



Institut für Angewandte Physik
der Universität Bonn

Wegelerstraße 8
53115 Bonn

Stabilisierung eines Resonators hoher Finesse zur Atom-Lichtfeld-Kopplung

von
Karim Lenhard

Diplomarbeit in Physik

angefertigt im
Institut für Angewandte Physik

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
Bonn
im Februar 2008

Referent: Prof. Dr. D. Meschede
Koreferentin: Priv.-Doz. Dr. E. Soergel

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Experimenteller Aufbau	3
1.1 Die magnetooptische Falle	4
1.1.1 Abbildungssysteme für Atome am Ort der MOT	5
1.1.2 MOT-Laser	6
1.2 Die Dipolfalle	7
1.3 Der Experimentresonator	9
1.3.1 Detektion von Reflexion und Transmission des Experimentresonators	10
2 Optische Resonatoren und deren Stabilisierung	13
2.1 Eigenschaften von Fabry-Perot-Resonatoren	13
2.1.1 Plane Fabry-Perot-Resonatoren	13
2.2 Resonatorstabilisierung	15
2.2.1 Das Pound-Drever-Hall-Verfahren	17
2.2.2 Die Stabilisierungskette	18
3 Atom-Resonator-Wechselwirkung	21
3.1 Theoretischer Hintergrund	21
3.1.1 Jaynes-Cummings-Modell	21
3.1.2 Wechselwirkung mit der Umgebung	23
3.2 Stehende Wellen im Resonator	25
3.3 Starke Kopplung im Resonator	26
4 Verbesserung der Stabilisierung	29
4.1 Der Stabilisierungslaser	30
4.1.1 Aufbau	30
4.1.2 Frequenzstabilisierung	30
4.1.3 Strommodulation und Stromrückkopplung	32
4.1.4 Stromquelle	34

4.1.5	Temperaturregelung	34
4.1.6	Charakterisierung nach den Umbauten	35
4.2	Heizeffekte durch den Stabilisierungslaser	36
4.3	Stabilisierungselektronik des Experimentresonators	37
4.3.1	Reglertypen	39
4.3.2	Charakterisierung und Anpassung des Experimentresonator- Regelkreises	41
4.3.3	Elektronische Umsetzung	43
4.4	Der Kompensationslaser	44
4.5	Bestimmung der Resonatormodenposition	49
	Zusammenfassung und Ausblick	53
	Literaturverzeichnis	54

Einleitung

In den letzten Jahren hat sich die Kontrolle über einzelne Photonen und Atome so stark verbessert, dass Experimente, die früher nur Gedankenexperimente waren, heutzutage in der Realität umgesetzt werden können. Die Forschung kann sich nun mit fundamentalen Aspekten der Licht-Materie-Wechselwirkung auf der Ebene einzelner Teilchen beschäftigen.

Unser System zur Untersuchung der Atom-Photon-Wechselwirkung besteht aus einzelnen neutralen Atomen, die an die Mode eines optischen Resonators gekoppelt werden. Solche Systeme werden durch die Resonator-Quantenelektrodynamik (Englisch: cavity quantum electrodynamics, kurz: CQED) beschrieben. Da die Atome elektrisch neutral sind, ist sichergestellt, dass sie nur schwach mit der Umgebung wechselwirken. Der Resonator dient zur Verstärkung der im freien Raum sehr schwachen Wechselwirkung zwischen Atomen und Photonen. Ein ähnlicher Ansatz wird bereits von weiteren Experimenten [McK03, For07, Mau05, Gle07] verfolgt.

Mittels Resonator-unterstützter Wechselwirkung zwischen zwei Atomen könnten sogenannte verschränkte atomare Zustände erzeugt werden. Damit lassen sich grundlegende quantenmechanische Phänomene untersuchen und Grundbausteine der Quanteninformationsverarbeitung [Nie00, Pel95], z.B. Quantengatter, als Elemente zukünftiger Quantencomputer, realisieren.

Dabei sind die Eigenschaften unseres Resonators so gewählt, dass der Parameterbereich der so genannten „starken Kopplung“ erreicht wird. Die Atom-Resonatorfeld-Wechselwirkung dominiert dann die inhärenten dissipativen Prozesse.

In unserem Experiment sind wir in der Lage deterministisch ein oder mehrere Atome in das Zentrum einer Resonatormode zu platzieren. Um eine Wechselwirkung zu generieren, wird zusätzlich ein Nachweislaser (Englisch: probe laser) in den Resonator eingekoppelt. Neben der Transmission des Nachweislasers durch den Resonator können wir auch aus dem inneren Zustand des Atoms Informationen über die Vorgänge im Resonator gewinnen. Ein solches Experiment erfordert folglich eine hohe Stabilität der Resonanzfrequenz des Resonators bezüglich der Nachweislaserfrequenz.

Als Grundlage für weitere Experimente muss zunächst die deterministische Kopplung eines einzelnen Atoms an das Resonatorlichtfeld untersucht und umgesetzt werden. Tatsächlich kann auch beobachtet werden, dass starke Kopplung des Atoms an

das Resonatorlichtfeld vorliegt [Dot07]. Jedoch konnte sie bislang nicht quantifiziert werden, da die Frequenzstabilität einzelner Komponenten noch nicht gegeben war.

Die Forderung an die Frequenzstabilität lässt sich in eine strenge Bedingung für die Längenstabilität des Resonatoraufbaus übersetzen, so dass unser Resonator eine möglichst gute passive Stabilität und eine leistungsfähige aktive Längenstabilisierung benötigt. In diesem Aufbau wird eine Serie von aufeinander bauenden Regelkreisen [Mab99] verwendet, die es uns erlaubt, die Präzision interferometrischer Längenmessungen mit der Vorgabe, Atome während der Wechselwirkung möglichst wenig störend zu beeinflussen, zu kombinieren.

In einer vorangehenden Arbeit [Sti07] wurde festgestellt, dass die Stabilisierung des Resonators an vielen Stellen unzureichend war. Tatsächlich waren Experimente nur mit großem zeitlichem Aufwand und häufigen Versuchen durchführbar, da die Optimierung der Parameter der Regelkreise viel Zeit in Anspruch genommen hat.

Daher habe ich mich während meiner Diplomarbeit mit der Optimierung der Frequenz- bzw. Längenstabilisierung des Resonators beschäftigt. In dieser Arbeit stelle ich die Maßnahmen vor, die ich ergriffen habe, um die Stabilität des Resonators zu erhöhen, und ich charakterisiere die Verbesserungen.

Abschließend werden Messungen vorgestellt, die mit den Verbesserungen des Aufbaus durchgeführt werden konnten. Das Experiment sollte nun in der Lage sein, die Kopplungsstärke über eine Messung der Vakuum-Rabi-Aufspaltung zu bestimmen und ist insgesamt für weitergehende Messungen gut vorbereitet.

Kapitel 1

Experimenteller Aufbau

Ziel des Experiments ist es, einzelne Atome und Photonen kontrolliert miteinander wechselwirken zu lassen. Zu diesem Zweck versuchen wir, einzelne Atome „auf Knopfdruck“ möglichst unbeeinflusst von äußeren, störenden Einflüssen bereitzustellen. Die Atom-Photon-Wechselwirkung soll ferner so stark wie möglich sein.

Diese Anforderungen geben die wesentlichen Elemente in unserem Versuchsaufbau vor: Für unsere Versuche werden neutrale Caesium-Atome verwendet, denn ohne elektrische Ladung sind diese relativ einfach von der Umgebung zu isolieren und können nicht ohne weiteres untereinander wechselwirken bzw. sich gegenseitig stören. Außerdem hat Caesium als Alkali-Metall den Vorteil eines einfachen Termschemas, und die für unser Experiment wichtigen atomaren Übergänge lassen sich mit infrarotem Licht anregen. Hierfür existieren einfache und günstige Laserlichtquellen. Geringe Mengen Caesiumgas werden von einer Caesiumampulle, die nur durch ein Ventil vom Vakuumsystem getrennt ist, bereitgestellt. Die Caesium-Atome werden dann aus dem Hintergrundgas eines Vakuums gefangen, welches so gut sein muss, dass die Lebensdauer gefangener Atome nicht durch Stöße mit anderen Teilchen aus dem Hintergrund begrenzt wird. Da die Atome mit Lasern manipuliert werden sollen, wird ein optischer Zugang benötigt. Dazu ist eine Glaszelle an das Vakuumsystem angekoppelt, in der das Experiment abläuft.

Um einzelne Atome zu fangen und zu kühlen, benutzen wir eine magneto-optische Falle (Englisch: Magneto-Optical Trap, MOT). Diese Falle basiert auf der Streuung nahresonanten Lichts, so dass sie ungeeignet ist, um Atome während der Atom-Licht-Wechselwirkungsphase eines Experimentsablaufs gefangen zu halten. Ansonsten würden die atomaren Übergänge stark angeregt und so die inneren Zustände des Atoms in kürzester Zeit vollständig durchmischt werden. Deswegen kommt eine optische Stehwelldipolfalle zum Einsatz, die ein konservatives Potential erzeugt. Sie erhält die Kohärenz der atomaren Wellenfunktionen [Kuhr03] und ermöglicht, die Atome mit einer Genauigkeit von einigen 100 nm über mehrere Millimeter zu transportieren [Dot05].

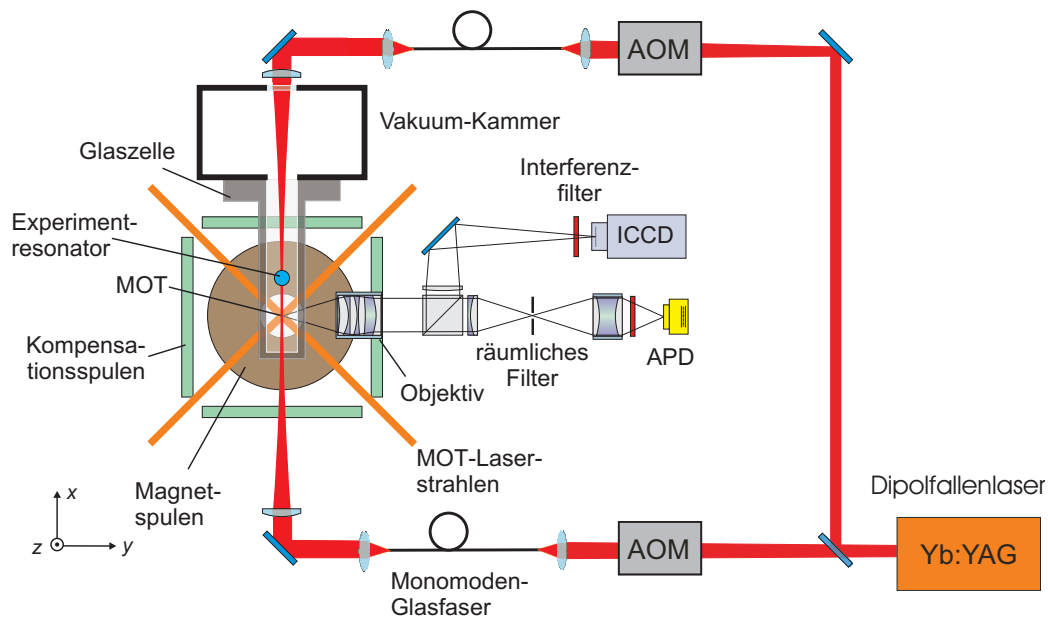


Abbildung 1.1: Skizze des experimentellen Aufbaus mit MOT, Stehwellendipolfalle und Beobachtungssystem. ICCD: CCD-Kamera mit Bildverstärkung, AOM: Akusto-Optischer Modulator, APD: Lawinen-Photodiode (Englisch: Avalanche PhotoDiode). Die Halterung des Experimentresonators ist nicht eingezeichnet.

Für die Verstärkung der im freien Raum sehr schwachen Atom-Photon-Wechselwirkung sorgt ein Fabry-Perot-Resonator (im Folgenden: Experimentresonator) mit sehr hoher Finesse.

Ein einzelner Experimentablauf sieht typischerweise so aus, dass die MOT benutzt wird, um eine definierte Anzahl an Atomen zu laden (z.B. ein einzelnes), die dann in die Dipolfalle „umgeladen“ werden. Die Dipolfalle wird benutzt, um die Atome in den Experimentresonator zu verschieben, wo dann mithilfe eines Nachweislasers (Englisch: probe laser) die Atom-Photon-Wechselwirkung generiert und vermessen werden kann. Anschließend kann das Atom wieder an den Ort der MOT verschoben werden, um weitere Informationen, z.B. über den inneren Zustand, zu gewinnen.

1.1 Die magnetooptische Falle

Die MOT [Met99] dient dazu, einzelne Caesium-Atome aus dem Hintergrundgas des Vakuums zu kühlen und zu fangen. Die kühlende Wirkung wird durch eine sog. „optische Melasse“ erzeugt. Sie besteht aus drei Paaren gegenläufiger Laserstrahlen, die jeweils senkrecht zueinander stehen und deren Frequenz gegenüber dem atomaren Übergang leicht rotverschoben ist. Die MOT-Position ist durch den Punkt gegeben,

an dem sich die drei Strahlenpaare kreuzen. Befindet sich dort ein Atom, so absorbiert es bevorzugt Photonen aus dem Strahl, der in seiner Bewegungsrichtung entgegengesetzten Richtung verläuft, da diese durch die Doppler-Verschiebung näher an der atomaren Resonanzfrequenz sind. Das Atom erfährt so einen Netto-Impulsübertrag. Die so erzeugte atomare Anregung wird über spontane Emission isotrop abgebaut, so dass dadurch im Mittel der Impuls des Atoms nicht verändert wird. Insgesamt erfährt das Atom dann einen Impulsübertrag, der der Bewegungsrichtung des Atoms entgegengesetzt ist.

Um Atome tatsächlich zu fangen, wird zusätzlich zu dieser geschwindigkeitsabhängigen Kraft noch eine positionsabhängige Kraft eingeführt. Dazu wird ein Quadrupolmagnetfeld angelegt, welches im Zentrum der MOT verschwindet und von dort in alle Richtungen linear zunimmt. Das Magnetfeld hebt die Entartung der Zeeman-unterniveaus der atomaren Niveaus derart auf, dass die Verschiebung der Übergangsfrequenzen proportional zum Abstand des Atoms vom Nullpunkt des Magnetfelds bzw. vom MOT-Mittelpunkt ist. Zusätzlich sind die gegenläufigen Laserstrahlen zirkular und entgegengesetzt polarisiert, so dass ein Atom, welches sich vom Fallenmittelpunkt wegbewegt hat, nur von einem Strahl Licht absorbieren kann und so einen „Lichtdruck“ zum Fallenmittelpunkt hin erfährt.

Atome können die für die Kühlung verwendeten Niveaus verlassen, indem sie nicht von $F = 4 \rightarrow F' = 5$, sondern von $F = 4 \rightarrow F' = 4$ angeregt werden, von wo sie nach $F = 3$ zerfallen können (siehe Abb. 1.2). Der Rückpumper dient dazu, in einem solchen Fall die Atome wieder dem Kühlkreislauf zuzuführen.

Die theoretische Grenze für die Kühlung ist durch die Linienbreite des atomaren Übergangs bestimmt und durch die Dopplertemperatur von $T_D = \hbar\Gamma/2k_B = 125 \mu\text{K}$, mit $\Gamma = 2\pi \cdot 5.2 \text{ MHz}$, gegeben. Die Kühllaserfrequenz ist typischerweise um 6 MHz von der Übergangsfrequenz rotverschoben.

Das Laden einzelner Atome in die MOT wird dadurch erreicht, dass das angelegte Magnetfeld einen hohen Gradienten von $\frac{\partial B}{\partial z} = 300 \frac{\text{G}}{\text{cm}}$ besitzt, was einer starken Raumabhängigkeit der oben beschriebenen Kraft entspricht. Außerdem ist der Caesium-Partialdruck in der Vakuumkammer sehr niedrig [Alt04].

1.1.1 Abbildungssysteme für Atome am Ort der MOT

Wie aus Abb. 1.1 ersichtlich ist, werden die Atome am Ort der MOT auf zwei verschiedene Wege detektiert. Um das wenige Licht, das von einem einzelnen Atom in der optischen Melasse gestreut wird, einzufangen, wird ein eigens entwickeltes Objektiv verwendet [Alt02]. Über einen Strahlteiler wird das Licht auf eine Lawinenphotodiode (Englisch: Avalanche PhotoDiode, APD) und eine verstärkte CCD-Kamera gelenkt.

Da die Fluoreszenzrate pro Atom in der optischen Melasse für gegebene Laserparameter konstant ist, lassen sich mittels der APD Aussagen über die Atomanzahl treffen, während die CCD-Kamera dazu dient, orts aufgelöste Informationen über die

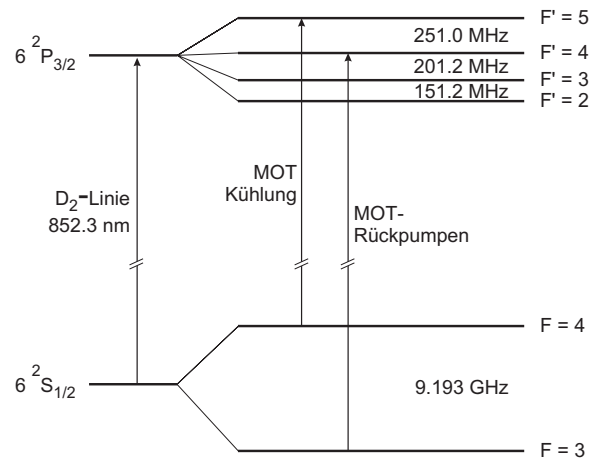


Abbildung 1.2: Der für die Laserkühlung relevante Ausschnitt aus dem Caesium-Termschema inklusive Hyperfeinstruktur. Eingezeichnet sind die für die MOT benutzten Übergänge.

Atome bereitzustellen.

Es werden hiermit nicht nur Atome in der MOT abgebildet, sondern auch Atome, die sich in der Dipolfalle befinden. Da dort kaum Photonen gestreut werden, wird dafür eine optische Melasse, bestehend aus Kühl- und Rückpumplaserstrahlen der MOT, als „Beleuchtung“ benutzt.

1.1.2 MOT-Laser

Bei beiden MOT-Lasern handelt es sich um Diodenlaser mit externem Resonator, bei denen eine Resonatorfläche aus einem optischen Reflexionsgitter besteht. Das Gitter ist derart in den Strahlengang eingefügt, dass die Reflexion nullter Ordnung ausgekoppelt wird, während der Reflex in -1. Ordnung in den Laser zurückgekoppelt wird. Dieser Littrow-Aufbau hat mehrere Vorteile:

- Aus Gleichung für die Schawlow-Townes-Linienbreite [Mil88] folgt

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \propto \frac{1}{l}, \quad l: \text{Resonatorlänge} \quad , \quad (1.1)$$

d.h. dass die Linienbreite eines Lasers mit seiner Resonatorlänge abnimmt. Da der Resonator durch den Einsatz des Gitters von ca. 1 mm auf mehrere Zentimeter verlängert wird, verringert sich die Linienbreite auf typischerweise weniger als 1 MHz.

- Die Diodenfacetten wirken wie ein zusätzliches Etalon im Resonator mit entsprechend großen freiem Spektralbereich. Durch die Verkipfung des Gitters lässt sich eine Etalonmode innerhalb des Verstärkungsprofils der Diode

auswählen. So lässt sich die Wellenlänge um mehrere Nanometer verstimmen, ohne dass Diodentemperatur oder -strom geändert werden müssen.

- Durch die Längenänderung des Resonators mit Hilfe eines piezoelektrischen Aktuators (im Folgenden kurz „PZA“) lässt sich die Laserwellenlänge fein einstellen.

