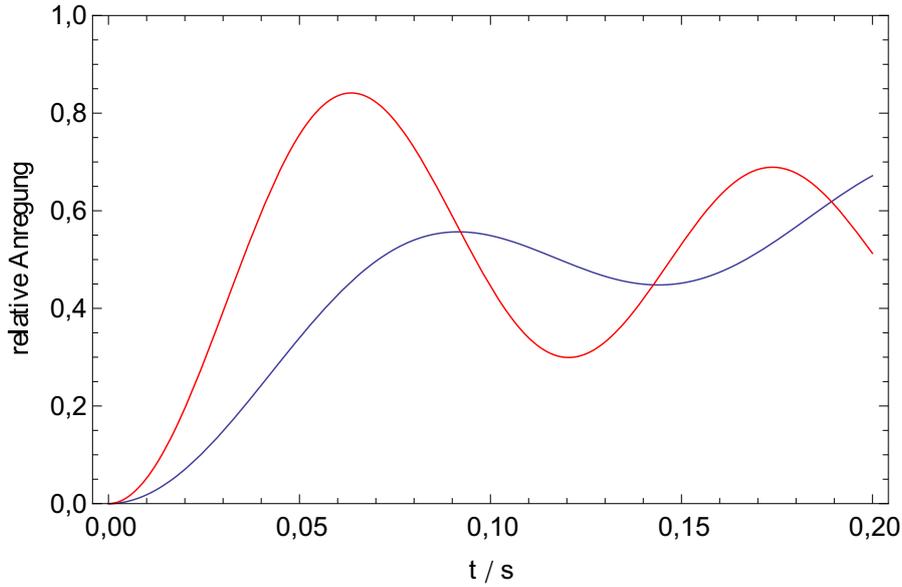


Abbildung 3.4: Numerische Lösung der gekoppelten Bewegungsgleichungen 3.21 und 3.22. Es wurde ein $10\ \mu\text{K}$ kaltes Magnesium Ensemble angenommen, dessen Verteilung der externen Zustände der Boltzmann Statistik entspricht. Aufgetragen ist der Verlauf der Anregung für Lamb-Dicke Parameter von 0,89 (blau) und 0,51 (rot). Aus der Rückstoßfrequenz von Magnesium von $\omega_r = 2\pi \times 39,8\ \text{kHz}$ folgen für die benötigten Fallenfrequenzen Werte von 50 kHz (blau) und 150 kHz (rot). Die Fallenfrequenz des in dieser Arbeit vorgestellten Gitters liegt bei 150 kHz

dementsprechend bei Lamb-Dicke Parametern bei denen die Rückstoßverschiebung einem Vielfachen der Fallenfrequenz entspricht. Bei der Spektroskopie mit Lamb-Dicke Parametern > 1 geht daher das Signal des ungestörten Trägers sehr schnell gegen Null, während der Schwerpunkt des spektroskopierten Signals um die Rückstoßfrequenz vom Träger verschoben ist. Eine rückstoßfreie Spektroskopie ist in diesem Fall somit nicht möglich.

Ist im umgekehrten Fall die Fallenfrequenz viel größer als die Rückstoßverschiebung, spricht man vom Lamb-Dicke Regime. In diesem Regime ist der Lamb-Dicke Parameter $\eta \ll 1$ und die Ausdrücke für die effektiven Rabi-Frequenzen der Seitenbänder erster Ordnung vereinfachen sich zu

$$\Omega_{n,n+1} = \eta\sqrt{n+1} \quad (3.30)$$

$$\Omega_{n,n-1} = \eta\sqrt{n}. \quad (3.31)$$

Für kleine η verschwinden die effektiven Rabi-Frequenzen der Seitenbänder und der Einfluss dieser auf die Spektroskopie wird unterdrückt [17]. Der Impuls des Photons wird in diesem Regime nicht mehr vom Atom, sondern vom Fallenpotential aufgenommen: eine Rückstoßverschiebung gibt es somit nicht.

Ein weiterer Vorteil der Spektroskopie im Lamb-Dicke Regime liegt darin, dass sich die effektiven Rabi-Frequenzen für rein elektronische Übergänge Ω_{nn} für kleiner werdende η immer mehr annähern. Ein Unterschied der effektiven Rabi-Frequenzen würde zu einer Dephasierung des atomaren Ensembles bei der Spektroskopie führen. Dies würde wiederum den Kontrast der Spektroskopie und somit die Stabilität des Frequenzstandards reduzieren. In Abbildung 3.4 wurde diese Dephasierung für ein Ensemble von Boltzmann-verteilten Magnesium-Atomen mit einer Temperatur von $10\ \mu\text{K}$ simuliert. Die blaue Kurve entspricht dem Anregungsverlauf der Spektroskopie in einem Gitter mit einer Fallenfrequenz von $\omega_F = 2\pi \times 50\ \text{kHz}$. Die maximale Anregung liegt hier bei ungefähr 55%. Die rote Kurve entspricht dem Anregungsverlauf in einem Gitter mit einer Fallenfrequenz von $\omega_F = 2\pi \times 150\ \text{kHz}$ und einem resultierenden Lamb-Dicke Parameter von 0,51. Dies entspricht dem im Rahmen dieser Arbeit realisierten Gitter. In diesem Fall können bei geeigneter Wahl der Spektroskopiezeit bis zu 85% der Atome angeregt werden.

3.1.5 Magische Wellenlänge

Bei den Berechnungen in Abschnitt 3.1.2 wurde angenommen, dass das Fallenpotential unabhängig vom elektronischen, internen Zustand des Atoms ist. Dies hat es möglich gemacht, die Eigenzustände des Gesamt-Hamilton-Operators als Produktzustände der internen und externen Zustände darzustellen. Ohne diese klare Trennung von inneren und äußeren Freiheitsgraden wäre die hier vorgestellte Doppler- und rückstoßfreie Spektroskopie im Lamb-Dicke Regime nicht möglich, da man elektronische Übergänge nicht mehr von Anregungen der externen Energie unterscheiden könnte [19, 72]. Ein Fallenpotential, das sich für die beiden elektronischen Zustände unterscheidet, hätte zur Folge, dass sich die Übergänge zwischen den verschiedenen Vibrationsniveaus in Abhängigkeit ihrer Bindungsenergie verschieben. Bei der Spektroskopie wäre die Anregungsfrequenz der $n = m$ Übergänge, die bisher die unverschobenen Resonanzen darstellten, somit von n abhängig. Die spektroskopierte Linie wäre daher inhomogen verbreitert und verschoben.

Bei der Spektroskopie lokalisierter Ionen ist diese Bedingung der identischen Fallenpotentiale meist gegeben, da das Potential der verwendeten Ionenfallen nur von der Ladung des Ions und nicht von dessen elektronischen Zustand abhängt. Eine Lokalisierung neutraler Atome im Lamb-Dicke Regime hingegen lässt sich heutzutage nur durch das Fangen der Atome in optischen Gittern realisieren. Diese optischen Gitter basieren auf einer stehenden Lichtwelle, die aufgrund der AC-Stark Verschiebung ein periodisches Potential für die neutralen Atome erzeugen. Das erzeugte Potential hängt von der Polarisierbarkeit des Atoms bei der genutzten Gitterwellenlänge und Gitterpolarisation ab. Die Polarisierbarkeit wiederum wird stark von möglichen elektronischen Resonanzen beeinflusst und ist daher vom elektronischen Zustand abhängig. Im Allgemeinen erfüllen optische Gitter daher

nicht das Kriterium, dass das Potential unabhängig vom elektronischen Zustand des Atoms ist. Es gibt für einige Uhrenübergänge und Gitterpolarisationen jedoch spezielle Gitterwellenlängen, bei denen die Polarisierbarkeit beider am Übergang beteiligten Zustände identisch ist. Eine solche Wellenlänge wird „magische Wellenlänge“ genannt.

Für beide potentielle Uhrenübergänge $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ $m_j = 0$ und $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ von ^{24}Mg existieren magische Wellenlängen mit attraktivem Potential (rote magische Wellenlänge) sowie im tiefen ultravioletten Strahlungsbereich magische Wellenlängen mit repulsiven Potential (blaue magische Wellenlänge) [48]. Für die Anwendung in einem gitterbasierten Frequenzstandard bietet sich zunächst die attraktive magische Wellenlänge an, da mit ihr leichter eine Falle realisiert werden kann. Dies ist zum Beispiel durch Rückreflexion eines fokussierten Laserstrahls oder durch Aufbau eines Resonators möglich. Mit Hilfe eines dreidimensionalen Gitters könnte auch bei der blauen magischen Wellenlänge eine Falle realisiert werden. Ein Frequenzstandard bei dieser blauen magischen Wellenlänge wäre insensitive auf Polarisierbarkeiten höherer Ordnung, da die Atome in diesem Fall in den Lichtminima gefangen sind. Da die blauen magischen Wellenlängen von ^{24}Mg jedoch weit im ultravioletten Spektrum liegen, wurde diese Option ausgeschlossen.

Die rote magische Wellenlänge für den $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ $m_j = 0$ Übergang existiert nur für σ polarisiertes Licht, da die für identische Polarisierbarkeiten notwendige Ankopplung des 3P_1 $m_j = 0$ Zustandes an den $(3s4s)^3S_1$ Zustand bei π -polarisiertem Licht entfällt. Ein gitterbasierter Frequenzstandard, der auf diesem Uhrenübergang arbeitet, ist unter Verwendung eines Magnetfeldes vorstellbar: Dieses Magnetfeld steht hierbei parallel zur Polarisation des Spektroskopiestrahls und somit senkrecht zum optischen Gitter. Auf diese Weise wird mit Hilfe des Zeeman-Effektes sichergestellt, dass nur die $m_j = 0$ Komponente des 3P_1 Zustandes spektroskopiert wird. Das magische Gitter kann nun mit linearer Polarisation senkrecht zum Magnetfeld betrieben werden. Da bei linearer Polarisation senkrecht zum Magnetfeld nur σ -Übergänge getrieben werden, koppelt das Gitterlicht an die 3P_1 $m_j = 0 \rightarrow ^3S_1$ $m_j = \pm 1$ -Übergänge und es existiert eine magische Wellenlänge. Die Genauigkeit eines Frequenzstandards der auf dem $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ Übergang basiert, wäre durch die Genauigkeit, mit der Magnetfeld und Gitterpolarisation ausgerichtet werden können, begrenzt. Da es unter diesen Umständen technisch sehr aufwendig ist eine zufriedenstellende Genauigkeit zu erzielen, bietet sich für einen Magnesium-Frequenzstandard der $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Übergang an, dessen magische Wellenlänge nicht von der Polarisation des Fallenlichtes abhängt.

Es gibt verschiedene Vorhersagen für die magische Wellenlänge des $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Übergangs von ^{24}Mg . So wurde bereits 2004 in [43] die magische Wellenlänge in einer semi-empirischen Berechnung zu 470(10) nm vorhergesagt. Der Vergleich dieser Berechnung mit einer Ab-initio-Rechnung, bei der das selbe numerische Verfahren verwendet wurde, führte hierbei zur Fehlerabschätzung von ± 10 nm. In den

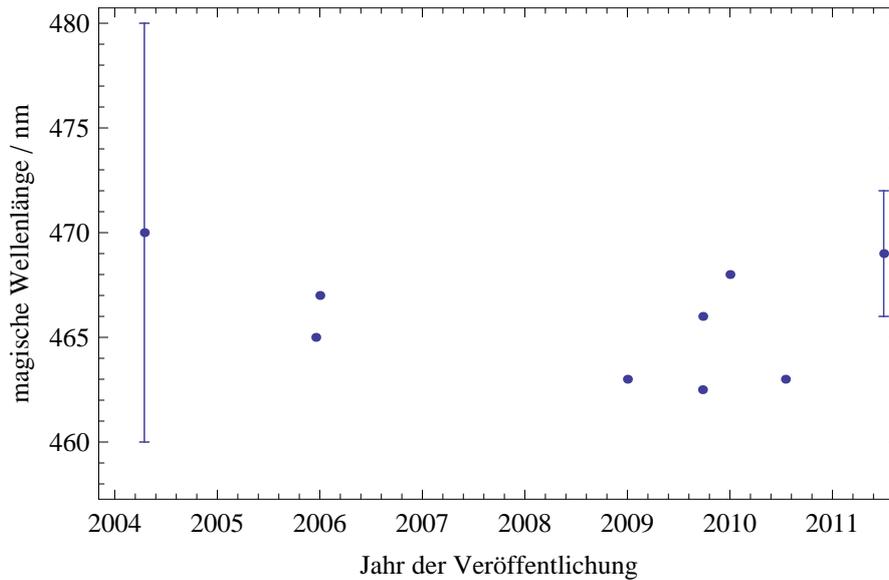


Abbildung 3.5: Verschiedene Vorhersagen für die magische Wellenlänge des $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Übergangs von ^{24}Mg [41, 43–46, 48, 73–75].

Arbeiten [44] und [45] wurde die magische Wellenlänge für den $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Übergang in den Jahren 2006 und 2009 in Ab-initio-Berechnungen zu 467 beziehungsweise 466 nm bestimmt. Allerdings wurden in diesen Arbeiten keine Fehleranalysen durchgeführt. Die bisher genaueste Ab-initio-Berechnung sagt voraus, dass die magische Wellenlänge bei $469 \text{ nm} \pm 3 \text{ nm}$ liegt [46].

3.1.6 Berücksichtigung der endlichen Potentialtiefe

Die in diesem Kapitel beschriebenen Überlegungen gelten unter der Annahme, dass sich die Atome in einem unendlich tiefen harmonischen Potential befinden. Dies ist jedoch in der experimentellen Realisierung nicht gegeben. Im Falle eines horizontalen optischen Gitters, wie es im Rahmen dieser Arbeit realisiert wurde, befinden sich die Atome in einem periodischen Potential $U(x)$ der Form $U(x) = U_0/2 [\cos(2k_g x) - 1]$ mit der maximalen Potentialtiefe U_0 , der Kreiswellenzahl des optischen Gitters k_g sowie dem Ort x . Entsprechend dem Bloch-Theorem gehen die Energieeigenzustände des harmonischen Oszillators in Bänder über, in denen die äußere Energie der Atome neben der Bandzahl n auch vom Quasiimpuls q der Atome abhängt [76]. Da das Atom bei der Absorption des Photons während der Spektroskopie auch dessen Impuls k_s aufnimmt, verändert sich dessen Quasiimpuls und somit die effektive Potentialtiefe (siehe Abbildung 3.6), was zu einer beobachteten Frequenzverschiebung in Abhängigkeit des Quasiimpulses führt [77]. Dies ist ein inhomogener Effekt, der jedes Atom unabhängig betrifft. Bei der Spek-

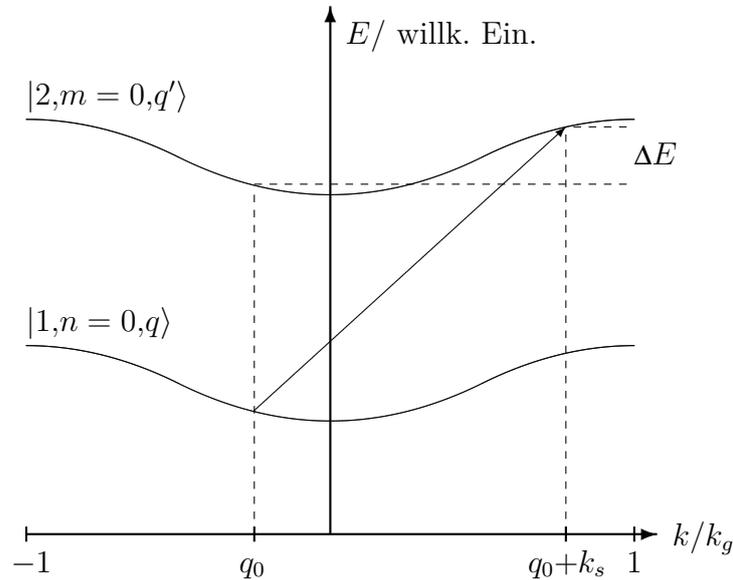


Abbildung 3.6: Quasi-Impuls-abhängige Frequenzverschiebung. Dargestellt ist die Energie des untersten Bandes des optischen Gitters ($n=m=0$) in Abhängigkeit vom Quasiimpuls des Atoms. Die untere Kurve entspricht dabei dem Atom im elektrischen Grundzustand, die obere dem Atom im oberen Zustand des Uhrenübergangs. Absorbiert ein Atom im Zustand $|1, n=0, q=q_0\rangle$ ein Photon des Uhrenübergangs, so wird es in den Zustand $|2, m=0, q'=q_0+k_s\rangle$ angeregt, wobei k_s die Kreiswellenzahl des Spektroskopielichtes ist. Aufgrund der impulsabhängigen Energie entspricht die beobachtete Frequenz nicht der ungestörten Frequenz des Uhrenübergangs. Sie ist um $\Delta E/h$ verschoben.

troskopie bedeutet dies, dass die beobachtete Linie je nach Impulsverteilung der Atome entweder verschoben, verbreitert oder eine Kombination von beidem ist. Eine Verschiebung der Linie führt bei unzureichender Kenntnis über die Impulsverteilung der Atome oder des Potentials zu einer Limitierung der Genauigkeit des Frequenzstandards in der Größenordnung der Breite des Bandes. Eine inhomogene Verbreiterung hingegen führt zu einer flacheren Steigung des Fehlersignals der Rückkopplung auf den Uhrenlaser sowie zu einem geringeren Signal-zu-Rausch-Verhältnis und reduziert die Stabilität des Frequenzstandards somit auf zwei Weisen.

In Abbildung 3.7 ist das Potential eines optischen Gitters bei der Wellenlänge 469 nm mit einer maximalen Potentialtiefe von $10E_r$ für ^{24}Mg dargestellt, wobei

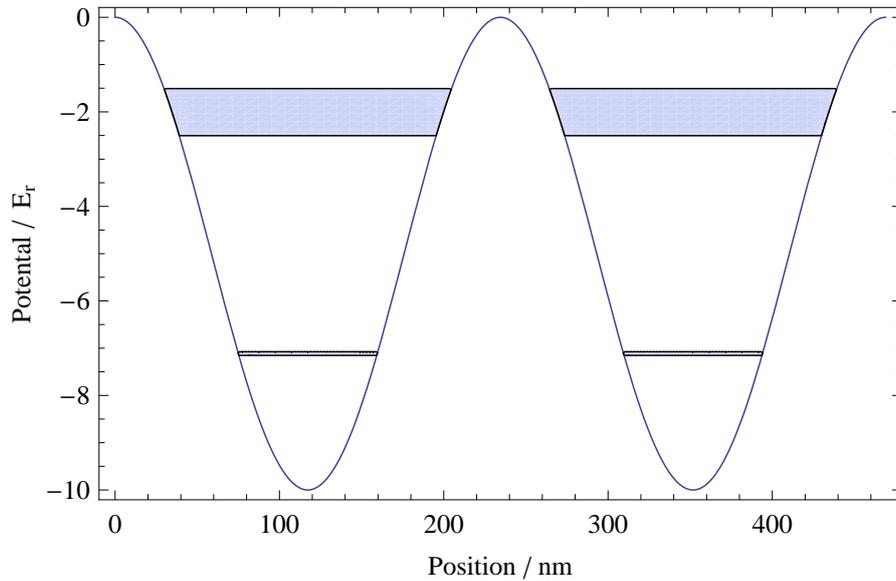


Abbildung 3.7: Potential eines optischen Gitters bei einer Wellenlänge von 469 nm und einer maximalen Potentialtiefe von $10E_r$ für ^{24}Mg sowie die daraus resultierende Bandstruktur. Es gibt zwei gefangene Bänder. Das untere Band ($n = 0$) hat eine Breite von 3 kHz, während das erste angeregte Band ($n = 1$) bereits eine Breite von 40 kHz aufweist. Das in diesem Kapitel beschriebene optische Gitter weist je nach Wahl des Fallendurchmessers eine maximale Potentialtiefe von 10 bis $12E_r$ auf

$E_r = \hbar\omega_r$ die Rückstoßenergie eines Photons des optischen Gitters ist. Man erkennt, dass die Breite des unteren Bandes von 3 kHz wesentlich geringer ist als die Breite des ersten angeregten Bandes (40 kHz). Bei einer möglichen Spektroskopie hätte dies zur Folge, dass, je nach Quasiimpulsverteilung, die Resonanz der Atome im ersten angeregten Band stark in ihrer Frequenz verschoben oder stark inhomogen verbreitert sind.

Um die Effekte der Bandstruktur, die häufig auch Tunneleffekte genannt werden, zu reduzieren, bieten sich zwei Wege an: Der erste ist eine Erhöhung der Potentialtiefe. Bei einem tieferen Potential werden die Bänder schmaler und der Einfluss des Quasiimpulses auf die äußere Energie somit geringer. Im Grenzfall für sehr große Tiefen würde die Bandstruktur zumindest für die tieferliegenden Bänder wieder in die Energieniveaus des harmonischen Oszillators übergehen. Der zweite Weg ist das Aufheben der Bandstruktur über eine äußere Kraft in Richtung des Gitters [22]. Diese Kraft ist im einfachsten Fall die Gravitation in einem senkrecht orientierten Gitter. Sie führt zu einer Verschiebung der Energieniveaus in benachbarten Potentialtöpfen, die das Tunneln und somit mögliche Frequenzverschiebungen und Linienverbreiterungen effektiv unterdrückt.

3.2 Experimenteller Aufbau

Bei der Planung des optischen Gitters mussten mehrere Anforderungen berücksichtigt werden, die für den Betrieb eines gitterbasierten Frequenzstandards unumgänglich sind. So muss das durch das optische Gitter erzeugte Potential tief genug sein, um eine ausreichende Menge von Atomen zu fangen, und die erzeugten Fallenfrequenzen müssen hoch genug sein, um Spektroskopie im Lamb-Dicke-Regime zu ermöglichen. Hierfür ist es notwendig, dass die Fallenfrequenzen im optischen Gitter wesentlich größer als die Rückstoßfrequenz für den Uhrenübergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ von ^{24}Mg von 39,8 kHz sind. Da die magische Wellenlänge erst durch Spektroskopie der Atome im optischen Gitter experimentell bestimmt werden kann, muss die Frequenz des Gitters über den gesamten Bereich der Vorhersagen für die magische Wellenlänge verstimmt werden können und die Frequenz muss auf jeden beliebigen Wert innerhalb dieses Bereiches geregelt werden können.

Diese Anforderungen können mit dem in diesem Abschnitt beschriebenen System erfüllt werden. Als Laser wurde ein Titan:Saphir-Laser, der mindestens über den Bereich von 930 nm bis 960 nm durgestimmt werden kann, gewählt, dessen Licht mit Hilfe einer resonanten Frequenzverdopplung auf den Bereich der magischen Wellenlänge verdoppelt wird. Um den Anforderungen an die Frequenzstabilität zu genügen, kann der Titan:Saphir-Laser auf eine beliebige Mode eines Transferresonators stabilisiert werden. Die Länge dieses Transferresonators wird wiederum auf die fundamentale Mode des hochstabilen Lasers, der den $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ Übergang treibt, geregelt. Dieses System wird in Abschnitt 3.2.1 beschrieben. Um die Intensität zu erzeugen, die für das effektive Fangen der Atome und den Einschluss der Atome im Lamb-Dicke-Regime benötigt wird, muss das optische Gitter in einem Überhöhungsresonator um die Vakuumkammer realisiert werden. Dieser Überhöhungsresonator wird in Abschnitt 3.2.2 beschrieben.

3.2.1 Lasersystem zur Erzeugung des Lichtes bei der magischen Wellenlänge

Das Lasersystem zur Erzeugung des Lichtes bei der magischen Wellenlänge wurde im Rahmen von [78] aufgebaut und charakterisiert. Es basiert auf einem frequenzstabilisierten und frequenzverdoppelten Titan:Saphir-Laser.

Titan:Saphir-Laser

Der verwendete Titan:Saphir-Laser ist ein kommerzielles Lasersystem^a das mit einem frequenzverdoppelten Nd:YVO₄ DPSS^b-Laser^c optisch gepumpt wird. Mit einer Pumpleistung von 10 W bei einer Wellenlänge von 532 nm kann mit diesem Lasersystem eine optische Leistung von etwa 850 mW im benötigten Wellenlängenbereich von 930 nm bis 960 nm im ein-Frequenz-Betrieb erzeugt werden. Der Titan:Saphir-Laser ist dabei als Ringresonator ausgelegt, dessen emittierte Wellenlänge über vier frequenzselektive Elemente gesteuert werden kann. (siehe hierzu Abbildung 3.8)

Eine erste, grobe Wellenlängenwahl wird durch einen doppelbrechenden Filter (BF) realisiert. Dieser Filter besteht aus drei parallelen doppelbrechenden Quarzplättchen, die im Brewster-Winkel zum einfallenden Lichtstrahl angebracht sind. Die Hauptachsen der doppelbrechenden Kristalle sind hierbei gegenüber der einfallenden Polarisation gedreht, so dass der Lichtstrahl in einen ordentlichen und einen außerordentlichen Strahl aufgeteilt wird. Entspricht die relative Phasenverschiebung zwischen dem ordentlichen und dem außerordentlichen Strahl einem ganzen Vielfachen von 2π , so hat das Plättchen keinen Einfluss auf die Polarisation des Lichtstrahls und dieser wird durch die darauffolgenden Plättchen verlustfrei unter dem Brewster-Winkel transmittiert. Ist die Wellenlängen- und Winkel-abhängige Phasenverschiebung jedoch kein ganzes vielfaches von 2π , so ist der Strahl nach dem Durchlaufen des entsprechenden Plättchens nicht mehr rein linear polarisiert und erleidet an den darauf folgenden Luft-Kristall-Übergängen Verluste. Diese wellenlängenabhängigen Verluste bilden im Laserbetrieb eine erste Selektion der möglichen anschwingenden Lasermoden.

