

Institut für Angewandte Physik
der Universität Bonn

Wegelerstraße 8
53115 Bonn

Deterministische Kopplung eines einzelnen Atoms an die Mode eines Resonators hoher Finesse

von
Ariane Stiebeiner

Diplomarbeit in Physik

angefertigt im
Institut für Angewandte Physik

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
Bonn
im Mai 2007

Referent: Prof. Dr. D. Meschede
Korreferent: Prof. Dr. M. Weitz

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Einzelne gefangene Atome	5
1.1 Eine magnetooptische Falle für einzelne neutrale Atome	6
1.1.1 Funktionsprinzip	6
1.1.2 Experimenteller Aufbau	7
1.1.3 Beobachtung von Atomen in der MOT	9
1.2 Ein Förderband für Atome	9
1.2.1 Optische Dipolfallen	10
1.2.2 Stehwellen-Dipolfalle	11
1.2.3 Experimenteller Aufbau	12
1.2.4 Eigenschaften der Dipolfalle	13
1.2.5 Atomzahl-gesteuertes Umladen	14
1.2.6 Transport von Atomen	15
1.2.7 Positionskontrolle	15
2 Der optische Resonator	17
2.1 Eigenschaften optischer Resonatoren	17
2.1.1 Ein ebener Fabry-Perot Resonator	17
2.1.2 Transversale Moden eines Resonators	20
2.2 Ein Resonator hoher Finesse	22
2.2.1 Resonatoraufbau	23
2.2.2 Resonatorstabilisierung	25
2.2.3 Resonatoreigenschaften	29
2.3 Messung der Resonatortransmission	30
3 Atom-Resonator-Kopplung	33
3.1 Theoretischer Hintergrund	34
3.1.1 Jaynes-Cummings-Modell	34
3.1.2 Mastergleichung	36
3.2 Experimenteller Ablauf	39

3.3	Ein einzelnes Atom im Resonator	40
3.3.1	$U_{\text{Stab}} < E_{\text{Atom}}$: Oszillationen in der Dipolfalle	41
3.3.2	$U_{\text{Stab}} \approx E_{\text{Atom}}$: Sprünge entlang der Resonatorachse	43
3.3.3	$U_{\text{Stab}} > E_{\text{Atom}}$: Einschränkung der Bewegung entlang der Resonatorachse	44
3.3.4	Energieänderungen des Atoms	45
4	Heizung der Atome durch den Stabilisierungslaser	49
4.1	Lebensdauer mit Stabilisierungslaser	49
4.2	Rückstoßheizung durch den Stabilisierungslaser	50
4.3	Charakterisierung der Resonatorstabilisierung	51
4.3.1	Messmethode	53
4.3.2	Kühlaser - Grundlage der Stabilisierung	55
4.3.3	Transfer-Resonator	57
4.3.4	Stabilisierungslaser	59
4.3.5	Passive Stabilität des QED-Resonators	60
4.3.6	Stabilisierter QED-Resonator	64
4.3.7	Zusammenfassung	66
4.4	Parametrische Heizung durch Fluktuationen der Stabilisierungslaserleistung	67
	Zusammenfassung und Ausblick	71

Einleitung

Die Entwicklung der Quantentheorie hat das physikalische Weltbild im letzten Jahrhundert revolutioniert. Während zunächst der wissenschaftliche Schwerpunkt noch auf der Erforschung und dem genauen Verständnis quantenmechanischer Systeme lag, gewinnt in der aktuellen Forschung immer mehr die gezielte Manipulation und Nutzbarmachung solcher Systeme an Bedeutung. Eine faszinierende Möglichkeit, die uns diese gezielte Manipulation eröffnet, ist die kontrollierte Erzeugung nicht-klassischer Zustände, d. h. quantenmechanisch verschränkter Zustände. Die Verschränkung zweier (oder sogar mehrerer) Atome ebnet den Weg zu vielfältigen Anwendungen, z. B. in der Quanten-Informationsverarbeitung [Nie00] oder für Präzisionsmessungen [Cav80] und Atomuhren [And04]. Sie könnte über die gleichzeitige Wechselwirkung beider Atome mit einem Lichtfeld realisiert werden [Pel95]. Hierfür muss zunächst die vollständige Kontrolle über die Wechselwirkung eines einzelnen Atoms mit dem Lichtfeld erlangt werden.

Kontrolle über die äußeren Freiheitsgrade einzelner Atome kann man erlangen, indem man sie mit Lichtkräften kühlt und in entsprechend gestalteten Potentialen lokalisiert [Met99]. Um die Wechselwirkung eines solchen lokalisierten Atoms mit einem Lichtfeld stark zu erhöhen, kann man es in eine einzelne Mode eines Resonators hoher Finesse einbringen. Dadurch kann erreicht werden, dass die Wechselwirkung zwischen Atom und Resonatorfeld stärker ist als die Wechselwirkung der beiden Einzelsysteme mit ihrer Umgebung, d. h. die spontane Emission des Atoms und der Zerfall des Resonatorfeldes. Nur in diesem Bereich starker Kopplung ist ein kohärenter Energieaustausch zwischen den beiden Systemen möglich. Im Allgemeinen werden Systeme, in denen Atome mit elektromagnetischen Feldern in einem begrenzten Raum wechselwirken, von der Resonator-Quantenelektrodynamik oder auch Hohlraum-Quantenelektrodynamik (*engl.: Cavity Quantum Electrodynamics, CQED*) beschrieben. Sie sind ideale Modellsysteme für die Realisierung und Untersuchung fundamentaler quantenmechanischer Effekte.