Beide Laser, welche die Übergänge aus Abb. 1.2 anregen, sind mittels eines Polarisationspektroskopiesignals frequenzstabilisiert. Die Stabilisierung der beiden Laser auf die Spektroskopiesignale erfolgt zunächst über Proportional-Integral-Regelverstärker. Mehr Details zu Regelkreisen finden sich in Abschnitt 4.3. Die Regelverstärker führen anhand der durch die Polarisationspektroskopie erhaltenen Fehlersignale durch Anpassen der an den PZA angelegten Spannungen die Gitter derart nach, dass die Laserfrequenz möglichst konstant bleibt.

Dieses Verfahren ist für den Rückpump-Laser ausreichend, jedoch sind an den Kühllaser wesentlich strengere Anforderungen bzgl. der Frequenzstabilität gestellt, weil er in unserem Versuchsaufbau als Frequenzreferenz dient und in einen Resonator mit sehr schmaler Linienbreite eingekoppelt werden muss.

Die Frequenzstabilisierung über das Gitter besitzt aufgrund der mechanischen Eigenschaften des Systems eine Regelbandbreite von etwa 300 Hz. Die für den Kühllaser benötigte schnellere Regelung wird dadurch erzeugt, dass das bereits verstärkte Fehlersignal über einen weiteren, schnellen Regelverstärker zur Steuerung des Laserdiodenstroms benutzt wird. Dabei wird ausgenutzt, dass die Emissionsfrequenz von Laserdioden auch vom Strom abhängig ist und so sehr schnell verändert werden kann.

1.2 Die Dipolfalle

In unserem Experiment sind MOT und Experimentresonator knapp fünf Millimeter voneinander entfernt. Um diesen Abstand zu überbrücken, benutzen wir ein sogenanntes optisches Förderband [Kuhr01, Sch01]. Dieses besteht aus zwei gegenläufigen Laserstrahlen, die durch Interferenz ein Stehwellenintensitätsmuster ausbilden, wobei die Atome in den Maxima der Stehwelle gefangen werden. Die beiden in Abb. 1.1 eingezeichneten akusto-optischen Modulatoren (kurz: AOM) dienen dazu, den Transport von Atomen von der MOT in den Experimentresonator zu ermöglichen. Die Verschiebung des Stehwellenmusters resultiert aus der relativen Verstimmung beider Laserstrahlen zueinander.

Im Gegensatz zu der MOT, bei der die Lichtkräfte durch resonante Wechselwirkung mit den Atomen entstehen, beruht diese sogenannte Dipolfalle (Englisch: Dipole Trap, DT) auf der Wechselwirkung des elektrischen Felds des Lichts mit dem elektrischen Dipolmoment des Atoms, welches es durch induzierte Polarisierung

erhält. Dabei hängt das Vorzeichen dieser Wechselwirkung davon ab, ob das Licht gegenüber dem Übergang blau- oder rotverstimmt ist. Ist das Licht rotverstimmt, so ist das Potential attraktiv, d.h. die Atome werden zu den Intensitätsmaxima gezogen, bei Blauverstimmung ist das Potential repulsiv. Da DTs stark gegenüber atomaren Übergängen verstimmt sein können, werden nur sehr wenige Photonen gestreut. Für unsere DT benutzen wir einen Yb:YAG-Scheibenlaser bei einer Wellenlänge von $\lambda_{DT} = 1030$ nm. Sein Strahl wird aufgeteilt, und die beiden Teilstrahlen werden durch polarisationserhaltende Einzel- bzw. Monomodenglasfasern (Passive-10/123-PM von Liekki) gegenläufig in die Glaszelle geführt. Die Leistung beider Strahlen nach den Glasfasern zusammen entspricht ca. 3 W. Beide Strahlen werden auf einen Punkt fokussiert, der etwa äquidistant zur MOT und zum Experimentresonator ist, so dass die erzeugten Potentiale an der MOT und im Experimentresonator ausreichen, um Atome zu fangen. Der Strahlradius am Experimentresonator beträgt ca. $w = 43 \mu\text{m}$.

Die Glasfasern im Strahlengang dienen drei Zwecken:

- Durch die Fasern werden eine Reihe von optischen Elementen im Freistrahl-Aufbau ersetzt, und die Auskopplung aus den Fasern geschieht möglichst kurz vor der Glaszelle. Zum einen werden Strahlpositionsschwankungen vor der Faser in Intensitätsschwankungen nach der Faser umgesetzt, zum anderen werden Strahlpositionsschwankungen durch Verwirbelungen in der Laborluft reduziert. Dieser Effekt konnte durch den Einsatz einer Strahlprofilkamera bestätigt werden.
- Die DT soll ein möglichst tiefes und gut definiertes Potential besitzen. Die Monomodenglasfasern sorgen dafür, dass sich die DT-Laserstrahlen in der nahezu gaußförmigen Grundmode der Fasern ausbreiten. Vor dem Einbau war die Mode weniger scharf definiert, was zu mehr Streuung und Absorption von Laserlicht an den Experimentresonatorspiegelsubstraten geführt hat.
- Für die gegenseitige Überlagerung der DT-Strahlen, die für den maximalen Kontrast der Stehwelle benötigt wird, gibt es nun ein einfaches Kriterium: Die Wiedereinkopplung der Strahlen in die gegenüberliegende Glasfaser. Insgesamt wird so die Justage der DT auf MOT und Experimentresonator beschleunigt.

Mit der CCD-Kamera lässt sich die Position einzelner Atome in der DT auf ca. 150 nm genau bestimmen und Transporte haben eine Genauigkeit von 300 nm [Dot05]. Die Atome in der Dipolfalle können mit den zwei Abbildungssystemen beobachtet werden. Dazu muss eine optische Melasse, bestehend aus den MOT-Laserstrahlen, zugeschaltet werden, da die Atome in der Dipolfalle zu wenig Licht streuen, um beobachtbar zu sein. Ein zusätzlicher Effekt der DT wird durch den AC-Stark-Effekt [Sch04] verursacht: Dabei werden die atomaren Niveaus durch die elektrischen Felder der Laserstrahlen verschoben. Da es sich um einen störungstheoretischen Effekt

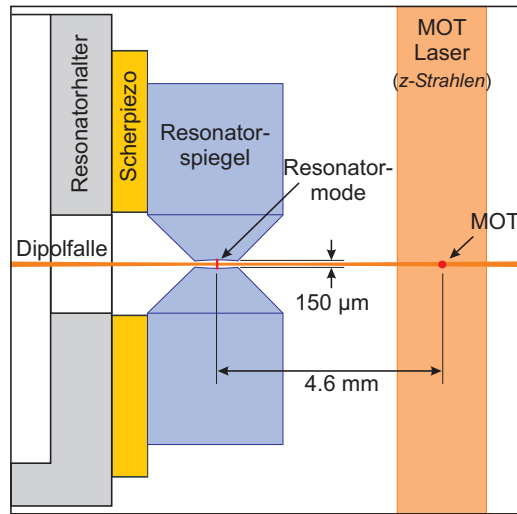


Abbildung 1.3: Anordnung der Komponenten innerhalb der Glaszelle.

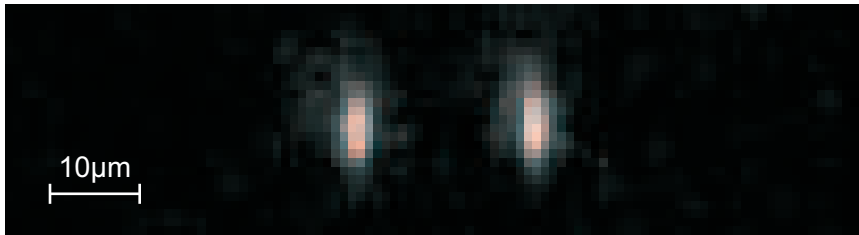


Abbildung 1.4: Bild von zwei Atomen in der Dipolfalle am Ort der MOT.

zweiter Ordnung handelt, ist er so schwach, dass er sich erst bei hohen Laserlichtleistungen bemerkbar macht, wie sie im Experiment nur in der DT oder innerhalb des Experimentresonators aufgrund der Leistungsüberhöhung (siehe Gl. (2.9)) auftreten. Die im Experiment auftretenden Verschiebungen sind in der Größenordnung einiger MHz.

Die Lebensdauer der Atome in der Dipolfalle liegt in der Größenordnung einer Minute.

1.3 Der Experimentresonator

Die Eigenschaften des Experimentresonators wurden für die Quantenelektrodynamik-Experimente, die durchgeführt werden sollen, optimiert. Gemäß Gl. (3.3) ist der Kopplungsparameter $g \propto \frac{1}{\sqrt{V}}$, so dass das Modenvolumen V möglichst klein gehalten werden muss, um eine starke Wechselwirkung zu erzeugen. Ein geringes Modenvolumen erhält man, indem gleichzeitig der Spiegelabstand möglichst klein und die Spiegelkrümmung möglichst groß gehalten werden. Der Krümmungsradius beträgt 5 cm,

während der Spiegelabstand mindestens $150\ \mu\text{m}$ betragen muss, damit höchstens 5% der DT-Laserleistung auf die Experimentresonator-Spiegelsubstrate treffen. Aus dem gleichen Grund verjüngen sich die Substrate zur Spiegeloberfläche hin. Um eine niedrige Photonenverlustrate durch Resonatortransmission oder Absorption zu erhalten, beträgt die Reflektivität bei der Nachweislaserwellenlänge $\lambda = 852\ \text{nm}$ 99.9997%. Daraus ergibt sich eine Finesse von etwa 10^6 .

Um ungewünschten interferometrischen Effekten vorzubeugen, sind die Rückseiten der Spiegelsubstrate mit einer Antireflexbeschichtung versehen.

Die Resonatorlänge kann über PZA-Elemente angepasst und mit dem Pound-Drever-Hall-Verfahren (kurz: PDH-Verfahren) [Dre83] stabilisiert (siehe Abschnitt 2.2) werden.

1.3.1 Detektion von Reflexion und Transmission des Experimentresonators

Um die Experimente durchzuführen, muss ein Nachweislaser in den Resonator eingekoppelt werden. Zum einen stellt er das Licht für die Atom-Licht-Wechselwirkung zur Verfügung, zum anderen ist seine Transmission durch den Resonator eine wichtige Informationsquelle über die Wechselwirkung. Der Laser wird bei der Wellenlänge des atomaren Übergangs von etwa $\lambda = 852\ \text{nm}$ betrieben.

Zur aktiven Stabilisierung des Resonators verwenden wir einen weiteren Laser, der mit $\lambda = 840\ \text{nm}$ gegenüber dem atomaren Übergang deutlich blau verstimmt ist (siehe Abschnitt 2.2)

In Abb. 1.5 ist der Aufbau zur gleichzeitigen Einkopplung von Stabilisierungs- und Nachweislaser in den Experimentresonator und zur Messung der Resonatortransmission und -reflexion schematisch dargestellt.

Um sicherzustellen, dass beide Laser räumlich perfekt überlagert sind, werden sie durch eine Monomodenglasfaser geführt und dann mit zwei Linsen auf die Mode des Resonators angepasst. Die resonante APD dient dazu, die für die PDH-Regelung benötigte Reflexion des Stabilisierungslasers zu messen. Es muss sichergestellt werden, dass Nachweis- und Stabilisierungslaser in der TEM_{00} -Mode eingekoppelt werden. Damit ist dafür gesorgt, dass immer die gleiche Modenstruktur im Resonator vorliegt und Atome immer im Zentrum des Resonators die stärkste Kopplung erfahren (siehe Abschnitt 3.2). Wir messen die Transmissionen beider Laser mit verschiedenen Detektionssystemen, um sowohl eine gute Einkopplung gewährleisten zu können, als auch die benötigte Messgenauigkeit zu erreichen.

Beide Laserstrahlen werden zunächst über einen 50/50-Strahlteilerwürfel auf eine CCD-Kamera (im Bild CCD 1) gelenkt. Diese CCD-Kamera dient dazu, die Modenstruktur der beiden eingekoppelten Laserstrahlen zu beobachten. Dieser Strahlteiler wird für Messungen entfernt, um Verluste zu reduzieren.

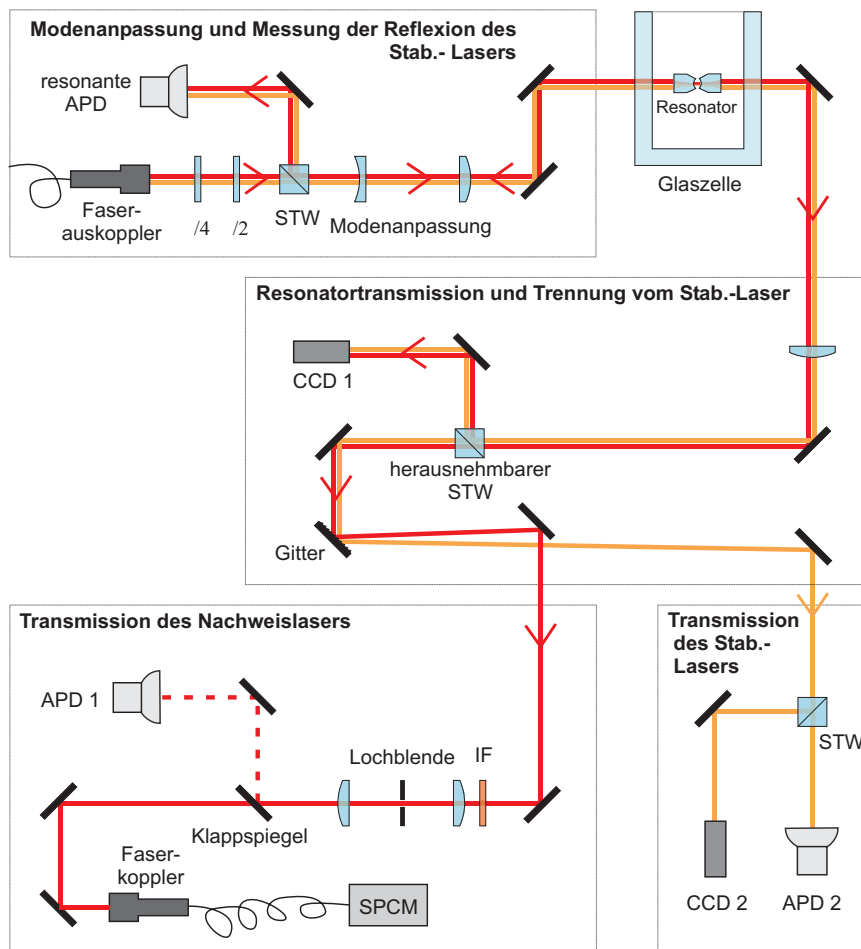


Abbildung 1.5: Schematischer Aufbau zur Einkopplung der Nachweis- und Stabilisierungslaser in den Experimentresonator und zur Messung der transmittierten Leistung. STW: Strahlteilerwürfel, IF: Interferenzfilter

Nach diesem Strahlteiler werden die Strahlen von Nachweis- und Stabilisierungslaser über ein Gitter getrennt. Die Transmission des Nachweislasers wird vermöge eines Klappspiegels wahlweise über eine APD (APD 1) oder einen Einzelphotonendetektor (Englisch: Single Photon Counting Module, SPCM) gemessen. Die APD ist zwar für Resonator-QED-Experimente aufgrund ihrer geringen Bandbreite und ihrer zu hohen Ansprechschwelle ungeeignet, wird aber benötigt, um sicherzustellen, dass Nachweis- und Stabilisierungslaser gleichzeitig durch den Experimentresonator transmittiert werden. Das SPCM wiederum ist nur für Zählraten bis 10^6 Photonen pro Sekunden ausgelegt, und würde bei den für die Justage erforderlichen Leistungen sättigen oder die Zerstörungsschwelle überschreiten.

Der Stabilisierungslaserstrahl wird über einen weiteren Strahlteiler auf eine APD

und eine weitere CCD-Kamera (APD 2, CCD 2) gelenkt. Diese dienen wieder den o.g. Justagezwecken.

Weitere Details zu diesem Aufbau finden sich bei [Dot07].

Kapitel 2

Optische Resonatoren und deren Stabilisierung

Optische Resonatoren bzw. Fabry-Perot-Resonatoren übernehmen in unserem Aufbau entscheidende Aufgaben: Sowohl als Kernstück unseres Experiments, als auch als notwendiges Bauteil zur Stabilisierung des Experimentresonators. Daher erläutere ich hier einige allgemeine Eigenschaften von Resonatoren sowie das von uns verwendete Verfahren zu deren Frequenzstabilisierung.

2.1 Eigenschaften von Fabry-Perot-Resonatoren

2.1.1 Plane Fabry-Perot-Resonatoren

Fabry-Perot-Resonatoren bestehen im wesentlichen aus zwei gegenüberliegenden Spiegeln. Im einfachsten Fall sind diese Spiegel plan und parallel. Dies ist für unsere gekrümmten dielektrischen Spiegel nur eine grobe Näherung, jedoch kann schon an diesem vereinfachten System viele Eigenschaften von Resonatoren erklärt werden.

Die Reflexionskoeffizienten $R_{1,2}$, die Transmissionskoeffizienten $T_{1,2}$ und der Abstand L der Spiegel beschreiben das System vollständig, wenn die Absorption vernachlässigt wird. Außerdem setze ich zur Vereinfachung, da wir nur symmetrisch aufgebaute Resonatoren benutzen, $R := R_1 = R_2$, $T := T_1 = T_2$. Trifft ein Lichtstrahl senkrecht auf einen Resonatorspiegel, so wird ein Anteil rückreflektiert und ein Teil transmittiert. Dieser Prozess wiederholt sich für die reflektierten Strahlen. Licht der Frequenz $\omega = k \cdot c$, mit der Lichtgeschwindigkeit c und der Wellenzahl k , akkumuliert in einem Resonatorumlauf die Phase $\phi = 2Lk$.

Die vom zweiten Spiegel transmittierten Anteile interferieren am Resonatorausgang miteinander. Die transmittierte Intensität ist proportional zum Betragsquadrat der elektrischen Feldstärke am Resonatorausgang und wird durch die Airy-Funktion

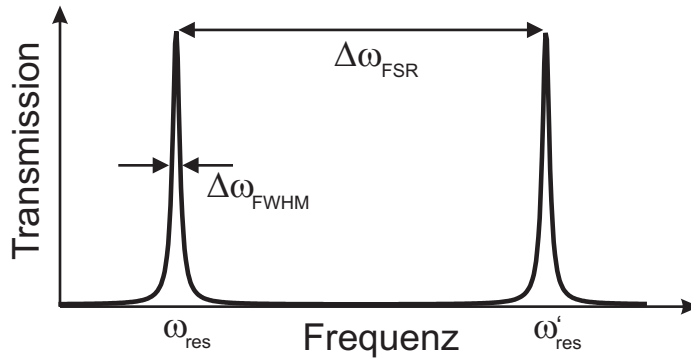


Abbildung 2.1: Transmissionsfunktion eines Fabry-Perot-Resonators, Airy-Funktion genannt. $\Delta\omega_{\text{FSR}}$ ist der freie Spektralbereich (Englisch: Free Spectral Range, FSR), und $\Delta\omega_{\text{FWHM}}$ ist die Resonatorlinienbreite (FWHM: Full Width at Half Maximum).

beschrieben:

$$I_T \propto |E_T|^2 = |E_{\text{ein}}|^2 \frac{T^2}{(1 - R)^2 \left(1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)\right)} \quad (2.1)$$

Für die reflektierte Intensität gilt aus Gründen der Energieerhaltung $I_R = 1 - I_T$.

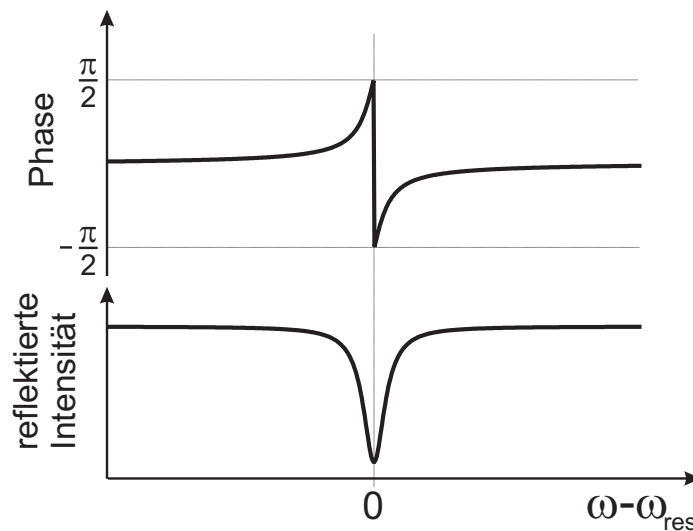


Abbildung 2.2: Phasen- und Intensitätsverteilung des vom Resonator zurückreflektierten Laserlichts in Abhängigkeit der Frequenz $\omega - \omega_{\text{res}}$.