Das zweite und dritte frequenzselektive Element sind zwei Etalon-Filter. Diese Filter basieren auf einer Mehrfachreflexion des Lichtes und der daraus resultierenden wellenlängenabhängigen Interferenz. Das erste, dünne Etalon (E1) im Ringresonator weist einen freien Spektralbereich von 207 GHz auf und reduziert den Bereich, in dem der Laser anschwingen kann, auf seine transmittierte Linienbreite von einigen MHz. Dieser transmittierte Wellenlängenbereich des dünnen Etalons lässt sich über den Verkippungswinkel des Etalons um mehrere hundert GHz elektronisch verstellen. Das zweite, dicke Etalon (E2) besteht aus einem konkaven Spiegelpaar, dessen Abstand über einen Piezoaktuator geregelt werden kann. Dieses Etalon weist einen freien Spektralbereich von 18 GHz auf und dient dazu, einer einzigen Mode des Ringresonators das Anschwingen zu ermöglichen. Um dauerhaft zu gewährleisten, dass diese Resonatormode beim Transmissionsmaximum des dicken Etalons liegt, wird dieses mit 1 kHz moduliert und mit Hilfe eines Lock-In Verstärkers auf die Resonatormode stabilisiert. Diese Modulation des Etalons führt allerdings auch zu

^a TIS-SF-07 Fa. Tekhnoscan

^b DPSS = Diode Pumped Solid State Laser

^c Verdi V10, Fa. Coherent

einer Amplitudenmodulation des Titan:Saphir-Lasers bei 2 kHz.

Das vierte frequenzselektive Element ist die Ringresonatorlänge selbst, die über vier Piezoaktuatoren (PZT) gesteuert werden kann. Da das dicke Etalon auf die Resonatormoden stabilisiert ist, ist es für die im Anschluss beschriebene Stabilisierung ausreichend, den Laser über diese Piezoaktuatoren anzusteuern.

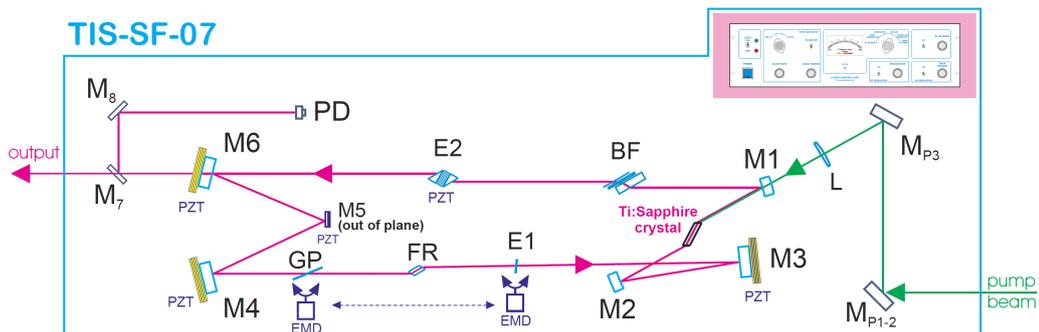


Abbildung 3.8: Schematische Zeichnung des verwendeten Titan:Saphir-Lasers. Zeichnung entnommen aus [79].

Frequenzstabilisierung

Der Titan:Saphir-Laser wird über einen Transferresonator auf den Transferlaser, der den $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ Übergang treibt, stabilisiert. Auf diese Weise kann die Langzeitstabilität des Referenzresonators bei 914 nm auf den Titan:Saphir-Laser übertragen werden. Zur Stabilisierung wird sowohl ein Teil des Lichtes des Titan:Saphir-Lasers als auch ein Teil des Lichtes des Diodenlasers bei 914 nm über polarisationserhaltende Glasfasern zum Transferresonator geleitet. Hier werden diese Laserstrahlen kollimiert und mit Hilfe eines polarisierenden Strahlteilers überlagert, so dass sie mit orthogonalen Polarisationen in den Transferresonator eingekoppelt werden. Hinter dem Resonator befindet sich ein weiterer polarisierender Strahlteiler, mit dem die orthogonal polarisierten Strahlen auf zwei verschiedene Photodioden gelenkt werden, so dass die jeweilige transmittierte Leistung getrennt detektiert werden kann.

Der Transferresonator ist ein konfokaler Resonator. Er besteht aus einem 100 mm langen Abstandshalter aus Quarzglas, an dessen Enden zwei konkave Spiegel mit

einem Krümmungsradius von je 100 mm angebracht sind. Der freie Spektralbereich des Transferresonators entspricht daher im konfokalen Fall 750 MHz. Ein Spiegel ist hierbei über ein Feingewinde mit dem Abstandshalter verbunden, so dass mit ihm die Länge des Resonators exakt auf den konfokalen Fall eingestellt werden kann. Der andere Spiegel ist über einen Piezo mit dem Abstandshalter verbunden. Mit diesem Piezo kann zum einen die Länge des Resonators geregelt werden, zum anderen kann der Piezo dazu genutzt werden die Resonatorlänge zu modulieren.

Diese Modulation wird zur Generierung des Fehlersignals sowohl für die Längenregelung des Resonators auf den Laser bei 914 nm als auch für die Regelung des Titan:Saphir-Lasers auf den Resonator benötigt. Das Signal eines Lokaloszillators wird zum Stellsignal des Resonatorpiezos addiert und so auf die Resonatorlänge übertragen. Idealerweise entspricht diese Längenmodulation des Resonators im Frequenzraum genau der halben Linienbreite des Resonators. Die Längenmodulation überträgt sich auf die Transmissionen der beiden Laserstrahlen, welche wiederum mit den beiden Photodioden getrennt detektiert werden können. Mit Hilfe von Lock-In-Verstärkern kann nun für beide Laserstrahlen ein dispersives Fehlersignal generiert werden, welches die Verstimmung der Laserstrahlen zum Transferresonator repräsentiert. Das Fehlersignal, das die Verstimmung des 914 nm Lasers gegenüber dem Resonator anzeigt, wird mit Hilfe eines PID Reglers dazu genutzt, die Länge des Resonators über das Piezo-Stellsignal auf den 914 nm Laser zu stabilisieren. Das Fehlersignal, das die Verstimmung des Titan:Saphir-Lasers zum Resonator anzeigt, wird hingegen dazu genutzt, den Titan:Saphir-Laser über die bereits beschriebenen Stellelemente auf den Transferresonator zu stabilisieren.

Mit diesem Stabilisierungsverfahren ist es möglich, den Titan:Saphir-Laser auf eine beliebige Mode des Transferresonators zu stabilisieren. Die residuellen Schwankungen der Frequenz des Titan:Saphir-Lasers liegen hierbei unter 3 MHz [78]. Da sich die genaue magische Wellenlänge wahrscheinlich nicht exakt durch das Stabilisieren des Titan:Saphir-Lasers auf eine Mode des Transferresonators realisieren lässt, wird es für den zukünftigen Betrieb dieses Lockverfahrens notwendig sein, einen AOM in den Strahlpfad zum Transferresonator einzubauen.

Frequenzverdopplung

Das Licht des Titan:Saphir-Lasers wird mit Hilfe einer resonanten Frequenzverdopplung auf den Bereich der magischen Wellenlänge verdoppelt. Dazu wird das Licht in einem kommerziellen System^a zunächst mit Hilfe eines EOMs moduliert und dann nach Modenanpassung in einen Überhöhungsresonator in doppel-Z Konfiguration eingekoppelt. In diesem Resonator findet die Frequenzkonversion in einem nichtlinearen LBO^b-Kristall statt. Mit Hilfe einer Photodiode und dem Lo-

^a SHG PRO, Fa. Toptica

^b Lithiumtriobat (LiB_3O_5)

kaloszillatorsignal der Modulation kann ein Pound-Drever-Hall Fehlersignal zur Stabilisierung des Resonators gewonnen werden. Mit diesem System ist es möglich bis zu 450 mW optischer Leistung bei der magischen Wellenlänge zu erzeugen. Kristall und Optiken dieser Frequenzverdopplung wurden so gewählt, dass eine Wellenlängenänderung des Titan:Saphir-Lasers nur minimale Änderungen an der Frequenzverdopplung verlangt. Auf diese Weise kann das gesamte System zur Erzeugung der magischen Wellenlänge schnell auf eine neue, zu untersuchende Wellenlänge eingestellt werden.

3.2.2 Überhöhungsresonator

Um im Gitter die Lichtintensitäten zu erzeugen, die für den Einschluss der Atome im Lamb-Dicke-Regime nötig sind, genügt es nicht, das in der Frequenzverdopplung erzeugte Licht bei der magischen Wellenlänge in sich zurückzereflektieren. Daher wurde Rahmen von [80] ein Resonator aufgebaut, mit dem sich das magische Licht resonant überhöhen lässt.

Optischer Aufbau

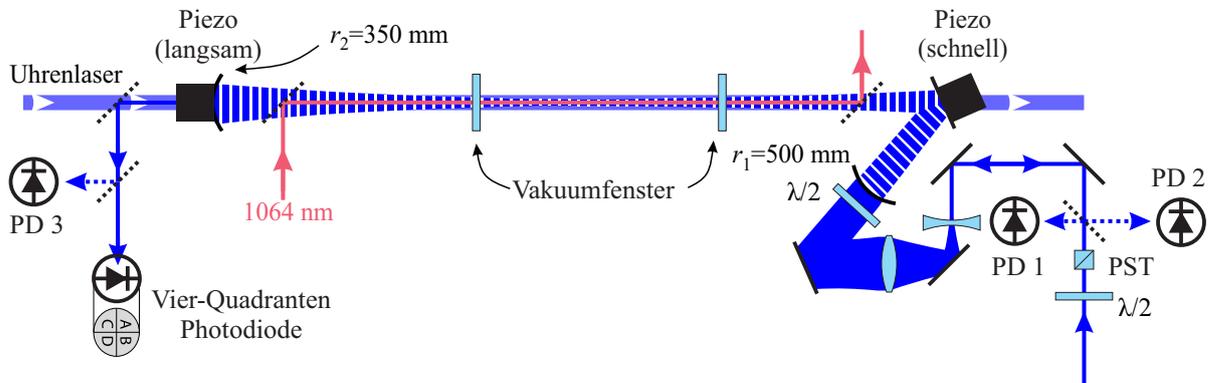


Abbildung 3.9: Schematische Zeichnung des Überhöhungsresonators, der Optiken zur Modenanpassung, des Spektroskopiestrahls und einiger elektronischer Komponenten.

Bevor das in der oben beschriebenen Frequenzverdopplung erzeugte Licht resonant überhöht wird, passiert es zunächst einen EOM zur Aufprägung von Seitenbändern bei ungefähr 50 MHz sowie einen AOM in 0. Ordnung zur Leistungsstabilisierung.

Danach wird es über eine polarisationserhaltende Faser zur Experimentierkammer geleitet (siehe Abbildung 3.9). Nach dem Ausgangs-Faserkollimator kann zunächst über ein $\lambda/2$ -Wellenplättchen und einen polarisierenden Strahlteiler nach Bedarf die Leistung abgeschwächt werden. Zusätzlich sorgt der Strahlteiler für eine rein lineare Polarisation des Lichtes bei der magischen Wellenlänge. Nach dem Strahlteiler wird ein Teil des Lichtes mit einem auf einer Seite antireflex-beschichteten Plättchen auf eine Photodiode (PD 1) ausgekoppelt. Dieses Licht kann zur Leistungsstabilisierung genutzt werden. Der Großteil des Lichtes wird jedoch nach Modenanpassung durch zwei Linsen sowie Polarisationsanpassung durch ein weiteres $\lambda/2$ -Plättchen in den eigentlichen Resonator eingekoppelt. Das am Einkoppelspiegel reflektierte Licht wird über das bereits beschriebene Plättchen auf eine weitere Photodiode (PD 2) gelenkt. Mit diesem Photodiodensignal wird mit Hilfe des Pound-Drever-Hall Verfahrens das Fehlersignal zur Längenstabilisierung des Überhöhungsresonators gewonnen.

Der eigentliche Überhöhungsresonator ist ein gefalteter linearer Resonator, der nahe am konzentrischen Fall betrieben wird. Er besteht aus dem konkaven Einkoppelspiegel ($r=500$ mm), der für den Bereich der magischen Wellenlänge eine Transmission von 3% aufweist, einen flachen Spiegel, der für den Bereich der magischen Wellenlänge hoch reflektierend und für den Uhrenlaser bei 458 nm transmittierend beschichtet ist, sowie aus dem zweiten konkaven Spiegel ($r=350$ mm), dessen Beschichtung der des flachen Spiegels entspricht. Diese Drei-Spiegel-Konfiguration ist notwendig, da der Resonator zwei Bedingungen erfüllen muss: Zum einen muss der Uhrenlaser mit dem Gitter überlagert werden können, ohne dass es zu Reflektionen an den Optiken kommt, die durch eine unbekannte AC-Stark Verschiebung die Genauigkeit eines zukünftigen Frequenzstandards limitieren könnten. Die Optiken, an denen Uhrenlaser und Gitter überlagert werden, müssen daher für den Uhrenlaser hoch transmittierend beschichtet sein. Zum anderen muss die Transmission des Einkoppelspiegels den Verlusten der Lichtintensität bei einem Umlauf des Lichtes durch den Resonator entsprechen, denn auf diese Weise wird eine maximale Überhöhung der Intensität erzielt. Hierzu muss die Beschichtung des Einkoppelspiegels für den gesamten Bereich, in dem die magische Wellenlänge liegen kann, die gewünschte Transmission von 5% aufweisen. Da eine solche Beschichtung bei gleichzeitiger hoher Transmission des Uhrenlasers nicht ohne sehr hohen Aufwand realisiert werden kann, wurden diese beiden Funktionen auf den Einkoppelspiegel sowie den flachen Spiegel aufgeteilt.

Die maximale Überhöhung des Resonators liegt bei einem Faktor von etwa 15, was bei einer eingekoppelten Leistung von 100 mW zu einer zirkulierenden Leistung von 1,5 W führt. Diese Überhöhung wird hauptsächlich durch die Transmissionsverluste der beiden Vakuumfenster limitiert, die sich zwischen flachen Spiegel und Auskoppelspiegel befinden. Zwar sind die Substrate auf beiden Seiten für den Bereich der magischen Wellenlänge antireflex beschichtet, doch hat sich in der Zeit, in

der sie an der Vakuumkammer angebaut waren, vermutlich eine Magnesiumschicht an den Innenseiten gebildet, die zu den beobachteten Verlusten führt. Zusätzlich befinden sich innerhalb des Resonators zwei Kantenspiegel, mit denen die Dipolfalle bei 1064 nm mit dem Gitter überlagert werden kann (siehe Abschnitt 3.3). Diese beeinflussen die Verluste im Resonator und somit die Überhöhung jedoch nur unwesentlich.

Durch eine Änderung der Länge des Resonators kann der Durchmesser der Mode im Fallenzentrum sehr klein und somit die Intensität und dadurch das attraktive Potential sehr groß gemacht werden. Hierzu ist es jedoch nötig den Resonator sehr nahe am konzentrischen Fall zu betreiben. In diesem Bereich wird die Lage der Resonatormode jedoch sehr instabil. Dies wird anschaulich, wenn man den extremen Fall, den konzentrischen Resonator, betrachtet: Bei diesem Resonator liegen die Mittelpunkte der Krümmungen der beiden äußeren Resonatorspiegel aufeinander. Stellt man sich die beiden Spiegel unendlich ausgedehnt vor, so erhält man im Fall gleicher Krümmungsradien als Resonator eine punktsymmetrische Hohlkugel. Diese Kugel hat offensichtlich keine Vorzugsachse und die Lage der Grundmode dieses Resonators würde durch Störungen bestimmt werden. Ist der Abstand zwischen den Spiegeln einige Millimeter kleiner, kann die Lage der Mode durch Verkippung der Spiegel kontrolliert werden. Da auch hier bereits kleinste Störungen der Spiegelwinkel die Lage der Mode stören können, muss diese Modenlage aktiv geregelt werden. Hierzu befindet sich hinter dem Resonator neben einer Photodiode (PD 3), mit der die zirkulierende Leistung im Resonator gemessen werden kann, eine Quadrantenphotodiode, mit der die Lage der Resonatormode beobachtet werden kann. So kann nicht nur mit Hilfe von zwei Piezoaktuatoren die Länge des Resonators geregelt werden, es ist durch zwei weitere Piezoaktuatoren am Auskoppelspiegel auch möglich den Winkel dieses Spiegels so nachzuregeln, dass die Resonatormode stabilisiert wird.

Längenstabilisierung

Für eine resonante Überhöhung des magischen Lichtes muss die Länge des Resonators ein vielfaches der halben Wellenlänge des magischen Lichtes betragen. Um dies zu ermöglichen, sind zwei der drei Resonatorspiegel über Piezoaktuatoren mit den Spiegelhaltern verbunden. Einer dieser Piezoaktuatoren dient dem Ausgleich von Störungen hoher Amplitude und niedriger Frequenz. An diesem Piezoaktor ist der Auskoppelspiegel befestigt. Durch Anlegen einer Spannung zwischen 0 und 150 V kann die Position des Spiegels um bis zu 12 μm verschoben werden. Dieser Stellweg ist ausreichend, um alle während eines Messzyklus auftretenden Störungen auszugleichen. Da die erste mechanische Resonanz dieses Systems jedoch schon bei 14 kHz liegt, können höherfrequente, akustische Störungen mit diesem Piezoaktor nicht kompensiert werden. Zu diesem Zweck ist auch der flache Spiegel

mit einem Piezoaktuator ausgestattet. Aufgrund der Wahl eines Piezoaktuators mit hoher mechanischer Güte sowie der Reduktion der Spiegelmasse beträgt die Frequenz der ersten mechanischen Resonanz dieses Systems 21 kHz. Durch einen kombinierten Einsatz dieser beiden Piezoaktuatoren, kann die Resonatorlänge bei einem ausreichenden Hub mit Regelbandbreiten von bis zu 21 kHz geregelt werden.

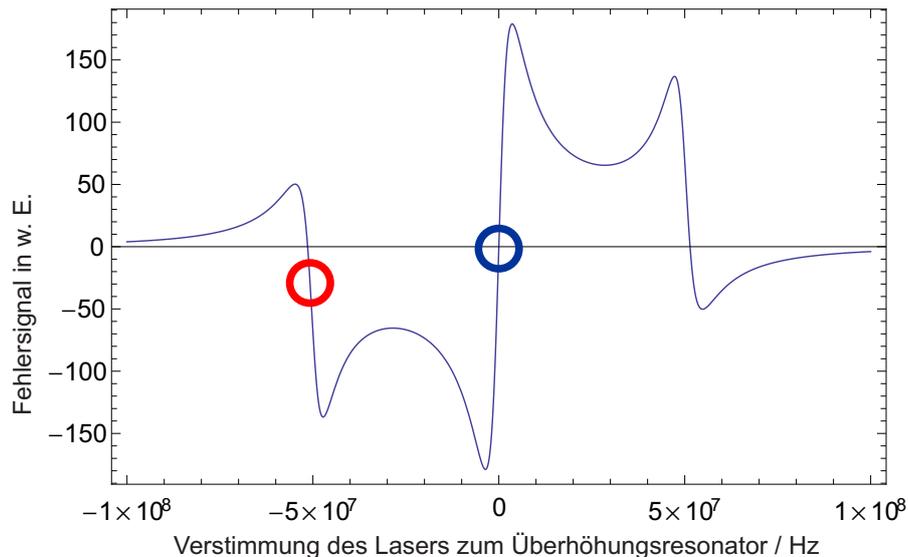


Abbildung 3.10: Pound-Drever-Hall Fehlersignal, das zur Längenstabilisierung des Überhöhungsresonators genutzt wird. Der rote Kreis markiert den Regelpunkt des Überhöhungsresonators für den Fall, dass dieser auf das Seitenband stabilisiert wird. Der blaue Kreis markiert den Regelpunkt des Überhöhungsresonators, wenn dieser resonant zum Träger ist.

Um das für die Regelung notwendige Fehlersignal zu erzeugen, wird das Pound-Drever-Hall Verfahren verwendet. Hierzu werden dem Licht mit dem bereits erwähnten EOM Seitenbänder aufgeprägt, die zusammen mit dem Träger auf den Einkoppelspiegel des Überhöhungsresonators treffen. Hier werden die Seitenbänder sowie der Träger zum Teil reflektiert und abhängig von ihrer Verstimmung zur nächsten Resonanz des Überhöhungsresonators dabei in ihrer Phase verschoben. Das Schwebungssignal zwischen dem Träger und den Seitenbändern wird nun mit einer Photodiode gemessen. Eine mögliche Phasenverschiebung des Trägers oder eines der Seitenbänder kann nun durch den Vergleich der Phase dieser gemessenen Schwebung mit der Phase des Modulationssignals ermittelt werden. In Abbildung 3.10 ist die Phasenverschiebung des Schwebungssignals in Abhängigkeit

von der Verstimmung des Trägers von der Resonanz des Resonators dargestellt. Diese Phasenverschiebung dient als Fehlersignal für zwei gekoppelte PID-Regler, mit denen die Länge des Überhöhungsresonators stabilisiert wird.

Für das Laden des magischen Gitter ist es nötig, die Intensität im Gitter zu Beginn der Sequenz auf annähernd Null zu senken und im späteren Verlauf reproduzierbar bis auf die maximal mögliche Intensität zu erhöhen (siehe Abschnitt 3.3). Durch ein alleiniges Absenken der eingekoppelten Intensität lässt sich ein reproduzierbares Schalten nicht gewährleisten, da die Länge des Resonators bei zu geringer eingekoppelter Lichtleistung nicht mehr geregelt werden kann. Daher wäre beim Hochfahren der eingekoppelten Intensität die Verstimmung der Resonatorresonanz zum Licht unbestimmt und ein erneutes Stabilisieren des Resonators würde nicht in reproduzierbarer Zeit gelingen.

Um die Intensität im Überhöhungsresonator schalten zu können, wird daher ein anderes Verfahren verwendet: Zu Beginn der experimentellen Sequenz wird das, mit Hilfe des Pound-Drever-Hall Verfahrens gewonnene, Fehlersignal invertiert und zu einem konstanten Wert addiert. Diese konstante Verschiebung ist kleiner als die lokalen Maxima des Fehlersignals um den Nulldurchgang der Seitenbänder, jedoch groß genug, um die Integratoren der PID-Regler in ausreichend kurzer Zeit zu füllen. Wird nun der integrierende Pfad der PID-Regler aktiviert, führt die konstante Verschiebung dazu, dass die Länge des Resonators in einer definierten Richtung bis zur nächsten Resonanz durchgestimmt wird. Hier wird zunächst eines der Seitenbänder resonant zu dem Überhöhungsresonator und das erzeugte Fehlersignal gleicht die konstante Verschiebung aus. Auf Grund der Invertierung des ursprünglichen Fehlersignals wird die Länge des Resonators nun auf diesen Nulldurchgang stabilisiert. Soll die Intensität im Überhöhungsresonator angeschaltet werden, wird das ursprüngliche Fehlersignal ohne Invertierung und ohne Verschiebung auf die PID-Regler gegeben. Dieses ist aufgrund der vorhergegangenen Verschiebung ungleich Null (siehe Abbildung 3.10) und die Integratoren der PID-Regler ziehen die Resonatorlänge auf die Resonanz des Trägers und stabilisieren die Resonatorlänge auf den Nulldurchgang des Fehlersignals. Dieser letzte Schaltvorgang des Resonators kann aufgrund des konstanten Abstandes zwischen der Resonanz der Seitenbänder und der des Trägers reproduzierbar mit einer verbleibenden Schwankung von wenigen $100\ \mu\text{s}$ durchgeführt werden.

Modenstabilisierung

Wie bereits beschrieben, wird der Überhöhungsresonator nahe am konzentrischen Fall betrieben. Dies führt bereits bei kleinen mechanischen Störungen zu Schwankungen der Modenlage, welche sich auf mehrere Arten negativ auf die Spektroskopie auswirken. So führt eine veränderte Lage der Mode zu einer schlechteren Einkopplung des Lichtes und somit zu Intensitätsschwankungen innerhalb des Re-

sonators sowie zu einem instabilen Fehlersignal. Auch führt eine Schwankung der Position der Mode zu einer Schwankung des Überlapps der Dipolfalle mit dem Gitter, was zu Atomzahlschwankungen führt. Zuletzt ist es für die Spektroskopie im Lamb-Dicke-Regime notwendig, dass der Spektroskopielaser parallel zum Gitter eingestrahlt wird. Eine instabile Mode würde diese Bedingung erschweren.

Um diesen Problemen entgegenzuwirken, wurde eine Modenstabilisierung am Gitter etabliert. Dazu wird die Position der Mode permanent mit einer Quadrantenphotodiode detektiert. Durch geeignete Summierung und Subtraktion der vier aufgenommenen Photoströme kann hiermit die Abweichung der Modenposition von der Sollposition getrennt für die horizontale als auch für die vertikale Achse ermittelt werden. Diese beiden Fehlersignale können nun von zwei PID-Reglern verarbeitet und auf die beiden Piezoaktuatoren zurückgeführt werden, mit denen der Verkipfungswinkel des Auskoppelspiegels geregelt wird. Auf diese Weise kann die Lage der Resonatormode mit Regelbandbreiten von etwa 1 kHz stabilisiert werden.

Da das Fehlersignal nur zu der Zeit zur Verfügung steht, in der das Gitter angeschaltet ist, wurden die PID-Regler so ausgelegt, dass ihr Zustand für die Zeit, in der das Gitter ausgeschaltet ist, eingefroren werden können. Dies ist auch dann nötig, wenn der Spektroskopiestrahl eingestrahlt wird, da es hierbei zu Rückreflexen auf die Quadrantenphotodiode kommt, die das Fehlersignal der Modenstabilisierung stören.

Der Einfluss der Modenstabilisierung auf die Stabilität der Atomzahl im Gitter wurde untersucht und wird in Abschnitt 3.4.3 beschrieben.