Die experimentelle Umsetzung solcher Systeme hat in den letzten Jahren große Fortschritte gemacht. Starke Kopplung von Atomen an ein Resonatorfeld wurde be-

reits in mehreren anderen Experimenten realisiert. Bei Mikrowellenfrequenzen werden hochangeregte Rydbergatome an das Feld eines supraleitenden Resonators gekoppelt, während sie die Resonatormode passieren [Rai94, Rai01]. Im Bereich optischer Frequenzen können ultrakalte Atome von einer magnetooptischen Falle (*engl.: MagnetoOptical Trap*, MOT) in die Mode eines Resonators mit geringem Modenvolumen fallen gelassen und dort mit einer Stehwellen-Dipolfalle, die durch Interferenz im Resonator entsteht, gefangen und gespeichert werden [Ye99]. Eine andere Möglichkeit ist es, die Atome von unten mit Hilfe eines atomaren Springbrunnens in den Resonator zu schießen und dort ebenfalls mit verschiedenen Dipolfallen-Konfigurationen zu halten [Mau04, Pup07]. Um Atome gezielt in der Resonatormode zu platzieren, werden Stehwellen-Dipolfallen verwendet, die senkrecht zur Resonatorachse verlaufen und sowohl zum Transport der Atome als auch zu ihrer Lokalisierung dienen [Nus05, Sau04].

Im Gegensatz zu diesen Experimenten ermöglicht es unser Aufbau, die genaue Kontrolle der inneren und äußeren Freiheitsgrade eines Atoms mit CQED-Experimenten zu vereinen. Es wurde bereits gezeigt, dass wir neutrale Cäsium-Atome in eine optischen Stehwellen-Dipolfalle laden und sie in eine Kette aus Atomen gleicher Abstände umsortieren können [Mir06]. Desweiteren können die einzelnen Atome individuell adressiert, und ihr innerer Energiezustand kohärent manipuliert und gezielt ausgelesen werden [Sch04]. Ein Transport der Atome mit Hilfe unserer Förderband-Methode [Kuhr01, Sch01] ist über mehrere Millimeter möglich, ohne dabei bedeutend an Einzel-Atom-Kohärenz zu verlieren [Kuhr03].

Um diese genau kontrollierten Atome nun mit einem Lichtfeld in Wechselwirkung treten zu lassen, verwenden wir einen optischen Resonator mit einer hohen Finesse und einem kleinen Modenvolumen, so dass wir im Bereich starker Kopplung arbeiten. Ein Atomzahl-gesteuerter Umladeprozess ermöglicht es uns, eine genau definierte Anzahl von Atomen von einer MOT verlustfrei in eine Stehwellen-Dipolfalle umzuladen [Foe06]. Die Beobachtung der Fluoreszenz der Atome in der Dipolfalle erlaubt uns, die Position der Atome mit einer Genauigkeit im Bereich einiger hundert Nanometer zu bestimmen und mit der gleichen Präzision in den Resonator zu transportieren [Dot05].

In meiner Arbeit werde ich Experimente präsentieren, in denen ein einzelnes Cäsium-Atom deterministisch in die Mode unseres Resonators hoher Finesse transportiert und dort an das Lichtfeld gekoppelt wird. Von Variationen der Kopplungsstärke, die stark positionsabhängig ist, können wir auf die Dynamik des Atoms schließen. Seine Bewegung wird sowohl durch das Dipolfallen-Potential des Förderbands als auch das Stehwellen-Potential eines blauverstimmten Laserfeldes entlang der Resonatorachse, das zur Stabilisierung der Resonatorlänge dient, eingeschränkt. Technische Unzulänglichkeiten des experimentellen Aufbaus, die z. B. Intensitäts- oder Frequenzrauschen verursachen können, führen im Zusammenspiel mit dem Resonatorfeld zu Tempera-

turänderungen des Atoms. Diese bewirken, dass das Atom ungewollt und unkontrolliert über beide genannten Dipolpotentiale hinweg springen kann.

Als ersten Schritt dahin, die simultanen Heiz- und Kühleffekte im Resonator zu verstehen und zu kontrollieren, habe ich mögliche Heizeffekte durch den Stabilisierungslaser untersucht, was eine Charakterisierung des kompletten Stabilisierungssystems für den QED-Resonator einschließt. Ich werde mögliche Verbesserungen dieses Systems aufzeigen, die den Weg zu einer konstanten Kopplung des Atoms an die Resonatormode bereiten. Eine solche konstante Kopplung ist eine notwendige Voraussetzung zur vollständigen Charakterisierung des CQED-Systems und zur kontrollierten Wechselwirkung zwischen Licht und Atom.