Anschaulich und aus Gleichung (2.1) wird klar, dass maximale Transmission genau dann auftritt, wenn die in einem Umlauf aufgenommene Phase ein ganzzahliges

Vielfaches von 2π ist und so konstruktive Interferenz am Resonatorausgang auftritt:

$$\phi = \frac{2L\omega_{\text{res}}}{c} = 2\pi q, \quad \text{mit } q \in \mathbb{N} \quad (2.2)$$

$$\Leftrightarrow \omega_{\text{res}} = \Delta\omega_{\text{FSR}} \cdot q \quad \text{mit } \Delta\omega_{\text{FSR}} = 2\pi \frac{c}{2L} \quad (2.3)$$

Dabei ist $\Delta\omega_{\text{FSR}}$ der Abstand im Frequenzraum zwischen zwei Resonanzen und wird als freier Spektralbereich bezeichnet.

In der Nähe von ω_{res} gilt für die Phase des vom Resonator reflektierten Lichts

$$\varphi \approx \arctan\left(\frac{-2T}{(2R+T)\phi}\right), \quad (2.4)$$

vgl. Abb. 2.2. Als Finesse \mathcal{F} bezeichnet man das Verhältnis des freien Spektralbereichs $\Delta\omega_{\text{FSR}}$ zur Linienbreite des Resonators $\Delta\omega_{\text{FWHM}}$. Mit dem Wert für die Linienbreite, den man aus Gl. (2.1) berechnen kann, zeigt sich, dass sie ausschließlich von den Spiegelreflektivitäten abhängt:

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta\omega_{\text{FSR}}}{\Delta\omega_{\text{FWHM}}} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (2.5)$$

Für den Experimentresonator wurden bei $\lambda = 852 \text{ nm}$ Werte von

$$\Delta\omega_{\text{FSR}} \approx 2\pi \cdot 1 \text{ THz} \quad (2.6)$$

$$\Delta\omega_{\text{FWHM}} \approx 2\pi \cdot 1 \text{ MHz} \quad (2.7)$$

$$\mathcal{F} \approx 10^6 \quad (2.8)$$

bestimmt [Dot07].

Im Resonanzfall bildet das elektrische Feld eine stehende Welle innerhalb des Resonators aus. Daher kommt es in den Intensitätsmaxima zu einer Intensitätsüberhöhung

$$I_{\text{max}} \approx \frac{4\mathcal{F}}{\pi} I_{\text{ein}} \quad (2.9)$$

gegenüber der Eingangsintensität I_{ein} . Weitere Details finden sich z.B. in [Mes04].

2.2 Resonatorstabilisierung

Während unserer Experimente muss die Resonanzfrequenz des Experimentresonators konstant gehalten werden, so dass der Nachweislaser zuverlässig eingekoppelt werden kann.

Die Längenänderung ΔL , die ein Resonator erfahren muss, damit sich seine Resonanzfrequenz um eine Linienbreite verschiebt, ist durch

$$\Delta L = \frac{\lambda}{2\mathcal{F}} = 430 \text{ fm} \quad (2.10)$$

gegeben. Weil die Resonanzfrequenz aber auf einen Bruchteil einer Linienbreite stabilisiert werden soll, folgt, dass man die Resonatorlänge auf wenige zehn Femtometer stabil halten muss. Thermische Driften und mechanische Vibrationen müssen also kompensiert werden.

Der Nachweislaser selbst kann nicht für die Stabilisierung genutzt werden, weil wir während einer experimentellen Sequenz in der Lage sein müssen, ihn gegenüber der Resonanzfrequenz des Resonators zu verstimmen oder ihn ganz auszuschalten. Auch kann die Nachweislaserwellenlänge von 852 nm nicht zur Stabilisierung genutzt werden, weil schon die kleinste, für die Stabilisierung nutzbare Laserleistung (etwa 100 nW) die zu untersuchenden atomaren Übergänge sättigen würde. Deshalb wird ein zusätzlicher Stabilisierungslaser betrieben, der mit $\lambda = 840 \text{ nm}$ deutlich gegenüber dem Übergang verstimmt ist.

Die Aufhängung des Resonators in der Glaszelle ist nur schwach gedämpft. Der Grund dafür ist, dass der Resonator in einen bereits bestehenden Aufbau integriert werden musste, so dass nicht viel Platz für dämpfende Elemente vorhanden war. Die Aufhängung des Resonators wird über ein Kardan-Gelenk nach außen geführt, um sie über einen *XYZ*-Positionierer justierbar zu machen. Es wurden systematisch dämpfende Materialien entlang der Resonatoraufhängung außerhalb des Vakuumsystems angebracht, um die Übertragung von Vibrationen auf den Resonator zu reduzieren. Der Experimentresonator ist meßbar unempfindlicher gegenüber mechanischen Vibrationen auf dem optischen Tisch geworden.

Eine aktive Stabilisierung ist also aus zwei Gründen unverzichtbar: sowohl längerfristige Driften als auch kleinste Vibrationen müssen kompensiert werden.

Bei der aktiven Stabilisierung wird als Frequenzreferenz ein bereits stabilisierter Laser benutzt. Eine Regelschleife sorgt dafür, dass der Resonator mit dem Stabilisierungslaser resonant bleibt, so dass die Resonanzfrequenz, und damit auch die Resonatorlänge, konstant bleiben. Um dies zu ermöglichen, muss ein Fehlersignal, welches die für die Regelung notwendigen Informationen, nämlich den Betrag und das Vorzeichen der Abweichung enthält, erzeugt werden. Dazu verwenden wir das Pound-Drever-Hall-Verfahren.

Dieses Verfahren bietet sich umgekehrt genauso dazu an, einen Laser auf einen Resonator zu stabilisieren.

2.2.1 Das Pound-Drever-Hall-Verfahren

Laut Gl. (2.4) bzw. Abb. 2.2 hat die Phase des von einem Resonator reflektierten Lichts die für ein Fehlersignal benötigten Eigenschaften: In der Nähe der Resonanz ist der Phasenverlauf dispersiv, d.h. die Phasenverschiebung ist bei Resonanz null und wechselt um die Resonanz herum das Vorzeichen.

Da Licht bei sehr hohen Frequenzen schwingt, ist seine Phase keine ohne weiteres elektronisch meßbare Größe. Das PDH-Verfahren bietet jedoch dafür eine indirekte Möglichkeit.

Dazu wird die Laserlichtfrequenz ω mit einer zusätzlichen, von einem Lokaloszillator bereitgestellten Radiofrequenz Ω phasenmoduliert. Die Feldamplitude des modulierten Lasers wird dann zu [Bla01]:

$$E_{\text{mod}} = E_0 e^{i(\omega t + \beta \sin(\Omega t))} \quad . \quad (2.11)$$

Dabei ist β der Modulationsindex. Entwickelt man E_{mod} nach seinen spektralen Komponenten, so erkennt man, dass in erster Ordnung Lichtstrahl, der auf den Resonator trifft, aus drei Frequenzkomponenten besteht:

$$E_{\text{mod}} = E_0 [J_0(\beta) e^{i\omega t} + J_1(\beta) e^{i(\omega+\Omega)t} - J_1(\beta) e^{i(\omega-\Omega)t}] \quad . \quad (2.12)$$

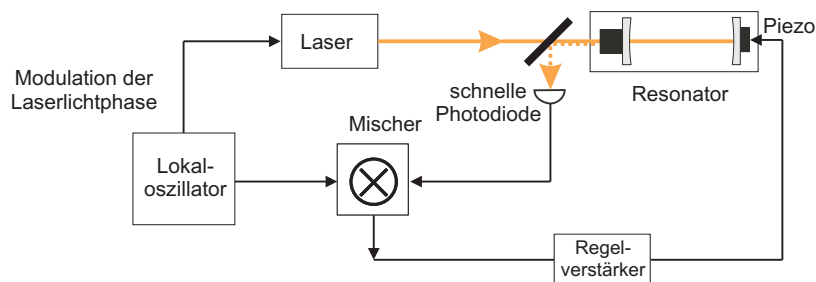


Abbildung 2.3: Skizze eines PDH-Stabilisierungsaufbaus.

Man erhält den Träger bei der Frequenz ω , und zwei Seitenbänder bei den Frequenzen $\omega \pm \Omega$. Misst man das vom Resonator reflektierte Licht, so kommt es zu Interferenzen zwischen Träger und Seitenbändern, und es entsteht ein Signal bei der Frequenz ω , dessen Einhüllende eine Schwebung bei den Frequenzen Ω und 2Ω ist. Letzteres entsteht durch die Interferenz der beiden Seitenbänder miteinander. Dabei wird anschaulich klar, warum das so erzeugte Fehlersignal im Resonanzfall identisch verschwindet: Es kann nicht mehr zur Interferenz von Träger und Seitenbändern kommen, da der Träger dann transmittiert wird.

Man misst das reflektierte Licht mit einer schnellen Photodiode und multipliziert mit einem Radiofrequenz-Mischer das gemessene Signal mit dem des Lokaloszillators $e^{i(\Omega t + \varphi)}$, wobei φ der Phasenversatz zwischen Photodioden- und Lokaloszillatorsignal

ist. φ muss durch den Einsatz unterschiedlich langer Leitungen empirisch angepasst werden, um bei $\varphi = \frac{\pi}{2}$ das optimale Fehlersignal, d.h. mit dem steilsten Anstieg, zu erhalten.

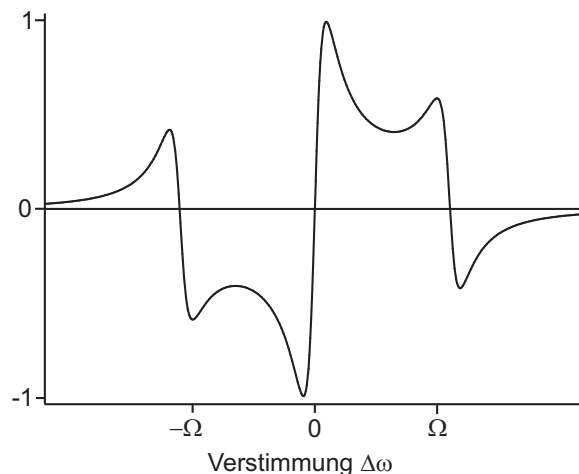


Abbildung 2.4: Durch PDH-Verfahren erzeugtes Fehlersignal für $\Omega \gg \Delta\omega_{\text{FWHM}}$ und den optimalen Phasenversatz von $\varphi = \frac{\pi}{2}$, aufgetragen gegen die Verstimmung gegenüber der Resonanz $\Delta\omega = \omega - \omega_{\text{res}}$.

In der Nähe der Resonanzfrequenz, entlang dem linearen Teil der Funktion um $\Delta\omega = 0$ in Abb. 2.4 verhält sich das Signal wie

$$\text{PDH-Signal} \approx 4 \frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_{\text{FWHM}}} \quad . \quad (2.13)$$

Dabei bezeichnet $\Delta\omega$ die Verstimmung bzgl. der Resonanzfrequenz, d.h. $\Delta\omega = \omega - \omega_{\text{res}}$.

Das Fehlersignal wird mit steigender Finesse bzw. sinkender Linienbreite steiler und somit kann die Regelung bei höherer Finesse genauer funktionieren, da auch kleinere Längenänderungen zu größeren Fehlersignaländerungen führen. So lassen sich Fehlersignalschwankungen in Frequenzschwankungen umrechnen und PDH-Fehlersignale lassen sich als Maß dafür benutzen, wie gut eine Stabilisierung funktioniert.

2.2.2 Die Stabilisierungskette

Wie bereits in Abschnitt 1.1.2 erwähnt, ist der Kühllaser mit Hilfe eines Spektroskopiesignals auf einen Caesium-Übergang stabilisiert. Derselbe Laser wird auch als Nachweislaser benutzt. Seine Frequenz wird lediglich mittels eines akustooptischen Modulators (AOM 1 in Abb. 2.5) um ca. 220 MHz verschoben, um die atomare Resonanzfrequenz zu erreichen. Mittels eines weiteren AOMs (AOM 3 in Abb. 2.5) besteht

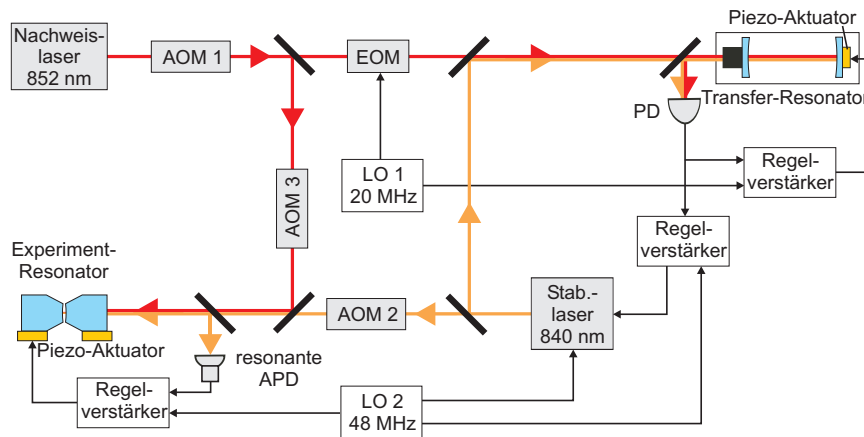


Abbildung 2.5: Schema der Stabilisierungskette. PD: Photodiode, EOM: Elektropoptischer Modulator, LO: Lokaloszillator.

die Möglichkeit, die Frequenz des Nachweislasers gegenüber der des Übergangs zu verstimmen.

Aus Gl. (2.13) und den hohen Anforderungen an die Experimentresonatorlängensstabilität folgt, dass der Experimentresonator bei der Wellenlänge des Lasers, der für die PDH-Stabilisierung verwendet wird, immer noch eine möglichst hohe Finesse haben sollte.

Deswegen wird der Stabilisierungslaser bei 840 nm betrieben. Der Experimentresonator hat dort immer noch eine Finesse von $\mathcal{F}(840 \text{ nm}) = 550000$ [Dot07]. Bei dieser Frequenz gibt es aber keine einfache Möglichkeit, den Stabilisierungslaser ähnlich wie den Nachweislaser auf einen atomaren Übergang zu stabilisieren. Daher wird ein dreistufiges Verfahren angewandt, um die Stabilität vom Caesiumspektroskopiesignal mit Hilfe eines Transferresonators auf den Experimentresonator zu übertragen [Mab99, Mir02].

Der Transferresonator

Im ersten Schritt wird der Transferresonator auf den Nachweislaser mit dem PDH-Verfahren stabilisiert. Dieser Resonator hat eine Linienbreite von $\Delta\omega_{\text{FWHM}} = 2\pi \cdot 480 \text{ kHz}$ und einen freien Spektralbereich von $\Delta\omega_{\text{FSR}} = 2\pi \cdot 122 \text{ MHz}$ und somit eine Finesse von $\mathcal{F} \approx 330$. Die dazu notwendige Phasenmodulation des Laserlichts wird mit einem elektro-optischen Modulator (EOM) bewerkstelligt. Dieser EOM wird von einem Lokaloszillator (LO) bei 20 MHz getrieben. Ein Regelverstärker steuert mit Hilfe des PDH-Fehlersignals ein PZA, um die Resonanzfrequenz des Resonators auf die Nachweislasersfrequenz zu stabilisieren.

Der Stabilisierungslaser

Aus Abb. 2.5 ist ersichtlich, dass eine Photodiode dazu dient, die Reflexionen von Nachweislaser und Stabilisierungslaser vom Transferresonator zu messen. Der Stabilisierungslaser wird bei 48 MHz über den Laserdiodenstrom phasenmoduliert, so dass durch Mischen mit dem jeweiligen Lokaloszillator die PDH-Signale beider Laser getrennt werden können.

Wie beim Nachweislaser wird das PDH-Fehlersignal genutzt, um niederfrequente Störungen mittels eines PZAs über die Verkippung des Rückkopplungsgitters zu korrigieren. Bei höherfrequenten Störungen (ab ~ 1 kHz) erfolgt die Stabilisierung über Änderungen des Diodenstroms.

Da die Lichtintensität des Stabilisierungslasers am Experimentresonator gering ist ($\approx 1 \mu\text{W}$), wird zur Detektion der Reflexion am Resonator eine APD mit resonantem Verstärker [Alt04] benutzt. Die Resonatorlänge wird auch hier durch PZAs angepasst.

Der Experimentresonator muss gleichzeitig resonant mit dem atomaren Übergang und dem Stabilisierungslaser sein. Deswegen muss die Frequenz des Stabilisierungslasers innerhalb eines freien Spektralbereichs des Experimentresonators (~ 1 THz) frei wählbar sein. Dies wird dadurch gewährleistet, dass der Stabilisierungslaser auf eine von sehr vielen longitudinalen Moden des Transferresonators stabilisiert werden kann. Aufgrund des freien Spektralbereichs des Transferresonators von 122 MHz muss die Frequenzdifferenz des Stabilisierungslasers zum Nachweislaser ein Vielfaches von diesem freien Spektralbereich sein: $\omega_{\text{SL}} = 2\pi \cdot n \cdot 122 \text{ MHz}$, $n \in \mathbb{N}$. Die Resonanzfrequenz des Resonators ist dann noch höchstens $\pm 122/2$ MHz entfernt. Dieser Frequenzabstand wird mit einem AOM (AOM2 in Abb. 2.5) kompensiert.

Kapitel 3

Atom-Resonator-Wechselwirkung

In diesem Experiment soll die durch den hochfinesse-Resonator verstärkte Atom-Photon-Wechselwirkung untersucht und genutzt werden. Diese Wechselwirkung kann genutzt werden, um fundamentale quantenmechanische Prozesse zu untersuchen und könnte auch in der Quanteninformationstheorie Anwendung finden.

Bevor man in der Lage ist, weitergehende Experimente durchzuführen, muss erst die Kopplung eines einzelnen Atoms an unseren Experimentresonator reproduzierbar umgesetzt werden. Daher stelle ich vor, welche Effekte wir erwarten, welchen Einfluss sie auf unsere Messungen haben, und wie eine solche Messung mit unserem Aufbau durchgeführt wird.

3.1 Theoretischer Hintergrund

3.1.1 Jaynes-Cummings-Modell

Das Jaynes-Cummings-Modell [Jay63, Scu97] modelliert die Dipol-Wechselwirkung eines Zwei-Niveau-Systems mit einem monochromatischem Lichtfeld. Die von uns genutzten Caesium-Atome können näherungsweise als Zwei-Niveau-Systeme betrachtet werden. Dabei habe unser Zwei-Niveau-System den Grundzustand $|g\rangle$, den angeregten Zustand $|e\rangle$ und die Operatoren $\sigma^\dagger = |e\rangle\langle g|$ und $\sigma = |g\rangle\langle e|$, welche die atomare An- bzw. Abregung beschreiben. Der Operator $\sigma^\dagger\sigma = |e\rangle\langle e|$ gibt an, ob Anregung vorliegt. Der Einfachheit halber wird die Energie des Grundzustands zu Null gesetzt.

Außerdem benötigen wir noch die Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren des elektromagnetischen Felds, d.h. a^\dagger erzeugt und a vernichtet ein Photon. $a^\dagger a$ ist der Photonenzahloperator.