Leistungsstabilisierung

Schwankungen in der Lichtintensität innerhalb des Überhöhungsresonators führen zu Schwankungen der Potentialtiefe und somit zu Schwankungen der Atomzahl. Um diese Schwankungen zu vermeiden, wurde eine Leistungsstabilisierung aufgebaut, die über den oben beschriebenen AOM die Leistung des eingekoppelten Lichtes regeln kann. Hierzu befinden sich im experimentellen Aufbau drei Photodioden, die mit Hilfe eines PID-Reglers zur Leistungsregulierung genutzt werden können. Die erste Photodiode befindet sich vor der Faser, mit der das Licht zum Experiment geführt wird. Die Stabilisierung der Lichtintensität auf diese Photodiode dient dazu, die Intensitätsschwankungen des Titan:Saphir-Lasers sowie der Frequenzverdopplung zu kompensieren und die Einkopplung in die Faser zu erleichtern. Eine zweite Photodiode befindet sich hinter dem polarisierenden Strahlteiler hinter der Faser (PD 1 in Abbildung 3.9). Mit Hilfe dieser Photodiode können zusätzlich Leistungsschwankungen, die durch die Glasfaser oder deren Einkopplung verursacht werden, sowie Leistungsschwankungen hinter dem Strahlteiler aufgrund von Polarisationsdrehungen ausgeglichen werden. Eine dritte Photodiode (PD 3 in

Abbildung 3.9) misst die tatsächliche Intensität im Resonator. Regelt man den AOM so, dass der Photostrom dieser Diode konstant ist, kann man nicht nur Leistungs- und Polarisationschwankungen, sondern auch Schwankungen in der Einkopplungseffizienz des Überhöhungsresonators sowie in der Resonatorgüte ausgleichen. Allerdings gibt es bei der Benutzung dieser Photodiode - ähnlich wie bei der Modenstabilisierung - das Problem, dass während der Spektroskopie auftretende Rückreflexe des Spektroskopiestrahls das Fehlersignal und somit die Regelung stören können.

Auch der Einfluss der Leistungsstabilisierung auf die Stabilität der Atomzahl im Gitter wurde untersucht und wird ebenfalls in Abschnitt 3.4.3 beschrieben.

3.3 Laden des magischen Gitters

Das Beladen des optischen Gitters bei der magischen Wellenlänge kann nicht mit dem kontinuierlichen Ladeschema durchgeführt werden, das für das Beladen der Dipolfalle entwickelt wurde (siehe Abschnitt 2.6). Während dieses kontinuierlichen Ladevorgangs befinden sich die Atome wiederholt in einem der ^3D -Niveaus, in denen sie von den Photonen des optischen Gitters aufgrund ihrer hohen Energie ionisiert werden können. Wegen der hohen, zum Fangen der Atome nötigen Intensität im Überhöhungsresonator würden bei dem Versuch, Atome kontinuierlich in das Gitter zu laden, annähernd alle Atome ionisiert werden. Daher muss zum Beladen des magischen Gitters ein anderes Verfahren verwendet werden.

Es hat sich als erfolgreich herausgestellt, das magische Gitter mit der Dipolfalle bei 1064 nm zu überlagern, die Atome zunächst bei ausgeschaltetem Gitter mit dem kontinuierlichen Ladeverfahren in der Dipolfalle zu speichern und sie dann in das Gitter umzuladen. Dieses Verfahren soll in diesem Abschnitt vorgestellt werden.

3.3.1 Optischer Aufbau

Um das Umladen der Atome aus der Dipolfalle in das Gitter zu optimieren, ist es notwendig, das Gitter und die Dipolfalle auf voller Länge zu überlagern. Hierzu muss das Licht der Dipolfalle mit dem optischen Gitter zunächst überlagert und nach dem Durchlaufen der Vakuumkammer wieder getrennt werden, damit der Aufbau des Überhöhungsresonators nicht aufgrund der hohen Leistung des Dipolfallenstrahls beschädigt wird. Da sich die Wellenlänge der Dipolfalle stark von den Wellenlängen des optischen Gitters und des Uhrenlasers unterscheidet, ist es möglich, Kantenspiegel für die Überlagerung zu nutzen. Diese Kantenspiegel^a wurden so gewählt, dass sie für den gesamten Gitterwellenlängenbereich von 465 nm

^a Fa. Laseroptik

bis 480 nm sowie für das Licht des Spektroskopiestrahls hoch transmittierend sind und zudem eine hohe Reflektivität für das Dipolfallenlicht bei 1064 nm aufweisen. In Abbildung 3.9 ist diese Überlagerung der Dipolfalle mit dem magischen Gitter skizziert. Zwar verspricht eine Überlagerung, bei der das Licht des optischen Gitters reflektiert wird und das der Dipolfalle transmittiert wird, eine höhere Güte des optischen Resonators, doch würde die Absorption des Dipolfallenlichtes im Kantenspiegelsubstrat zu thermischen Linsen führen, welche die Stabilität des Resonators beeinflussen könnten. Daher wurde der oben beschriebene Aufbau bevorzugt.

Um die Justage des Gitters zu ermöglichen, wurden zwei Blenden in den gemeinsamen Strahlenweg von Dipolfalle und Gitter eingebaut. Nach erfolgreichem Laden der Dipolfalle werden diese auf den Dipolfallenstrahl justiert, so dass sie bei der darauffolgenden Justage des optischen Gitters als Referenz für die Position der Dipolfalle im Inneren der Vakuumkammer dienen können.



Abbildung 3.11: Fluoreszenzaufnahme von Magnesiumatomen in der T-MOT, nachdem diese im optischen Gitter gefangen waren. Mit Hilfe solcher Aufnahmen und dem in Abschnitt 2.3.3 beschriebenen Auswerteverfahren lassen sich rauscharme und hintergrundfreie Atomzahlbestimmungen durchführen.

3.3.2 Ladesequenz

Das Beladen des optischen Gitters erfolgt sequentiell. Zunächst werden wie in Abschnitt 2.6 beschrieben innerhalb von ein bis drei Sekunden zwischen 10^4 und 10^5 Atome im 3P_0 -Zustand kontinuierlich in die Dipolfalle geladen. Um Ionisationsverluste zu vermeiden, ist es während dieses Ladens der Dipolfalle notwendig, dass

das optische Gitter ausgeschaltet ist. Im darauffolgenden Schritt werden die beteiligten Kühlaser und Umpumplaser abgeschaltet und das optische Gitter, wie in Abschnitt 3.2.2 beschrieben, angeschaltet. Für einen Zeitraum von 10 ms laufen nun Dipolfalle und optisches Gitter simultan. Um sicherzustellen, dass keine Atome in magnetisch sensitiven Zuständen im Magnetfeld gefangen sind und die weiteren Experimente stören können, wird während dieser Zeit auch das magnetische Quadrupolfeld heruntergerampft. Die im Vergleich zur Schaltzeit des Gitters lange Umladezeit von 10 ms garantiert, dass sich das Feld des optischen Resonators am Ende des Schrittes vollständig aufgebaut hat und das Magnetfeld vollständig abgeschaltet ist. Im nächsten Schritt werden die Atome nur noch durch das Feld des optischen Gitters gehalten und wurden somit umgeladen. Nach dem Abschluss der erforderlichen Experimente können die Atome, die sich in einem der 3P_J Zustände befinden, in der T-MOT gefangen und ihre Fluoreszenz detektiert werden. In Abbildung 3.12 ist die Ladesequenz in Form einer Tabelle dargestellt.

3.3.3 Anpassung der Dipolfalle

Aufgrund der hohen Leistung, die für die Dipolfalle zur Verfügung steht, lassen sich leicht Potentiale erzeugen, die wesentlich tiefer und breiter sind, als das des optischen Gitters. Um die Sensitivität der Umladeeffizienz auf die Überlagerung von Gitter und Dipolfalle zu reduzieren, wurde daher für die Dipolfalle bewusst ein mit $72\ \mu\text{m}$ etwas größerer transversaler Fallendurchmesser gewählt, als ihn das optische Gitter aufweist ($65\ \mu\text{m}$). Die Dipolfalle ist bei voller Laserleistung auch bei diesem Fallendurchmesser noch deutlich tiefer als das optische Gitter, es können daher nur die kältesten Atome der Dipolfalle in das Gitter umgeladen werden. Da die Dipolfalle bei hohen Intensitäten zur thermischen Effekten im Aufbau des optischen Gitters führt und somit dessen Stabilität stört, ist es vorteilhaft, die Dipolfallenintensität so weit zu reduzieren, dass keine relevante Verminderung der Atomzahl im optischen Gitter stattfindet. Um diese Intensität zu ermitteln, wurde die in Abbildung 3.13 dargestellte Messung durchgeführt. Bei dieser wurde für verschiedene Dipolfallenleistungen die Zahl der Atome im Gitter, sowie deren statistische Schwankung ermittelt. Man erkennt, dass die Atomzahl im optischen Gitter bei Dipolfallenleistungen zwischen 13 und 20 W maximal ist. Bei kleineren Leistungen ist das Dipolfallenpotential kleiner als das des optischen Gitters, was zu einer Reduktion der Atomzahl führt, bei größeren Leistungen führt die thermisch induzierte Instabilität zu starken Atomzahlverlusten. Als Arbeitspunkt für die in dieser Arbeit vorgestellten Experimente wurde eine Dipolfallenleistung von 20 W gewählt. Bei dieser werden noch keine signifikanten thermischen Instabilitäten beobachtet und gleichzeitig hilft das starke Fluoreszenzsignal der in der Dipolfalle gefangenen Atome bei der Justage der Dipolfalle.

		Dipolfalle 3 s	Umladen 100 ms	Haltezeit 50 ms- 2 s	Detektion 20 ms
S-MOT-Kühlaser	$^1S_0 \rightarrow ^1P_1$	■			
Transferlaser	$^1S_0 \rightarrow ^3P_1$	■			
T-MOT-Kühlaser	$^3P_2 \rightarrow ^3D_3$	■			■
3P_1 -Rückpumper	$^3P_1 \rightarrow ^3D_2$	■			■
3P_0 -Rückpumper	$^3P_0 \rightarrow ^3D_1$				■
Uhrenlaser	$^1S_0 \rightarrow ^3P_0$				
Dipolfalle	1064 nm	■	■		
Gitter	469 nm		■	■	
Magnetisches Quadrupolfeld		■	▲	▲	■
Homogenes Magnetfeld					

Abbildung 3.12: Tabellarische Darstellung der Ladesequenz des Gitters. Die Spalten stellen die verschiedenen Schritte der Sequenz dar. Die Zeilen stehen jeweils für ein Licht- oder Magnetfeld. Ist ein Feld der Tabelle dunkel eingefärbt, bedeutet dies, dass der entsprechende Laser zu dieser Zeit eingestrahlt wird oder das entsprechende Magnetfeld aktiv ist.

3.3.4 Umladeeffizienz

Mit Hilfe des in Abschnitt 2.3 erläuterten Verfahrens zur Atomzahlbestimmung kann die Zahl der Atome im optischen Gitter bestimmt werden. Bei 5×10^4 Atomen in der Dipolfalle können bis zu 10^4 Atome in das optische Gitter umgeladen werden. Dies entspricht einer Umladeeffizienz von 20 %.

3.4 Charakterisierung des magischen Gitters

Für den Betrieb einer optischen Gitteruhr ist es nicht nur notwendig, eine ausreichend große Zahl von Atomen in dem Gitter bei der magischen Wellenlänge zu fangen, man muss zusätzlich gewährleisten können, dass die Lebensdauer der Atome im optischen Gitter ausreicht, um Interrogationszeiten von mehreren hundert Millisekunden durchführen zu können. Des Weiteren muss die transversale

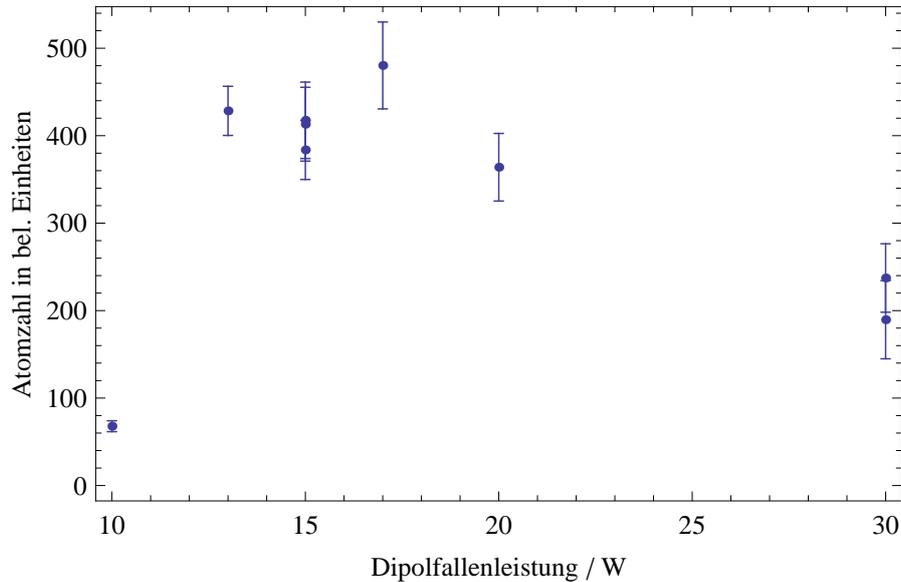


Abbildung 3.13: Zahl der Atome im optischen Gitter in Abhängigkeit von der Dipolfallenleistung. Die Fehlerbalken entsprechen der Standardabweichung des statistischen Rauschens der Atomzahl.

Temperatur der Atome bekannt sein, um die Doppler-Verschiebung 2. Ordnung einschätzen zu können. Die Stabilität der Atomzahl ist wichtig, um die zukünftige Stabilität der Gitteruhr abschätzen zu können, und es ist notwendig zu verstehen, woher mögliche Instabilitäten kommen. Und nicht zuletzt muss gezeigt werden, dass die Lokalisierung der Atome für einen optischen Frequenzstandard ausreicht.

In diesem Abschnitt wird die Charakterisierung des optischen Gitters unter den oben genannten Gesichtspunkten beschrieben.

3.4.1 Lebensdauer

Werden die Atome in dem optischen Gitter gefangen, so ist die Zeit, die die Atome in dieser Falle verbringen, durch mehrere Prozesse beschränkt. So führen Stöße mit dem Hintergrundgas, Stöße der Atome untereinander als auch Fluktuationen der Falle selbst dazu, dass Atome die Falle verlassen können. Die Zeit, welche die Atome in dem optischen Gitter verbringen, ist jedoch für den Betrieb eines optischen Frequenzstandards von großer Bedeutung, da durch diese Zeit die maximale Abfragezeit mit dem Uhrenlaser limitiert wird. Diese Abfragezeit begrenzt aufgrund der aus ihr resultierenden Fourierreiverbreiterung die maximal mögliche Auflösung

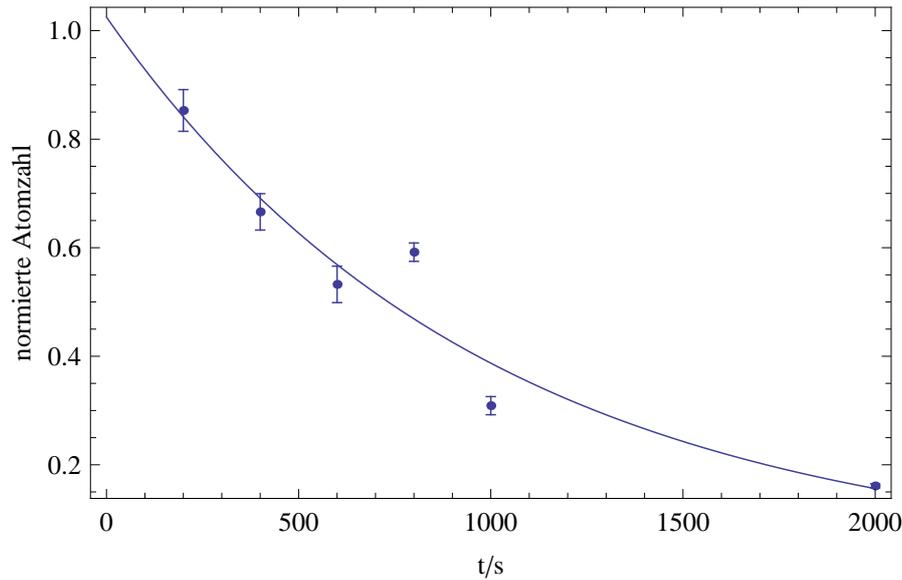


Abbildung 3.14: Zerfallskurve des optischen Gitters. Aufgetragen sind auf der horizontalen Achse die Haltezeiten der Atome im optischen Gitter, auf der vertikalen Achse die im Anschluss detektierten verbliebenen Atome in der Falle normiert auf die berechnete Atomzahl zu Beginn der Haltezeit. Die Fehlerbalken repräsentieren die statistische Unsicherheit der entsprechenden Messung. Die blaue Linie entspricht einem angepassten exponentiellen Abfall der Atomzahl im Gitter.

der Spektroskopie zu

$$\Delta\nu \approx \frac{0,9}{\tau}, \quad (3.32)$$

wobei $\Delta\nu$ in diesem Fall der vollen Breite bei halber Signalhöhe des Spektroskopie-signals entspricht [12]. Da die hieraus resultierende kleinste auflösbare Linienbreite in der Regel wesentlich größer als die natürliche Linienbreite des verwendeten Uhrenübergangs ist, stellt die Fourierverbreiterung eine Limitierung der maximal möglichen Stabilität des Frequenzstandards dar (siehe Gleichung 1.1).

Um die Lebensdauer der Atome in der Falle zu bestimmen, wurde das in Abschnitt 3.3 beschriebene Verfahren mit verschiedenen Haltezeiten in der Falle durchgeführt, so dass ein zeitlicher Verlauf der verbleibenden Atome abgeleitet werden kann. Die Ergebnisse dieses Experimentes sind in Abbildung 3.14 dargestellt. Passt man einen exponentiellen Abfall an die gemessenen Atomzahlen zu Ende des jeweiligen experimentellen Zyklus an, so erhält man für das optische Gitter eine Lebensdauer von etwa 1 s. Das heißt, dass der Anteil der Atome in der Falle nach einer Sekunde auf $1/e$ der Anfangsatomzahl gesunken ist.

Setzt man diese Zeit als maximale Interrogationszeit in Gleichung 3.32 ein, erkennt

man, dass die Lebensdauer des Gitters Spektroskopien mit einer Auflösung im Hertz-Bereich zulässt.

3.4.2 Temperaturmessung

Eine interessante Größe ist die transversale Temperatur der Atome im optischen Gitter. Denn aus ihr lässt sich die zu erwartenden Dopplerverschiebungen zweiter Ordnung bestimmen (siehe Abschnitt 5.1.3).

Die Temperatur eines kalten Ensembles von Atomen wird häufig über die Expansionsgeschwindigkeit der Atome nach dem Verlassen der Falle bestimmt. Diese Methode ist jedoch zur Bestimmung der Temperatur der Atome im optischen Gitter nicht geeignet, da die zu erwartenden optischen Dichten der expandierten atomaren Wolke nicht für aussagekräftige Messungen ausreichen. Daher wird zur Bestimmung der Temperatur ein anderes Verfahren verwendet:

Zunächst werden die im optischen Gitter gefangenen Atome mit Hilfe des $^3P_0 \rightarrow ^3D_1$ Rückpumpers in den 3P_1 -Zustand umgepumpt. Aus diesem zerfallen sie innerhalb weniger zehn Millisekunden in den 1S_0 -Zustand. Sobald sich keine Atome mehr in einem der Triplett-Zustände befinden, wird das Gitter ausgeschaltet und kurz darauf der $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ -Laser für wenige Mikrosekunden senkrecht zur Gitterachse eingestrahlt. Im Anschluss werden die durch den Laser angeregten Atome mithilfe der T-MOT detektiert. Durch die wiederholte Durchführung dieser Sequenz, bei gleichzeitiger schrittweiser Verstimmung des $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ -Lasers, wird eine Spektroskopie des $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ $m_j = 0$ Übergangs durchgeführt. Zur Separation der $m_j \pm 1$ -Komponenten wird während der Spektroskopie ein homogenes Magnetfeld angeschaltet. In Abbildung 3.15 ist die experimentelle Sequenz tabellarisch dargestellt.

Aufgrund der sehr schmalen natürlichen Linienbreite des $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ -Übergangs von 36 Hz und der noch schmalere Linienbreite des $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ -Lasers von 30 Hz ist die Breite der spektroskopierten Linie durch die Dopplerverbreiterung bestimmt. Unter der Annahme, dass die transversale Geschwindigkeitsverteilung der Atome der Maxwell-Boltzmann-Verteilung entspricht, kann an das Spektroskopiesignal eine Gaußkurve angepasst werden, deren Breite in direktem Zusammenhang mit der transversalen Temperatur der Atome steht. Dieses Experiment wurde an den im Gitter gefangenen Atomen mehrmals durchgeführt. Die aus der Breite der spektroskopierten Linie abgeleiteten Temperaturen lagen dabei im Bereich zwischen 6 und 10 μK .

Diese Temperaturen entsprechen der Temperatur der Atome, nachdem sie vom 3P_0 -Zustand in den 1S_0 -Zustand umgepumpt wurden. Während dieses Prozesses haben die Atome ein Photon absorbiert und zwei emittiert. Die ursprüngliche Temperatur der Atome im 3P_0 -Zustand ist daher vermutlich geringer. Da die Magnesium

		Dipolfalle 3 s	Umladen 10 ms	Haltezeit 200 ms	Umpumpen 50 ms	Spektroskopie 20 μ s	Detektion 20 ms
S-MOT-Kühlaser	$^1S_0 \rightarrow ^1P_1$	■					
Transferlaser	$^1S_0 \rightarrow ^3P_1$					■	
T-MOT-Kühlaser	$^3P_2 \rightarrow ^3D_3$			■			■
3P_1 -Rückpumper	$^3P_1 \rightarrow ^3D_2$	■					■
3P_0 -Rückpumper	$^3P_0 \rightarrow ^3D_1$			■			■
Uhrenlaser	$^1S_0 \rightarrow ^3P_0$						
Dipolfalle	1064 nm	■	■				
Gitter	469 nm		■	■	■		
Magnetisches Quadrupolfeld		■	▲				▲
Homogenes Magnetfeld					■		

Abbildung 3.15: Experimentelle Sequenz zur Bestimmung der Temperatur der Atome im Gitter.

Gitteruhr langfristig jedoch auf einer Spektroskopie der Atome vom 1S_0 - in den 3P_0 -Zustand basieren soll, ist die mit diesem Experiment gemessene Temperatur die für die Spektroskopie relevante Temperatur.

3.4.3 Stabilität

Neben der absoluten Genauigkeit eines Frequenzstandards ist auch dessen Stabilität von großer Bedeutung, denn nur mit einer ausreichend großen Stabilität können Messungen auf einem hohen Niveau mit akzeptabler Integrationszeit durchgeführt werden. Neben der Instabilität des Uhrenlasers, die gerade bei hohen Frequenzen nicht durch die Spektroskopie des Uhrenübergangs ausgeglichen werden kann, spielt die Atomzahl und Detektorrauschen, das sich über das Signal-zu-Rausch-Verhältnis in Gleichung 1.1 auf die Instabilität auswirkt, eine große Rolle.

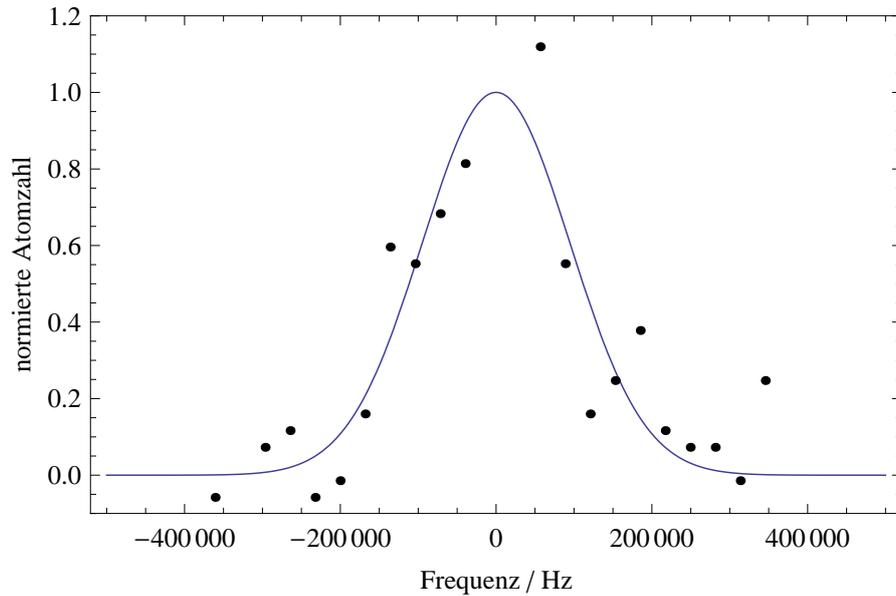


Abbildung 3.16: Dopplerverbreiterte Spektroskopie des $^1S_0 \rightarrow ^3P_1 m_J = 0$ Übergangs. Aus der Breite der beobachteten Linie kann auf die Temperatur der Atome im optischen Gitter geschlossen werden.

Atomzahlstabilität

Um die Stabilität der Atomzahl im optischen Gitter zu messen, wird die in Abschnitt 3.3 beschriebene Sequenz ohne Unterbrechung einige hundert Mal wiederholt. In Abbildung 3.17 ist das Ergebnis einer solchen Messung dargestellt, bei der weder die Leistungsstabilisierung noch die Modenstabilisierung aktiv war. Man erkennt, dass die Atomzahl im Gitter um bis zu 40 % schwankt, wobei hochfrequente Schwankungen mit geringerer Streuung von einer langsamen ausgeprägteren Schwankung unterschieden werden können.