Kapitel 1

Einzelne gefangene Atome

Zur Realisierung deterministischer und kontrollierter Wechselwirkung eines einzelnen Atoms mit einem Lichtfeld brauchen wir zunächst ein einzelnes Atom, das isoliert von seiner Umgebung ist, und über das wir ein ausreichendes Maß an Kontrolle haben. Kontrolle über die äußeren Freiheitsgrade eines Atoms erlangen wir durch Laserkühlung in einer magnetooptischen Falle (*engl.: MagnetoOptical Trap*, MOT) [Met99]. Diese ermöglicht es, sogar einzelne Atome auf Temperaturen im Mikrokkelvin-Bereich zu kühlen und sie für mehrere Minuten zu speichern. Die Funktion der MOT basiert auf nahresonanter Streuung von MOT-Laser-Photonen, so dass das Atom durchgehend mit diesen Laserfeldern wechselwirkt und somit nicht in einem fest definierten Quantenzustand gespeichert werden kann.

Im Gegensatz dazu basieren optische Dipolfallen auf der Wechselwirkung polarisierbarer Teilchen mit weitverstimmten Laserfeldern und liefern so ein konservatives Potential, in dem Atome nahezu isoliert von der Umgebung gespeichert werden können. Wir verwenden eine optische Stehwellen-Falle, die durch die Interferenz zweier gegenläufiger, rotverstimmter Laserstrahlen gebildet wird. Die so geformte Stehwellenfalle erhält die atomare Kohärenz [Kuhr03] und kann als Speicher für ein Quantenregister dienen [Sch04].

Desweiteren kann eine solche optische Stehwellen-Dipolfalle wie ein Förderband verwendet werden, mit dem wir einzelne Atome über makroskopische Distanzen transportieren können [Kuhr01, Sch01].

Um vollständige Kontrolle über die Position einzelner Atome zu erlangen, ist es wichtig, Informationen über ihren genauen Aufenthaltsort zu gewinnen. Die Aufnahme der Fluoreszenz der Atome erlaubt es uns, ihre Position genauer als der Abstand zwischen zwei Potentialtöpfen zu bestimmen und sie mit einer Genauigkeit im Bereich einiger hundert Nanometer an einen gewünschten Ort zu transportieren [Dot05].

1.1 Eine magnetooptische Falle für einzelne neutrale Atome

Eine magnetooptische Falle basiert auf der dreidimensionalen Laserkühlung von Atome. Diese wurde vor etwa 30 Jahren von T. Hänsch und A. Shawlow vorgeschlagen [Hae75] und 1985 zum ersten Mal von S. Chu experimentell realisiert [Chu85]. Zwei Jahre später wurden die ersten Atome in einer magnetooptischen Falle an einem festen Ort gefangen, indem ein inhomogenes Magnetfeld eine Ortsabhängigkeit des Strahlungsdrucks erzeugt [Raab87].

Wir verwenden einen sehr hohen magnetischen Feldgradienten, um die Anzahl der gefangenen Atome gering zu halten, und können die genaue Atomzahl in der MOT mittels Beobachtung des Fluoreszenzlichts bestimmen.

1.1.1 Funktionsprinzip

In einer MOT können Atome sowohl gekühlt als auch an einem festen Ort gefangen werden. Die Kühlung der Atome wird mittels einer so genannten optischen Melasse erreicht. Sie besteht aus einer Kombination aus drei Paaren gegenläufiger Laserstrahlen, die senkrecht zueinander verlaufen und leicht rotverstimmt sind gegenüber der atomaren Resonanzfrequenz. Ein Atom, das sich am Schnittpunkt dieser Laserstrahlen befindet, wird vor allem Photonen desjenigen Laserstrahls absorbieren, der entgegen der Bewegungsrichtung des Atoms verläuft, da dessen Frequenz wegen der Dopplerverschiebung näher an der atomaren Resonanz liegt. Die spontane Emission des absorbierten Photons ist isotrop und hat somit im Mittel keinen Impulsübertrag auf das Atom zur Folge. Der Impuls des Atoms wird also lediglich in seiner ursprünglichen Richtung verkleinert, was einer Reibungskraft entspricht, die das Atom kühlt. Auch wenn die spontane Emission eines Photons im Mittel keinen Impuls auf das Atom überträgt, zu führt sie doch zu Rückstoßheizung des Atoms, die der Dopplerkühlung durch die optische Melasse entgegenwirkt. Die Gleichgewichtstemperatur auf Grund des Zusammenspiels dieser beiden Effekte, die **Dopplertemperatur**, ist gegeben durch:

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}, \quad (1.1)$$

wobei $\Gamma = 2\pi \times 5,22$ MHz die natürliche Linienbreite eines Cäsium-Atoms und k_B die Boltzmann-Konstante ist. Dies entspricht einer Dopplertemperatur von $T_D = 125 \mu\text{K}$.