Mit einer Näherung, die virtuelle Prozesse vernachlässigt (Rotating Wave Approximation [Scu97]), stellt sich der Wechselwirkungs-Hamilton-Operator im Heisen-

bergbild dar als:

$$\begin{aligned}\widehat{H}_{\text{JC}} &= \widehat{d} \cdot \widehat{E} = dE(\sigma^\dagger a + \sigma a^\dagger) \\ &= \hbar g(\sigma^\dagger a + \sigma a^\dagger) \quad .\end{aligned}\tag{3.1}$$

Hier ist d das elektrische Dipolmoment des Atoms und E das elektrische Feld, mit den zugehörigen Operatoren \widehat{d} , \widehat{E} . E ist eine Konstante, die vom Volumen V der Resonatormode des elektromagnetischen Felds abhängt:

$$E = \sqrt{\frac{\hbar\omega_F}{2\epsilon_0 V}} \quad .\tag{3.2}$$

Als Kopplungsstärke wird

$$g := \frac{dE}{\hbar}\tag{3.3}$$

bezeichnet und ist in unserem Experiment der, wie im Folgenden gezeigt wird, entscheidende Parameter. Mit den oben definierten Operatoren lassen sich die Hamilton-Operatoren für Atom und Feld

$$\widehat{H}_{\text{Atom}} = \hbar\omega_A\sigma^\dagger\sigma, \quad \widehat{H}_{\text{Feld}} = \hbar\omega_F a^\dagger a\tag{3.4}$$

angeben. ω_F bezeichnet die Frequenz des Lichts, ω_A die Anregungsfrequenz des atomaren Übergangs. Der Hamilton-Operator, der das komplette System beschreibt, ist dann die Summe aus den drei Operatoren, die Atom, Feld und die Wechselwirkung beschreiben:

$$\widehat{H} = \hbar\omega_A\sigma^\dagger\sigma + \hbar\omega_F a^\dagger a + \hbar g(\sigma^\dagger a + \sigma a^\dagger) \quad .\tag{3.5}$$

In unserem Fall ist das Feld eine Mode im Experimentresonator, welcher resonant mit dem atomaren Übergang ist, d.h. es gilt $\omega_A = \omega_F$. Ist nun $g = 0$, so wird aus Gl. (3.5) sofort ersichtlich, dass die Zustände $|g\rangle|n\rangle$ und $|e\rangle|n-1\rangle$ entartet sind (siehe auch Abb. 3.1, (c)). Für $g \neq 0$ stellt man fest, dass wegen

$$\sigma^\dagger a + \sigma a^\dagger = |e\rangle|n-1\rangle\langle g| \langle n| + |g\rangle|n\rangle\langle e| \langle n-1|\tag{3.6}$$

die Entartung aufgehoben wird. Die neuen Eigenzustände (Abb. 3.1, (d)) des Systems sind

$$|\pm\rangle = |g\rangle|n\rangle \pm |e\rangle|n-1\rangle \quad ,\tag{3.7}$$

wobei n die Zahl der Anregungen im System angibt. Energieeigenwerte

$$E_{\pm,n} = n\hbar\omega \pm \sqrt{n}\hbar g \quad .\tag{3.8}$$

Alle Niveaus sind, bis auf den Grundzustand, um $2\sqrt{n}\hbar g$ aufgespalten. Insbesondere spricht man bei der Aufspaltung des ersten Zustands von der Vakuum-Rabi-Aufspaltung.

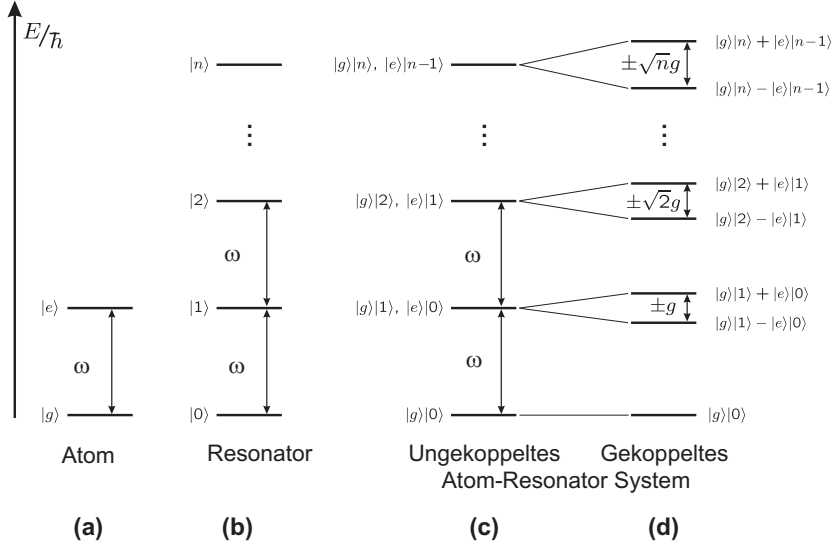


Abbildung 3.1: Eigenzustände des Atoms (a), des Resonators (b) und des Atom-Resonator-Systems im Resonanzfall mit $g = 0$ (c) und $g \neq 0$ (d). Hierbei gilt $\omega = \omega_A = \omega_F$.

3.1.2 Wechselwirkung mit der Umgebung

Während das Jaynes-Cummings-Modell die Aufspaltung der Zustände korrekt voraussagt, werden die in real existierenden Systemen auftretenden Verluste vernachlässigt. In unserem System gibt es im Wesentlichen zwei Verlustkanäle: Zum einen die endliche Lebensdauer des Feldes in unserem Resonator. Sie wird charakterisiert durch die Zerfallsrate κ , die durch die Eigenschaften des Resonators gegeben ist:

$$\kappa = \frac{\Delta\omega_{\text{FSR}}}{2\mathcal{F}} = 2\pi \cdot 0.43 \text{ MHz} \quad . \quad (3.9)$$

Der andere Dissipationskanal besteht in der spontanen Emission eines Photons durch das Atom in eine andere Mode als die Resonatormode, charakterisiert durch die atomare Dipolzerfallsrate γ . Für den von uns benutzten Übergang im Caesium-Atom ist $\gamma = 2\pi \cdot 2.6 \text{ MHz}$. Außerdem wird unser System durch das Nachweislaserfeld getrieben.

Solche Systeme lassen sich im Allgemeinen nur noch mittels des Dichtematrixformalismus numerisch lösen. Jedoch ist es gelungen, in der Näherung einer sehr schwachen Anregung durch das Nachweislaserfeld eine analytische Lösung zu finden [Ros03]: Die Aufspaltung der Linien beträgt weiterhin $2g$, aber die Linienbreiten der aufgespaltenen Linien verhalten sich nun wie

$$\Delta\omega_{\text{FWHM}} = 2(\kappa + \gamma) \quad , \quad (3.10)$$

so dass die Aufspaltung erst dann meßbar wird, wenn $g \gg \kappa, \gamma$. Dieser Parameterbereich wird als Regime starker Kopplung bezeichnet. Desweiteren wird eine Reduktion

der Transmission erwartet: Die Höhe der aufgespaltenen Linien T_{Rabi} verhält sich zur regulären Transmission des Resonators T_{Res} für unsere Werte wie

$$\frac{T_{\text{Rabi}}}{T_{\text{Res}}} = \left(\frac{\kappa}{\kappa + \gamma} \right)^2 \approx 2\% \quad . \quad (3.11)$$

Abb. 3.2 zeigt zu Illustrationszwecken das Ergebnis einer numerischen Simulation.

Für den stärksten atomaren Übergang $|F = 4, m_F = \pm 4\rangle \leftrightarrow |F' = 5, m_{F'} = \pm 5\rangle$ ist $g = 2\pi \cdot 18$ MHz. Dieser Wert ergibt sich aus den Gln. (3.2) und (3.3) zusammen mit dem elektrischen Dipolmoment eines Caesiumatoms und dem Modenvolumen unseres Resonators.

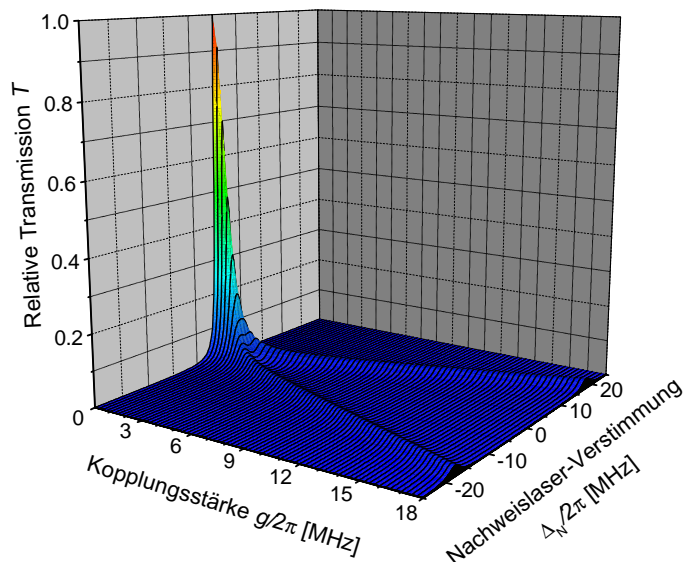


Abbildung 3.2: Ergebnis einer numerischen Simulation zur Atom-Resonator-Wechselwirkung unter dem Einfluss dissipativer Prozesse. Dabei ist die Nachweislaserverstimmung zum atomaren Übergang angegeben $\Delta_N = \omega_N - \omega_A$ und $\omega_F = \omega_A$. Dagegen aufgetragen sind die normierte Resonatortransmission und die Kopplungsstärke. Für diese Simulation wurde angenommen, dass der Resonator im Mittel mit 10^{-3} Photonen gefüllt ist [Dot07].

Im Gegensatz zur Simulation sind die Atome im realen Experiment auf die m_F -Unterniveaus verteilt. Aufgrund der Doppelbrechung des Resonators können wir den Nachweislaser nur linear polarisiert einkoppeln. Da die Polarisations-

achse parallel zum Quantisierungsfeld verläuft, können nur π -Übergänge angeregt werden. Das hat zum einen die Folge, dass der stärkste Übergang $|F = 4, m_F = \pm 4\rangle \leftrightarrow |F' = 5, m_{F'} = \pm 5\rangle$ nicht angeregt werden kann, zum anderen erwartet man eine gemittelte Kopplungsstärke von $g = 2\pi \cdot 11$ MHz, da die Umbelegung der m_F -Unterniveaus auf einer kürzeren Zeitskala geschieht als die Messung der Resonatortransmission.

Um Einfluss auf die Verteilung der Zeeman-Unterszustände zu nehmen, bietet es sich an, optisch so zu pumpen, dass vom Nachweislaser nur noch der Übergang $|F = 4, m_F = \pm 4\rangle \leftrightarrow |F' = 4, m_{F'} = \pm 4\rangle$ angeregt wird. Dieser Übergang hat eine Kopplungsstärke von $g = 2\pi \cdot 12$ MHz.

3.2 Stehende Wellen im Resonator

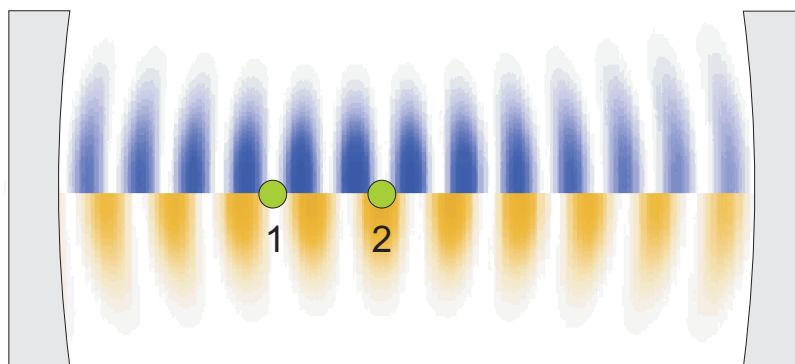


Abbildung 3.3: Illustration der räumlichen Verteilung der Stabilisierungslaser-Stehwelle (oben) und Resonatormodenfeld (unten). Während das Atom 1 keine Kopplung erfährt, ist das Atom 2 in einem Maximum der Resonatormode bei der Nachweislaserfrequenz und wird so stark gekoppelt. Atom 1 ist genau eine halbe Schwingungslänge der Schwebung zwischen Stabilisierungs- und Nachweislaser von Atom 2 entfernt.

Zusätzlich zu der Förderband-Dipolfalle existiert aufgrund der Leistungsüberhöhung (Gl. (2.9)) im Experimentresonator eine weitere Quelle von Dipolkräften: Die stehende Welle, die vom Stabilisierungslaser gebildet wird. Die ausgeübten Dipolkräfte sind repulsiv, weil die Stabilisierungslaserwellenlänge gegenüber dem atomaren Übergang blauverstimmt ist.

Um starke Kopplung zu erfahren, muss sich das Atom in einem scheibenförmigen Bauch der Nachweislaser-Resonatormode befinden. Wie aus Abb. 3.3 ersichtlich wird, koinzidieren aufgrund der verschiedenen Laserwellenlängen Stabilisierungslaserstehwellenknoten ortsabhängig sowohl mit Bereichen starker Kopplung, als auch mit Bereichen niedriger Kopplung.

Da der Abstand der Experimentresonatorspiegel und die Wellenlängen der beiden eingekoppelten Laser bekannt sind, kennen wir auch die räumliche Verteilung der Stehwellen. Insbesondere kann die Stabilisierungslaserfrequenz so gewählt werden, dass sich in der Mitte des Resonators ein Bauch der Resonatormode befindet, der mit einem Knoten der Stabilisierungslaserstehwelle überlagert ist. Das gilt, wenn für zwischen den beiden Laserfrequenzen die Beziehung $\nu_{\text{Stabilisierung}} - \nu_{\text{Nachweis}} = n\Delta\nu_{\text{FSR}}$, mit $n \in \mathbb{N}$ und ungerade, erfüllt ist.

Die halbe Schwebungslänge beider Stehwellen, d.h. dem Abstand von der Resonatormitte bis zu dem Punkt, an dem Stehwellenbäuche beider Laser zusammenfallen, beträgt bei einer Stabilisierungslaserwellenlänge von 836 nm $11 \mu\text{m}$. Gleichzeitig fällt die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Atome in radialer Richtung in der Förderband-Dipolfalle innerhalb von $\pm 4 \mu\text{m}$ um den Fallenmittelpunkt auf den $\frac{1}{e}$ -ten Teil ab. Daher werden Atome oft an Orte in den Resonator verschoben, an denen sie durch repulsive Kräfte an der Kopplung gehindert werden.

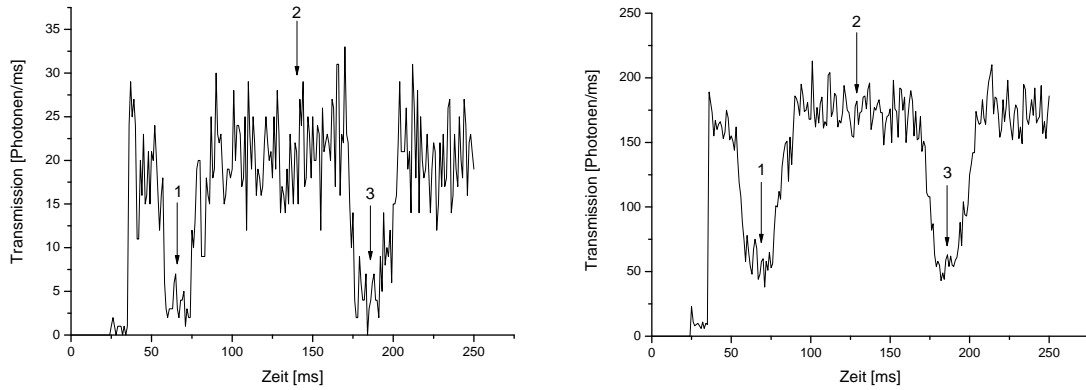
Um den Bereich in der Mitte des Resonators, in dem starke Kopplung von den Atomen erfahren werden kann, zu vergrößern, habe ich die Stabilisierungslaserwellenlänge auf 840 nm erhöht. Das ist die größte Wellenlänge, die sich durch Verstellen des Gitterwinkels erreichen lässt. Die Schwebungslänge vergrößert sich dann auf $15 \mu\text{m}$. Somit erhöht sich die Wahrscheinlichkeit, bei gleich bleibender radialer Einschränkung der Atome durch das Förderband, ein für die Kopplung geeignetes Potential zu treffen, wenn Atome von der MOT in den Resonator verschoben werden.

Dadurch erhöht sich bei gleich bleibender Stabilisierungslaserleistung die mittlere Streurrate, die durch den Stabilisierungslaser verursacht wird, von 23 Hz auf 40 Hz und die Potentialwände erhöhen sich von $240 \mu\text{K}$ auf $300 \mu\text{K}$. Diese Effekte sind aber geringfügig, so dass kein weiterer, negativer Einfluss auf die experimentellen Parameter zu erwarten ist.

3.3 Starke Kopplung im Resonator

Schon zum Beginn meiner Diplomarbeit waren wir in der Lage, starke Kopplung des Atoms an die Resonatormode zu beobachten. Eine beispielhafte Messung ist in Abb. 3.4 zu sehen. Dort wird ein einzelnes Atom langsam durch den Resonator hin- und wieder zurückgeschoben. Beide Male wird die Transmission deutlich reduziert, wie man es nach Abb. 3.2 erwartet. Ebenso kann man in diesem Graphen erkennen, dass die Kopplung des Atoms innerhalb des Experimentresonators entlang der Dipolfallenachse ortsabhängig ist. Das liegt daran, dass die Resonatormode ein gaußsches radiales Profil hat und somit die maximale Kopplung im Modenzentrum vorliegt.

Mangels optischen Pumpens und aufgrund unbekannter Niveauverteilung der Atome ist es nicht möglich, diesen Aufnahmen die Kopplungsstärke g zu entnehmen. Die Erhöhung der mittleren Transmission bei der summierten Spur aus Abb. 3.2 kann



(a) Einzelaufnahme

(b) Summation über mehrere Einzelaufnahmen

Abbildung 3.4: Beide Abbildungen belegen die starke Kopplung von Atomen an den Experimentresonator. Der Experimentablauf ist in beiden Fällen der gleiche: Das Atom wird von der MOT aus durch den Experimentresonator geschoben und erreicht bei 1 die Resonatormitte. Im durch 2 markierten Bereich hat das Atom den Resonator auf der anderen Seite wieder verlassen. Daraufhin wird es in Richtung MOT zurückgeschoben und erreicht bei 3 wieder das Resonatorzentrum. Während (a) eine Einzelaufnahme ist, ist (b) eine Summation über selektierte Aufnahmen einer Meßreihe.

durch die Effekte aus dem vorhergehenden Abschnitt erklärt werden.

Wir haben auch versucht, die Vakuum-Rabi-Aufspaltung zu messen. Dazu wird die Nachweislaserfrequenz mit einem AOM verstimmt, während sich ein Atom im Resonator befindet. Da die Beugungseffizienz des AOMs von seiner Betriebsfrequenz abhängt, haben wir mittels eines EOMs die in den Experimentresonator eingekoppelte Leistung konstant gehalten. Dabei konnte beobachtet werden, dass für gewisse Nachweislaserparameter das Atom starken Heizeffekten ausgesetzt wird. Das Atom gewinnt dabei so viel Energie, dass es die Dipolfalle innerhalb weniger Millisekunden verlässt, was wesentlich kürzer als die Lebensdauer der Atome in der Dipolfalle ist.

Eine weitere Herausforderung besteht darin, dass vorraussichtlich bei den im Experiment auftretenden SPCM-Zählraten die Vakuum-Rabi-Transmissionslinien vorraussichtlich im durch Streulicht verursachten Hintergrund verschwinden.

Kapitel 4

Verbesserung der Stabilisierung

Die im letzten Kapitel vorgestellten Ergebnisse (Abschnitt 3.3) konnten nur unter großem Aufwand gemessen werden, denn die Frequenzstabilisierung des Experimentresonators war oft nicht benutzbar. Deswegen war es notwendig, die Stabilisierung so zu verbessern, dass sie deterministisch funktioniert, um physikalische Fragestellungen bei unseren Experimenten wieder in den Vordergrund rücken zu können.