Um das zeitliche Verhalten eines Signales zu analysieren, werden häufig Methoden aus der Fourieranalyse verwendet. Mit diesen Verfahren können Störungen Frequenzbereichen zugeordnet und auf diese Weise gegebenenfalls identifiziert werden. In metrologischen Experimenten ist jedoch nicht nur der Frequenzbereich einer Störung von Interesse, sondern vor allem, wie diese Störung das Mittelungsverhalten des gesamten Experimentes beeinflusst. Daher hat sich für die Analyse von Frequenzstandards die Allan-Varianz beziehungsweise ihre Wurzel, die Allan-Standardabweichung, etabliert. Eine Erläuterung dieser Methoden findet sich in [12]. Da sich die Allan-Standardabweichung definitionsgemäß nur für kontinuierlich gemessene Frequenzen berechnen lässt, wurde für die Analyse der Atomzahlstabilität in diesem Abschnitt analog zur Allan-Standardabweichung die Wurzel der N -Stichpunkt-Varianz für $N = 2$ verwendet [81].

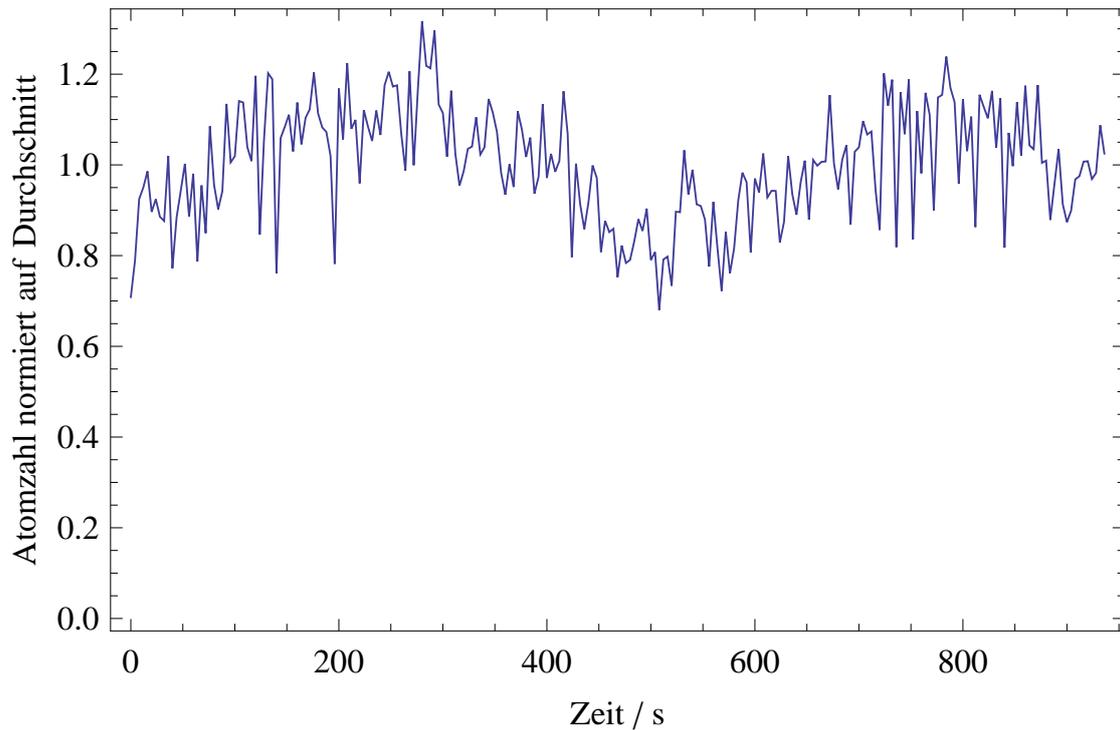


Abbildung 3.17: Schwankungen der Atomzahl im unstabilisierten Gitter. Auf der horizontalen Achse ist die tatsächliche Zeit in Sekunden aufgetragen. Die Dauer eines experimentellen Zyklus betrug bei dieser Messung 4 s. Auf der vertikalen Achse ist die im Anschluss eines jeden Zyklus gemessene Atomzahl normiert auf die durchschnittliche Atomzahl aufgetragen.

In Abbildung 3.18 ist dieses Verfahren verwendet worden, um den Einfluss verschiedener Leistungsstabilisierungen auf die Atomzahlstabilität zu analysieren. Die roten Punkte entsprechen hierbei der Atomzahlinstabilität des unstabilisierten Gitters. Man erkennt, dass die Instabilität bis zu 10 Mittelungen durch weißes Rauschen dominiert ist und sich durch Mitteln reduzieren lässt. Bei häufigerer Mittelung ist die Instabilität jedoch durch Funkelrauschen dominiert und lässt sich daher nicht weiter reduzieren.

Die blauen Punkte entsprechen der Atomzahlinstabilität für den Fall, dass die Lichtleistung vor dem Einkoppelspiegel des Überhöhungsresonators stabilisiert wird. Im Vergleich mit der Instabilität des unstabilisierten Gitters erkennt man, dass diese Stabilisierungsmethode vor allem bei großen Mittelungszahlen das Niveau des Funkelrauschens reduziert, auf die Instabilität bei wenig Mittelungen jedoch kaum Einfluss hat. Dies bedeutet, dass zwar die langsamen Atomzahlschwankungen durch Schwankungen der Lichtintensität zumindest mit verursacht werden, das weiße Rauschen jedoch nicht durch Fluktuationen der Lichtintensität vor dem Einkoppelspiegel verursacht wird.

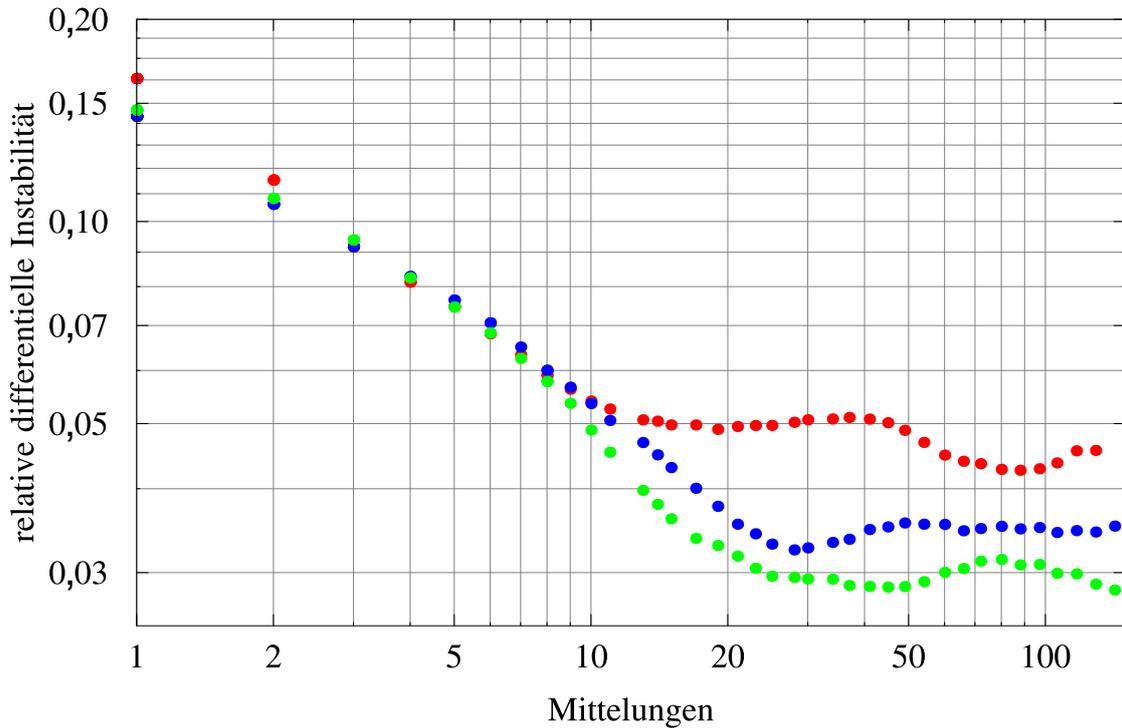


Abbildung 3.18: Einfluss der Leistungsstabilisierung auf die Atomzahlstabilität im Gitter. Die roten Punkte entsprechen der Atomzahlinstabilität des ungestabilisierten Gitters. Die blauen Punkte entsprechen der Atomzahlinstabilität des Gitters, wenn die Leistung des Lichtes vor dem Einkoppelspiegel des Resonators stabilisiert wird. Die grünen Punkte entsprechen der Atomzahlinstabilität für den Fall, dass die Leistung des Feldes im inneren des Resonators stabilisiert wird. Man erkennt, dass sich eine Stabilisierung der Lichtintensität vor allem bei langen Mittelungszeiten bemerkbar macht und hier das Funkelrauschen reduziert. Das vor allem bei kleinen Integrationszeiten dominierende weiße Rauschen wird jedoch nur unwesentlich reduziert.

Wird anstelle der Leistung des Lichtes vor dem Überhöhungsresonator die Lichtintensität im inneren des Resonators stabilisiert, entspricht die resultierende Atomzahlinstabilität den grünen Punkten in Abbildung 3.18. Mit Hilfe dieser Stabilisierungsmethode lässt sich das Funkelrauschen bei hohen Mittelungszeiten noch weiter reduzieren. Dies lässt sich damit erklären, dass nun auch Schwankungen der Einkoppeleffizienz durch die Regelung kompensiert werden. Jedoch lässt sich auch mit diesem Verfahren nicht das weiße Rauschen bei wenig Mittelungen reduzieren.

In Abbildung 3.19 ist der Einfluss der in Abschnitt 3.2.2 erläuterten Modenstabilisierung auf die Atomzahlinstabilität dargestellt. Die roten Punkte entsprechen hier wie auch in Abbildung 3.18 der Atomzahlinstabilität des ungestabilisierten Gitters. Die blauen Punkte entsprechen der Atomzahlinstabilität, wenn die La-

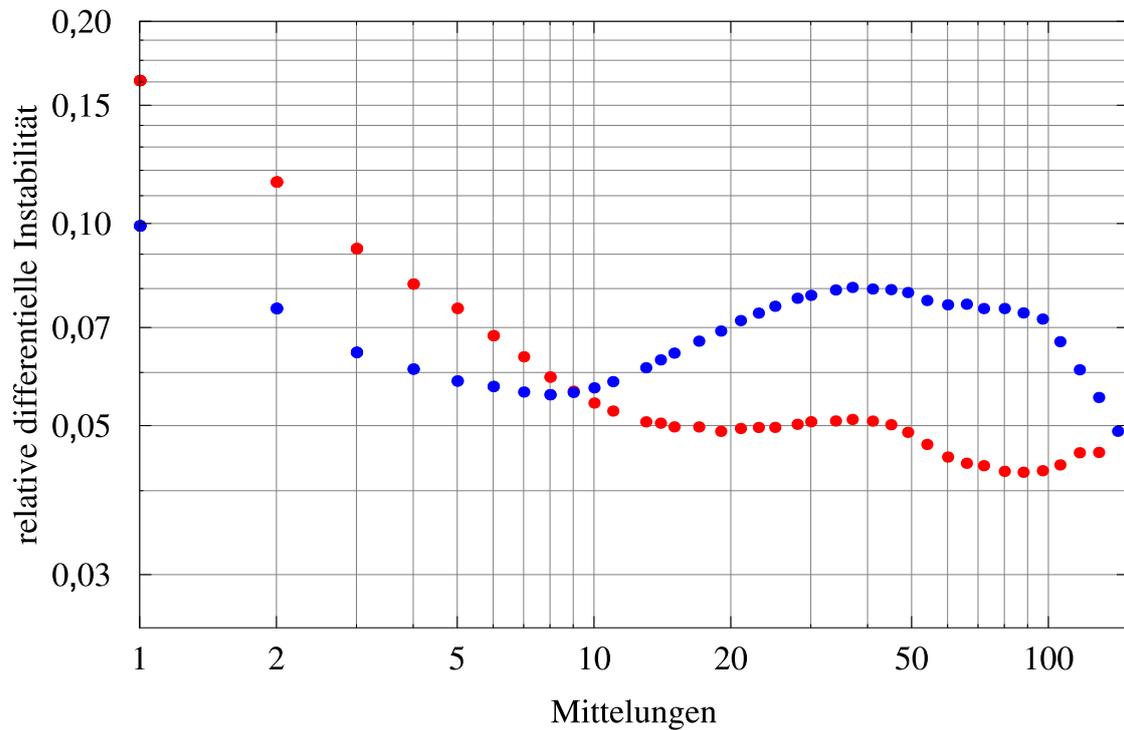


Abbildung 3.19: Einfluss der Modenstabilisierung auf die Atomzahlstabilität im Gitter. Die roten Punkte entsprechen der Atomzahlstabilität des ungestabilisierten Gitters. Sie sind identisch zu den roten Punkten in Abbildung 3.18. Die blauen Punkte entsprechen der Atomzahlstabilität des Gitters bei aktiver Modenstabilisierung. Man erkennt, dass die Modenstabilisierung vor allem auf kurzen Zeitskalen das weiße Rauschen reduziert.

ge der Mode im Überhöhungsresonator stabilisiert wird. Diese Stabilisierungsmethode hat vor allem bei geringen Mittelungszahlen einen positiven Einfluss. So werden die Schwankungen von Schuss zu Schuss und somit das weiße Rauschen fast auf die Hälfte reduziert. Dies wirkt sich positiv auf die Stabilität des zukünftigen Magnesium-Frequenzstandards aus, da hier das Fehlersignal aus der Differenz zweier aufeinander folgender Messwerte generiert wird. Bei hohen Mittelungszahlen führt die Modenstabilisierung jedoch zu einem stärker ausgeprägten Funkelrauschen, was die Stabilität der Magnesium-Gitteruhr jedoch aus dem selben Grund kaum beeinflussen wird.

Stabilität einer Magnesium-Gitteruhr

Die Stabilität eines optischen Frequenzstandards ist für den Fall weißen Rauschens durch Gleichung (1.1) gegeben. Sie ist unter anderem linear vom Signal zu Rausch Verhältnis S/N des bei der Spektroskopie erzeugten Fehlersignals abhängig. Die in

diesem Abschnitt analysierten Instabilitäten der detektierten Atomzahl pflanzen sich auch auf das aus Atomzahlmessungen resultierende Fehlersignal fort und können somit eine Limitierung der erreichbaren Stabilität der zukünftigen Magnesium-Gitteruhr darstellen. Um Aussagen über den Einfluss des kombinierten Atomzahl- und Detektionsrauschens auf das Signal-zu-Rausch-Verhältnis treffen zu können, muss zunächst betrachtet werden, wie aus dem Spektroskopiesignal das Fehlersignal des Uhrenlasers gewonnen wird.

Um im zukünftigen Magnesium-Frequenzstandard den Uhrenlaser auf die Resonanz des $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ -Übergangs von ^{24}Mg zu stabilisieren, wird der Spektroskopiestrahl im experimentellen Zyklus mit Hilfe des Schalt-AOMs abwechselnd um eine Sprungfrequenz $\pm\delta\nu$ verstimmt werden. Diese Sprungfrequenz ist hierbei so gewählt, dass für den Fall des resonanten Uhrenlasers abwechselnd die rechte und linke Flanke des $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ -Übergangs an der steilsten Stelle spektroskopiert wird. Die hierbei resultierenden Spektroskopiesignale R und L sind für den Fall eines resonanten Uhrenlasers identisch. Weicht die Frequenz des Uhrenlasers von der Sollfrequenz jedoch ab, führt dies zu einer Differenz der beiden Spektroskopiesignale, aus der die Verstimmung des Uhrenlasers $\Delta\nu$ mit Hilfe von

$$\Delta\nu = k \delta\nu \frac{R - L}{R + L} \quad (3.33)$$

berechnet werden kann. Hierbei ist k ein konstanter Faktor in der Größenordnung von 1, der von der Form der spektroskopierten Linie abhängt.

Die Signale L und R werden aus Atomzahlmessungen am Ende der Spektroskopie gewonnen und werden daher durch das bereits beschriebene kombinierte Atomzahl- und Detektionsrauschen gestört. Dieses Rauschen geht nun über Gleichung 3.33 in das Fehlersignal des Uhrenlasers ein und degradiert über den Regelkreis des Uhrenlasers die Frequenzstabilität der Gitteruhr. Um quantitative Werte für die Frequenzinstabilität durch das kombinierte Atomzahl- und Frequenzrauschen zu erhalten, können aus einer Reihe gemessener Atomzahlwerte, die idealerweise in ihrer Signalstärke dem spektroskopierten Signal entsprechen, jeweils zwei aufeinanderfolgende Werte für L und R in Gleichung 3.33 eingesetzt werden. Die so berechneten Werte für $\Delta\nu$ entsprechen dem Frequenzrauschen das aus dem kombinierten Atomzahl- und Detektionsrauschen resultiert.

In Abbildung 3.20 ist diese Analyse für die Messreihe in Abbildung 3.17 durchgeführt worden. Die gezeigte Allan-Standard-Abweichung stellt die Limitierung der Stabilität des optischen Frequenzstandards aufgrund des kombinierten Atomzahl- und Detektionsrauschens der Messreihe aus Abbildung 3.17 dar.

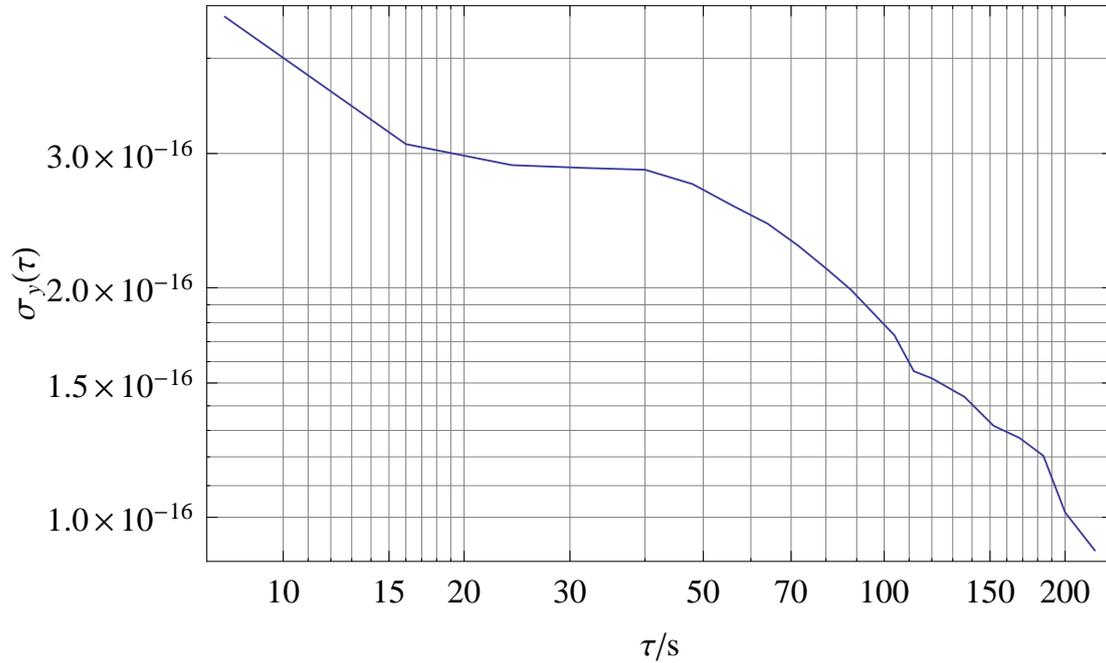


Abbildung 3.20: Erwartete Limitierung der Instabilität der Gitteruhr durch das kombinierte Atomzahl- und Detektionsrauschen.

3.4.4 Fallenfrequenzen

Der in Abschnitt 3.1.2 eingeführte Lamb-Dicke-Parameter η kann wie in Abschnitt 3.1.4 beschrieben als die Wurzel des Verhältnisses von Rückstoßwinkelfrequenz zu Fallenwinkelfrequenz dargestellt werden:

$$\eta = \sqrt{\frac{\omega_r}{\omega_F}}. \quad (3.34)$$

Dies legt nahe, den Lamb-Dicke-Parameter des optischen Gitters durch eine Messung der Fallenfrequenz zu bestimmen.

Um diese zu messen, wurde ausgenutzt, dass eine Modulation des Gitterpotentials bei der Fallenfrequenz sowie bei vielfachen der Fallenfrequenz zu einem Aufheizen der Atome führt und diesen somit das Verlassen des Fallenpotentials ermöglicht [82]. Um diesen Effekt, der auch parametrisches Heizen genannt wird, experimentell zu beobachten, wurden wiederholt Atome in das optische Gitter geladen, dessen Intensität dann bei verschiedenen zu untersuchenden Frequenzen um 3% der Maximalintensität moduliert wurde. Nach einer Haltezeit im modulierten Gitter von 100 ms wurden die in der Falle verbliebenen Atome daraufhin mithilfe der T-MOT detektiert. In Abbildung 3.21 sind die Ergebnisse eines solchen Experimentes mit typischen Gittereinstellungen beispielhaft dargestellt. Auf

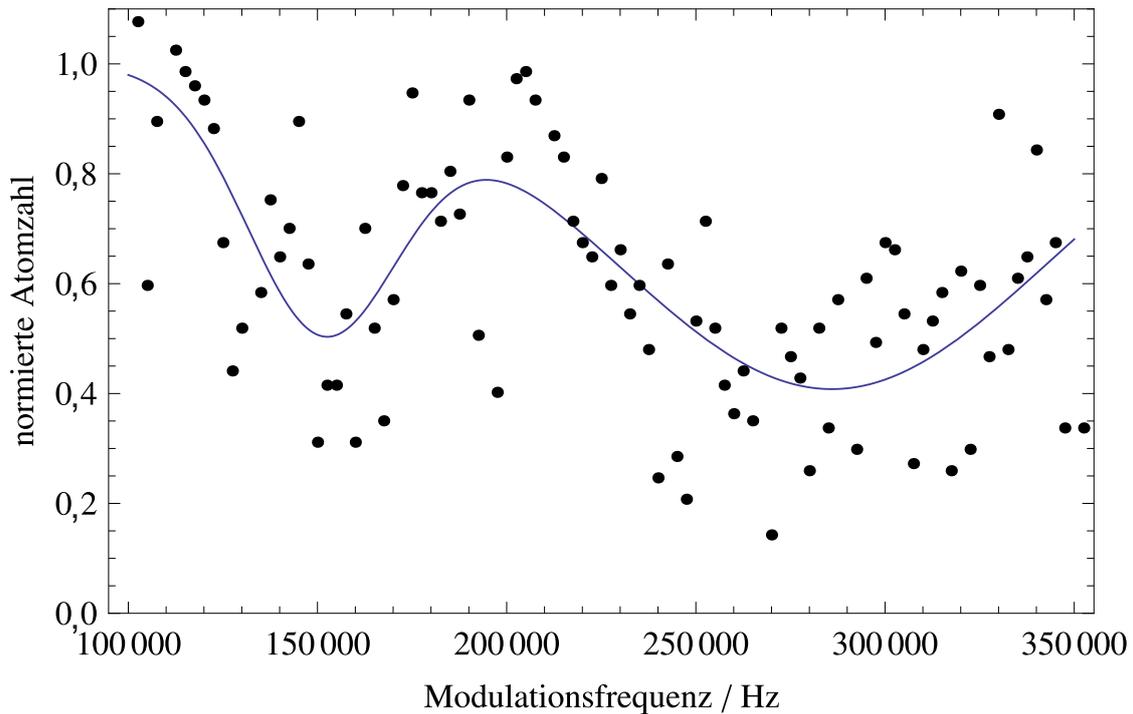


Abbildung 3.21: Verluste der Atome durch Modulation der Gitterleistung von 3 % bei einer zirkulierenden Lichtleistung im Gitter von 1,3 W. Man erkennt ein erstes Minimum der Atome, dies entspricht einem Maximum der Atomverluste, bei ungefähr 150 kHz. Auch bei der doppelten Modulationsfrequenz sind hohe Atomverluste zu beobachten. Die blaue Kurve entspricht zwei durch Minimierung der quadratischen Abweichungen angepassten Gauß-förmigen Verlusten. Die Atomzahl wurde mit Hilfe des Ergebnisses dieser Anpassung auf die maximale Atomzahl normiert.

der vertikalen Achse ist die normierte Anzahl der am Ende jeder Sequenz in der T-MOT detektierten Atome in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz des optischen Gitters aufgetragen. Man erkennt, dass starke Atomverluste bei Modulationsfrequenzen im Bereich um 150 kHz sowie im Bereich um 300 kHz auftreten. Diese Frequenzen entsprechen der erwarteten Fallenfrequenz in axialer Richtung sowie der ersten harmonischen dieser Frequenz. Um quantitative Werte für die Frequenzen zu erhalten wurde an die gemessenen Werte eine Ausgleichsline mit zwei Gaußförmigen Verlusten angepasst. Die auf diese Weise ermittelten Frequenzwerte lassen sich bei wiederholten Messungen unter gleichen Bedingungen mit einer statistischen Schwankung von unter 5 % reproduzieren.