Um Atome nicht nur zu kühlen, sondern sie an einem festen Ort zu fangen, legt man ein magnetisches Quadrupolfeld an, das im Zentrum der MOT verschwindet und in alle Richtungen linear zunimmt. Dieses Magnetfeld hebt die Entartung der Zeeman-Unterniveaus des oberen atomaren Niveaus auf und bewirkt so eine Aufspaltung, die

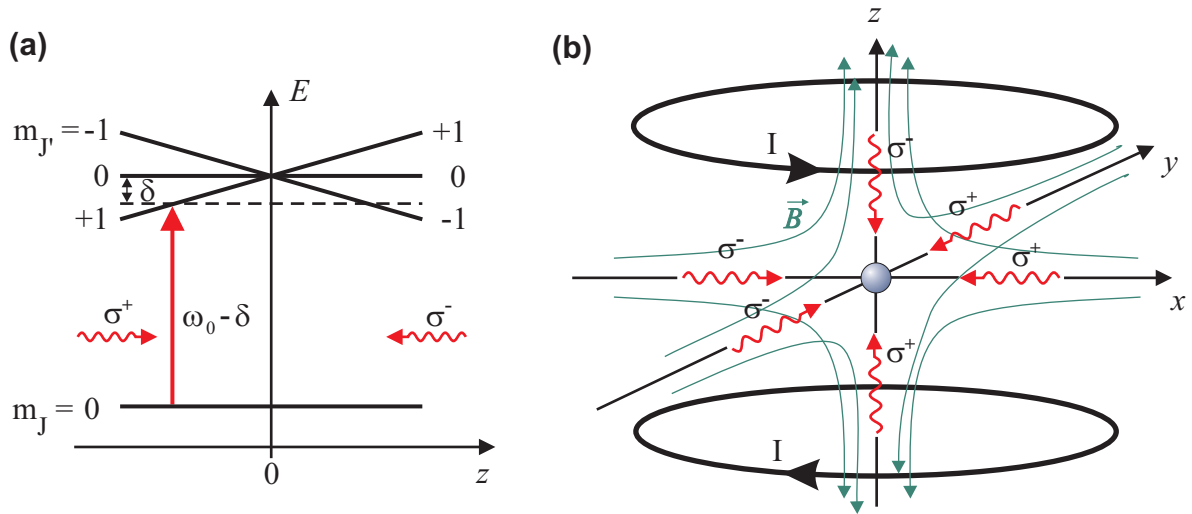


Abbildung 1.1: Funktionsprinzip einer magnetooptischen Falle. (a) Vereinfachtes Niveau-Schema eines Atoms, das mit zwei gegenläufigen, rotverstimmten Laserstrahlen entgegengesetzter zirkularer Polarisation wechselwirkt. Der lineare Magnetfeldgradient hebt die Entartung des angeregten Zustands auf. (b) Eine dreidimensionale MOT besteht aus einem Spulenpaar in Anti-Helmholtz-Konfiguration, das ein Quadrupolfeld erzeugt, und einer dreidimensionalen optischen Melasse.

proportional zum Abstand des Atoms vom Zentrum der MOT ist. Dies ist schematisch in Abbildung 1.1(a) für einen $J = 0 \rightarrow J = 1$ Übergang in einer Dimension gezeigt. Für zwei gegenläufigen MOT-Laserstrahlen entgegengesetzter zirkularer Polarisationen, ist ein Atom, das sich nicht im Zentrum der MOT befindet, näher resonant mit dem Laserstrahl, der es dorthin schiebt, und erfährt somit eine Rückstellkraft ins Zentrum der Falle. Die Verallgemeinerung dieses Prinzips auf drei Dimensionen ist schematisch in Abbildung 1.1(b) zu sehen. Die magnetooptische Falle schiebt also ein Atom gleichzeitig in ihr Zentrum und kühlt es dort auf seine Dopplertemperatur von $T_D = 125 \mu\text{K}$.

1.1.2 Experimenteller Aufbau

Unsere MOT erlaubt es uns, wenige oder sogar ein einziges Atom zu kühlen und zu fangen. Ich werde im Folgenden nur auf die grundlegenden Komponenten des Aufbaus eingehen, für Details siehe z. B. [Alt04]. Der Experimentelle Aufbau ist schematisch in Abbildung 1.3 zu sehen.

Vakuum-System

Unsere Experimente werden in einer $3 \times 3 \times 12,5 \text{ cm}^3$ -Glazelle mit 5 mm dicken Wänden durchgeführt. Sie ist an einem Vakuumtopf befestigt, an den die Vakuumpumpen und das Cäsium-Reservoir angeschlossen sind. Dies erlaubt uns zum einen optischen Zugang von außen, um die Atome zu manipulieren und zu beobachten. Zum anderen ermöglicht ein Hintergrundgasdruck von weniger als 10^{-10} mbar lange Speicherzeiten der Atome.

Lasersystem

Das Niveau-Schema der Cäsium-D₂-Linie, die wir zum Kühlen und Fangen der Atome verwenden, ist in Abbildung 1.2 gezeigt. Der Kühlübergang für die MOT ist der Übergang von $F = 4 \rightarrow F' = 5$. Für den Fall, dass das Atom den Kühlzyklus verlässt, weil es in den Zustand $F' = 4$ angeregt wird und von dort in den Zustand $F = 3$ zerfällt, wird es von einem zusätzlichen Rückpumpelaser, der mit dem Übergang $F = 3 \rightarrow F = 4$ resonant ist, wieder zurück in den Kühlzyklus gepumpt.