In unserem Experiment sind wir auf aktive Stabilisierungsverfahren angewiesen, um die benötigte Stabilität zu erreichen. Dazu werden an verschiedenen Stellen Regelungen verwendet. Die Aufgabe einer Regelung (Abb. 4.1) ist es, eine gegebene physikalische Größe auf einen vorgegebenen Wert zu stabilisieren, in dem es in geeigneter Weise Störungen oder Veränderungen mit einem Regelsignal entgegenwirkt. Als Regelkreis bzw. -schleife bezeichnet man das System aus Regler und Regelstrecke, d.h. dem physikalischen System, was geregelt werden soll. Man unterscheidet zwei Möglichkeiten, um eine solche Stabilisierung zu verbessern: Man kann die passive Stabilität erhöhen, indem man den Einfluss von Störungen reduziert, oder man verändert die Eigenschaften des Regelsignals und verbessert so die aktive Stabilisierung.

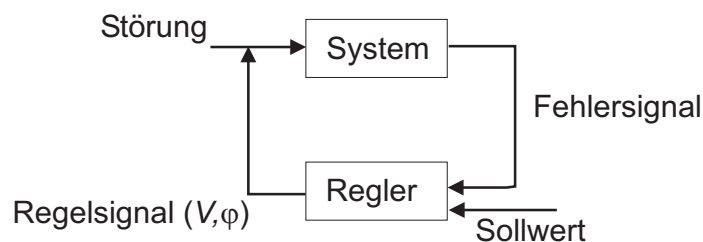


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung einer Regelschleife

Ein wesentliches Ergebnis der vorangegangenen Diplomarbeit [Sti07] ist, dass die Möglichkeiten des Experiments unter anderem durch nicht ausreichende passive Stabilisierung des Stabilisierungslasers eingeschränkt werden. So wurde die Lebensdauer einzelner Atome im Experimentresonator durch parametrische Aufheizung begrenzt,

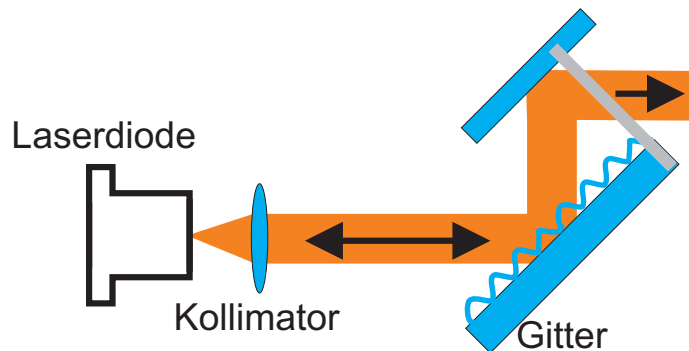


Abbildung 4.2: Diodenlaser mit externem Resonator in Littrowkonfiguration mit stationärer Auskoppelrichtung. Der Spiegel ist dabei starr mit dem Gitterhalter verbunden.

während nur der Stabilisierungslaser eingekoppelt und die Längenregelung des Experimentresonators eingeschaltet war. Die Ursachen der Heizeffekte wurden in Frequenzschwankungen von Resonator und Stabilisierungslaser vermutet, die zu Intensitätsschwankungen des Lasers im Resonator führen. Daher habe ich mich eingehend mit der Verbesserung der Stabilisierung dieses Lasers befasst. Im Anschluß daran ist deutlich geworden, dass auch die aktive Stabilisierung des Experimentresonators nicht den Anforderungen entsprochen hat, so dass ich die Resonatorregelung untersucht und optimiert habe.

4.1 Der Stabilisierungslaser

4.1.1 Aufbau

Beim Stabilisierungslaser handelt es sich um einen Diodenlaser mit externem Resonator. Der Laser ist in einer modifizierten Littrow-Konfiguration [Haw01] (siehe Abb. 4.2, vgl. Abs. 1.1.2) aufgebaut, d.h. der externe Resonator besteht aus einer Endfläche der Laserdiode und einem Reflexionsgitter. Dabei wird stets die -1. Ordnung in die Diode rückreflektiert, so dass gemäß der Bragg-Bedingung über die Verkippung des Gitters die Wellenlänge des Lasers vorgegeben wird. Zusätzlich ist ein weiterer Spiegel starr mit dem Gitterhalter verbunden, so, dass er parallel zum Gitter ist. Dieser sorgt dafür, dass der ausgekoppelte Strahl seine Richtung bei Drehen des Gitters nicht ändert.

4.1.2 Frequenzstabilisierung

Deutlicher Anhaltspunkt für die Verbesserungswürdigkeit der Stabilität des Stabilisierungslasers ist der Vergleich seiner Transmission durch den Transferresonator mit der

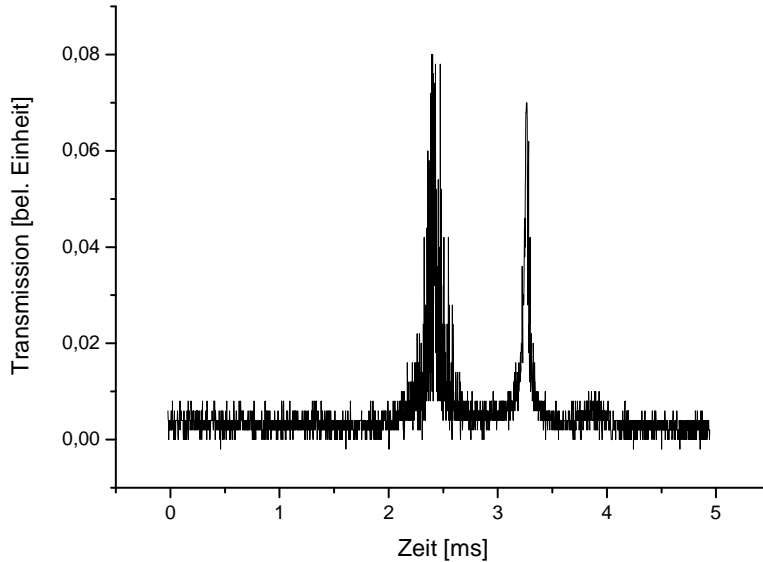


Abbildung 4.3: Transmissionsspur durch den Transferresonator vor dem Austausch des Gitters. Links ist die Spur des Stabilisierungslasers, rechts die des Nachweislasers gezeigt.

Transmission des Nachweislasers durch denselben Resonator. Um Vergleichbarkeit zu erreichen, sind dabei beide Laser nicht stabilisiert und werden nicht durchgestimmt. Anstatt dessen wird der Transferresonator mithilfe eines Funktionsgenerators über die Piezoaktuatoren (kurz: PZA) so durchgestimmt, dass sich die Resonanzfrequenz linear mit der Zeit ändert. In Abb. 4.3 ist deutlich erkennbar, dass die Spur des Stabilisierungslasers verrauschter und verbreiteter als die des Nachweislasers ist. Dies ist ein direktes Kriterium für eine schlechte passive Frequenzstabilität, da gemäß Abb. 2.1 Änderungen der Frequenz des Lasers in Intensitätsänderungen am Resonatorausgang resultieren, und somit Frequenzrauschen durch den Fabry-Perot-Resonator in Intensitätsänderungen umgewandelt wird.

Das Anpassen von Lorentzkurven, die eine zulässige Näherung für Maxima einer Airy-Funktion sind, an die Transmissionskurven liefert

$$\frac{\Delta\omega_{\text{FWHM}}(\text{Stabilisierungslaser})}{\Delta\omega_{\text{FWHM}}(\text{Nachweislasers})} \approx 1.3 \quad . \quad (4.1)$$

Diese Umkalibrierung der Linienbreiten aus Abb. 4.3 in den Frequenzraum ist möglich, da die Linearität der Durchstimmung dazu führt, dass

$$\frac{\Delta t_{\text{FWHM}}(\text{Stabilisierungslaser})}{\Delta t_{\text{FWHM}}(\text{Nachweislasers})} = \frac{\Delta\omega_{\text{FWHM}}(\text{Stabilisierungslaser})}{\Delta\omega_{\text{FWHM}}(\text{Nachweislasers})} \quad (4.2)$$

gilt.

Das ursprüngliche Gitter hat sich als stark verschmutzt bzw. teilweise zerstört herausgestellt. Durch den Einbau eines neuen Gitters (Zeiss Sinusgitter mit 18001/mm, Bestellnummer 263232 yy51 324) konnte die Stabilität entscheidend verbessert werden. Das neue Gitter hat eine Reflexion in die -1. Ordnung von 15.4% bei der Wellenlänge $\lambda = 852$ nm.

Auf Abb. 4.4 ist zu erkennen, dass nach dem Gittertausch das Rauschen stark abgenommen hat und das Verhältnis der Linienbreiten jetzt

$$\frac{\Delta\omega_{\text{FWHM}}(\text{Stabilisierungslaser})}{\Delta\omega_{\text{FWHM}}(\text{Nachweislaser})} \approx 0.7 \quad (4.3)$$

beträgt. Die Frequenzbreite der Transmissionskurve durch den Transferresonator ist durch die Summe der Linienbreiten des Resonators und des jeweiligen Lasers gegeben. Das folgt aus der Tatsache, dass der funktionale Verlauf des transmittierten Lichts durch die Faltung der Transferfunktion des Resonators sowie der Emissionsfunktion des Lasers gegeben ist [Vau89]. Außerdem muss die Annahme getroffen werden, dass die Emissionsfunktion den Verlauf einer Lorentzfunktion hat, was dadurch begründet werden kann, dass das Laserlicht ebenfalls in einem Resonator erzeugt wird, und Airy-Funktionen in der Nähe ihrer Maxima einen entsprechenden Verlauf haben.

Mit der bekannten Linienbreite des Transferresonators $\Delta\nu_{\text{TR}} = 480$ kHz lässt sich so die Linienbreite des unstabilisierten Stabilisierungslaser grob abschätzen: Sie muss nach dem Gittertausch deutlich kleiner als die des Transferresonators sein, da diese die Breite der Transmissionskurve in Abb. 4.4 dominiert.

Der Stabilitätsgewinn durch den Gittertausch ist erklärbar durch die wesentliche Verstärkung der optischen Rückkopplung. Jetzt zeigt die Rückkopplung überhaupt erst die volle frequenzstabilisierende Wirkung.

Desweiteren habe ich, um den Einfluss akustischer und thermischer Störungen zu verringern, den Stabilisierungslaser in eine Metallkiste eingebaut. Die Kiste ist sowohl vom Laser als auch vom optischen Tisch durch Schaumstoff isoliert. Zu der Kiste führende Kabel werden dämpfend gelagert. Um Rückreflexe zu vermeiden, ist das Auskoppelfenster antireflexbeschichtet und gekippt eingebaut. Sämtliche Öffnungen sind zur akustischen Isolierung mit Silikonmasse abgedichtet.

4.1.3 Strommodulation und Stromrückkopplung

Die stärkere optische Rückkopplung beim Stabilisierungslaser aufgrund des neuen Gitters bewirkt neben dem frequenzstabilisierenden Effekt, dass sich die Strommodulation der Laserdiode weniger auf die Laserfrequenz auswirkt, weswegen sich der Laser zunächst nicht mehr stabilisieren ließ.

Um dies zu beheben, habe ich den Lokaloszillator (Mini Circuits POS 150) zunächst durch einen Frequenzgenerator ersetzt. So konnte ein Frequenzbereich ge-

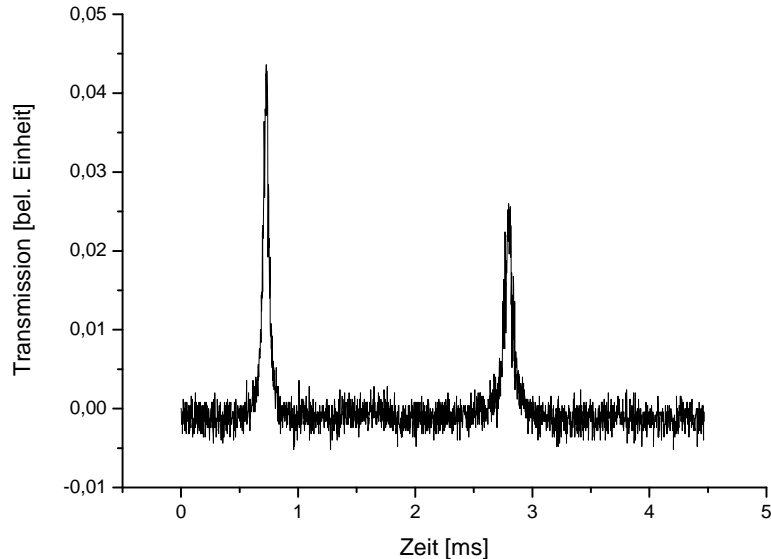


Abbildung 4.4: Transmissionsspur durch den Transferresonator nach dem Austausch des Gitters. Links ist die Spur des Stabilisierungslasers, rechts die des Nachweislasers gezeigt.

funden werden, in dem bei gegebener Oszillatorleistung die Seitenbänder maximal werden und der außerdem möglichst weit von der Modulationsfrequenz des Nachweislasers (20 MHz) entfernt ist. Dies ermöglicht das Trennen der beiden PDH-Signale durch Mischen mit den entsprechenden Lokaloszillatoren.

Die neue Modulationsfrequenz beträgt etwa 48 MHz und wird von einem Mini Circuits POS 50+-Lokaloszillator erzeugt. Die resonante APD, welche das PDH-Signal zur Stabilisierung des Experimentresonators detektiert, habe ich durch den Tausch einer Luftspule angepasst.

Ein weiteres Problem der Stabilisierung ist, dass hohe, in den Transferresonator eingekoppelte Laserleistungen mit einer Verschlechterung des Signals einher gehen. Das ist insofern problematisch, weil höhere Leistungen ein verbessertes Signal-zu-Rausch-Verhältnis bieten. Dieser Effekt lässt sich auf elektronische Rückkopplungen der Photodiodensignale über die Mischer-Schaltkreise auf den Lokaloszillator zurückführen, und wird jetzt durch eine Kombination aus Abschwächern und einem Verstärker (Motorola CA2832) (Abb. 4.5) zur elektronischen „Isolation“ des Lokaloszillators behoben. Diese Schaltung hat in die „gewünschte Richtung“ eine Verstärkung von etwa 1, während sie in der Rückrichtung eine Abschwächung um ca. 80 dB bewirkt. Durch die Benutzung von zwei -20 dB-Abschwächern ist gewährleistet, dass auch zwischen dem Experimentresonator und dem PDH-Mischer störende Signale

um -40 dB abgeschwächt werden.

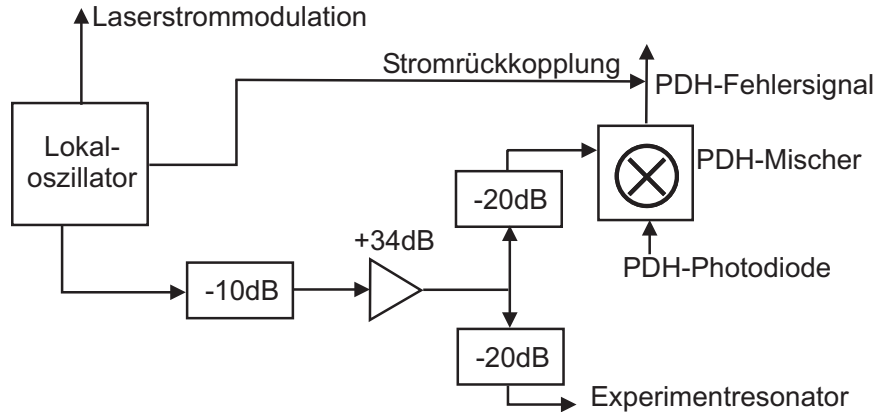


Abbildung 4.5: Anschlußschema des „elektronischen Isolators“ gegen elektronische Rückkopplungen und Integration in die PDH-Signal-Erzeugungselektronik.

4.1.4 Stromquelle

Die ursprüngliche Stromquelle des Stabilisierungslasers ist eine Eigenentwicklung, die die Laserdiode nur mit positivem Strom, d.h., bei geerdeter Diodenkathode (Englisch: „cathode-grounded“), treiben kann. Die Diode ist jedoch auf einen Betrieb mit der Anode auf Masse („anode grounded“) ausgelegt. Die Diodenanode ist mit dem Diodengehäuse verbunden, welches wiederum mit der Diodenhalterung leitend verbunden ist. Das führt dazu, dass kapazitiv in den Halter eingekoppelte Störungen über die Laserdiode abgeleitet werden müssen und so weitere Störungen verursachen könnten.

Um diese Störungen zu vermeiden, nutzen wir jetzt eine neue Stromquelle (Thorlabs ITC 102), welche die Diode „anode grounded“ treiben kann, so dass in den Halter eingekoppelte Störungen direkt zur Masse abfließen können. Auch wenn diese Maßnahme prinzipiell Störungen reduzieren sollte, konnten wir keinen Effekt beobachten.

4.1.5 Temperaturregelung

Es wurde beobachtet, dass aufgrund von Temperaturdriften die Stabilisierung des Lasers auf eine Mode des Transferresonator versagt, da Diodenlaser temperaturabhängige Wellenlängenänderungen zeigen. Deswegen stimmt die Laserfrequenz dann nicht mehr ausreichend mit der Frequenz der longitudinalen Resonatormode überein.

Bislang wurde für die Temperaturstabilisierung ein im Haus entwickeltes Gerät zusammen mit einem AD590-Tempersensord und einem Peltier-Element benutzt.

Dieser Sensor reagiert jedoch sehr empfindlich auf die hochfrequente Strommodulation des Stabilisierungslasers. Dabei weicht die gemessene Temperatur von der tatsächlichen ab, und zwar in Abhängigkeit der Strommodulationsamplitude.

Aus diesen Gründen wurde beschlossen, die Temperaturregelung und den Sensor auszutauschen.

Der neue Stromtreiber beinhaltet zwar einen PID-Temperaturregelkreis (kurz für Proportional-Integral-Differential) [Tie93], jedoch konnten wir diesen nicht so einstellen, dass die Regelung sinnvoll funktioniert hätte.

Deswegen haben wir uns für die Temperaturregelung Thorlabs TED 200 entschieden, von der bekannt war, dass sie an ähnlichen Aufbauten zusammen mit einem AD590-Sensor ordnungsgemäß funktioniert. Hierbei handelt es sich ebenfalls um eine PID-Regelung. Lediglich die Grenzfrequenz der Integralregelung muss durch den Austausch eines Kondensators reduziert werden.

Anschließend habe ich noch die zwei anderen mit TED200-Regelung verwendbaren Sensoren getestet. Der Sensor LM335H wurde sofort verworfen, da er ähnlich empfindlich auf die Strommodulation reagiert wie der AD590-Sensor. Seitdem ist ein Thermistor (Epcos B57560G103F) im Einsatz, der, da es sich nur um einen Siliziumwiderstand handelt, intrinsisch hochfrequenz-unempfindlich ist. Die PID-Regelung konnte zwar nicht optimal eingestellt werden, es ließ sich aber eine Einstellung finden, bei der die Temperatur nach einer Versetzung des Sollwerts innerhalb weniger Minuten stabil wird und diesen Wert beibehält. Abb. 4.6 ist zu entnehmen, dass sich das Einschwingverhalten der Regelschleife mit einem Thermistor auf einer ähnlichen Zeitskala wie mit einem AD590-Sensor befindet.

4.1.6 Charakterisierung nach den Umbauten

Frequenzstabilität

Ein direktes Kriterium für die Qualität der Frequenzstabilität ist der Vergleich der Transmissionen des stabilisierten Stabilisierungslasers vor und nach den Umbauten durch den Transferresonator (siehe Abb. 4.7) : Es ist deutlich zu erkennen, dass die Frequenzstabilität verbessert wurde.