Die große Breite der beobachteten Verluste hat mehrere Ursachen. So nimmt zum einen die Fallenfrequenzen des Gitters mit zunehmenden Abstand vom Fokus des Gitters ab. Zum anderen ist das Gitterpotential nur für kleine kinetische Energien

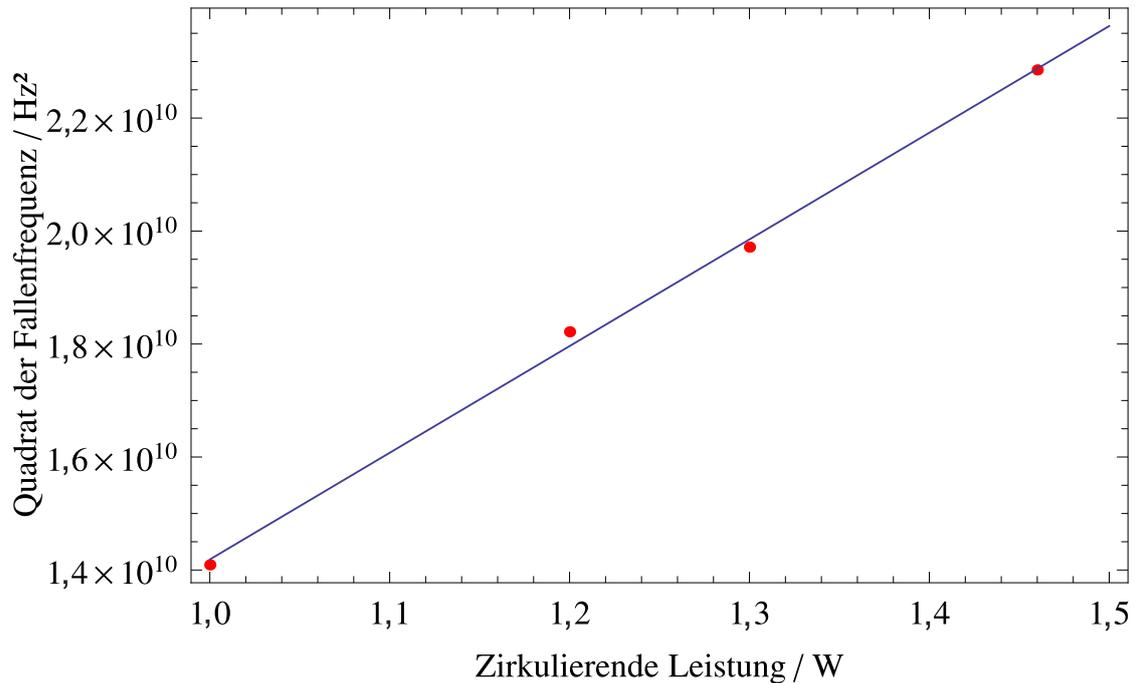


Abbildung 3.22: Quadrate der gemessenen Fallenfrequenzen in Abhängigkeit von der zirkulierenden Leistung im optischen Gitter. Die blaue Linie ist eine Ausgleichsline. Der erwartete lineare Zusammenhang zwischen dem Quadrat der gemessenen Frequenzen und der zirkulierenden Leistung demonstriert, dass die Beobachteten Verluste tatsächlich durch parametrisches Heizen der Atome im modulierten Gitter verursacht werden und die gemessenen Frequenzen somit die Fallenfrequenzen sind.

der Atome harmonisch und die Fallenfrequenz nimmt mit zunehmender kinetischer Energie der Atome ab.

Um sicherzustellen, dass die gemessenen Verluste tatsächlich aus parametrischem Heizen resultieren und nicht aus eventuellen mechanischen oder elektronischen Resonanzen des experimentellen Aufbaus, wurde das Experiment zur Bestimmung der Fallenfrequenzen bei verschiedenen zirkulierenden optischen Leistungen im optischen Gitter durchgeführt. Die Fallenfrequenzen des Gitters sind proportional zur Wurzel der zirkulierenden Leistung, während mögliche mechanische oder elektronische Resonanzen nicht von der optischen Leistung im Gitter abhängen sollten. In Abbildung 3.22 sind die Ergebnisse dieser Messung dargestellt. Die lineare Abhängigkeit der quadrierten gemessenen Fallenfrequenzen von der zirkulierenden Leistung zeigt, dass die mit dem in diesen Abschnitt vorgestellten Verfahren gemessenen Frequenzen tatsächlich die Fallenfrequenzen sind.

Aus der gemessenen axialen Fallenfrequenz von 150 kHz folgt unter Zuhilfenahme von Gleichung 3.34 ein Lamb-Dicke-Parameter des optischen Gitters von $\eta = 0,5$.

Spektroskopie des $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Übergangs von ^{24}Mg

Ein optischer atomarer Frequenzstandard beruht auf der Stabilisierung eines Lasers auf einen geeigneten Uhrenübergang. Dieser Übergang sollte zum einen möglichst schmal sein, um die Stabilität des Frequenzstandards nicht zu limitieren, zum anderen muss dieser Übergang insensitive auf äußere Einflüsse sein, welche die Übergangsfrequenz verschieben und damit die Genauigkeit des Frequenzstandards herabsetzen können.

Erdalkaliatome und erdalkaliähnliche Atome haben zwei verschiedene Spinkonfigurationen mit Gesamtspin $S = 0$ und Gesamtspin $S = 1$. Übergänge zwischen diesen Konfigurationen werden Interkombinationsübergänge genannt und weisen sehr schmale Linienbreiten auf, da der Elektronenspin nicht direkt mit dem elektrischen Feld wechselwirkt und der Gesamtspin S mit Dipolübergängen nur indirekt über die Spin-Bahn-Kopplung geändert werden kann. Viele Interkombinationsübergänge erfüllen daher die erste der beiden genannten Bedingungen für einen Uhrenübergang.

Bosonisches Magnesium weist zwei Interkombinationsübergänge auf, deren Linienbreiten den Einsatz als Uhrenübergang zulassen. Einer dieser Übergänge ist der $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ Übergang mit einer natürlichen Linienbreite von 36 Hz. Dieser wurde bereits in [55] und [56] für einen optischen Magnesium-Frequenzstandard genutzt. Aufgrund der in Abschnitt 3.1.5 aufgeführten Eigenschaften eignet er sich jedoch nicht für die Verwendung in einem gitterbasierten Frequenzstandard. Der zweite geeignete Uhrenübergang von ^{24}Mg ist der $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Übergang. Ein Gitter bei der für diesen Übergang magischen Wellenlänge wurde im Rahmen dieser Dissertation realisiert (siehe Kapitel 3).

Der $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Übergang ist nicht nur aufgrund der nötigen Änderung der Spin-konfiguration sehr schmal, er ist, da er ein $J = 0 \rightarrow J = 0$ Übergang ist, für alle Ein-Photonen-Prozesse verboten. Ist jedoch ein Magnetfeld vorhanden, wird dem 3P_0 -Zustand ein kleiner Anteil des 3P_1 -Zustands beigemischt und er wird somit für Dipolübergänge aus dem 1S_0 -Zustand zugänglich. Dieser Effekt wird in diesem Kapitel in Abschnitt 4.1 beschrieben. In fermionischen Isotopen wird die Funktion dieses Magnetfeldes durch das Magnetfeld des Kerns übernommen, weshalb hier kein Einfluss auf die Stärke der Beimischung genommen werden kann. In Bosonen wie ^{24}Mg muss ein äußeres Magnetfeld angelegt werden, über das die Eigenschaften des Uhrenübergangs kontrolliert werden können.

Die zweite Eigenschaft die ein Uhrenübergang haben muss, ist eine große Insensitivität auf äußere Einflüsse wie zum Beispiel magnetische Felder. Zwar ist der $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Übergang von ^{24}Mg insensitiv auf den Zeeman-Effekt erster Ordnung, was ihn als Uhrenübergang gegenüber den fermionischen Isotopen auszeichnet, doch erzeugt das zur Anregung notwendige Magnetfeld auch einen Zeeman-Effekt zweiter Ordnung. Um diesen systematisch erfassen zu können und die Genauigkeit des Frequenzstandards zu gewährleisten, muss das Magnetfeld daher genau bestimmt werden. Magnesium hat hier gegenüber allen anderen bosonischen Kandidaten für eine optische Uhr den Vorteil, dass sich der $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ Übergang aufgrund seiner geringen Linienbreite von nur 36 Hz und den m_J -Komponenten des 3P_1 -Zustands dazu eignet, das Magnetfeld mittels Spektroskopie der Zeeman-Aufspaltung zu messen. Dies wird in Abschnitt 4.2 beschrieben.

Die eigentliche Spektroskopie des $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Übergangs von ^{24}Mg , die im Rahmen dieser Arbeit zum ersten mal durchgeführt wurde, ist Gegenstand von Abschnitt 4.3.

4.1 Magnetfeldinduzierte Anregung

Zwar scheint der $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ Interkombinationsübergang aufgrund der nötigen Spinumkehr eines der beiden Elektronen verboten, doch ist S für größer werdende Atome keine gute Quantenzahl mehr. Über die Spin-Bahn Kopplung kann das Photon mit dem Spin wechselwirken und der Übergang erhält eine endliche Linienbreite. Der Gesamtdrehimpuls J hingegen ist auch für große Atome eine gute Quantenzahl und da Photonen einen Drehimpuls besitzen und diesen bei einer Anregung auf das Atom übertragen müssen sind $J = 0 \rightarrow J = 0$ Übergänge wie der Uhrenübergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ immer verboten. Um diesen Übergang für einen Frequenzstandard nutzbar zu machen, kann man den 3P_0 Zustand mittels eines Magnetfeldes mit dem 3P_1 Zustand mischen. Dies soll hier nach [20] beschrieben werden.

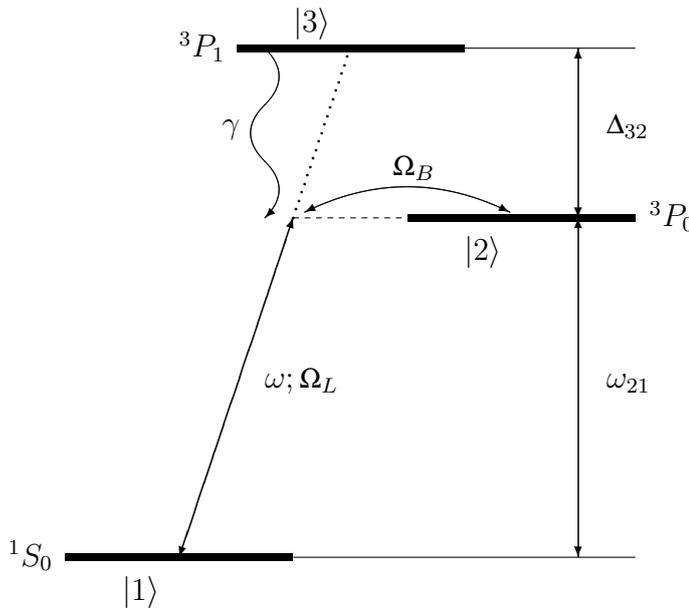


Abbildung 4.1: Magnetfeldinduzierte Anregung des $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Übergangs. Über ein Magnetfeld B werden die Zustände $|2\rangle$ und $|3\rangle$ (3P_0 und 3P_1) gemischt. Dadurch werden Dipolübergänge zwischen den Zuständen $|1\rangle$ und $|2\rangle$ (1S_0 und 3P_0) ermöglicht. Zeichnung nach [20].

Zunächst wird ein Drei-Niveau-Atom (siehe Abbildung 4.1) betrachtet. Dieses weist einen Grundzustand $|1\rangle$ sowie zwei angeregte Zustände $|2\rangle$ und $|3\rangle$ auf, welche durch die Energie $\hbar\Delta_{32}$ getrennt sind.

Der elektrische Dipolübergang $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ ist analog zum $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ Übergang von ^{24}Mg schwach erlaubt und hat eine Zerfallsrate von γ . In Anwesenheit eines elektrischen Wechselfeldes mit der Amplitude \mathbf{E} und der Winkelfrequenz ω beträgt die Rabi-Frequenz dieses Übergangs

$$\Omega_L = \langle 3 | \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E} | 1 \rangle / \hbar, \quad (4.1)$$

mit dem elektrischen Dipoloperator $\hat{\mathbf{d}}$.

Der Übergang $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ ist analog zum $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ von ^{24}Mg verboten und soll über eine magnetische Kopplung der Zustände $|2\rangle$ und $|3\rangle$ verbreitert werden. Zu diesem Zweck wird ein statisches Magnetfeld \mathbf{B} angelegt, das die beiden Zustände mit der Kopplungsstärke

$$\Omega_B = \langle 2 | \hat{\boldsymbol{\mu}} \cdot \mathbf{B} | 3 \rangle / \hbar \quad (4.2)$$

koppelt, wobei $\hat{\boldsymbol{\mu}}$ der magnetische Dipoloperator ist. Hierdurch wird entsprechend der Störungstheorie erster Ordnung mit Bedingung $|\Omega_B/\Delta_{32}| \ll 1$ dem Zustand $|2\rangle$ ein kleiner Anteil von Zustand $|3\rangle$ beigemischt, so dass der neue Eigenzustand des Hamilton-Operators die Superposition

$$|2'\rangle = |2\rangle + \frac{\Omega_B}{\Delta_{32}} |3\rangle \quad (4.3)$$

ist. Zwar ist dieser Zustand $|2'\rangle$ fast identisch mit dem ungestörten Zustand $|2\rangle$, doch führt der kleine Anteil des Zustandes $|3\rangle$ im neuen Zustand $|2'\rangle$ dazu, dass der Übergang $|1\rangle \rightarrow |2'\rangle$ schwach erlaubt ist. Bei der Frequenz $\omega = \omega_{21}$ kann daher eine Resonanz beobachtet werden. Die effektive Rabi-Frequenz dieser Resonanz kann mit Gleichung 4.3 zu

$$\Omega_{12} = \langle 2' | \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E} | 1 \rangle / \hbar = \frac{\Omega_L \Omega_B}{\Delta_{32}} \quad (4.4)$$

bestimmt werden [20].

Betrachtet man ein reales Atom, müssen mehr als drei Zustände berücksichtigt werden. So entspricht der Zustand $|3\rangle$ dem 3P_1 Zustand von ^{24}Mg und weist daher eine magnetische Substruktur auf. Auch wird der $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Übergang nicht nur über die Kopplung des 3P_0 - an den 3P_1 -, sondern auch durch die Kopplung an den 1P_1 -Zustand verbreitert. Dieser Effekt ist jedoch aufgrund des größeren energetischen Abstands wesentlich kleiner und kann vernachlässigt werden. Berücksichtigt man die magnetische Substruktur des 3P_1 -Zustands sowie die Vektornatur der Felder folgt aus Gleichung 4.4 für die effektive Rabi-Frequenz des magnetisch induzierten Uhrenübergangs

$$\Omega_{12} = \frac{\langle ||\mathbf{d}|| \rangle \langle ||\boldsymbol{\mu}|| \rangle (\mathbf{E} \cdot \mathbf{B})}{\hbar^2 \Delta_{32}}. \quad (4.5)$$

Hierbei ist $||\mathbf{d}||$ das reduzierte Matrixelement für den elektrischen Dipolübergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ und $||\boldsymbol{\mu}||$ ist das reduzierte Matrixelement für den magnetischen Dipolübergang $^3P_1 \rightarrow ^3P_0$. Fasst man die Konstanten dieser Gleichung zu einer einzigen Kopplungskonstante α zusammen, vereinfacht sich Gleichung 4.5 zu

$$\Omega_{12} = \alpha\sqrt{I}|\mathbf{B}| \cos \Theta, \quad (4.6)$$

wobei I die Intensität des Spektroskopiestrahls ist und Θ der Winkel zwischen der Lichtpolarisation und dem Magnetfeld. Die Konstante α wurde in [20] für den $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Übergang in Magnesium zu $\alpha = 98 \text{ Hz}/(\text{T}\sqrt{\text{mW}/\text{cm}^2})$ bestimmt.

Ein angelegtes Magnetfeld sowie das zur Spektroskopie nötige Lichtfeld führen nicht nur zu einer Anregung des Atoms, sie erzeugen auch eine Verschiebung der Übergangsfrequenz, die bei der Spektroskopie berücksichtigt werden muss. So erzeugt das Magnetfeld mittels des quadratischen Zeeman-Effektes eine Verschiebung Δ_B der Übergangsfrequenz, während das Lichtfeld aufgrund des Stark-Effektes eine Verschiebung Δ_L der Übergangsfrequenz bewirkt. Im Drei-Niveau-System sind diese Verschiebungen durch

$$\Delta_B = -\frac{\Omega_B^2}{\Delta_{32}} \quad (4.7)$$

und

$$\Delta_L = \frac{\Omega_L^2}{4\Delta_{32}} \quad (4.8)$$

gegeben. In [20] wurden auch numerische Werte für diese Verschiebungen berechnet. So beträgt die Verschiebung durch den quadratischen Zeeman-Effekt

$$\Delta_B = \beta|\mathbf{B}|^2 \quad (4.9)$$

mit $\beta = -217 \text{ MHz}/\text{T}^2$ und die Verschiebung durch den vom Spektroskopielaser erzeugten Stark-Effekt

$$\Delta_L = \kappa I \quad (4.10)$$

mit $\kappa = -0,5 \text{ mHz}/(\text{mW}/\text{cm}^2)$.

4.2 Magnetfeldkalibrierung

Das Magnetfeld am Ort der Atome beeinflusst die Spektroskopie auf zwei Arten. Durch die magnetische Kopplung des 3P_0 -Zustands an den 3P_1 -Zustand wird die Spektroskopie des Uhrenübergangs ermöglicht. Die Rabi-Frequenz, mit der dieser Übergang getrieben wird, hängt dabei linear vom Magnetfeld ab. Kenntnis von der Stärke des Magnetfeldes ist daher notwendig, um bei einer Spektroskopie die Pulszeiten des Spektroskopielasers an die Rabi-Frequenz anpassen zu können. Der zweite Effekt, den das Magnetfeld auf die Spektroskopie hat, ist der bereits

beschriebene quadratische Zeeman-Effekt. Dieser führt zu einer Verschiebung der Resonanz in Abhängigkeit vom Quadrat des magnetischen Feldes und kann mit den experimentell realisierbaren Magnetfeldern einige hundert Kilohertz betragen. Eine Kalibrierung des Magnetfeldes ist daher notwendig um die verschobene Frequenz des Uhrenübergangs vorherzusagen und die Spektroskopie zu ermöglichen und anschließend von den Ergebnissen der Spektroskopie auf die unverschobene Übergangsfrequenz zurückzuschließen.

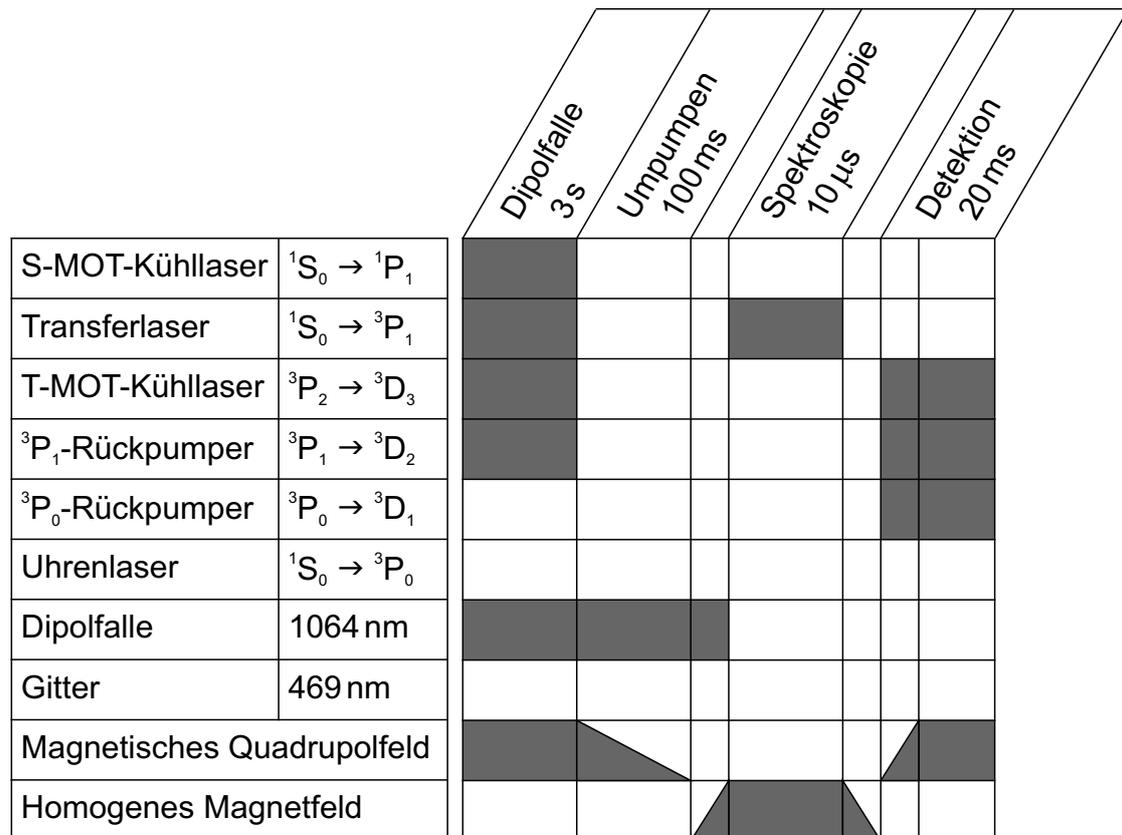


Abbildung 4.2: Sequenz der Magnetfeldkalibrierung.

Um das Magnetfeld zu kalibrieren wurde die vom Magnetfeld abhängige Zeeman-Aufspaltung des $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ Übergangs für verschiedene Stromstärken durch die MOT-Spulen gemessen. Dazu wurden wiederholt Atome mit dem in Abschnitt 2.6 beschriebenen Verfahren kontinuierlich in die Dipolfalle geladen. Die im 3P_0 Zustand befindlichen Atome wurden daraufhin mit Hilfe des $^3P_0 \rightarrow ^3D_1$ Rückpumpers und des $^3P_2 \rightarrow ^3D_3$ Kühllasers in den 3P_1 Zustand umpumpt, aus dem sie inner-

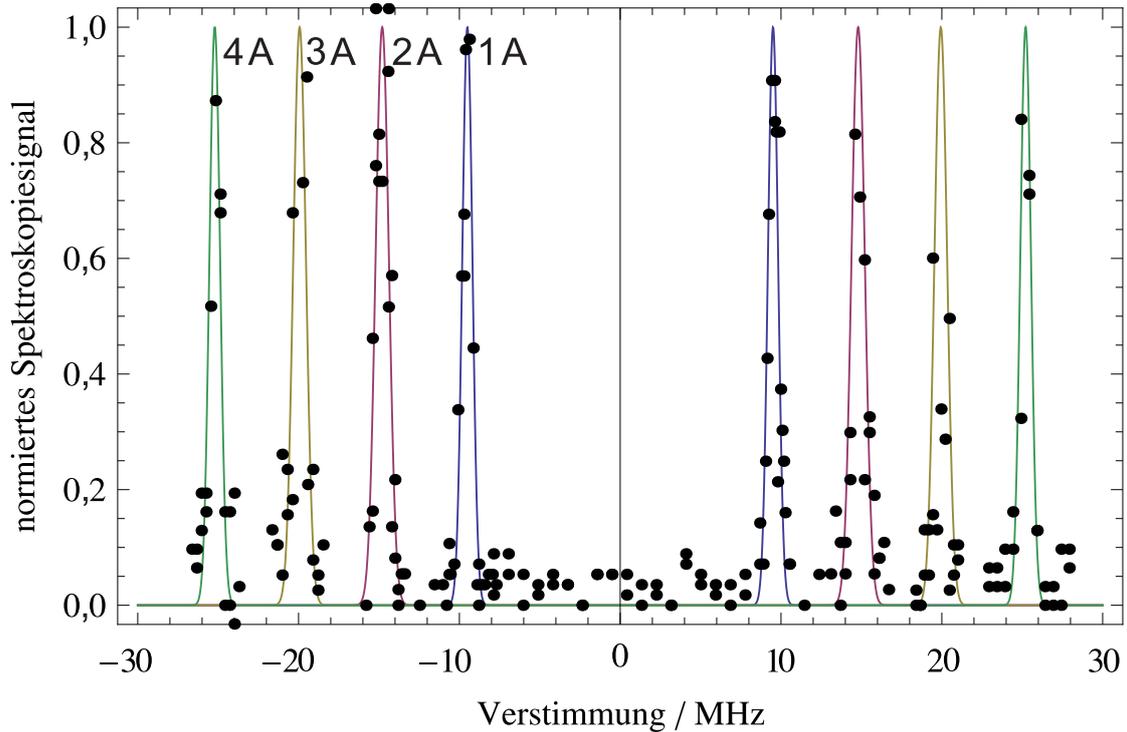


Abbildung 4.3: Spektroskopie der $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ $m_j = \pm 1$ Übergänge bei verschiedenen Strömen der Helmholtz-Spulen. An die gemessenen Atomzahlen wurden Gaußförmige Ausgleichslinien angepasst. Die Ergebnisse dieser Ausgleichsrechnung wurden zur Bestimmung der Aufspaltung der magnetischen Unterzustände und somit zur Kalibrierung der Magnetfeldspulen genutzt. Zur graphischen Darstellung wurden die Atomzahlen auf die Maximalwerte der Ausgleichsrechnung normiert.

halb weniger Millisekunden in den 1S_0 -Zustand zerfallen. Nun wurde die Dipolfalle ausgeschaltet und die Atome wurden mit dem Transferlaser bei 457 nm über den $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ Übergang angeregt. Die Polarisation des Transferlasers wurde dabei senkrecht zum Magnetfeld eingestellt, so dass nur σ Übergänge getrieben und die Atome in die durch den Zeeman-Effekt verschobenen 3P_1 $m_j = \pm 1$ Zustände angeregt wurden. Abschließend wurde die Zahl der in das Triplett-System angeregten Atome über die Fluoreszenz der T-MOT detektiert. Durch ein schrittweises Verstimmen des Transferlasers erhält man aus den gemessenen Atomzahlen am Ende jeder Sequenz eine Spektroskopie. In Abbildung 4.2 ist die experimentelle Sequenz zur Magnetfeldkalibrierung tabellarisch dargestellt.