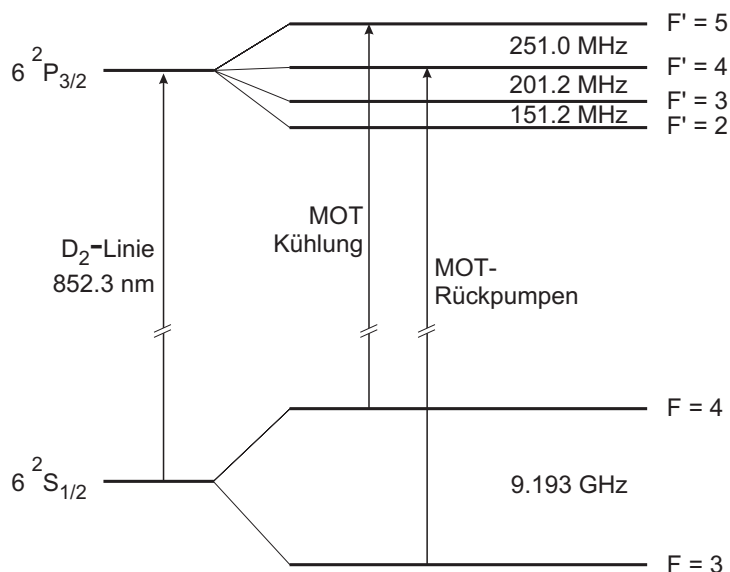


Abbildung 1.2: Hyperfeinstruktur des Cäsium-D₂-Übergangs. Gezeigt sind die Übergänge zur Kühlung und zum Zurückpumpen in den Kühlzyklus

Beide Laser sind mittels Polarisations-Spektroskopie frequenzstabilisiert [Alt04]. Der Kühllaser ist auf das Cross-Over-Signal $F = 4 \rightarrow F' = 3/5$ stabilisiert und somit -226 MHz gegenüber dem Kühlübergang verstimmt. Ein akustooptischer Modulator (AOM) in Doppelpasskonfiguration verschiebt die Laserfrequenz 220 MHz in Richtung der atomaren Resonanzfrequenz, was einer Gesamtverstimmung von ungefähr

einer natürlichen Linienbreite entspricht. Desweiteren kann dieser AOM zur Steuerung der Verstimmung und Leistung für die Beleuchtung der Atome in der optischen Dipolfalle verwendet werden (siehe Abschnitt 1.2.7).

Magnetfeldspulen

Zum Fangen von einzelnen Atomen legen wir einen hohen Magnetfeldgradienten von $\partial B/\partial z = 300 \text{ G/cm}$ an. Dieser wird von einem Spulenpaar in Anti-Helmholtz-Konfiguration entlang der z -Achse erzeugt, das oberhalb und unterhalb der Glaszelle angebracht ist und innerhalb von 30 ms ausgeschaltet werden kann.

Zusätzlich verwenden wir drei orthogonale Spulenpaare zur Kompensation äußerer magnetischer Störfelder (Abb. 1.3).

1.1.3 Beobachtung von Atomen in der MOT

Da ein Atom in der MOT kontinuierlich Licht streut, können wir es über seine Fluoreszenz nachweisen. Um die geringe Fluoreszenz eines einzelnen Atoms einzufangen, verwenden wir ein speziell entwickeltes, beugungsbegrenztes Objektiv mit einer numerischen Apertur von $NA = 0,29$ [Alt04]. Das Licht wird mit Hilfe eines Strahlteilerwürfels zum einen auf eine intensivierte CCD-Kamera gelenkt, zum anderen auf eine Lawinen-Photodiode (*engl.: **A**valanche **P**hotod**i**ode*) fokussiert. Um weniger Streulicht zu detektieren, wird das Fluoreszenzlicht spektral mit einem Interferenzfilter und vor der APD räumlich mit einer Lochblende gefiltert (Abb. 1.3). Aus dem Signal der APD können wir mit einer typischerweise gemessenen Fluoreszenzrate pro Atom von $3 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ die genaue Atomzahl in der MOT bestimmen, während uns die CCD-Kamera Informationen über die Position des Atoms liefert.

1.2 Ein Förderband für Atome

Um ein einzelnes Atom isoliert von der Umgebung in einem konservativen Potential zu speichern und seine Position zu manipulieren, verwenden wir eine optische Stehwellen-Dipolfalle. In einer optischen Dipolfalle induziert ein weit gegenüber der atomaren Resonanzfrequenz verstimmtes Lichtfeld ein Dipolmoment in einem Atom, welches dann mit dem Gradienten des Lichtfeld wechselwirkt, so dass das Atom eine Dipolkraft erfährt. Da das Atom durch diese Wechselwirkung nur sehr schwach optisch angeregt wird, ist das so entstehende Potential nahezu konservativ und ermöglicht die Speicherung eines Atoms in einem fest definierten Zustand.

Eine Dipolfalle in Stehwellen-Konfiguration, wie wir sie verwenden, liefert eine starke axiale Einschränkung der Atome und ermöglicht es darüber hinaus, einzelne Atome über makroskopische Distanzen zu transportieren [Kuhr01, Sch01].