Dieses Ergebnis wird auch durch Abb. 4.8 bestätigt. Dort werden spektral aufgelöste Messungen des RMS-Rauschens des Fehlersignals des stabilisierten Stabilisierungslasers verglichen (siehe [Sti07] für Details zur Messung).

Thermische Stabilität

Es ist festzustellen, dass die Temperaturstabilisierung mit dem Thermistorsensor zufriedenstellend ist: Der Stabilisierungslaser bleibt über einen gesamten Tag auf einer Mode des Transferresonators stabilisiert.

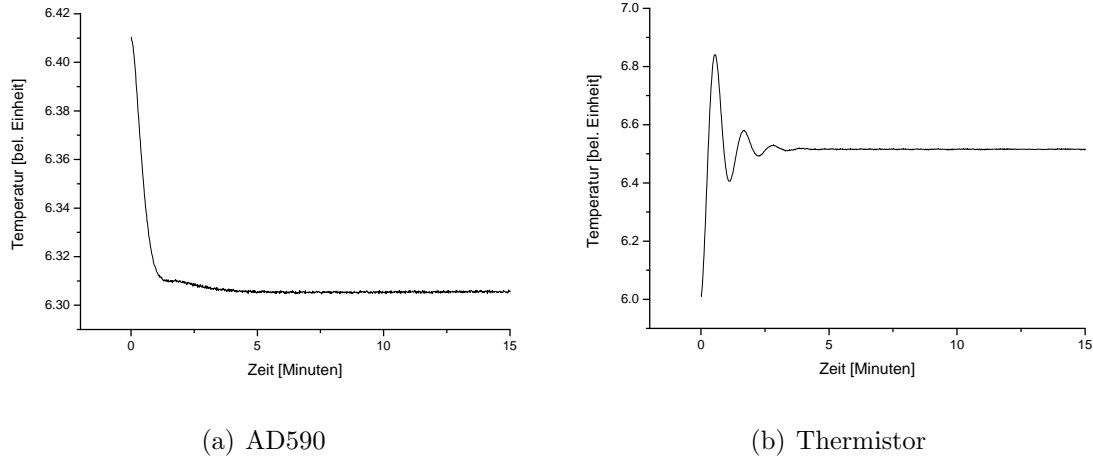


Abbildung 4.6: Temperaturstabilisierungskurven der Temperaturregelung, links mit einem AD590-Sensor, rechts mit einem Thermistor. Die Messungen wurden jeweils mit den besten gefundenen Einstellungen für diesen Sensor durchgeführt, und die Temperaturänderung beträgt in beiden Fällen etwa 2 K.

Auswirkung akustischer Störungen

Schließlich habe ich noch die Auswirkungen des Einbaus des Lasers in die Metallkiste auf die akustische Isolierung untersucht.

Ein Netzwerkanalysator dient dazu, die Reaktion eines Systems auf eine gegebene Anregung frequenz aufgelöst zu messen. Dazu gibt er ein sinusförmiges Quellsignal aus, welches in der Frequenz zwischen zwei gegebenen Werten abgetastet wird, und misst die bei der Signalfrequenz abgegebene Leistung des zu testenden Systems, indem es das vom System zurückkehrende Antwortsignal mit dem Quellsignal mischt.

In unserem Fall habe ich das Quellsignal auf einen Lautsprecher in der Nähe des Stabilisierungslasers gegeben. Als Maß für die Empfindlichkeit des Lasers dient, wie auch bei den Rauschmessungen, das PDH-Fehlersignal des stabilisierten Lasers, da dieses umso größer wird, je stärker die Schwankungen am Laser sind. Das Ergebnis ist in Abb. 4.9 dargestellt.

4.2 Heizeffekte durch den Stabilisierungslaser

Die durchgeführten Änderungen müssen sich am Gesamtsystem bewähren. Dazu wurde die am Anfang des Kapitels erwähnte Messung der Lebensdauer der Atome im Experimentresonator wiederholt, wobei nur die Stabilisierung eingeschaltet war. Es wurde die gleiche, eingekoppelte Stabilisierungslaserleistung von $1.4 \mu\text{W}$ verwendet.

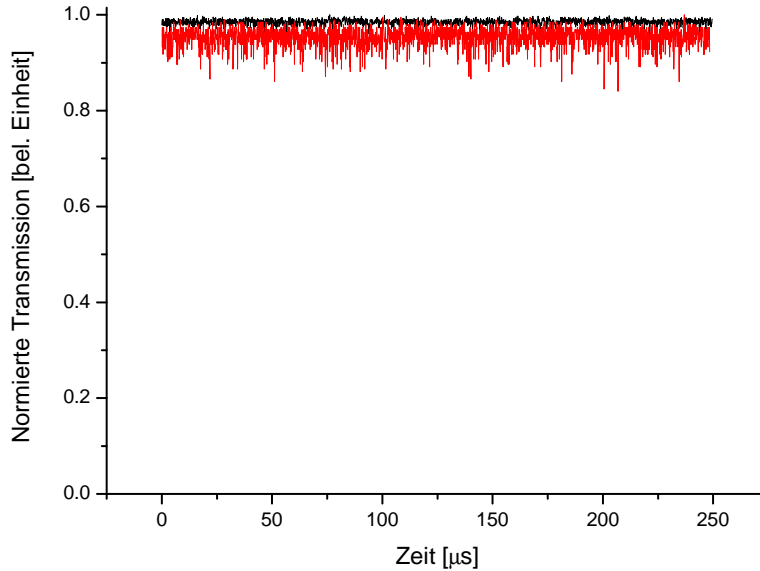


Abbildung 4.7: Normierte Transmission des stabilisierten Stabilisierungslasers durch den Transferresonator, vor (untere Spur) und nach den Umbauten (obere Spur), jeweils mit optimalen Einstellungen der Regelschleife aus Lockbox und Stromrückkopplung.

Pro Datenpunkt wurde 30 mal je ein Atom in den Resonator transportiert, dort für jeweils unterschiedlich lange Zeiträume belassen, und anschließend zurück in die optische Melasse transferiert. Dort wird dann überprüft, ob das Atom durch den Stabilisierungslaser derart aufgeheizt wurde, dass es das Dipolfallenpotential verlassen hat.

Das Anpassen von exponentiellen Zerfallsfunktionen an die Messwerte (siehe Abb. 4.10) liefert eine Zerfallsdauer der Überlebenswahrscheinlichkeit auf den $\frac{1}{e}$ -ten Teil der Überlebenswahrscheinlichkeit bei ausgeschaltetem Nachweislaser in knapp 130 ± 18 ms nach den Umbauten, im Vergleich zu 18 ± 3 ms vorher. Die parametrische Aufheizung konnte also deutlich reduziert werden.

4.3 Stabilisierungselektronik des Experimentresonators

Wir mussten feststellen, dass die Experimentresonatorstabilisierung das in den Experimentsequenzen häufig auftretende Schalten der DT nicht toleriert und deswegen

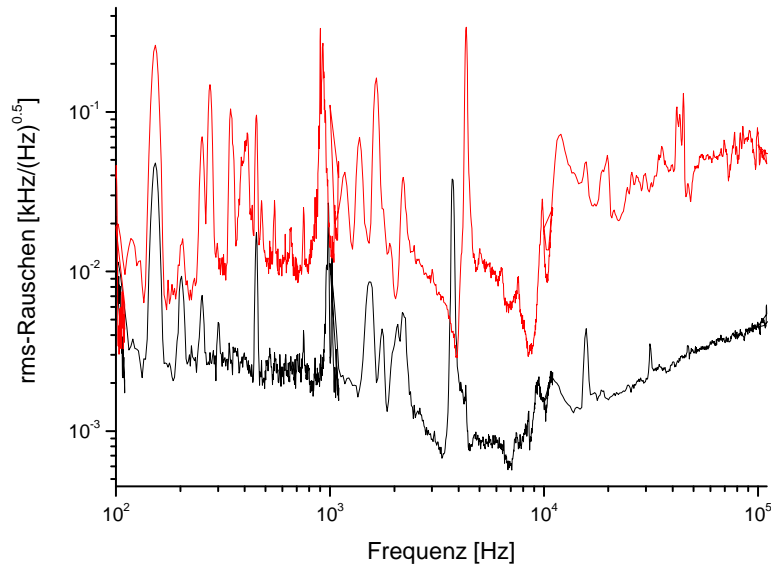


Abbildung 4.8: Spektral aufgelöstes RMS-Rauschen des Stabilisierungslasers, wieder vor (rot, oben) und nach (schwarz, unten) den Umbauten. Es wird deutlich, dass das Rauschen über dem gesamten gemessenen Spektrum um etwa eine Größenordnung abnimmt.

häufig ausfällt. Das liegt daran, dass ca. 5% der Dipolfallenstrahlenleistung an den Experimentresonatorspiegelsubstraten absorbiert werden und zusätzlich Reflexe an nichtvergüteten Oberflächen der Glaszelle für eine Aufheizung des Resonatorhalters sorgen. Beim Schalten der DT ändert sich also schlagartig die Heizrate, was zu Driften des Resonators von mehr als 10^5 Resonatorlinienbreiten pro Sekunde führt. Außerdem hat die Regelung oft Schwingungen induziert. Das war der Anlass für eine genauere Untersuchung des Experimentresonatorregelkreises. Zunächst möchte ich einige Begriffe der Regeltechnik vorstellen, um vor diesem Hintergrund dann die Veränderungen an der Experimentresonatorfrequenzstabilisierungsregelung zu erläutern.

Unter der Schleifenverstärkung (im Folgenden kurz „Verstärkung“) V versteht man den frequenzabhängigen Faktor, um den das rückgekoppelte Regelsignal verstärkt wird. Im Idealfall handelt es sich um eine Gegenkopplung, es kann aber ein frequenzabhängiger Phasenversatz φ auftreten. Bei $\varphi = \pm 180$ liegt also eine Mitkopplung vor. Das Barkhausen- bzw. Nyquistkriterium [Foe80] gibt an, dass Regelschleifen dann schwingen, wenn bei der Frequenz $\nu_{0\text{dB}}$, bei der $V = 1 = 0$ dB wird, für die Phase $\varphi(\nu_{0\text{dB}}) = -180^\circ$ gilt.

Dabei trägt nicht nur der Regler zu φ bei, sondern es muss auch der Beitrag der Regelstrecke zum gesamten Phasenversatz berücksichtigt werden. Z.B. können

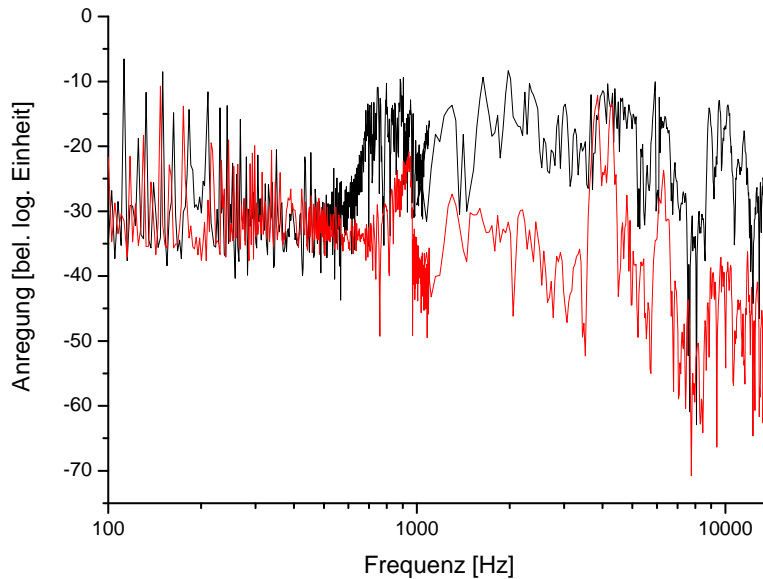


Abbildung 4.9: Spektral aufgelöste Reaktion des Stabilisierungslasers auf akustische Anregung. Dabei ist bei der oberen Spur die Metallkiste geöffnet, auf der unteren ist sie geschlossen. Man erkennt, dass die Anregungsempfindlichkeit über einem großen Frequenzbereich abnimmt.

physikalische Systeme keiner beliebig schnellen Regelung folgen, sondern zeigen ein Tiefpassverhalten. Die Regelbandbreite, d.h. die Frequenz, bei der die aktive Regelung noch eine Wirkung zeigt, wird dadurch begrenzt.

Ein Bodediagramm stellt Verstärkungs- und Phasenverlauf einer Regelschleife in Abhängigkeit von der Frequenz dar. Dabei werden Frequenz und Verstärkung logarithmisch aufgetragen, wie z.B. in Abb. 4.11.

4.3.1 Reglertypen

Proportionalregler Bei einem Proportionalregler (kurz: P-Regler) handelt es sich um einen Verstärker mit konstanter Verstärkung über einen Frequenzbereich, der größer als die Bandbreite des zu regelnden Systems ist. Seine Phasenverschiebung ist in diesem Frequenzbereich vernachlässigbar: $\varphi_P = 0^\circ$.

Integralregler Ein Integralregler (kurz: I-Regler) kennzeichnet sich durch einen frequenzabhängigen Verstärkungsverlauf in Form eines Abfalls von 20 dB pro Frequenzdekade und einen konstanten Phasenversatz von $\varphi_I = -90^\circ$. Aufgrund der

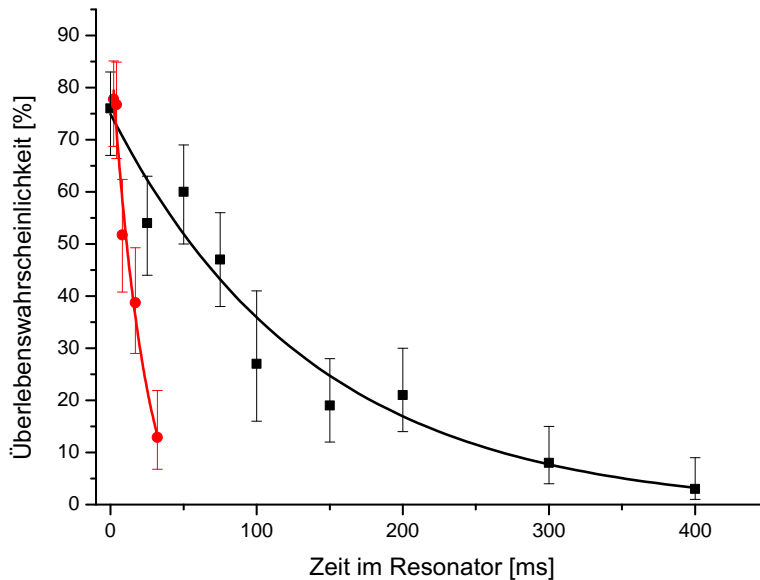


Abbildung 4.10: Überlebenswahrscheinlichkeiten einzelner Atome im Experimentresonator bei eingeschalteter Stabilisierung in Abhängigkeit von der Aufenthaltsdauer. Die Kreise stellen die Wahrscheinlichkeiten vor den Umbauten dar, während die neuen Meßwerte durch die Vierecke gekennzeichnet sind.

Anforderungen für den Phasenverlauf einer Regelung hat ein Integralregler eine geringere Regelbandbreite als ein Proportionalregler.

Er kann zusätzlich zum Proportionalregler genutzt werden, um die Einstellgenauigkeit zu erhöhen, und niederfrequente Störungen schneller zu kompensieren. Man erhält dann den:

Proportional-Integral-Regler Das Bode-Diagramm des Proportional-Integral-Reglers (kurz: PI-Regler) ist in Abb. 4.11 zu sehen [Tie93]. Er kombiniert die hohe Verstärkung des Integralreglers bei niedrigen Frequenzen mit der höheren Regelbandbreite des Proportionalreglers. Der Proportionalregleranteil erlaubt es, einen eventuell vorhandenen Tiefpass auszugleichen, so dass das Verhalten der Regelschleife wieder dem eines reinen Integrators entspricht.

In unserem Experiment verwenden wir selbst entwickelte Regelverstärker („Lockbox 3“ und „Lockbox 5“) um Nachweis-, Rückpump- und Stabilisierungslaser sowie den Experimentresonator zu stabilisieren. Dabei handelt es sich um PI-Regler.

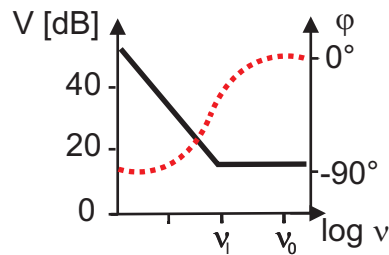


Abbildung 4.11: Schematische Darstellung des Verstärkungs- und Phasenverlaufs eines PI-Reglers. Unterhalb der Frequenz ν_I zeigt der Regler Integralreglerverhalten, oberhalb von ν_I verhält er sich wie ein Proportionalregler. Der Phasenverlauf wird durch die gepunkteten Kurven angegeben.

4.3.2 Charakterisierung und Anpassung des Experimentresonator-Regelkreises

Der Phasen- und Amplitudenverlauf der Regelstrecke (Abb. 4.12) ist stark bestimmt durch einen Tiefpassfilter. Dieser besteht aus einem Potentiometer und der Kapazität der Experimentresonator-PZAs (etwa 500 pF), dessen Grenzfrequenz experimentell zu 1.2 kHz gesetzt wurde. Dieser musste eingefügt werden, da nach dem Hochspannungsverstärker der PZAs in dem Regelkreis Störungen auftreten, die so unterdrückt werden. Außerdem treten mehrere mechanische PZA-Resonanzen bei ca. 52 kHz auf. Ein entsprechend dimensionierter Bandsperrenfilter kompensiert die entstehende Amplitudenüberhöhung [Ros03]. Die Bandsperre kann aber zum einen nicht den Phasen- und Verstärkungsverlauf bei Frequenzen größer der Resonanzfrequenz kompensieren, da es eine Eigenschaft von resonanzfähigen Systemen ist, sich oberhalb der Resonanz wie ein doppelter Tiefpass zu verhalten, d.h. die Phase geht für große Frequenzen gegen $\varphi = -180^\circ$ [Ber98]. Zum anderen kann auch nicht die Phasenverlaufsänderung der mehrfachen Resonanzen kompensiert werden. ν_{0dB} muss deswegen deutlich kleiner als die Resonanzfrequenz von 52 kHz sein.

Die Messung des Bodediagramms des Regelkreises wurde mit einem Netzwerkanalysator durchgeführt. Für die Messung wurde der Experimentresonator durch einen Kondensator ersetzt, der die gleiche Kapazität wie der PZA hat. Für den Regelverstärker („Lockbox 5“) wurden die besten, im Experiment gefundenen Einstellungen benutzt.

Ferner muss die Verstärkung kalibriert werden, um die Frequenz ν_{0dB} zu bestimmen, d.h. wir suchen nach der Abschwächung, die das Regelsignal erfährt, wenn es die Regelstrecke durchläuft. Dazu werden die bekannten Frequenzabhängigkeiten von PDH-Fehlersignal und der PZA-Spannung ausgenutzt. Dazu wird verwendet, dass die Proportionalität zwischen am PZA angelegter Spannung und Verstimmung des Resonators bekannt ist, $\Delta\nu = p_1 \Delta U_{PZA}$, sowie (vgl. Abs. 2.2.1) sich das PDH-

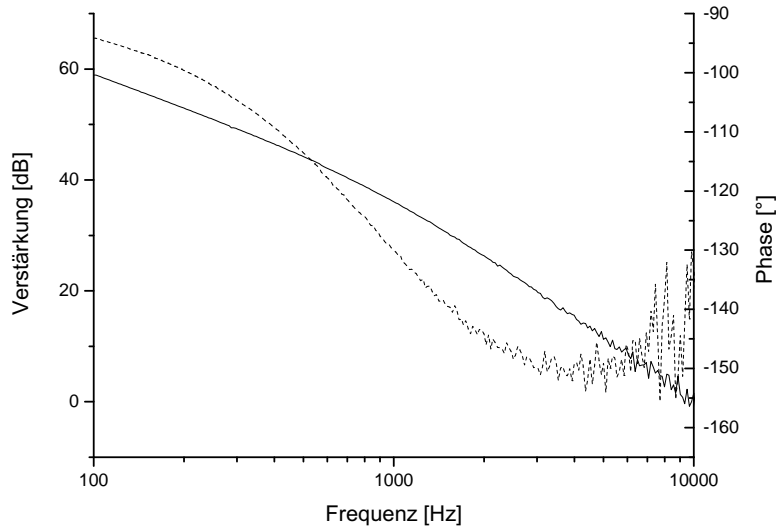


Abbildung 4.12: Bodediagramm der Experimentresonatorregelstrecke ohne zusätzlichen Regelverstärker. Die durchgehende Kurve gibt den Verstärkungsverlauf, die gestrichelte den Phasenverlauf an.