In Abbildung 4.3 ist exemplarisch das Ergebnis einer Magnetfeldkalibrierung für Spulenströme der Hauptspulen bis zu vier Ampere dargestellt. Da bei dieser Messung keine Kompensationsspulen verwendet wurden, verschwand das Magnetfeld am Ort der Atome bei einem Spulenstrom von 0 A nicht und die beobachtete Aufspaltung der magnetischen Unterzustände ist nicht proportional zum Spulenstrom.

Dennoch genügt diese Messung, um die Spulen sowie das Störmagnetfeld zu charakterisieren. Die Parameter, die hierzu bestimmt werden müssen, sind das erzeugte Magnetfeld in Abhängigkeit vom Strom, die Stärke des Störfeldes in Richtung des angelegten Magnetfeldes und die Stärke des Störfeldes senkrecht zum angelegten Magnetfeld. Um diese drei Parameter zu bestimmen, reicht es die Zeeman-Aufspaltung für drei verschiedene Ströme zu messen. Die vierte Messung dient hier der Bestimmung der Unsicherheit der Kalibrierung. Eine Auswertung der in Abbildung 4.3 dargestellten Messwerte ergibt für das durch den Spulenstrom erzeugte Magnetfeld einen Wert von $2,49(1) \text{ G/A}$. Das Störfeld konnte zu $2,04(1) \text{ G}$ bestimmt werden, wobei dieses im Rahmen der Genauigkeit parallel zum erzeugten Magnetfeld stand.

4.3 Spektroskopie des Übergangs

In diesem Abschnitt wird die Spektroskopie des verbotenen $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Uhrenübergangs von ^{24}Mg beschrieben. Für die Spektroskopie wurden Atome im 3P_0 -Zustand in das optische Gitter bei der vorhergesagten magischen Wellenlänge geladen und mit der in Abschnitt 4.1 beschriebenen Methode der magnetfeldinduzierten Spektroskopie über den Uhrenübergang abgeregt.

Nach einer kurzen Beschreibung des Aufbaus in Abschnitt 4.3.1 wird in Abschnitt 4.3.2 das bei der Spektroskopie erwartete Signal diskutiert. Diese Überlegungen waren im Vorfeld der Spektroskopie von großer Bedeutung, da die Spektroskopie vielen Einflüssen unterliegt und sichergestellt werden musste, dass das Spektroskopiesignal detektierbar ist. In Abschnitt 4.3.3 wird abschließend die erste erfolgreiche Spektroskopie des Uhrenübergangs vorgestellt und das beobachtete Signal diskutiert.

4.3.1 Aufbau

Für die Spektroskopie wird der in Abschnitt 2.2.4 beschriebene Spektroskopiestrahl kollimiert und mit dem in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen optischen Gitter überlagert (siehe Abbildung 3.9). Dazu wird das Blendenpaar verwendet, das auch zur Justage des optischen Gitters auf die Dipolfalle diente. Das optische Gitter wird bei der Wellenlänge $468,96 \text{ nm}$ betrieben, was der vorhergesagten magischen Wellenlänge entspricht [46]. Das homogene magnetische Feld, das durch Umschalten der Polarität der unteren MOT-Spule erzeugt wird (siehe Abschnitt 2.1.2), steht dabei senkrecht zum Gitter und parallel zur elektrischen Polarisation des Spektroskopielaserstrahls. Auf diese Weise wird die effektive Rabi-Frequenz der Spektroskopie maximal (siehe Gleichung 4.6).

4.3.2 Erwartetes Signal

Um den Uhrenübergang zu spektroskopieren, muss zum einen die ungefähre Übergangsfrequenz bestimmt werden, zum anderen ist es auch notwendig, die wahrscheinliche Signalstärke vorherzubestimmen, um die notwendige Anzahl von Mittelungen bei einer Spektroskopie zu ermitteln.

Signalstärke

Bei einem maximal möglichen Spulenstrom von 200 A beträgt das am Ort der Atome erzeugte Magnetfeld 500 G. Die Leistung des Spektroskopielasers von 35 mW führt dabei zu einer Lichtintensität von 9 W/cm^2 . Aus Magnetfeldstärke und Lichtintensität kann die erwartete Rabi-Frequenz für ein freies Atom nach Gleichung 4.6 zu 460 Hz bestimmt werden [20]. Die effektive Rabi-Frequenz eines lokalisierten Atoms ist dabei jedoch zusätzlich von der Gittertiefe abhängig und somit für verschiedene Potentialtöpfe leicht verschieden (siehe Gleichung 3.28). Dies führt bei im Vergleich zur Rabi-Frequenz sehr langen Spektroskopiepulsen zu einer Dephasierung, so dass bei solchen Pulsen eine Abregung von 50 % der Atome erwartet werden kann. Bei der in diesem Abschnitt beschriebenen Spektroskopie wurden Pulse von 100 ms Länge verwendet, daher kann bei einer effektiven Rabi-Frequenz von bis zu 460 Hz von einer vollständigen Dephasierung und somit von einer Abregung der Hälfte der mit dem Spektroskopielaser resonanten Atome ausgegangen werden.

Wie viele Atome maximal resonant zum Spektroskopielaser sind, hängt vom Verhältnis homogener Linienverbreiterungen zu inhomogener Linienverbreiterungen ab. Eine homogene Verbreiterung ist die Leistungsverbreiterung. Sie entspricht der doppelten effektiven Rabi-Frequenz und beträgt bei der hier vorgestellten Spektroskopie daher etwa 920 Hz. Eine andere, mögliche homogene Verbreiterung kann durch Fluktuationen des Magnetfeldes während des Spektroskopiepulses verursacht werden, die alle an der Spektroskopie beteiligten Atome in ihrer Übergangsfrequenz beeinflussen.

Diese homogenen Verbreiterungen stehen inhomogenen Verbreiterungen gegenüber, die die absolute Signalstärke reduzieren. Inhomogene Verbreiterungen werden unter anderem durch eine Abweichung der Gitterwellenlänge von der magischen Wellenlänge verursacht, die zu verschiedenen differentiellen AC-Stark-Verschiebungen in den verschiedenen Potentialtöpfen des magischen Gitters führt. Diese inhomogene Verbreiterung kann mit Hilfe der Ungenauigkeit der Vorhersage der magischen Wellenlänge abgeschätzt werden: Nimmt man eine Variation der Potentialtiefe der besetzten Gittertöpfe von 15 % an, so beträgt die inhomogene Verbreiterung bei einer Abweichung der Gitterwellenlänge von der magischen Wellenlänge von 3 nm etwa 2,8 kHz. Eine weitere inhomogene Verbreiterung wird durch die in Abschnitt

3.1.6 beschriebene Bandstruktur verursacht.

Bei der, für die hier vorgestellte Spektroskopie benutzten, umlaufenden Lichtleistung von 1,2 W im optischen Gitter und einem halben Modendurchmesser von $65\ \mu\text{m}$ beträgt die maximale Potentialtiefe $10 E_r$. Die Bandstruktur des optischen Gitters entspricht daher der in Abbildung 3.7 dargestellten. Die Atome befinden sich somit nach dem Umladen in das optische Gitter in zwei Bändern, von denen das Untere eine Breite von etwa 3 kHz und das Obere eine Breite von 40 kHz aufweist. Da die Quasiimpulsverteilung der Atome in diesen Bändern nach dem Umladen nicht bekannt ist, muss für die Abschätzung der Signalstärke davon ausgegangen werden, dass die Quasiimpulse gleichverteilt sind. Dies führt zu einer inhomogenen Verbreiterung in der Größenordnung der Bandbreite, die für Atome im unteren Band somit etwa 3 kHz und für die im oberen Band etwa 40 kHz beträgt.

Der inhomogenen Linienverbreiterung des unteren Bandes von 3 kHz, die in etwa der maximalen inhomogenen Verbreiterung durch Abweichungen der Gitterwellenlänge von der magischen Wellenlänge entspricht, steht mindestens die homogene Leistungsverbreiterung von 920 Hz gegenüber, so dass bei optimaler Frequenz des Spektroskopielasers ungefähr ein Drittel der Atome im unteren Band resonant zu diesem sind. Von diesen werden bei einer Spektroskopie aufgrund des langen Pulses und der Dephasierung wiederum die Hälfte abgeregt. Das maximale Signal der Spektroskopie beträgt somit mindestens ein Sechstel der Atome im unteren Band.

Die große Breite des oberen Bandes führt zu einer inhomogenen Verbreiterung von 40 kHz, die im Vergleich zu der Leistungsverbreiterung sehr groß ist. Falls es keine weiteren homogenen Verbreiterungen gibt, sind nur etwa 2 % dieser Atome gleichzeitig resonant. Bei der Spektroskopie würden daher nur etwa 1 % der Atome im zweiten Band abgeregt werden.

Für eine Abschätzung des zu erwartenden Spektroskopiesignals muss daher untersucht werden, wie sich die Atome auf die beiden Bänder verteilen. Aufgrund der geringen Dichte der Atome im Gitter thermalisieren diese in der Richtung der Gitterachse wahrscheinlich nicht, so dass nicht von einer Boltzmann-Verteilung ausgegangen werden kann. Stattdessen kann bei dem verwendeten, nicht adiabatischen, Umladeverfahren von der Dipolfalle in das Gitter davon ausgegangen werden, dass die Quasiimpulse der Atome beim Umladen unverändert bleiben. Um abzuschätzen, wie groß das Verhältnis der Atome im unteren Band zum oberen Band ist, kann daher die Impulsdichte der Atome in der Dipolfalle betrachtet werden. Unter der Annahme, dass die Geschwindigkeitsverteilung der Atome in der Dipolfalle der Maxwell-Boltzmann-Verteilung entspricht und die Temperatur der Atome in der Dipolfalle $40\ \mu\text{K}$ beträgt, kann abgeschätzt werden, dass sich 52 %, also ungefähr die Hälfte, der Atome nach dem Umladen im unteren Band befinden. Die bei der Spektroskopie erwartete Signalstärke beträgt daher ohne weitere homogene Verbreiterungen etwa $1/12$ aller gefangener Atome, dies entspricht einer Abnahme der

Atomzahl von etwa 8 %.

Um niedrig-frequente Schwankungen der Zahl der im Gitter gefangenen Atome von einem möglichen Spektroskopiesignal unterscheiden zu können, wird die hier beschriebene Spektroskopie differentiell ausgeführt. Das bedeutet, dass die Spektroskopiesequenz abwechselnd mit und ohne Einstrahlung des Spektroskopielasers wiederholt wird. Aus der Differenz der am Ende der Sequenz gemessenen Atomzahl kann dann ein Spektroskopiesignal gewonnen werden, das nur vom weißen Schuss-zu-Schuss-Rauschen des Gitters beeinflusst wird. Das kombinierte Rauschen von Atomzahl und Intensität zwischen zwei aufeinanderfolgenden Messungen beträgt, wie in Abschnitt 3.4.3 beschrieben, zwischen 10 % und 17 % des Signals. Ein Spektroskopiesignal von 8 % der Atome kann daher nicht mit Sicherheit vom Rauschen unterschieden werden. Daher muss, um bei einer Spektroskopie sicher ein Signal zu detektieren, mehrfach gemittelt werden.

Übergangsfrequenz

Die ungestörte Frequenz des $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Uhrenübergangs von Magnesium ist, obwohl dieser Übergang vor der Durchführung der hier beschriebenen Experimente noch nie beobachtet wurde, mit einer Unsicherheit von 40 Hz bekannt. Dies liegt daran, dass sowohl der $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ Übergang als auch der $^3P_0 \rightarrow ^3P_1$ Übergang auf ihre Eignung als Uhrenübergang untersucht und ihre Frequenzen daher vermessen wurden [55, 56, 83]. Die ungestörte Übergangsfrequenz des $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Uhrenübergangs lässt sich aus diesen Messungen zu

$$\nu_0 = 655.058.646.681.860(40) \text{ Hz} \quad (4.11)$$

bestimmen. Diese Übergangsfrequenz ist jedoch durch den quadratischen Zeeman-Effekt, durch die AC-Stark-Verschiebung durch den Uhrenlaser sowie durch eventuelle Abweichungen der Gitterwellenlänge von der magischen Wellenlänge verschoben. Bei einem Spulenstrom von 200 A wird eine quadratische Zeeman-Verschiebung von -538 kHz erwartet. Die AC-Stark Verschiebung durch den Uhrenlaser beträgt bei einer Intensität von 9 W/cm^2 etwa $-4,5 \text{ Hz}$ und kann somit vernachlässigt werden. Eine mögliche Verschiebung durch Abweichungen der Gitterwellenlänge von der magischen Wellenlänge kann nicht vorherbestimmt werden. Sie kann jedoch aus der Ungenauigkeit der theoretischen Vorhersage der magischen Wellenlänge für die in diesem Experiment genutzten Gitterparameter auf $\pm 19 \text{ kHz}$ abgeschätzt werden.

4.3.3 Spektroskopie

Zur Spektroskopie des $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Uhrenübergangs von ^{24}Mg werden Atome mit dem in Abschnitt 3.3 beschriebenen Verfahren in das optische Gitter geladen. Sie

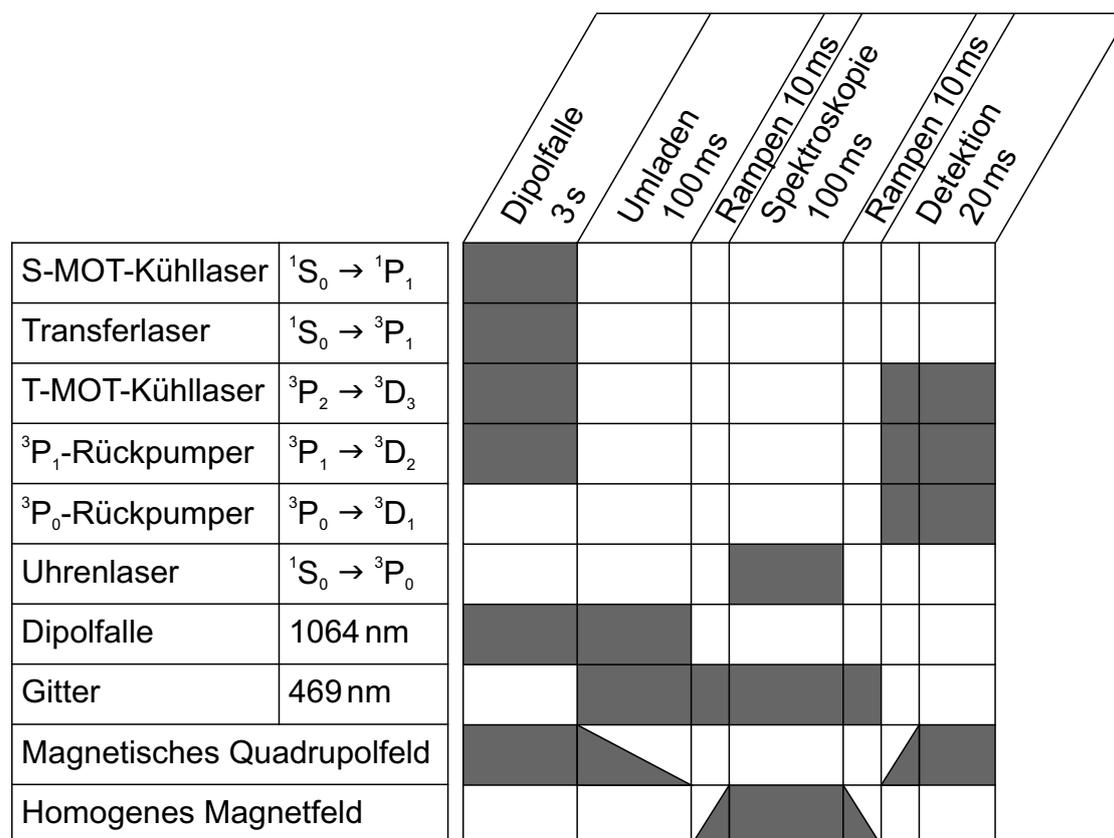


Abbildung 4.4: Sequenz der Spektroskopie des Uhrenübergangs.

befinden sich hier im 3P_0 -Zustand. Durch Umschalten des Quadrupolfeldes auf ein homogenes Magnetfeld und das Einstrahlen des Spektroskopielasers für 100 ms werden diese Atome nun in Abhängigkeit von der Frequenz des Spektroskopielasers in den 1S_0 -Zustand abgeregt. Die Frequenz des Uhrenlasers wird dabei mit Hilfe des Frequenzkamms gegen einen passiven Wasserstoffmaser gemessen, welcher wiederum im Vorfeld der Messung mittels eines GNSS^a-Empfängers auf eine für diese Messungen ausreichende relative Genauigkeit von 10^{-12} kalibriert wurde. Nach der Spektroskopie werden die im 3P_0 -Zustand verbliebenen Atome mit Hilfe der T-MOT detektiert. Die Atomzahlverluste entsprechen hierbei dem Spektroskopiesignal. Diese verwendete experimentelle Sequenz ist in Abbildung 4.4 tabellarisch skizziert.

In Abbildung 4.5 ist das Ergebnis einer solchen Spektroskopie graphisch dargestellt. Bei dieser Spektroskopie wurde die Frequenz des Uhrenlasers in $\frac{1}{3}$ kHz Schritten verstimmt. Für jeden Frequenzwert wurden drei differentielle Messungen durchgeführt, über deren Ergebnisse gemittelt wurde. Für die graphische Darstellung wurde zusätzlich ein gleitender Durchschnitt dieser Spektroskopiesignale über fünf

^a engl.: Global Navigation Satellite System

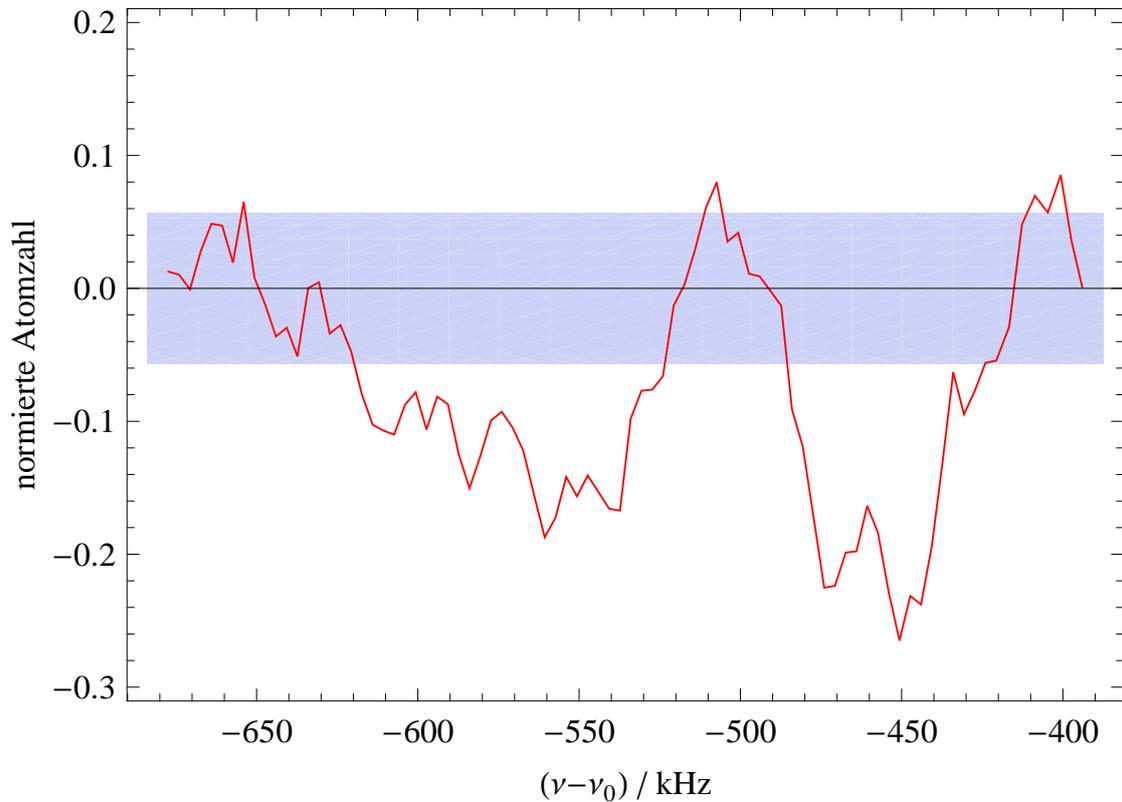


Abbildung 4.5: Spektroskopie des verbotenen $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Uhrenübergangs. Aufgetragen ist die normierte Änderung der Zahl der Atome im 3P_0 -Zustand nach der Einstrahlung des Spektroskopiestrahls in Abhängigkeit von der Verstimmung des Uhrenlasers gegenüber der erwarteten ungestörten Übergangsfrequenz ν_0 . Die rote Linie ist eine Glättung durch Mittelung über fünf aufeinanderfolgende Frequenzwerte, für jeden dieser Frequenzwerte wurden drei differentielle Messungen durchgeführt. Der hellblaue Bereich kennzeichnet die statistische Standardabweichung dieser geglätteten Linie für den nicht-resonanten Fall.

aufeinanderfolgende Frequenzwerte gebildet. Durch die Mittelungen kann das Rauschen der Spektroskopie stark reduziert werden, so beträgt das mittlere quadratische Rauschen dieser Spektroskopie im nicht-resonanten Fall nur 5,7% der Atomzahl. Bei der erwarteten Abregung von mindestens 8% der Atome hat dies den Versuch, den Uhrenübergang zu spektroskopieren, gerechtfertigt.

Man erkennt bei der in Abbildung 4.5 dargestellten Spektroskopie zwei Signale. Das stärkere der beiden Signale weist eine maximale Abregung von 25% der Atome auf. Es ist um -460 kHz von der ungestörten Übergangsfrequenz verschoben und hat eine Breite von ungefähr 40 kHz. Das zweite Signal kann bei einer Verstimmung des Uhrenlasers von ungefähr -550 kHz beobachtet werden. Dieses Signal weist eine geringere Stärke von maximal 19% der Atomzahl auf, während die Breite des

Signals mit ungefähr 80 kHz doppelt so groß ist wie die des stärkeren Signals.

Eine mögliche Erklärung für dieses Spektroskopiesignal ist, dass beide Signale aus einer Abregung der Atome im unteren Band des optischen Gitters resultieren. Das stärkere Signal entspricht dabei einer Abregung ohne Änderung der Bandzahl, während das schwächere Signal dem roten Seitenband entspricht. Die große Signalstärke von 25 % des stärkeren Signals bei einer Breite von 40 kHz spricht dafür, dass neben der Leistungsverbreiterung weitere homogene Verbreiterungen vorliegen. Diese können unter anderem, wie bereits beschrieben, aus Fluktuationen der Magnetfeldstärke resultieren. Das schwächere Signal ist zwischen 100 kHz und 150 kHz vom stärkeren Signal verschoben. Dies entspricht der in Abschnitt 3.4.4 gemessenen Fallenfrequenz und unterstützt somit die These, dass es sich um das rote Seitenband handelt. Die größere Breite dieses Signals hat in diesem Fall zwei mögliche Ursachen. Zum einen unterliegt das rote Seitenband einer inhomogenen Verbreiterung aufgrund der großen Breite des zweiten Bandes von 50 kHz, zum anderen ist die Fallenfrequenz und somit die Lage des roten Seitenbandes von Potentialtopf zu Potentialtopf des Gitters verschieden, was wiederum zu einer inhomogenen Verbreiterung führt.

Eine Abregung aus dem ersten Band in das zweite Band unterliegt annähernd den selben inhomogenen und homogenen Verbreiterungen, wie eine Abregung aus dem zweiten Band in das erste. Wären beide Bänder zu Beginn der Spektroskopie gleich stark besetzt, müsste daher auch ein blaues Seitenband beobachtet werden. Dies war bei der Spektroskopie jedoch nicht der Fall. Eine mögliche Erklärung dafür ist, dass sich der Großteil der Atome zu Beginn der Spektroskopie im unteren Band befunden haben. Dies wiederum hilft, das starke Signal zu erklären.

In Abbildung 4.6 wurde das stärkere Signal der in Abbildung 4.5 dargestellten Spektroskopie ein weiteres Mal spektroskopiert. Bei dieser Spektroskopie wurden für jeden Frequenzwert sechs Mittelungen durchgeführt, so dass das Rauschen der Spektroskopie ein weiteres Mal reduziert und das Signal-zu-Rausch-Verhältnis somit erhöht werden konnte.