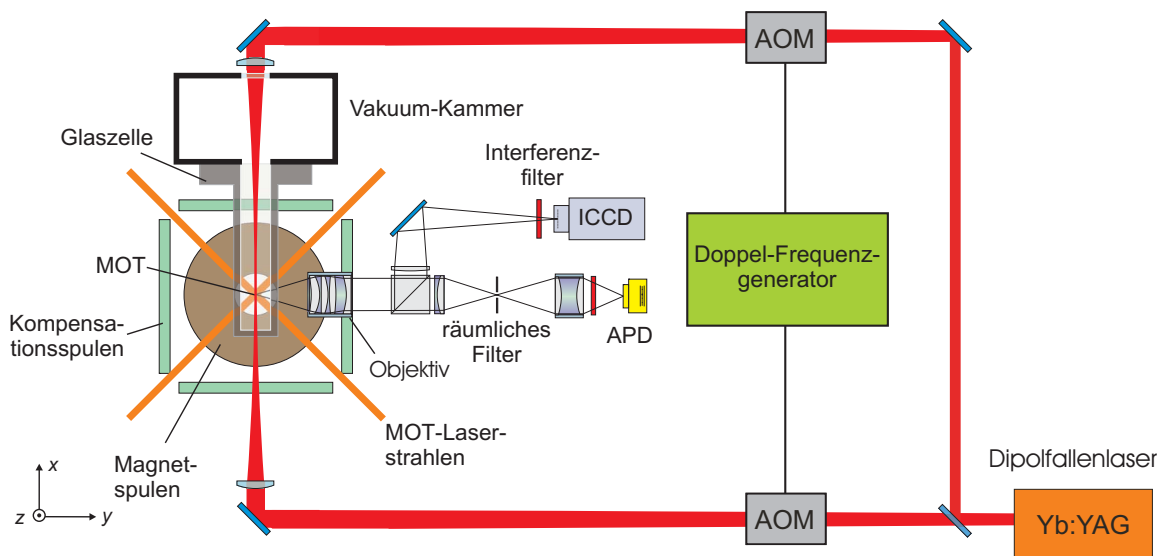


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus für einzelne Atome mit MOT, Dipolfalle und Beobachtungsoptik. ICCD: CCD-Kamera mit Bildverstärker, APD: Lawinen-Photodiode, AOM: akustooptischer Modulator in Doppelpass-Konfiguration. Laserstrahlen und Spulen entlang der z -Achse sind nicht gezeigt.

1.2.1 Optische Dipolfallen

Eine präzise Beschreibung der Dipolkraft ist durch ihre quantenmechanische Behandlung gegeben [Schr04, Alt04]. Das klassische Modell hingegen liefert eine grundlegende, intuitive Betrachtung, deren Ergebnisse eine gute Näherung für die des quantenmechanischen Modells sind. Dabei wird das Atom wie ein geladener harmonischer Oszillator behandelt, der von einem klassischen elektromagnetischen Feld getrieben wird. Für eine starke Verstimmung des bei der Frequenz ω treibenden Feldes gegenüber der Resonanz ω_0 des Oszillators, $|\omega - \omega_0| \gg \Gamma$, können das vom Lichtfeld erzeugte Dipolpotential $U_{\text{Dip}}(\vec{r})$ und die Streurrate $R_S(\vec{r})$ des Atoms genähert werden durch:

$$U_{\text{Dip}}(\vec{r}) = \frac{\hbar\Gamma}{8} \frac{\Gamma}{\Delta'} \frac{I(\vec{r})}{I_0}, \quad (1.2)$$

$$R_S(\vec{r}) = \frac{\Gamma}{8} \left(\frac{\Gamma}{\Delta'} \right)^2 \frac{I(\vec{r})}{I_0}, \quad (1.3)$$

wobei $I(\vec{r})$ die Intensität des treibenden Feldes ist, I_0 die Sättigungsintensität von Cäsium:

$$I_0 = \frac{\pi\hbar\Gamma c}{3\lambda^3} = 11 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}, \quad (1.4)$$

und

$$\frac{1}{\Delta'} = \frac{1}{\omega - \omega_0} + \frac{1}{\omega + \omega_0}. \quad (1.5)$$

Ist also der Dipolfallen-Laser rotverstimmt gegenüber der atomaren Resonanz, $\Delta < 0$, so ist das Dipolpotential negativ und das Atom wird in Bereiche hoher Laserintensität gezogen. Für einen blauverstimzten Laser, $\Delta > 0$, ist das Dipolpotential positiv und das Atom wird aus Bereichen hoher Intensität verdrängt. Die Streuung von Photonen des Dipolfallen-Lasers kann durch eine Vergrößerung der Verstimmung minimiert werden, während die daraus folgende Abnahme der Potentialstärke durch höhere Intensitäten kompensiert werden kann.

Um die komplexe Niveau-Struktur des Cäsium-Atoms zu berücksichtigen, kann man Δ' durch eine effektive Verstimmung Δ_{eff} ersetzen:

$$\frac{1}{\Delta_{\text{eff}}} = \frac{1}{3} \left(\frac{1}{\Delta_{D1}} + \frac{2}{\Delta_{D2}} \right), \quad (1.6)$$

die die Beiträge des D_1 - und des D_2 -Übergangs berücksichtigt [Alt04].