Fehlersignal (für kleine $\Delta\nu$) proportional zur Frequenzabweichung $\Delta\nu$ verhält, d.h. $\Delta\nu = p_2\Delta U_{PDH}$. Die Abschwächung berechnet sich dann durch

$$\Delta U_{\text{aus}} = p_1^{-1} p_2 \Delta U_{\text{ein}} \quad . \quad (4.4)$$

Der Regelkreis muss folgende Eigenschaften haben:

- Bei $\nu_{0\text{dB}}$ soll die Phasenreserve $|\varphi(\nu_{0\text{dB}}) - 180^\circ|$ größer werden, damit die Regelschleife nicht schwingt. Die ideale Phasenreserve beträgt 60° bzw. $\varphi = -120^\circ$, PI-Regler zeigen dann das schnellste Regelverhalten [Tie93].
- Eine möglichst hohe Verstärkung bei niedrigen Frequenzen, damit die Regelung das Schalten der DT kompensieren kann.
- $\nu_{0\text{dB}} \approx 10 \text{ kHz}$. Das folgt aus dem Phasenverlauf der Regelstrecke aufgrund der mechanischen Resonanz bei 52 kHz .

Für unseren Regelkreis gilt zwar bereits $\nu_{0\text{dB}} \approx 10 \text{ kHz}$, er hat jedoch an der Stelle einen Phasenversatz von $\varphi \approx -160^\circ$, was ausreicht, um gemäß dem Nyquist-Kriterium ungewünschte Schwingungen anzuregen, und eine unzureichende Verstärkung bei niedrigen Frequenzen. $\varphi(\nu_{0\text{dB}}) \approx -160^\circ$ rührt daher, dass der Tiefpassfilter dort zusätzlich $\varphi_T = -90^\circ$ zum Phasenversatz des Regelverstärkers addiert,

was bei den idealen Reglereinstellungen nur teilweise vom Proportionalregleranteil der „Lockbox“ kompensiert wird.

Die Lösung besteht nun darin, einen zusätzlichen PI-Regler in den Kreis einzufügen, so dass Verstärkungs- und Phasenverlauf die gewünschten Eigenschaften erhalten. Dieser Regler ist dann in Serie zu dem System aus „Lockbox“ und Tiefpassfilter, wobei der Proportionalregler der „Lockbox“ den Phasen- und Verstärkungsverlauf des Tiefpasses kompensiert. Es handelt sich also insgesamt um eine Reihenschaltung eines PI- und eines I-Reglers (siehe Abb. 4.13). Die Frequenz ν_I , bei der der neue PI-Regler von Integral- in Proportionalreglung übergeht, ist dabei etwa gleich der Grenzfrequenz des Tiefpasses ν_T .

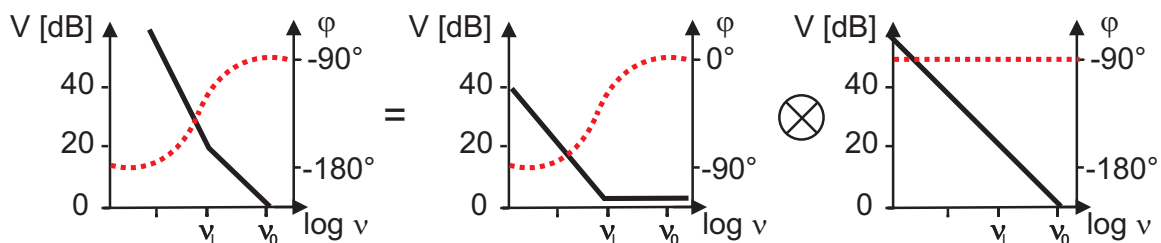


Abbildung 4.13: Reihenschaltung eines PI-Reglers (Mitte) mit einem I-Regler (rechts). Dargestellt sind deren Bodediagramme sowie das des resultierenden Reglers (links). Der Phasenverlauf wird durch die gepunkteten Kurven angegeben.

Der neue Integralregleranteil sorgt für die größere Steigung des Verstärkungsverlaufs bei niedrigen Frequenzen, während der Proportionalregler dafür sorgt, dass der Phasenverlauf um ν_{0dB} herum korrigiert wird. In Abb. 4.14 sind die entsprechenden Bodediagramme zur Verdeutlichung in schematischer Form gezeigt: Der Verstärkungsverlauf entspricht jetzt unterhalb von ν_I bzw. ν_T dem eines doppelten Integrators, und bei Frequenzen größer als ν_I dem eines einfachen Integrators. ν_I muss dabei um einen Faktor zehn kleiner sein als ν_{0dB} , damit bei ν_{0dB} tatsächlich der Phasenverlauf des einfachen Integrators dominiert.

4.3.3 Elektronische Umsetzung

In Abb. 4.15 ist die Schaltskizze des PI-Regelglied abgebildet. Es wurde in den „Lockbox 5“-Regelverstärker integriert, zwischen dem eingebauten PI-Regelglied und dem Ausgangsverstärker.

Dabei ist der Frequenzbereich, in dem das Integratorverhalten auftritt und die Proportionalverstärkung frei wählbar. Die Proportionalverstärkung wurde zu $V = -\frac{R_4}{R_1} = -1$ gesetzt. Der Regler wirkt als Integrator zwischen $\nu_1 = \frac{1}{2\pi R_2 C_1} = 13 \text{ Hz}$ und $\nu_2 = \frac{1}{2\pi R_4 C_1} = 1.3 \text{ kHz}$. In Abb. 4.16 ist das Bodediagramm dazu abgebildet.

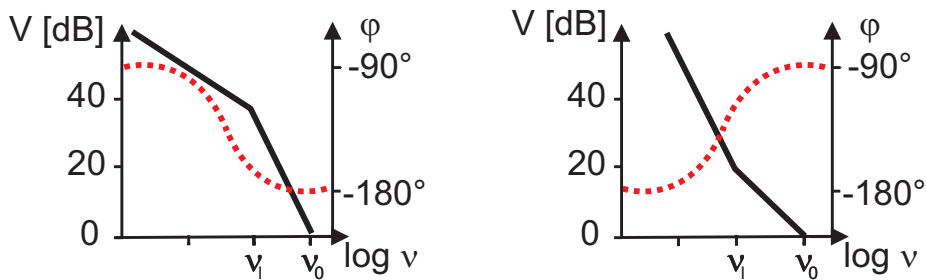


Abbildung 4.14: Skizze der Bodediagramme vor (links) und nach (rechts) dem Umbau des Regelverstärkers. ν_I kennzeichnet die Grenzfrequenz des Tiefpass bzw. des Doppelintegrators. Die gepunkteten Linien geben den Phasenverlauf an.

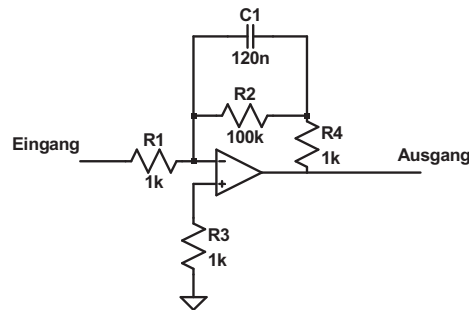


Abbildung 4.15: Schaltskizze des PI-Reglers

In Abb. 4.17 ist erkennbar, dass der Regelkreis mit dem modifizierten Regelverstärker die gewünschten Phasen- und Verstärkungsverläufe aufweist. Tatsächlich ist die Experimentresonatorstabilisierung unempfindlich gegenüber dem Schalten der DT geworden und die Regelschleife schwingt deutlich weniger.

4.4 Der Kompensationslaser

Es hat sich gezeigt, dass die Stabilisierung des Experimentresonators dann am besten funktioniert, wenn die mittlere Spannung des Hochspannungsverstärkers am Regel-PZA betragsmäßig möglichst klein ist. Das lässt sich daran festmachen, dass das RMS-Rauschen des PDH-Fehlersignals mit zunehmender Spannung anwächst. Offenbar treten dann Nichtlinearitäten in der PZA-Längenänderung auf. So sorgen die während eines typischen Experimenttages auftretenden Driften dafür, dass es zum Teil über Stunden nicht möglich ist, eine für die Durchführung von Experimenten ausreichende Stabilisierung zu erhalten.

Zusätzlich ist es wünschenswert, den freien Spektralbereich $\Delta\omega_{\text{FSR}}$ und damit die Resonatorlänge konstant zu halten, damit die Stabilisierungslaserfrequenz nicht entsprechend geändert werden muss.

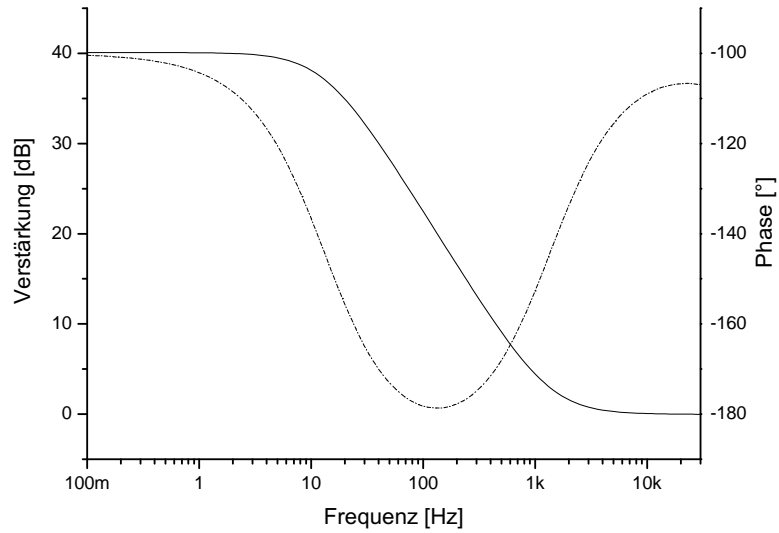


Abbildung 4.16: Berechnetes Bodediagramm des zusätzlichen PI-Reglers.

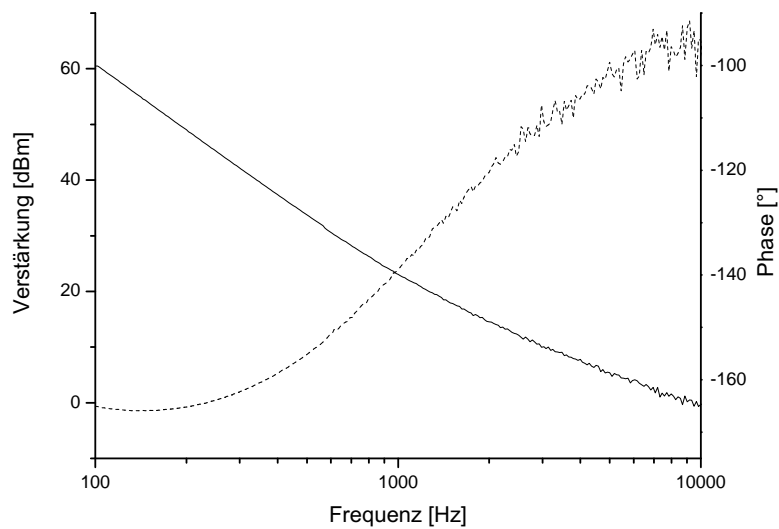


Abbildung 4.17: Bodediagramm der Experimentresonatorregelstrecke mit zusätzlichem PI-Regler. Die durchgehende Kurve gibt den Verstärkungsverlauf, die gestrichelte den Phasenverlauf an.

Um einen zusätzlichen Freiheitsgrad in der Regelung zu erhalten, habe ich einen weiteren Laser eingebaut, der im Folgenden als Kompensationslaser bezeichnet wird. Dabei handelt es sich um einen fasergekoppelten Diodenlaser (Roithner, FLMM-0980-711-750mW) mit einer Wellenlänge von 980 ± 5 nm. Die Laserdiode wird mit einer selbstgebauten Lasersteuerung (Abb. 4.18) getrieben, und gibt eine für unsere Zwecke ausreichende maximale Laserlichtleistung von $P_{\text{Max}} = 490$ mW aus. Die Steuerung ist so konzipiert, dass sich die Lichtleistung über eine Steuerspannung einstellen lässt. Dieser Laser beleuchtet, wie in Abb. 4.19 zu sehen, direkt ein Spiegelsubstrat und dient so als einstellbare Wärmequelle, um thermische Driften auszugleichen. Diese Regelung benötigt einige Minuten, um den Resonator auf die gewünschte Länge thermisch auszudehnen bzw. thermisch zu stabilisieren. Um die Heizrate am Experimentresonator automatisch einzustellen, wird ebenfalls ein „Lockbox 5“-Regelverstärker eingesetzt. Dabei wird die am PZA anliegende Spannung als Fehlersignal genutzt, um die vom Kompensationslaser emittierte Lichtleistung zu regeln (siehe Abb.4.20). Abb. 4.21 ist zu entnehmen, dass die Lasersteuerung bei Eingangsspannungen von 4.5 V bis 8 V eine lineare Abhängigkeit von Spannung zu Lichtleistung aufweist. Daher habe ich eine zusätzliche Schaltung (Abb. 4.22) eingefügt, welche das Ausgangssignal der „Lockbox 5“ (± 13.5 V) auf diesen Bereich abbildet. Um sowohl positive wie negative Änderungen der Heizrate kompensieren zu können, entspricht der Regelungsnullpunkt einer Laserleistung von ca. 200 mW. Dies ist vergleichbar mit der Dipolfallenlaserleistung, die an den Resonatorspiegelsubstraten absorbiert oder reflektiert wird, nämlich etwa 150 mW.

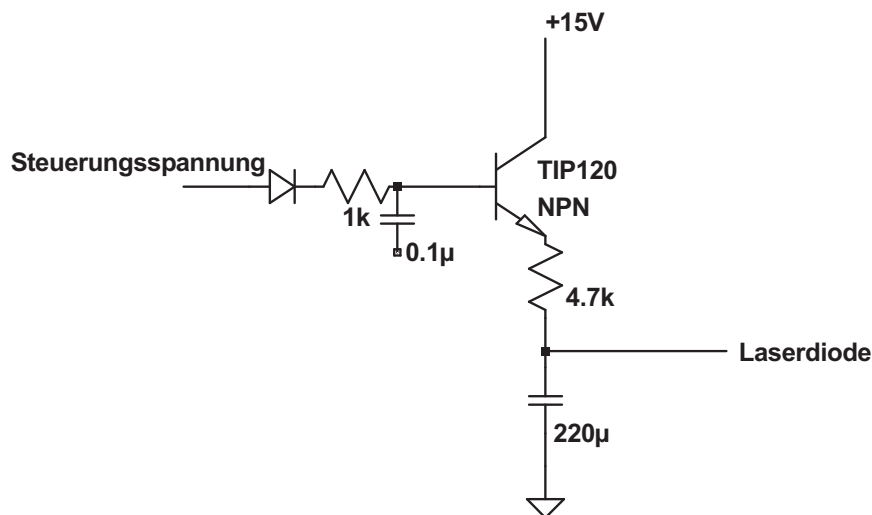


Abbildung 4.18: Schaltskizze für den Stromtreiber des Kompensationslasers. Hierbei sorgt eine Emitterfolger-Schaltung für die Umwandlung einer Steuerspannung in ein Laserdiodenstrom. Um große Stromverstärkung zu erreichen, wird ein Darlington-Transistor genutzt.



Abbildung 4.19: Foto des Experimentresonators. Dabei wird das obere Spiegelsubstrat vom Kompensationslaser beleuchtet. Die Laserlichtleistung beträgt dabei wenige mW.

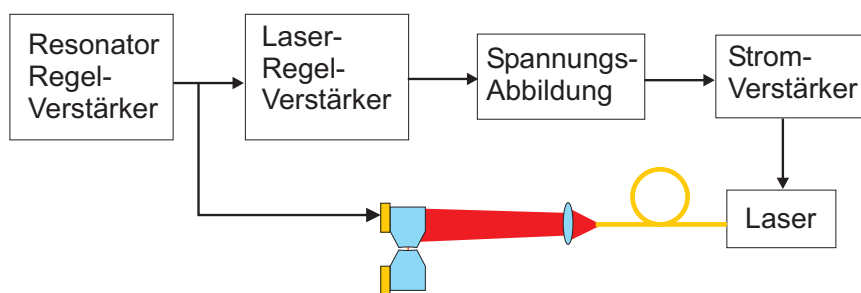


Abbildung 4.20: Schematische Darstellung des Kompensationlaserregelkreises. Der Regelverstärker des Resonators dient dazu, den gewünschten Spiegelabstand einzustellen.

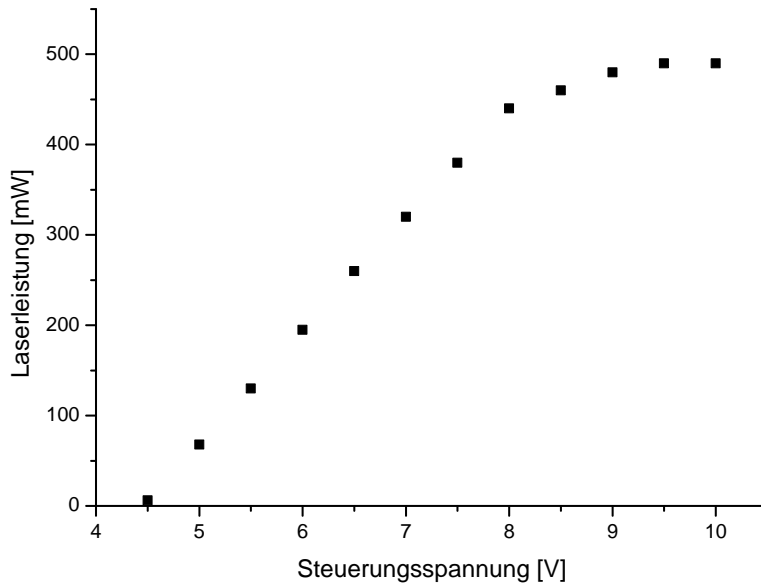


Abbildung 4.21: Abhängigkeit der Laserlichtleistung von der an der Lasersteuerung angelegten Spannung.

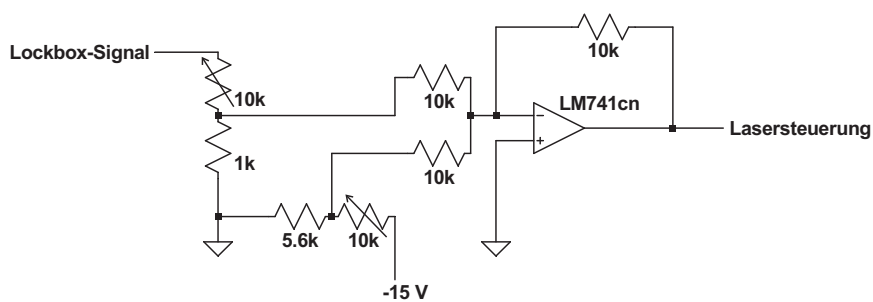


Abbildung 4.22: Skizze der Schaltung, die $\pm 13.5\text{ V}$ auf 4.5 V bis 8 V abbildet. Dabei wird das Regelverstärkersignal über einen Spannungsteiler auf $\pm 1.75\text{ V}$ reduziert. Durch einen zweiten Spannungsteiler wird der Offset von -6.25 V generiert und mittels eines invertierenden Addierers zu dem Regulationssignal addiert.