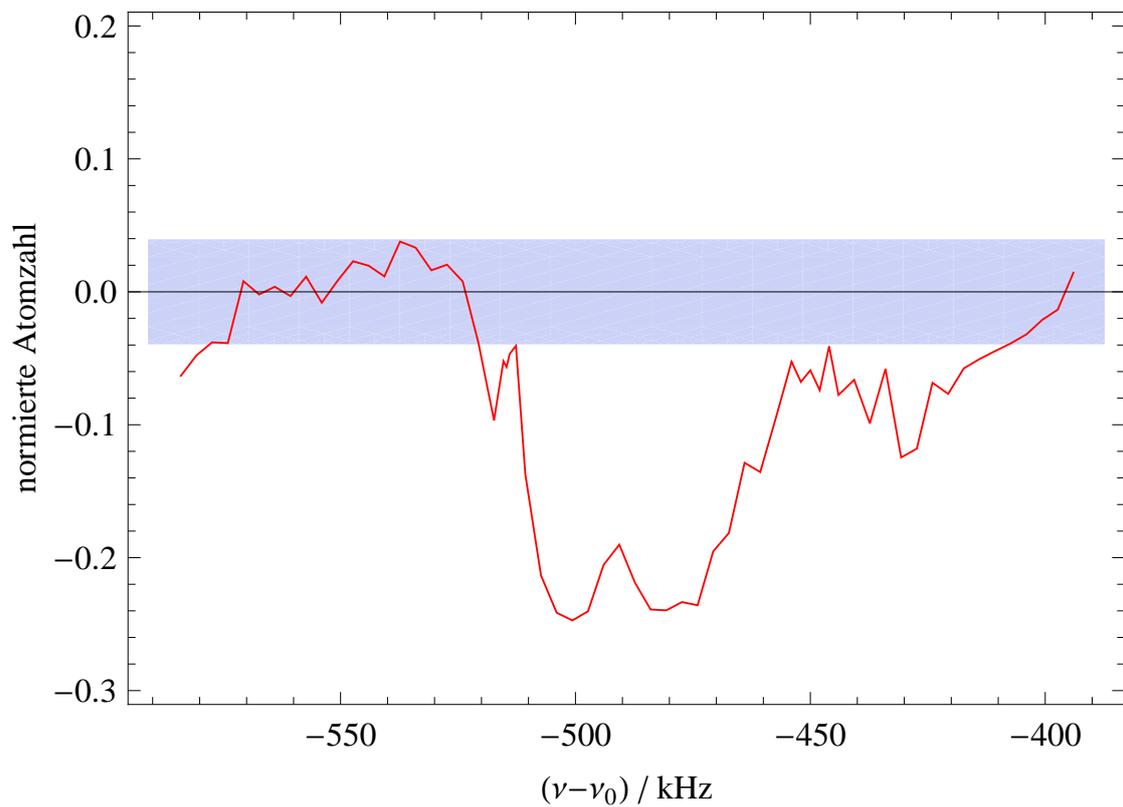


Abbildung 4.6: Spektroskopie des verbotenen $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ Uhrenübergangs. Es wurde der Frequenzbereich des stärkeren Signals der in Abbildung 4.5 dargestellten Spektroskopie wiederholt untersucht. Bei dieser Spektroskopie wurde für jeden Frequenzwert über sechs Messungen gemittelt. Dadurch und durch das Anwenden eines gleitenden Durchschnitts über fünf aufeinanderfolgende Frequenzwerte konnte das mittlere quadratische Rauschen der Spektroskopie auf 4% der Atomzahl reduziert werden. Der hellblaue Bereich repräsentiert dieses Rauschen. Aus der maximalen Abregung von 25% der Atome folgt somit ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Spektroskopie von 6,25.

Ausblick

Im Rahmen dieser Dissertation konnten zwei wesentliche Meilensteine auf dem Weg zu einer Magnesium-Gitteruhr erreicht werden. So konnte erstmalig Magnesium in einem optischen Gitter bei der vorhergesagten magischen Wellenlänge gefangen und dort der doppelt verbotene Uhrenübergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ mit Hilfe magnetfeldinduzierter Anregung spektroskopiert werden. In diesem letzten Kapitel soll gezeigt werden, welches Potential optische Frequenzstandards auf Basis von ^{24}Mg haben und wie dieses ausgeschöpft werden kann.

Dazu werden zunächst in Abschnitt 5.1 die für die Genauigkeit des Magnesium Frequenzstandards relevanten Effekte erläutert. Es wird beschrieben, auf welchem Niveau sie einen Magnesium Frequenzstandard limitieren und wie diese Limitierung gegebenenfalls umgangen werden kann.

In Abschnitt 5.2 werden dann mögliche nächste Schritte vorgeschlagen, um eine Magnesium-Gitteruhr zu realisieren, die sich auf dem Niveau der weltbesten Uhren befindet.

5.1 Systematische Einflüsse auf einen Magnesium-Frequenzstandard

Es gibt verschiedene Effekte, welche die Genauigkeit der zukünftigen Magnesium-Gitteruhr beeinflussen werden. So führen elektrische und magnetische Felder zu einer Verschiebung der Energieniveaus über den Stark- sowie den Zeeman-Effekt. Die Bandstruktur des optischen Gitters führt dazu, dass innere und äußere Freiheitsgrade nicht vollständig entkoppelt sind und bei der Spektroskopie Verschiebungen

beobachtet werden können. Auch müssen, gerade bei Bosonen, Verbreiterungen sowie Verschiebungen aufgrund von Stößen berücksichtigt werden. In diesem Abschnitt werden die verschiedenen Effekte erläutert. Es wird gezeigt, auf welchem Niveau sie die Genauigkeit limitieren können und wie ihr Effekt gegebenenfalls reduziert werden kann.

5.1.1 Stark-Effekt

Der Stark-Effekt beschreibt die Wechselwirkung eines elektrischen Feldes mit dem elektrischen Moment eines atomaren Zustandes, die in der Regel zu einer energetischen Verschiebung des Zustandes führt. Da die am Uhrenübergang beteiligten Zustände von ^{24}Mg kein permanentes elektrisches Dipolmoment besitzen, sind nur der quadratische Stark-Effekt sowie der AC-Stark-Effekt relevant, bei denen das elektrische Feld selbst das Atom polarisiert und dann mit dem induzierten Dipolmoment wechselwirkt. Der quadratische Stark-Effekt wird durch statische elektrische Felder verursacht, die zum Beispiel durch UV-induzierte Ladungsträger auf den Vakuumfenstern verursacht werden können. Dies kann durch elektrisch leitfähige Beschichtungen und größere Abstände der Atome zu den Fenstern vermieden werden. Für die Genauigkeit der Magnesium Gitteruhr sind vor allem die differentiellen AC-Stark Verschiebungen relevant, die aus nicht vermeidbaren Lichtfeldern resultieren. Dazu zählt neben den für den Betrieb der Uhr notwendigen Feldern des Gitters und des Spektroskopielasers auch die bei Raumtemperatur unvermeidbare Schwarzkörperstrahlung der Umgebung der Atome.

Stark-Verschiebung durch das optische Gitter

Das attraktive Potential des optischen Gitters wird durch die AC-Stark Verschiebung der am Uhrenübergang beteiligten Zustände erzeugt. Idealerweise wird das optische Gitter genau bei der magischen Wellenlänge betrieben, bei welcher die Verschiebung zwischen Grund- und angeregtem Zustand identisch sind und die Frequenz des Uhrenübergangs nicht beeinflusst wird. Dieses ist jedoch praktisch nicht mit beliebiger Genauigkeit möglich. Die Genauigkeit, mit der die Wellenlänge des optischen Gitters auf die magische Wellenlänge eingestellt werden kann, ist daher ausschlaggebend dafür, wie weit die differentielle AC-Stark Verschiebung unterdrückt werden kann.

Um den Einfluss des optischen Gitters auf den Uhrenübergang auf einen relativen Wert von 10^{-17} zu reduzieren, muss die Frequenz des Titan:Saphir-Lasers bei den in dieser Arbeit verwendeten Gitterintensitäten auf 2 MHz eingestellt werden können. Dies ist mit dem in Abschnitt 3.2.1 vorgestellten Lasersystem möglich.

Da beide am Uhrenübergang beteiligten Zustände verschwindende Gesamtdreh-

impulse F haben, ist die Polarisierbarkeit rein skalar und die Genauigkeit der Gitterpolarisation hat im Gegensatz zu fermionischen Elementen keinen Einfluss auf die Genauigkeit des Magnesium-Frequenzstandards.

Bei sehr hohen Intensitäten des magischen Gitters können Effekte der Hyperpolarisierbarkeit auftreten, bei der eine relevante Kopplung des elektrischen Feldes an Zwei-Photonen-Übergänge zu einer Frequenzverschiebung führt. Dieser Effekt kann experimentell durch Variation der Gitterleistung vermessen werden und somit über eine Leistungsstabilisierung des Gitters kontrolliert werden.

Stark-Verschiebung durch den Spektroskopielaser

Auch der Spektroskopielaser polarisiert die am Uhrenübergang beteiligten Zustände und führt zu einer Verschiebung der beobachteten Linie. Diese Verschiebung ist bei Magnesium vergleichsweise gering und beträgt $0,5 \text{ mHz}/(\text{mW}/\text{cm}^2)$ [20]. Da die Sensitivität von Magnesium auf Magnetfelder vergleichsweise höher ist, sollte bei einer Spektroskopie stets eine hohe Spektroskopielaserintensität gewählt werden, um das Magnetfeld so reduzieren zu können. Wird der Spektroskopielaser bei einer Gesamtleistung von 35 mW auf einen Durchmesser von 1 mm kollimiert, beträgt die maximale Intensität am Ort der Atome $9 \text{ W}/\text{cm}^2$. Dies führt zu einer absoluten Verschiebung der Resonanz von $-4,5 \text{ Hz}$, was einer relativen Verschiebung von $-6,8 \times 10^{-15}$ entspricht. Um eine Genauigkeit des Frequenzstandards von 10^{-18} zu erreichen, muss die Laserintensität daher auf $1,5 \times 10^{-4}$ geregelt werden können. Dies ist experimentell leicht realisierbar.

Stark-Verschiebung durch Schwarzkörperstrahlung

Das dritte unvermeidbare elektromagnetische Feld ist die Schwarzkörperstrahlung der Umgebung der Atome. Auch diese koppelt an die am Uhrenübergang beteiligten Zustände und führt zu einer Verschiebung der Übergangsfrequenz in vierter Potenz der Umgebungstemperatur. Unsicherheiten in der Umgebungstemperatur führen zu Unsicherheiten bei der Korrektur dieser Verschiebung. Magnesium zeichnet sich durch eine sehr geringe Sensitivität auf Schwarzkörperstrahlung aus. So führt eine Unsicherheit der Umgebungstemperatur von 1 K zu einer relativen Unsicherheit der Übergangsfrequenz von nur 5×10^{-18} . Kann man die Temperatur der umgebenden Vakuumkammer sogar auf $0,1 \text{ K}$ bestimmen, reduziert sich diese Ungenauigkeit sogar auf 5×10^{-19} . Dies setzt eine möglichst homogene und isotrope Temperaturumgebung und somit Sensoren zur Temperaturbestimmung sowie mechanische Blenden, die die Schwarzkörperstrahlung des Ofens blockieren, voraus.

Neben der Unsicherheit der Umgebungstemperatur, kann auch die Genauigkeit,

mit der die Kopplung theoretisch berechnet werden kann, die Genauigkeit der Frequenzkorrektur limitieren. Die jüngsten theoretischen Vorhersagen für die Frequenzverschiebung des Magnesium-Uhrenübergangs durch Schwarzkörperstrahlung sagen für eine Umgebungstemperatur von exakt 300 K eine Verschiebung um 258 mHz voraus [29, 31]. Die Unsicherheit in der theoretischen Bestimmung dieser Verschiebung beträgt dabei 6,6 mHz, was einer relativen Unsicherheit des Uhrenübergangs von 1×10^{-17} entspricht.

Es gibt mehrere Möglichkeiten diese Unsicherheit, welche aus unzureichendem Wissen über die Linienstärken relevanter Übergänge in Magnesium resultiert, zu reduzieren. Zum einen kann der Einfluss der Schwarzkörperstrahlung mit Hilfe einer in der Temperatur variablen Vakuumkammer systematisch vermessen werden. Diese Kammer müsste dazu idealerweise kryogene Temperaturen erreichen können [34] und die Messung setzt voraus, dass ein entsprechend stabiler Referenzstandard zur Verfügung steht. Zum anderen kann eine Messung der differentiellen Polarisierbarkeit des Uhrenübergangs für statische Felder oder infrarote Lichtfelder dazu dienen, die theoretischen Modelle zu korrigieren. Auf diese Weise konnte bereits die Unsicherheit der Verschiebung durch Schwarzkörperstrahlung bei Strontium sowie bei Ytterbium um mehr als eine Größenordnung reduziert werden [32, 33].

5.1.2 Zeeman-Effekt

Während elektrische Felder mittels des Stark-Effektes die Zustände des Atoms beeinflussen, wirken magnetische Felder über den Zeeman-Effekt. Analog zum Stark-Effekt gibt es auch einen linearen Zeeman-Effekt, der die Kopplung magnetischer Felder an Zustände mit permanentem magnetischen Moment beschreibt, sowie einen quadratischen Zeeman-Effekt, der alle Zustände beeinflusst. Im Gegensatz zu fermionischen Elementen haben die am Uhrenübergang beteiligten Zustände bei ^{24}Mg kein permanentes magnetisches Dipolmoment und sind daher in erster Ordnung nicht auf magnetische Felder sensitiv. Dennoch führen das zur magnetfeldinduzierten Spektroskopie notwendige Magnetfeld sowie Streumagnetfelder zu einem Zeeman-Effekt zweiter Ordnung, der die Genauigkeit des Frequenzstandards beeinflussen kann.

Zeeman-Verschiebung 2. Ordnung

Die Frequenzverschiebung des Uhrenübergangs aufgrund des Zeeman-Effektes zweiter Ordnung beträgt nach [20] -217 MHz/T^2 . Bei dem für die Spektroskopie in Abschnitt 3.1 verwendeten, experimentell maximal möglichen Magnetfeld von 498 G entspricht dies einer Verschiebung von -538 kHz . Ist das magnetische Feld in diesem Fall auf 1% bekannt, beträgt die relative Unsicherheit bei dieser Spektroskopie $1,65 \times 10^{-12}$. Dies wäre ein für einen optischen Frequenzstandard inakzeptabler

Wert. Da für den Betrieb einer optischen Uhr jedoch keine Rabi-Frequenzen von einigen hundert Hertz, sondern maximal von einigen wenigen Hertz, benötigt werden, ist das zur Spektroskopie nötige Magnetfeld wesentlich kleiner und die Zeeman-Verschiebung zweiter Ordnung wird aufgrund ihrer quadratischen Abhängigkeit vom Magnetfeld sehr klein.

So beträgt die Magnetfeldstärke, die zur Erzeugung einer Rabi-Frequenz von 10 Hz nötig ist, bei einer Spektroskopielaserintensität von 9 W/cm^2 nur 10 G. Dieses Magnetfeld erzeugt eine Zeeman-Verschiebung von nur noch -217 Hz . Nimmt man an, dass man das magnetische Feld auf 1 mG stabilisieren kann, beträgt die Unsicherheit aufgrund des Magnetfeldes 43 mHz , was einer relativen Unsicherheit von $6,6 \times 10^{-17}$ entspricht. Reduziert man die induzierte Rabi-Frequenz weiter auf 1 Hz, was für eine zukünftige hochauflösende Spektroskopie notwendig sein wird, so führt das benötigte Magnetfeld von 1 G zu einer Verschiebung von $2,17 \text{ Hz}$. Eine Magnetfeldstabilisierung auf 1‰ führt dann zu einer Unsicherheit von nur noch $6,6 \times 10^{-18}$.

Um das magnetische Feld auf diesem Niveau stabilisieren zu können, ist es hilfreich, das Magnetfeld am Ort der Atome messen zu können. In fermionischen Gitteruhren weist der Uhrenübergang eine magnetische Aufspaltung auf. Bei der Stabilisierung des Uhrenlasers müssen daher, um den Zeeman-Effekt erster Ordnung zu kompensieren, mindestens zwei Linien spektroskopiert werden. Dies hat den Nachteil, dass für das Erzeugen eines Fehlersignals doppelt so viele Messungen vorgenommen werden müssen, wie bei Gitteruhren mit bosonischen Elementen. Aber es bietet auch den Vorteil, dass das Magnetfeld jederzeit über die magnetische Aufspaltung ermittelt werden kann.

Bei ^{24}Mg kann mit Hilfe der Spektroskopie des $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_1$ -Übergangs die magnetische Aufspaltung des $^3\text{P}_1$ -Zustands vermessen und somit das Magnetfeld bestimmt werden. Magnesium stellt hier eine Ausnahme unter den für Gitteruhren in Frage kommenden Elementen dar, da nur bei Magnesium die Linienbreite dieses Übergangs ausreichend klein ist.

Bereits mit der dopplerverbreiterten Spektroskopie, die in Abschnitt 4.2 vorgestellt wurde, lässt sich das Magnetfeld ausreichend genau kalibrieren, um bei einer angestrebten Rabi-Frequenz von 1 Hz eine relative Genauigkeit des Frequenzstandards von $4,5 \times 10^{-16}$ zu erreichen. Mit dopplerfreien Spektroskopiemethoden, die für diesen Übergang bereits gezeigt wurden, lässt sich die Genauigkeit dieser Spektroskopie und somit der Magnetfeldkalibrierung noch um Größenordnungen steigern [56].

5.1.3 Äußere Freiheitsgrade

Auch die im optischen Gitter lokalisierten Atome haben äußere Freiheitsgrade, welche die Spektroskopie beeinflussen. In axialer Richtung können diese im nicht unendlich tiefen optischen Gitter von Gitterplatz zu Gitterplatz tunneln. Dies spiegelt sich in der daraus resultierenden Bandstruktur des Gitters wieder. In den transversalen Richtungen sind die Atome nur schwach lokalisiert. Die Bewegung der Atome in diesen Richtungen führt daher über den Doppler-Effekt zweiter Ordnung zu einer Verschiebung der beobachteten Frequenz.

Die Bandstruktur des Gitters

Die in Abschnitt 3.1.6 beschriebene Bandstruktur des optischen Gitters führt zu einer Frequenzverschiebung in Abhängigkeit des Quasi-Impulses des gefangenen Atoms. Je nach Impulsverteilung der Atome führt dies zu einer Linienverbreiterung, einer Verschiebung oder einer Kombination von beidem. Ist die Impulsverteilung unbekannt, muss für die Abschätzung der Genauigkeit von einer Ungenauigkeit in der Größe der Breite des Bandes ausgegangen werden.

Das in Kapitel 3 vorgestellte und bei der in Kapitel 4 beschriebenen Spektroskopie benutzte Gitter weist eine Tiefe von ungefähr $10 E_r$ bis $12 E_r$ auf. Dies entspricht einer Breite des untersten Bandes von ungefähr 3 kHz. Die Genauigkeit dieser Spektroskopie liegt daher bei nur $4,6 \times 10^{-12}$, was für einen optischen Frequenzstandard unzureichend ist. Die Potentialtiefe und damit die Breite des unteren Bandes ist zur Zeit durch die hohen Lichtleistungsverluste an den Vakuumfenstern limitiert. Würden diese ausgetauscht, wird eine Gittertiefe von $40 E_r$ erwartet. In diesem Fall würde die Breite des untersten Bandes nur noch 17 Hz betragen, die erreichbare Unsicherheit wäre bei unbekannter Impulsverteilung dann $2,5 \times 10^{-14}$. Eine Spektroskopie mit dieser Genauigkeit würde zwar einen Erkenntnisgewinn bezüglich der Übergangsfrequenz darstellen, für eine optische Uhr wäre sie jedoch weiterhin zu ungenau.

Um diese Limitierung zu umgehen, kann das Gitter vertikal anstelle von horizontal aufgebaut werden. Da das Potential dann nicht mehr periodisch ist, wird das Tunneln unterdrückt und Spektroskopie mit Genauigkeiten im Bereich von 10^{-18} wird möglich [77].

Dopplerverschiebung 2. Ordnung

Die Doppler-Verschiebung zweiter Ordnung, auch transversaler Dopplereffekt genannt, resultiert aus der Zeitdilatation des Atoms aufgrund seiner Bewegung senkrecht zum Spektroskopiestrahl. Die Doppler-Verschiebung zweiter Ordnung ist vor

allem in Ionenuhren von Bedeutung, bei denen das elektrische Wechselfeld der Falle zu einer nicht verschwindenden Oszillation des Ions führt.

Die Doppler-Verschiebung zweiter Ordnung $\Delta\omega$ beträgt

$$\Delta\omega = \frac{1}{2}\beta^2\omega_L, \quad (5.1)$$

wobei $\beta = v/c$ und ω_L die Übergangswinkel­frequenz sind.

In der zukünftigen Magnesium-Gitteruhr wird dieser Effekt keine Rolle spielen, da er bei den gemessenen transversalen Temperaturen von $10\ \mu\text{K}$ zu einer relativen Verschiebung kleiner als 4×10^{-20} führt.

5.1.4 Stöße

Stöße zwischen Atomen haben auf optische Gitteruhren, die auf bosonischen Elementen basieren, drei Effekte: Zum einen führen sie zu Verlusten, die die Signalstärke reduzieren können. Zum anderen führen sie aber auch zu einer Verbreiterung sowie einer Verschiebung der spektroskopierten Linie. Durch eine Charakterisierung dieser Stoßprozesse bei ^{88}Sr wurde für dieses Element gezeigt, dass die Limitierung der relativen Genauigkeit dieses Frequenzstandards durch den Einfluss der Stöße unter 10^{-16} liegt [84]. Dieser Effekt kann durch ein mehrdimensionales optisches Gitter, bei dem sich nur ein Atom auf jedem Gitterplatz befindet, weiter unterdrückt werden [26].

Hier kann sich das komplizierte Ladeverfahren des optischen Gitters bei Magnesium als Vorteil herausstellen. Während der Ladezeit der Dipolfalle verteilen sich die Atome entlang der Achse der Dipolfalle. Als Maß für ihre Ausdehnung kann hier der bifokale Parameter der Dipolfalle von 3 cm angenommen werden. Werden die Atome aus diesem Bereich der überlagerten Dipolfalle in das magische Gitter umgeladen, verteilen sich die maximal gemessenen 10^4 Atome auf fast 130000 Gitterplätze, was einer durchschnittlichen Besetzungszahl von 0,07 Atomen pro Gitterplatz entspricht. Dies steht in starkem Kontrast zu Gitteruhren, die mit ^{88}Sr arbeiten. Hier beträgt die durchschnittliche Besetzungszahl eines Gitterplatzes in einem 1D-Gitter zwischen 10 und 1000 Atomen [84].

5.2 Nächste Schritte

In diesem Abschnitt werden mögliche nächste Schritte an der zukünftigen Magnesium-Gitteruhr vorgeschlagen. Zunächst werden Experimente aufgeführt, die am aktuellen experimentellen Aufbau durchgeführt werden können. Im Anschluss wird die Realisierbarkeit eines vertikalen optischen Gitters diskutiert, das notwendig sein

wird, um den in Abschnitt 5.1.3 beschriebenen Einfluss der Bandstruktur zu unterdrücken. Abschließend werden nötige Anpassungen an der Vakuumkammer, sowie ein mögliches neues Vakuumsystem beschrieben.

5.2.1 Spektroskopie im gegenwärtigen Aufbau des optischen Gitters

Bei der in Kapitel 4 vorgestellten Spektroskopie des Uhrenübergangs wurden Atome im 3P_0 -Zustand über den Uhrenübergang in den 1S_0 -Zustand abgeregt. Das Spektroskopiesignal wurde dabei aus den Verlusten der Atome im 3P_0 -Zustand gewonnen, deren Zahl am Ende jeder Sequenz mit Hilfe der T-MOT-Fluoreszenz gemessen wurde. Dieses Verfahren hat den Nachteil, dass es keine hintergrundfreie Detektion bietet. Atome, die aus verschiedenen Gründen nicht an der Spektroskopie teilnehmen, werden mit detektiert. Das Spektroskopiesignal wird somit im Vergleich zum Gesamtsignal und somit auch im Verhältnis zum Rauschen geringer. Dies kann umgangen werden, indem die Atome zunächst über den 3D_1 -Zustand in den 3P_1 -Zustand umgepumpt werden, aus dem sie in den 1S_0 -Zustand zerfallen. Bei einer Spektroskopie des Uhrenübergangs können die angeregten Atome dann ohne Hintergrund in der T-MOT detektiert werden. Dieses Verfahren wurde auch für die in Abschnitt 3.4.2 beschriebene transversale Temperaturmessung der Atome im Gitter mit einer durch den Doppler-Effekt verbreiterten Spektroskopie des $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ -Übergangs angewendet. Zusätzlich kann ein Normierungsschema verwendet werden, bei dem die Atome im Grundzustand mit Hilfe der S-MOT-Fluoreszenz und die Atome im metastabilen Regime mit Hilfe der T-MOT-Fluoreszenz simultan detektiert werden.

Das horizontale Gitter eignet sich aufgrund des Tunnelns der Atome nicht für den Einsatz in einer Gitteruhr. Dennoch können für die Planung des vertikalen Gitters wertvolle Experimente durchgeführt werden. So kann mit Hilfe der Spektroskopie im horizontalen Gitter zwar keine absolute Frequenzmessung des Uhrenübergangs durchgeführt werden; Genaue differentielle Messungen sind jedoch realisierbar. Hervorzuheben ist hier eine differentielle Messung der Übergangsfrequenz bei verschiedenen Gitterleistungen. Diese resultiert aus der differentiellen Polarisierbarkeit der beteiligten Zustände. Wird diese Messung bei verschiedenen Gitterwellenlängen durchgeführt, kann daraus die magische Wellenlänge abgeleitet werden.

5.2.2 Vertikales magisches Gitter

Wie in Abschnitt 5.1.3 beschrieben, wird es mit einem horizontalen Gitter nicht möglich sein, die für einen optischen Frequenzstandard gewünschte Genauigkeit

zu erreichen. Daher ist es unumgänglich, ein vertikales Gitter aufzubauen. Dabei können alle in Kapitel 3 beschriebenen Komponenten des bereits realisierten optischen Gitters, sowie alle entwickelten Regelungstechniken auch in einem vertikal angeordneten Gitter verwendet werden. Könnte mit Hilfe der Spektroskopie im horizontalen Gitter die magische Wellenlänge bestimmt werden, bietet es sich für den Aufbau des vertikalen Gitters an, neue Optiken für den Überhöhungsresonator zu verwenden. Da der Wellenlängenbereich, in dem das optische Gitter betrieben werden können muss, wesentlich geringer ist, sind die in Abschnitt 3.2.2 aufgeführten Argumente für einen drei-Spiegel-Resonator nicht mehr gültig und es kann ein leichter zu justierender Resonator mit zwei Spiegeln aufgebaut werden. Hinzu kommt, dass auch die Beschichtungen der Optiken auf die gemessene Wellenlänge optimiert werden können und es somit möglich sein wird, einen Resonator mit höherer Güte aufzubauen.

Bei einem vertikalen Gitter werden die Parameter der Dipolfalle angepasst werden müssen, da die Dipolfalle die Atome dann in ihrer longitudinalen Richtung gegen die Gravitation halten muss. Dies stellt aufgrund der hohen Leistungsreserven des verwendeten Faserlasers jedoch kein Problem dar.