1.2.2 Stehwellen-Dipolfalle

Bringt man zwei gegenläufige Laserstrahlen zur Interferenz, so entsteht eine optische Stehwelle. Für Laserstrahlen gleicher Intensität, gleicher Frequenz und paralleler, linearer Polarisation entsteht ein Dipolpotential der folgenden Form, z. B. entlang der x -Achse:

$$U(x, y, z) = -U_0 \frac{w_0^2}{w^2(x)} \exp \left[-\frac{2(y^2 + z^2)}{w^2(x)} \right] \cos^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} x \right), \quad (1.7)$$

mit dem Strahlradius $w(x) = w_0 \sqrt{1 + x^2/z_0^2}$, $w_0 = w(x=0)$, und der Rayleighlänge $z_0 = \pi w_0^2/\lambda$. Die Gouy-Phase und die Krümmung der Wellenfronten der Gauß-Strahlen wurden hierbei vernachlässigt. Die maximale Falltiefe ist

$$U_0 = \frac{\hbar\Gamma}{8} \frac{I_{\text{max}}}{I_0} \frac{\Gamma}{|\Delta_{\text{eff}}|}, \quad (1.8)$$

mit einer Intensität in den Bäuchen der Stehwelle von

$$I_{\text{max}} = \frac{4P}{\pi w_0^2} \quad (1.9)$$

für eine Gesamtleistung P der Dipol-Laserstrahlen. Der Potentialverlauf ist exemplarisch in Abbildung 1.4 gezeigt.

Ein Atom, das in den Potentialtöpfen einer rotverstimzten Dipolfalle gefangen ist,

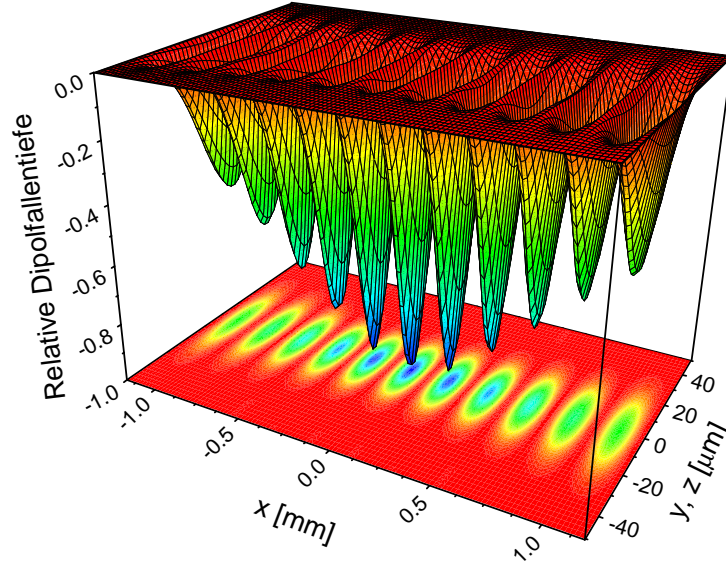


Abbildung 1.4: Dreidimensionale Darstellung eines Stehwellen-Potentials (exemplarisch). Um die einzelnen Potentialtöpfe sichtbar zu machen, wurde die Wellenlänge mit einem Faktor 400 multipliziert.

oszilliert sowohl in der Ausbreitungsrichtung der Dipolfallen-Laserstrahlen (axial) als auch senkrecht dazu (radial). Für kleine Schwingungsamplituden kann das Fallenpotential durch ein harmonisches Potential genähert werden und man erhält die folgenden Oszillationsfrequenzen:

$$\Omega_{\text{ax}} = 2\pi \sqrt{\frac{2U_0}{m\lambda^2}}, \quad (1.10)$$

$$\Omega_{\text{rad}} = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}}, \quad (1.11)$$

wobei m die Masse des Cäsium-Atoms ist. Eine blauverstimmte Stehwelle erzeugt Potentialwände anstatt Potentialtöpfe. Das Atom wird also nur in axialer Richtung eingeschränkt und oszilliert somit auch nur in dieser einen Richtung.

1.2.3 Experimenteller Aufbau

Zur Erzeugung unserer Stehwellen-Dipolfalle verwenden wir einen Yb:YAG-Scheibenlaser (ELS, VersaDisk-1030-10-SF) mit einer Wellenlänge von $\lambda_{\text{DT}} = 1030 \text{ nm}$. Sein

Strahl wird von einem Strahlteiler in zwei Strahlen geteilt, die dann in entgegengesetzter Richtung durch Glaszelle und MOT gelenkt werden, wo sie interferieren und eine Stehwellenfalle bilden (Abb. 1.3). Die Frequenz beider Teilstrahlen kann mittels akustooptischer Modulatoren variiert werden, die in Doppelpass-Konfiguration aufgebaut sind, damit eine Frequenzänderung die Strahlrichtung nicht verändert. Die AOMs werden verwendet, um die Leistung der Dipolfalle anzupassen und eine Verstimmung zwischen beiden Strahlen zu realisieren (siehe Abschnitt 1.2.6). Die Strahlen werden auf einen Strahltaillenradius von ca. $37\ \mu\text{m}$ fokussiert (Abschnitt 1.2.4) und haben typischerweise eine Leistung ca. $2,5\ \text{W}$ vor der Glaszelle.

1.2.4 Eigenschaften der Dipolfalle

Wir haben die Oszillationsfrequenzen eines Atoms in der Dipolfalle gemessen, indem wir es sowohl resonant als auch parametrisch durch Modulation des Potentials bei verschiedenen Frequenzen angeregt haben. Um eine eventuelle Aufheizung des Atoms festzustellen, haben wir die Falltiefe nach der Anregung verringert, so dass aufgeheizte Atome verloren gehen, nicht aufgeheizte Atome aber weiterhin in der Falle gefangen sind. Ein überlebendes Atom haben wir mittels seiner Fluoreszenz in der MOT nachgewiesen und damit aus 40 Wiederholungen der Messung die Überlebenswahrscheinlichkeit bestimmt. Für Details zur Messmethode siehe [Alt04]. Die Ergebnisse für die radiale (a) und axiale (b) Schwingungsfrequenz sind in Abbildung 1.5 gezeigt.