Der Kompensationslaser funktioniert erwartungsgemäß, und kann sogar große Heizratenänderungen kompensieren, die auftreten, wenn z.B. die Dipolfallenstrahlintensität halbiert wird. Bevor der Kompensationslaser eingebaut wurde, hat während eines Experimentiertages die mittlere Spannung, bei der Nachweis- und Stabilisierungslaser eingekoppelt wurden, an dem PZA über den gesamten Bereich der von der Hochspannungsversorgung gelieferten ± 400 Volt geschwankt. Diese Schwankungen haben sich auf etwa ± 1 V reduziert.

Mit dem Kompensationslaser bleibt die Experimentresonatorstabilisierung über Stunden stabil und benutzbar. Dies steht im Gegensatz zu den Experimenten vorher, bei denen es zum Teil über mehrere Stunden nicht möglich war, Einstellungen zu finden, bei denen der Experimentresonator die Anforderungen, die durch die Experimentsequenzen gegeben werden, erfüllt.

Neben der „Experimentiertrate“ verbessert sich zudem die Reproduzierbarkeit der experimentellen Bedingungen: Da wir die Resonatorlänge nun konstant halten können, kann auch die Stabilisierungslaserwellenlänge konstant gehalten werden und es bildet sich immer dasselbe Stehwellenmuster im Experimentresonator aus (Vgl. Abschnitt 3.2).

4.5 Bestimmung der Resonatormodenposition

Abschließend möchte ich noch Messergebnisse vorstellen, die mittels der verbesserten Resonatorstabilisierung aufgenommen werden konnten.

Der Abstand der Resonatormoden zu einem willkürlich gewählten Referenzpunkt in der MOT muss auf wenige μm genau bekannt sein, um Atome von der MOT in das Resonatormodenzentrum transportieren zu können, da der Modenradius im Zentrum des Resonators nur $23 \mu\text{m}$ beträgt. Dazu wurden verschiedene Verfahren entwickelt [Dot07]. Wir haben uns dafür entschieden, das Verfahren zu benutzen, bei dem optisches Pumpen sowie die Messung des Hyperfeinzustands verwendet werden. In Bezug auf die Messung der Kopplungsstärke g handelt es sich hierbei um eine vorbereitende Messung, denn diese experimentellen Komponenten werden für die Messung der Vakuum-Rabi-Aufspaltung benötigt. Die Kopplungsstärke sollte sich so deutlich einfacher bestimmen lassen als über die Resonatortransmission (siehe Abs. 3.3).

Die experimentelle Sequenz besteht aus den folgenden Schritten:

1. Die MOT lädt wenige Atome aus dem Hintergrundgas des Vakuums. Atomzahlgesteuertes Umladen [Foe06] sorgt dafür, dass nur ein einzelnes Atom von der MOT in die DT transferiert wird. Dort wird das Atom dem MOT-Rückpumpelaser ausgesetzt, der resonant mit dem Übergang $F = 3 \leftrightarrow F' = 4$ ist. Da das Atom von dem Zustand mit $F' = 4$ auch in den Zustand mit $F = 4$ zerfallen kann, nimmt es nach einigen Streueignissen diesen Dunkelzustand bzgl. des Rückpumpelasers ein.

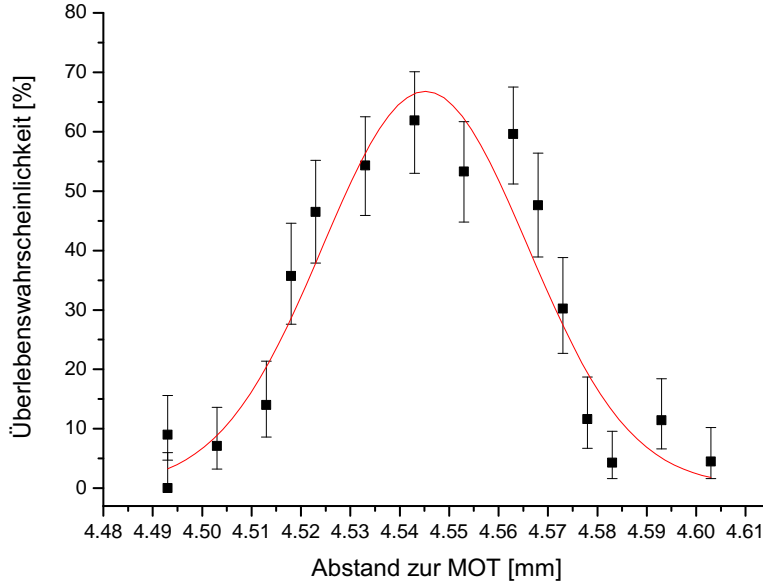


Abbildung 4.23: Bestimmung der Resonatormodenposition bezüglich der MOT über Pumpprozesse im Resonator. Der Abstand beträgt hier 4.455 ± 0.002 mm.

2. Aus einem CCD-Bild des Atoms in der Dipolfalle wird sein Abstand zu einem Referenzpunkt bestimmt. Das Atom wird dann mit der Dipolfalle zu einem konstanten Ort bzgl. der Resonatormode verschoben [Dot05].
3. Im Resonator findet die Wechselwirkung mit Nachweislaser statt. Dieser ist resonant mit dem Übergang $F = 4 \leftrightarrow F' = 4$. Es werden 0.3 nW in den Resonator eingekoppelt, was zu einer Leistung von 0.16 mW im Resonator führt (vgl. Gl. 2.9). Nach 1 ms wird der Nachweislaser wieder ausgeschaltet. Diese Zeit reicht aus, um Atome im Zentrum der Resonatormode in den Zustand $F = 3$ umzupumpen.
4. Das Atom wird aus dem Resonator wieder an den Ort der MOT transportiert. Dort wird mithilfe zustandsselektiven Lichtdrucks Information über den Hyperfeinzustand gewonnen: Das Atom wird mit einem Laserstrahl beleuchtet, der resonant mit dem Übergang $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$ ist. Das führt dazu, dass Atome im Zustand $F = 4$ die Dipolfalle verlassen [Kuhr03]. Atome im Zustand $F = 3$ hingegen bleiben unbeeinflusst und können detektiert werden.

Die Überlebenswahrscheinlichkeit der Atome, die gleich der Wahrscheinlichkeit für eine Zustandsänderung der Atome durch das Lichtfeld des Resonators ist, wird

dann durch häufige Wiederholung der erläuterten Sequenz gemessen. Diese Überlebenswahrscheinlichkeit ist abhängig von der Position des Atoms im Resonator. Diese Prozedur wird also für verschiedene Transportstrecken wiederholt, bis das Profil der Mode abgetastet ist.

Das Ergebnis der Messung ist in Abb. 4.23 zu sehen. Die Anpassung einer Gauß'schen Glockenkurve an die Messdaten liefert den Abstand Modenzentrums zum Referenzpunkt in der MOT.

Bei dieser Messung hat die Gauß'sche Funktion aber keine direkte physikalische Interpretation. Insbesondere lässt sich nicht der Modenradius bestimmen, da die Vakuum-Rabi-Aufspaltung zu einer Verbreiterung der Kurve führt. Um tatsächlich das Modenprofil zu messen, müssten Nachweislasers und Resonator gegenüber dem atomaren Übergang verstimmt werden. Die Gauß'sche Funktion kann trotzdem verwendet werden, um das Zentrum der Verteilung zu bestimmen, weil nur das Zentrum einer symmetrischen Verteilung gefunden werden muss [Dot07].

Diese Messung zeigt auf, dass das Experiment mit den Verbesserungen mehrere Stunden ohne Unterbrechungen laufen kann. Außerdem zeigt diese Messung auf, wie in Zukunft die Kopplungsstärke g bestimmt wird: Dazu werden die Atome in das Resonatorzentrum verschoben, und es wird bei verschiedenen Verstimmungen des Nachweislasers gegenüber dem atomaren Übergang die Überlebenswahrscheinlichkeit gemessen. Zusätzlich zu der vorangehenden Messung werden die Atome in den $m_F = 4$ -Zeeman-Unterezustand gepumpt, um sicherzustellen, dass sie im Resonatorzentrum eine einheitliche Kopplungsstärke von $g = 2\pi \cdot 12$ MHz erfahren.

Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel meiner Arbeit war es, durch Verbesserung der passiven und aktiven Stabilität die Zuverlässigkeit des Experiments zu erhöhen. Insbesondere sollte die Frequenzstabilisierung des Experimentresonators verbessert werden. Die Ursache der unzureichenden Stabilisierung wurde zunächst im starken Rauschen des Stabilisierungslasers vermutet, so dass ich mich mit seinen passiven Stabilitätseigenschaften beschäftigt habe.

Durch den Austausch des Rückkopplungsgitters konnte das Frequenzrauschen um eine Größenordnung abgesenkt werden, da jetzt die optische Rückkopplung erwartungsgemäß arbeitet. Anschließend habe ich die Temperaturregelschleife des Lasers erneuert, indem ich einen anderen Temperatursensor und einen neuen Temperaturregler eingebaut habe.

Diese Maßnahmen haben zur Folge, dass zum einen die Stabilisierung deutlich länger aufrecht erhalten bleiben kann, da sich die Laserwellenlänge nicht mehr auf Grund von Temperaturdriften ändert. Zum anderen wurde die parametrische Aufheizung der Atome im Experimentresonator stark unterdrückt.

Es hat sich herausgestellt, dass der Laser nicht die alleinige Ursache für die mangelnde Stabilität war, so dass ich mich im weiteren Verlauf meiner Arbeit dem Experimentresonator selbst zugewandt habe.

Bei der passiven Stabilität des Experimentresonators ist konstruktionsbedingt wenig Handlungsspielraum für Verbesserungen vorhanden. Im Rahmen der Möglichkeiten wurden trotzdem dämpfende Materialien verlegt, um die Übertragung von Vibrationen durch den Resonatorhalter zu reduzieren.

Folglich habe ich die aktive Stabilisierung charakterisiert und die Regelelektronik an die experimentellen Bedingungen angepasst. Die Regelschleife zeigt nun nur noch selten Schwingungen und die Störungen, die durch die experimentellen Sequenzen hervorgerufen werden, können kompensiert werden.

Zusätzlich habe ich den Resonator mit einer Temperaturregelung versehen. Da zum Resonator nur optischer Zugang besteht, ist das Heizelement ein weiterer Laser, der auf die Spiegelsubstrate des Resonators gerichtet ist. Resonatorlängenänderungen

durch langfristige Temperaturdriften, die nicht mehr durch die Piezo-Aktuatoren kompensiert werden konnten, werden so verhindert.

Nutzbare Regelungsparameter lassen sich jetzt deutlich schneller und häufiger auffinden als zuvor. So kann man sich wieder mehr auf die Physik in unserem Experiment konzentrieren, und es werden weitere interessante Experimente zur Resonator-QED möglich.

Das spiegelt sich bereits in den neuesten, in dieser Arbeit vorgestellten Meßergebnissen wieder. Darüber hinaus erwarten wir mit dem verbesserten System die Vakuum-Rabi-Aufspaltung über Pumpprozesse nachweisen zu können. Somit wird auch die Kopplungsstärke der Atom-Photon-Wechselwirkung quantifiziert werden können.

Durch den Nachweis, dass dieses Experiment in der Lage ist, Atome deterministisch an Resonatorlichtfelder stark zu koppeln, werden weitere CQED-Experimente ermöglicht. So befindet sich zur Zeit ein Aufbau zur Anregung von Raman-Übergängen in Entwicklung, mit dem eine kohärente Wechselwirkung zwischen einem Atom und dem Resonatorfeld erzeugt werden soll. Darauf aufbauend könnte die resonatorinduzierte Verschränkung von zwei Atomen, ähnlich zum Vorschlag von L. You [Yi03], umgesetzt werden. Voraussichtlich lässt sich ein Verschränkungsschema finden, welches die Eigenheiten unseres Aufbaus berücksichtigt. Damit lassen sich sowohl fundamentale quantenmechanische Prozesse wie z.B. Dekohärenz studieren, als auch Anwendungen in der Quanteninformationsverarbeitung [Nie00, Pel95] realisieren.

Literaturverzeichnis

- [Alt02] W. Alt, *An objective lens for efficient fluorescence detection of single atoms*, Optik **113**, 142 (2002)
- [Alt04] W. Alt, *Optical control of single neutral atoms*, Dissertation an der Universität Bonn (2004)
- [Ber98] Bergmann, Schäfer, *Lehrbuch der Experimentalphysik - Band 1*, Walter de Gruyter, Berlin (1998)
- [Bla01] E.D. Black *An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization*, Am. J. Phys. **69**, 79 (2001)
- [Dot05] I. Dotsenko, W. Alt, M. Khudaverdyan, S. Kuhr, D. Meschede, Y. Miroshnychenko, D. Schrader, und A. Rauschenbeutel, *Submicrometer position control of single trapped neutral atoms*, Phys. Rev. Lett. **95**, 033002 (2005)
- [Dot07] I. Dotsenko, *Single atoms on demand for cavity QED experiments*, Dissertation an der Universität Bonn (2007)
- [Dre83] R. Drever, J. Hall, *Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator*, Appl. Phys. B **31**, p. 97 (1983)
- [Foe80] O. Föllinger *Regelungstechnik*, AEG-Telefunken, Berlin (1980)
- [Foe06] L. Förster, W. Alt, I. Dotsenko, M. Khudaverdyan, D. Meschede, Y. Miroshnychenko, S. Reick, und A. Rauschenbeutel, *Number-triggered loading and collisional redistribution of neutral atoms in a standing wave dipole trap*, New Journal of Physics **8**, 259 (2006)
- [For07] Kevin M. Fortier, Soo Y. Kim, Michael J. Gibbons, Peyman Ahmadi, and Michael S. Chapman. *Deterministic loading of individual atoms to a high-Finesse optical cavity*, Physical Review Letters, **98**, 233601 (2007)

- [Gle07] Sebastien Gleyzes, Stefan Kuhr, Christine Guerlin, Julien Bernu, Samuel Deleglise, Ulrich Busk Hoff, Michel Brune, Jean-Michel Raimond, and Serge Haroche, *Quantum jumps of light recording the birth and death of a photon in a cavity*, Nature **446**, 297 (2007)
- [Haw01] C.J. Hawtorn, K.P.Weber and R.E. Scholten, *Littrow configuration tunable external cavity diode laser with fixed direction output beam*, Rev. Sci. Inst. **72**, p. 4477 (2001)
- [Jay63] E.T. Jaynes, F.W. Cummings, *Comparison of Quantum and Semiclassical Radiation Theory with Application to the Beam Maser*, Proc. IEEE **51**, p. 89 (1963)
- [Kuhr01] S. Kuhr, W. Alt, D. Schrader, M. Müller, V. Gomer, und D. Meschede, *Deterministic delivery of a single atom*, Science **293**, 278 (2001)
- [Kuhr03] S. Kuhr, W. Alt, D. Schrader, I. Dotsenko, Y. Miroshnychenko, W. Rosenfeld, M. Khudaverdyan, V. Gomer, A. Rauschenbeutel, und D. Meschede, *Coherence properties and quantum state transportation in an optical conveyor belt*, Phys. Rev. Lett. **91**, 213002 (2003)
- [Kuhr03a] S. Kuhr, *A controlled quantum system of individual neutral atoms*, Dissertation an der Universität Bonn (2003)
- [Mab99] H. Mabuchi, J. Ye and H.J. Kimble, *Full observation of single-atom dynamics in cavity QED*, Appl. Phys. B **68**, p. 1095 (1999)
- [Mau05] P. Maunz, T. Puppe, I. Schuster, N. Syassen, P. W. H. Pinkse, and G. Rempe, *Normal-mode spectroscopy of a single-bound-atom-cavity system*, Phys. Rev. Lett. **94**, 033002 (2005)
- [McK03] J. McKeever, J. R. Buck, A. D. Boozer, A. Kuzmich, H.-C. Nägerl, D. M. Stamper-Kurn, and H. J. Kimble, *State-insensitive trapping of single atoms in an optical cavity*. Phys. Rev. Lett. **90**, 133602 (2003)
- [Mes04] D. Meschede, *Optics, Light and Lasers*, Wiley-VCH, Weinheim (2004)
- [Met99] H. J. Metcalf und P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer, Berlin (1999)
- [Mil88] P.W. Milonni, J.H. Eberly, *Lasers*, Wiley-VCH, New York (1988)
- [Mir02] Y. Miroshnychenko, *Design and test of an optical high finesse resonator for single atom experiments*, Diplomarbeit an der Universität Bonn (2002)

- [Nie00] M. A. Nielsen und I. L. Chuang, *Quantum computation and quantum information*, Cambridge University Press (2000)
- [Pel95] T. Pellizari, S. A. Gardiner, J. I. Cirac, und P. Zoller, *Decoherence, Continuous Observation and Quantum Computing: A Cavity QED Model*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3788 (1995)
- [Ros03] W. Rosenfeld, *A high finesse optical resonator for cavity QED experiments*, Diplomarbeit an der Universität Bonn (2003)
- [Sch01] D. Schrader, S. Kuhr, W. Alt, M. Müller, V. Gomer, und D. Meschede, *An optical conveyor belt for single neutral atoms*, Appl. Phys. B **73**, 819 (2001)
- [Sch04] D. Schrader, *A neutral atom quantum register*, Dissertation an der Universität Bonn (2004)
- [Scu97] M. O. Scully, M. S. Zubairy, *Quantum Optics*, Cambridge University Press (1997)
- [Sti07] A. Stiebeiner, *Deterministische Kopplung eines einzelnen Atoms an die Mode eines Resonators hoher Finesse*, Diplomarbeit an der Universität Bonn (2007)
- [Tie93] U. Tietze und C. Schenk *Halbleiter-Schaltungstechnik*, Springer, Berlin (1993)
- [Vau89] J.M. Vaughan *The Fabry-Perot Interferometer*, IOP Publishing, Bristol (1989)
- [Yi03] X. X. Yi, X. H. Su and L. You, *A conditional quantum phase gate between two 3-state atoms*, Phys. Rev. Lett. **90**, 097902 (2003)

Danksagung

Zunächst möchte ich Prof. Dr. Meschede dafür danken, mich in seine Arbeitsgruppe aufgenommen zu haben, und mir so die Teilnahme an diesem beeindruckenden Experiment ermöglicht hat. Außerdem möchte ich Priv.-Doz. Dr. Elisabeth Soergel für die Übernahme des Koreferats danken.

Für ein sehr lehrreiches Jahr unter netten Leuten bedanke ich mich bei Wolfgang, Mika, Sebastian, Tobias, Ariane und Karsten!

Für umfassende und gründliche Korrekturen dieser Arbeit bedanke ich mich bei Wolfgang, Arthur, Sebastian, Tobias, Sebastian und Katja.

Bei Katja möchte ich mich auch bedanken, weil sie immer für mich da war, und meistens für bessere Laune gesorgt hat.

Für die Unterstützung während des gesamten Studiums und im letzten Jahr danke ich meinen Eltern und Brigitte. Meiner Mutter verdanke ich, dass sie mich früh an die Naturwissenschaften herangeführt hat, und meinem Vater, dass ich inzwischen immerhin die Grundrechenarten beherrsche.

Danken möchte ich auch Friedemann für Kaffee und Burger, Mathias für Kaffee und Suppe, Blorian und Karsten für Kaffee und gute Filme, Bartec für Kaffee und Schokolade, Bettina für Tee und Super-Mario-Bettwäsche, Team Red und Team Blue für Kaffee und Schusswunden, Sebastian für Kaffee und Striche und meinen Skatgeschwistern vom Poppelsdorfer Gesprächs- und Skatkreis Schwarz Rot Gold Poppelsdorf für Kaffee und Jour Fixe.

Finally, this concludes that the neutrino pentaquark tastes like strawberry!

Hiermit versichere ich, dass ich die Diplomarbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Referent: Prof. Dr. D. Meschede
Koreferentin: Priv.-Doz. Dr. E. Soergel