5.2.3 Neues Vakuumsystem

Die Komponenten des optischen Gitters erlauben einen vertikalen Aufbau, jedoch ermöglicht die aktuelle Vakuumkammer dies nicht. So müssten nicht nur die Vakuumfenster in vertikaler Richtung ausgetauscht werden; bei der Spektroskopie des verbotenen Übergangs in einem vertikalen Gitter muss auch das magnetische Feld horizontal ausgerichtet werden. Dies ist am aktuellen Aufbau nicht möglich. Es ist daher notwendig, entweder das vorhandene Vakuumsystem zu modifizieren oder ein neues Vakuumsystem zu entwerfen.

Die einfachste Möglichkeit den bestehenden Aufbau zu modifizieren besteht darin, den mittleren Teil der in Abschnitt 2.1.1 beschriebenen Vakuumkammer um 90° zu drehen. Neben einer höheren Montage der Vakuumkammer müssten in diesem Fall nur die elektrischen Zuleitungen und die optischen Strahlwege angepasst werden.

Neben einer Modifikation des bestehenden Vakuumsystems sollte auch ein neues Vakuumsystem in Betracht gezogen werden. Dieses könnte neben der Möglichkeit eines vertikalen Gitters weitere, für eine höhere Genauigkeit des Magnesium-Frequenzstandards zuträgliche Eigenschaften aufweisen. So kann mit Hilfe eines Hitzeschildes und entsprechenden Temperatursensoren der Einfluss der Schwarzkörperstrahlung besser kontrolliert werden. Auch der Einfluss des Zeeman-Effektes zweiter Ordnung kann mit Hilfe von Magnetfeldsensoren besser eingestellt werden.

Ein interessanter Ansatz ist auch der Bau von zwei Vakuumapparaturen, die mit demselben Satz von Lasern betrieben werden können. Dies bietet einerseits den

Vorteil, dass sich viele systematische Effekte, wie der Einfluss der Temperatur, mit differentiellen Messungen zwischen diesen Systemen untersuchen lassen. Andererseits kann bei einem angepassten Verhältnis von Präparationszeit und Detektionszeit zu Spektroskopiezeit zu jedem Zeitpunkt dafür gesorgt werden, dass der Uhrenübergang spektroskopiert wird. Damit wäre es dann möglich den Dick-Effekt, der die Stabilität vieler aktueller optischer Frequenzstandards limitiert, signifikant zu verringern.

Literaturverzeichnis

- [1] T. W. Hänsch.
Nobel Lecture: Passion for precision.
Rev. Mod. Phys., 78:1297–1309, Nov 2006.
1
- [2] W.T. Kelvin und P.G. Tait.
Treatise on natural philosophy.
Number Bd. 1, Teil 1 in *Treatise on Natural Philosophy*. University Press, 1879.
1
- [3] I. I. Rabi.
Meeting at New York, January 19 and 20, 1945.
Phys. Rev., 67:199–204, Mar 1945.
1
- [4] H. Lyons.
The Atomic Clock.
Instruments, 22:133–135, 1949.
1
- [5] M. A. Lombardi, T. P. Heavner, und S. R. Jefferts.
NIST Primary Frequency Standards and the Realization of the SI Second.
NCSLI Measure J. Meas. Sci., 2:74–89, 2007.
1
- [6] H. Lyons.
Spectral lines as frequency standards.,.
Annals of the New York Academy of Sciences, 55:831–871, 1952.
1
- [7] L. Essen und J. Parry.
An Atomic Standard of Frequency and Time Interval: A Caesium Resonator.
Nature, 176:280–281, 1955.
1
- [8] A. Scheibe und U. Adelsberger.
Schwankungen der astronomischen Tageslänge und der astronomischen Zeitbestimmung nach den Quarzuhren der Phys.-Techn. Reichsanstalt.
Physikalische Zeitschrift, 37:185–203, 1936.
1
- [9] J. Terrien.
News from the International Bureau of Weights and Measures.
Metrologia, 4(1):41, 1968.
1

-
- [10] P. Giacomo.
News from the BIPM.
Metrologia, 20(1):25, 1984.
1
- [11] M. Kühne.
News from the BIPM-2011.
Metrologia, 49(1):157, 2012.
1
- [12] F. Riehle.
Frequency Standards.
WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2004.
2, 67, 70
- [13] N. F. Ramsey.
A Molecular Beam Resonance Method with Separated Oscillating Fields.
Phys. Rev., 78:695–699, Jun 1950.
2
- [14] H. Schnatz, B. Lipphardt, J. Helmcke, F. Riehle, und G. Zinner.
First Phase-Coherent Frequency Measurement of Visible Radiation.
Physical Review Letters, 76(1):18–21, January 1996.
2
- [15] Th. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, und T. W. Hänsch.
Absolute Optical Frequency Measurement of the Cesium D1 Line with a
Mode-Locked Laser.
Physical Review Letters, 82:3568, 1999.
2
- [16] S. A. Diddams, D. J. Jones, J. Ye, S. T. Cundi, J. L. Hall, J. K. Ranka, R. S.
Windeler, R. Holzwarth, T. Udem, und T. W. Hänsch.
Direct Link between Microwave and Optical Frequencies with a 300 THz Fem-
tosecond Laser Comb.
Physical Review Letters, 84:5102, 2000.
2
- [17] R. H. Dicke.
The Effect of Collisions upon the Doppler Width of Spectral Lines.
Physical Review, 89(2):472–473, January 1953.
2, 35, 46
- [18] C. W. Chou, D. B. Hume, J. C. J. Koelemeij, D. J. Wineland, und T. Rosen-
band.
Frequency Comparison of Two High-Accuracy Al⁺ Optical Clocks.
Physical Review Letters, 104:070802, 2010.
3
- [19] H. Katori, M. Takamoto, V. G. Pal’chikov, und V. D. Ovsiannikov.
Ultrastable Optical Clock with Neutral Atoms in an Engineered Light Shift
Trap.
Phys. Rev. Lett., 91:173005, Oct 2003.
3, 36, 47

- [20] A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, C. W. Oates, C. W. Hoyt, Z. W. Barber, und L. Hollberg.
Magnetic Field-Induced Spectroscopy of Forbidden Optical Transitions with Application to Lattice-Based Optical Atomic Clocks.
Phys. Rev. Lett., 96(8):083001, Mar 2006.
3, 13, 81, 82, 83, 87, 97, 98
- [21] M. Takamoto und H. Katori.
Spectroscopy of the $^1S_0 - ^3P_0$ Clock Transition of ^{87}Sr in an Optical Lattice.
Physical Review Letters, 91:223001, 2003.
3
- [22] M. Takamoto, F.-L. Hong, R. Higashi, und H. Katori.
An optical lattice clock.
Nature, 435:321, 2005.
3, 51
- [23] Z. W. Barber, C. W. Hoyt, C. W. Oates, L. Hollberg, A. V. Taichenachev, und V. I. Yudin.
Direct Excitation of the Forbidden Clock Transition in Neutral ^{174}Yb Atoms Confined to an Optical Lattice.
Physical Review Letters, 96:083002, 2006.
3
- [24] J. J. McFerran, L. Yi, S. Mejri, S. Di Manno, W. Zhang, J. Guéna, Y. Le Coq, und S. Bize.
Neutral Atom Frequency Reference in the Deep Ultraviolet with Fractional Uncertainty = 5.7×10^{-15} .
Phys. Rev. Lett., 108:183004, May 2012.
3
- [25] J. J. McFerran, D. V. Magalhaes, C. Mandache, J. Millo, W. Zhang, Y. Le Coq, G. Santarelli, und S. Bize.
Laser locking to the ^{199}Hg $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ clock transition with $5.4 \times 10^{-15}/\tau$ fractional frequency instability.
Opt. Lett., 37(17):3477–3479, Sep 2012.
3
- [26] T. Akatsuka, M. Takamoto, und H. Katori.
Three-dimensional optical lattice clock with bosonic ^{88}Sr atoms.
Phys. Rev. A, 81:023402, Feb 2010.
3, 101
- [27] N. Poli, Z. W. Barber, N. D. Lemke, C. W. Oates, L. S. Ma, J. E. Stalnaker, T. M. Fortier, S. A. Diddams, L. Hollberg, J. C. Bergquist, A. Brusch, S. Jefferts, T. Heavner, und T. Parker.
Frequency evaluation of the doubly forbidden $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ transition in bosonic ^{174}Yb .
Phys. Rev. A, 77:050501, May 2008.
3
- [28] 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, und C. W. Oates.
Sr Lattice Clock at $1 \cdot 10^{-16}$ Fractional Uncertainty by Remote Optical Evaluation with a Ca Clock.
Science, 319(5871):1805–1808, 2008.
3
- [29] S. G. Porsev und A. Derevianko.
Multipolar theory of blackbody radiation shift of atomic energy levels and its implications for optical lattice clocks.
Physical Review A, 74:020502, 2006.
3, 4, 98
- [30] G. K. Campbell, A. D. Ludlow, S. Blatt, J. W. Thomsen, M. J. Martin, M. H. G. de Miranda, T. Zelevinsky, M. M. Boyd, J. Ye, S. A. Diddams, T. P. Heavner, T. E. Parker, und S. R. Jefferts.
The absolute frequency of the ^{87}Sr optical clock transition.
Metrologia, 45:539, 2008.
3
- [31] T. Rosenband, W. M. Itano, P. O. Schmidt, D. B. Hume, J. C. J. Koelemeij, J. C. Bergquist, und D. J. Wineland.
Blackbody radiation shift of the $^{27}\text{Al} + ^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ transition.
arXiv, 0611125v2, 2006.
3, 4, 98
- [32] T. Middelmann, S. Falke, C. Lisdat, und U. Sterr.
High accuracy correction of blackbody radiation shift in an optical lattice clock.
arXiv:1208.2848 [physics.atom-ph].
3, 98
- [33] J. A. Sherman, N. D. Lemke, N. Hinkley, M. Pizzocaro, R. W. Fox, A. D. Ludlow, und C. W. Oates.
High-Accuracy Measurement of Atomic Polarizability in an Optical Lattice Clock.
Phys. Rev. Lett., 108:153002, Apr 2012.
3, 98
- [34] T. Middelmann, C. Lisdat, S. Falke, J.S.R.V. Winfred, F. Riehle, und U. Sterr.
Tackling the Blackbody Shift in a Strontium Optical Lattice Clock.
Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on, 60(7):2550–2557, july 2011.
4, 98
- [35] L. Yi, S. Mejri, J. J. McFerran, Y. Le Coq, und S. Bize.
Optical Lattice Trapping of ^{199}Hg and Determination of the Magic Wavelength for the Ultraviolet $^1\text{S}_0 \leftrightarrow ^3\text{P}_0$ Clock Transition.
Phys. Rev. Lett., 106:073005, Feb 2011.
4
- [36] H. Katori, T. Ido, Y. Isoya, und M. Kuwata-Gonokami.
Magneto-Optical Trapping and Cooling of Strontium Atoms down to the Photon Recoil Temperature.

- Physical Review Letters*, 82:1116, 1999.
4
- [37] T. Kuwamoto, K. Honda, Y. Takahashi, und T. Yabuzaki.
Magneto-optical trapping of Yb atoms using an intercombination transition.
Physical Review A, 60:R745, 1999.
4
- [38] H. Hachisu, K. Miyagishi, S. G. Porsev, A. Derevianko, V. D. Ovsyannikov,
V. G. Pal'chikov und M. Takamoto, und H. Katori.
Trapping of Neutral Mercury Atoms and Prospects for Optical Lattice Clocks.
Physical Review Letters, 100:053001, 2008.
4
- [39] T. Binnewies, G. Wilpers, U. Sterr, F. Riehle, J. Helmcke, T. E. Mehlstäubler,
E. M. Rasel, und W. Ertmer.
Doppler Cooling and Trapping on Forbidden Transitions.
Physical Review Letters, 87:123002, 2001.
4
- [40] N. Rehbein, T. E. Mehlstäubler, J. Keupp, K. Moldenhauer, E. M. Rasel,
W. Ertmer, A. Douillet, V. Michels, S. G. Porsev, A. Derevianko, C. Froese
Fischer, G. I. Tachiev, und V. G. Pal'chikov.
Optical quenching of metastable magnesium.
Physical Review A, 76:043406, 2007.
4
- [41] M. Riedmann.
Optisches Speichern von Magnesium.
Doktorarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2011.
4, 15, 18, 20, 21, 28, 29, 30, 31, 32, 49
- [42] M. Riedmann, H. Kelkar, T. Wübena, A. Pape, A. Kulosa, K. Zipfel, D. Fim,
S. Rühmann, J. Friebe, W. Ertmer, und E. Rasel.
Beating the density limit by continuously loading a dipole trap from
millikelvin-hot magnesium atoms.
Phys. Rev. A, 86:043416, Oct 2012.
4, 31, 32
- [43] R. Santra, K. V. Christ, und C. H. Greene.
Properties of metastable alkaline-earth-metal atoms calculated using an ac-
curate effective core potential.
Physical Review A, 69, April 2004.
4, 13, 48, 49
- [44] V. D. Ovsyannikov, V. G. Pal'chikov, H. Katori, und M. Takamoto.
Polarisation and dispersion properties of light shifts in ultrastable optical fre-
quency standards.
Quantum Electronics, 36(1):3, 2006.
49
- [45] A. Derevianko, B. Obreshkov, und V. A. Dzuba.
Mapping Out Atom-Wall Interaction with Atomic Clocks.
Phys. Rev. Lett., 103(13):133201, Sep 2009.
49

- [46] M. Safranova.
Private Kommunikation.
4, 49, 86
- [47] N. Rehbein.
Realisierung neuer Laserkühlverfahren und Spektroskopielaser für einen optischen Magnesium-Frequenzstandard.
PhD thesis, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität, Hannover, 2006.
8, 12
- [48] T. Mehlstäubler.
Neuartige Kühlmethode für einen optischen Magnesium-Frequenzstandard.
Doktorarbeit, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2005.
48, 49
- [49] K. Moldenhauer.
Sub-Doppler-Kühlung und magnetische Speicherung von Magnesiumatomen bei Temperaturen unter 1 mK.
Doktorarbeit, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2008.
8, 11, 28, 29, 30
- [50] J. Friebe.
Ein optischer Frequenzstandard mit lasergekühlten Magnesiumatomen.
Doktorarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2010.
11, 13, 18, 20, 28, 29, 30, 39
- [51] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, und T. W. Hänsch.
A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics.
Optics Communications, 117(5-6):541 – 549, 1995.
15
- [52] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, und H. Ward.
Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator.
Applied Physics B: Lasers and Optics, 31:97–105, 1983.
15, 17, 20, 21
- [53] C. Wiemann und T. W. Hänsch.
Doppler-Free Laser Polarization Spectroscopy.
Physical Review Letters, 36:1170, 1976.
15
- [54] J. Friebe.
Effiziente Erzeugung von ultraviolettem Licht mit neuartigen Kristallstrukturen.
Diplomarbeit, Institut für Quantenoptik, Universität Hannover, 2005.
17
- [55] J. Friebe, A. Pape, M. Riedmann, K. Moldenhauer, T. Mehlstäubler, N. Rehbein, C. Lisdat, E. M. Rasel, W. Ertmer, H. Schnatz, B. Lipphardt, und G. Grosche.
Absolute frequency measurement of the magnesium intercombination transition $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$.
Phys. Rev. A, 78:033830, Sep 2008.
18, 79, 89

-
- [56] J. Friebe, M. Riedmann, T. Wübbena, A. Pape, H. Kelkar, W. Ertmer, O. Terra, U. Sterr, S. Weyers, G. Grosche, H. Schnatz, und E. M. Rasel.
Remote frequency measurement of the $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ transition in laser-cooled ^{24}Mg .
New Journal of Physics, 13(12):125010, 2011.
18, 39, 79, 89, 99
- [57] A. Voskrebenezv.
Aufbau und Test eines Lasersystems zur Kühlung metastabiler Magnesiumatome.
Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2007.
20
- [58] S. Falke, E. Tiemann, C. Lisdat, H. Schnatz, und G. 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.
21
- [59] R. L. Barger und 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.
22
- [60] A. Pape.
Hochstabiler Lokaloszillator für einen optischen Magnesium-Frequenzstandard.
Doktorarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2012.
23, 25
- [61] A. Pape.
Erzeugung und Charakterisierung hochstabiler optischer Frequenzen.
Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2007.
24
- [62] S. Malobabic.
Phasenstabiler Transfer Hochstabiler Optischer Frequenzen.
Diplomarbeit, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2010.
23
- [63] H. Metcalf und P. van der Straaten.
Laser Cooling and Trapping.
Springer, New York, USA, 1999.
27
- [64] Ch. J. Bordé, Ch. Salomon, S. Avrillier, A. van Lerberghe, Ch. Bréant, D. Basi, und G. Scoles.
Optical Ramsey fringes with traveling waves.
Phys. Rev. A, 30(4):1836–1848, Oct 1984.
39
- [65] A. D. Ludlow.
The Strontium Optical Lattice Clock: Optical Spectroscopy with Sub-Hertz Accuracy.

- PhD thesis, University of Colorado, 2008.
40
- [66] D. Leibfried, R. Blatt, C. Monroe, und D. Wineland.
Quantum dynamics of single trapped ions.
Reviews Of Modern Physics, 75:281, 2003.
41, 43
- [67] D. J. Wineland, C. Monroe, W. M. Itano, D. Leibfried, B. E. King, und D. M. Meekhof.
Experimental issues in coherent quantum-state manipulation of trapped atomic ions.
Journal Of Research Of The National Institute Of Standards And Technology, 103:259, 1998.
43
- [68] C. A. Blockley, D. F. Walls, und H. Risken.
Quantum Collapses And Revivals In A Quantized Trap.
Europhysics Letters, 17:509, 1992.
41
- [69] D. J. Wineland und W. M. Itano.
Laser Cooling Of Atoms.
Physical Review A, 20:1521, 1979.
44
- [70] D. J. Wineland, W. M. Itano, J. C. Bergquist, und R. G. Hulet.
Laser-Cooling Limits And Single-Ion Spectroscopy.
Physical Review A, 36:2220, 1987.
- [71] S. Stenholm.
The Semiclassical Theory Of Laser Cooling.
Reviews Of Modern Physics, 58:699, 1986.
44
- [72] J. Ye, D. W. Vernooy, und H. J. Kimble.
Trapping of single atoms in cavity QED.
Physical Review Letters, 83:4987, 1999.
47
- [73] M. H. Madsen.
Optical measurements on Magnesium - towards a new Frequency Standard.
Masterarbeit, University of Copenhagen, 2009.
49
- [74] K. Zipfel.
Untersuchungen zur Realisierung des optischen Speicherns von Magnesium.
Bachelorarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2009.
- [75] A. Ye.
Private Kommunikation.
49
- [76] N. Dragon.
Anmerkungen zur Quantenmechanik, 3 2011.
49

-
- [77] P. Lemonde und P. Wolf.
Minimizing the Required Trap Depth in Optical Lattice Clocks.
In L. Breakiron, editor, *36th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Systems and Applications Meeting*, page 947, 2005.
49, 100
- [78] D. Fim.
Entwicklung von Lasersystemen zur optischen Speicherung von ^{24}Mg bei der magischen Wellenlänge.
Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2011.
52, 55
- [79] Tekhnoscan.
CW single-frequency ring Ti:Sapphire laser model "TIS-SF-07"
54
- [80] K. Zipfel.
Realisierung eines Überhöhungsresonators für die optische Speicherung von Magnesium.
Master's thesis, 2011.
56
- [81] J. Rutman.
Characterization of phase and frequency instabilities in precision frequency sources: fifteen years of progress.
Proc. IEEE, 66:1048–1075, 1978.
70
- [82] S. Friebel, C. D'Andrea, J. Walz, M. Weitz, und T. W. Hänsch.
CO₂-laser optical lattice with cold rubidium atoms.
Phys. Rev. A, 57:R20–R23, Jan 1998.
75
- [83] A. Godone und C. Novero.
The Magnesium Frequency Standard.
Metrologia, 30:163–181, 1993.
89
- [84] Ch. Lisdat, J. S. R. Vellore Winfred, T. Middelman, F. Riehle, und U. Sterr.
Collisional Losses, Decoherence, and Frequency Shifts in Optical Lattice Clocks with Bosons.
Phys. Rev. Lett., 103:090801, Aug 2009.
101

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

2.1	Skizze der Vakuumkammer	9
2.2	Auszug aus dem Termschema von ^{24}Mg	13
2.3	Lasersystem zur Erzeugung von 285 nm.	14
2.4	I ₂ -Spektroskopie.	16
2.5	Generiertes Fehlersignal in Abhängigkeit von der Steuerspannung der Laserdiode bei 1140 nm.	17
2.6	Schematischer Aufbau des 457 nm Lasersystems	19
2.7	Aufbau des Uhrenlasersystems	23
3.1	Entstehung der Seitenbänder	42
3.2	Effektive Rabi-Frequenz rein elektronischer Übergänge in Abhän- gigkeit von η	44
3.3	Effektive Rabi-Frequenzen Ω_{0m} in Abhängigkeit von η	45
3.4	Verlauf der Anregung eines Ensembles von Magnesiumatomen in Abhängigkeit von der Fallenfrequenz	46
3.5	Vorhersagen der magischen Wellenlänge von ^{24}Mg	49
3.6	Quasi-Impuls-abhängige Frequenzverschiebung	50
3.7	Potential und Bandstruktur des optischen Gitters	51
3.8	Zeichnung des Titan:Saphir-Lasers	54
3.9	Zeichnung des Überhöhungsresonators	56
3.10	PDH Fehlersignal des Überhöhungsresonators	59
3.11	Fluoreszenzaufnahme metastabilen Magnesiums	63
3.12	Ladesequenz des Gitters	65

3.13	Zahl der Atome im optischen Gitter in Abhängigkeit von der Dipolfallenleistung	66
3.14	Zerfallskurve des optischen Gitters	67
3.15	Experimentelle Sequenz zur Bestimmung der Temperatur der Atome im Gitter	69
3.16	Dopplerverbreiterte Spektroskopie des $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ $m_J = 0$ Übergangs	70
3.17	Atomzahlschwankungen im Gitter	71
3.18	Einfluss der Leistungsstabilisierung auf die Atomzahlstabilität im Gitter	72
3.19	Einfluss der Modenstabilisierung auf die Atomzahlstabilität im Gitter	73
3.20	Limitierung der Instabilität der Gitteruhr durch Atomzahlschwankungen	75
3.21	Gitterverluste durch Leistungsmodulation	76
3.22	Fallenfrequenzen in Abhängigkeit von der Gitterleistung	77
4.1	Magnetfeldinduzierte Anregung des $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Übergangs	81
4.2	Sequenz der Magnetfeldkalibrierung	84
4.3	Spektroskopie zur Magnetfeldkalibrierung	85
4.4	Sequenz der Spektroskopie des Uhrenübergangs	90
4.5	Spektroskopie des verbotenen $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Uhrenübergangs	91
4.6	Spektroskopie des verbotenen $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Uhrenübergangs	93

Publikationsliste

- *Time transfer through optical fibres over a distance of 73 km with an uncertainty below 100 ps*
Michael Rost, Dirk Piester, Wenke Yang, Thorsten Feldmann, Temmo Wübbena und Andreas Bauch
Metrologia, **49**, 772-778 (2012)
- *Beating the density limit by continuously loading a dipole trap from millikelvin-hot magnesium atoms*
Matthias Riedmann, Hrishikesh Kelkar, Temmo Wübbena, André Pape, André Kulosa, Klaus Zipfel, Dominika Fim, Steffen Rühmann, Jan Friebe, Wolfgang Ertmer und Ernst Rasel
Physical Review A, **86**, 043416 (2012)
- *Remote frequency measurement of the $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ transition in laser-cooled ^{24}Mg*
Jan Friebe, Matthias Riedmann, Temmo Wübbena, André Pape, Hrishikesh Kelkar, Wolfgang Ertmer, Osama Terra, Uwe Sterr, Stefan Weyers, Gesine Grosche, Harald Schnatz und Ernst Rasel
New Journal of Physics, **13**, 125010 (2011)
- *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 Rasel, Katharina Predehl, Thomas Legero, Burghard Lipphardt, Harald Schnatz und 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, Theodor Hänsch, Ronald Holzwarth, Thomas Udem, Zehuang Lu, Li Wang, Wolfgang Ertmer, Jan Friebe, André Pape, Ernst Rasel, Matthias Riedmann und Temmo Wübbena
IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, **57**, 175 (2010)
- *Eine optische Dipolfalle bei einer Wellenlänge von $2\ \mu\text{m}$*
Temmo Wübbena
Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover (2008)
- *Narrow bandwidth interference lter-stabilized diode laser systems for the manipulation of neutral atoms*
Michael Gilowski, Christian Schubert, Maic Zaiser, Waldemar Herr, Temmo Wübbena, Thijs Wendrich, Tobias Müller, Ernst Rasel und Wolfgang Ertmer
Optics Communications, **280**, 443-447 (2007)

Lebenslauf

Angaben zur Person

Name	Temmo Wichert Wübbena
Geburtsdatum und -ort	19.01.1984, Hannover
Familienstand	Ledig

Promotionsstudium

seit 2008	Doktorarbeit am Institut für Quantenoptik in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Ernst M. Rasel Leibniz Universität Hannover
-----------	--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

Studium

2008	<i>Diplom in Physik, Studienrichtung technische Physik</i> an der Leibniz Universität Hannover
2007 - 2008	<i>Diplomarbeit</i> Titel: „Eine optische Dipolfalle bei einer Wellenlänge von $2\mu\text{m}$ “ an der Leibniz Universität Hannover
2005	<i>Vordiplom in Physik</i> an der Leibniz Universität Hannover
2003 - 2008	<i>Studium der Physik</i> an der Leibniz Universität Hannover

Schulabschluss

2003	<i>Abitur</i> am Geschwister-Scholl-Gymnasium Berenbostel
------	--------------------------------------------------------------