Zur Ermittlung der radialen Frequenzen haben wir die Leistung der Dipolfallen-Strahlen mit Hilfe der AOMs sinusförmig moduliert. Dies kann das Atom nur parametrisch anregen. Dass dennoch zwei unabhängige Resonanzen im Spektrum auftreten, kann durch eine elliptische Form des Dipolfallen-Potentials in radialer Richtung erklärt werden [Alt04]. Ich bestimme die mittlere resonante Anregungsfrequenz zu $(3,4 \pm 0,4)\ \text{kHz}$, was einer radialen Oszillationsfrequenz von $\Omega_{\text{rad,DT}} = 2\pi \times (1,7 \pm 0,2)\ \text{kHz}$ entspricht. Das Anregungsspektrum für die axiale Bewegung wurde mittels einer Modulation des Dipolfallenpotentials durchgeführt, die das Atom sowohl resonant als auch parametrisch anregen kann. Die axiale Oszillationsfrequenz beträgt demnach $\Omega_{\text{ax,DT}} = 2\pi \times (297 \pm 20)\ \text{kHz}$.

Die Messung der Oszillationsfrequenzen wurde an der Stelle des Resonators, d. h. ca. $2\ \text{mm}$ vom Fokus der Dipolfalle entfernt, durchgeführt, so dass wir mit Hilfe von (1.11) und (1.10) den Strahlradius und die Falltiefe an der Position des Resonators bestimmen zu:

$$w_{\text{DT,Res}} = 40,7\ \mu\text{m}, \quad (1.12)$$

$$U_{\text{Res}}/k_{\text{B}} = 746\ \mu\text{K}. \quad (1.13)$$

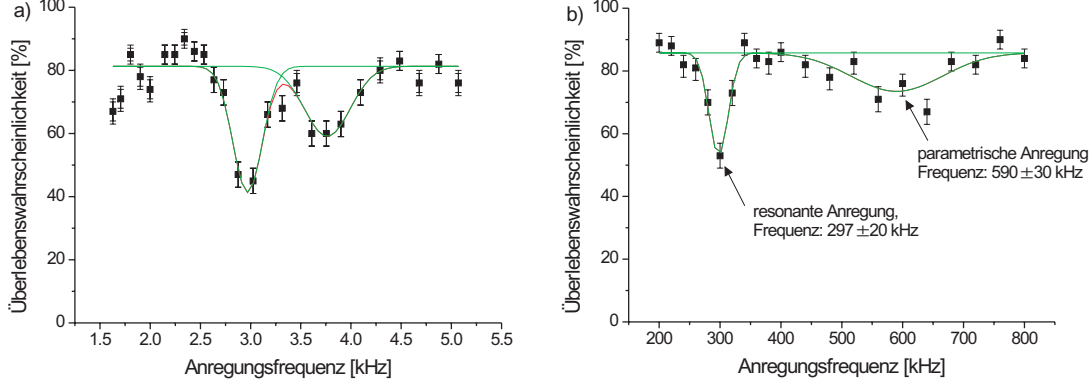


Abbildung 1.5: Überlebenswahrscheinlichkeit eines Atoms bei Anregung durch Modulation des Dipolfallen-Potentials. (a) Radiale Schwingungsfrequenz: Auf Grund der Elliptizität der Dipolfalle in radialer Richtung sind zwei unabhängige Resonanzen für die parametrische Anregung zu sehen. (b) Axiale Schwingungsfrequenz: Man sieht sowohl resonante als auch parametrische Anregung. An die Messwerte wurden je zwei Gaußkurven angepasst.

Der Strahlradius und die Falltiefe im Fokus und die Rayleighlänge sind dann:

$$w_{\text{DT},0} = 36,6 \mu\text{m}, \quad (1.14)$$

$$U_0/k_B = 922 \mu\text{K}, \quad (1.15)$$

$$z_0 = 4 \text{ mm}. \quad (1.16)$$

1.2.5 Atomzahl-gesteuertes Umladen

Um ein kaltes Atom von der MOT in die Dipolfalle umzuladen, schalten wir die Dipolfalle zusätzlich zur MOT ein. Nach einigen zehn Millisekunden schalten wir die MOT aus und die Atome sind in der Dipolfalle gespeichert. Der Transfer von der Dipolfalle zurück in die MOT, z.B. um das Atom dort am Ende einer experimentellen Frequenz nachzuweisen, wird durch den umgekehrten Prozess realisiert. Die Umlade-Effizienz für bis zu fünf Atome ist größer als 99 %.

Da das Laden der MOT ein statistischer Poisson-Prozess ist, können wir zwar die Parameter wie Ladezeit und Hintergrundgasdruck so wählen, dass wir im Mittel ein Atom laden, aber nicht die genaue Atomzahl, die tatsächlich gefangen wird, vorher-sagen. Damit wir nicht nach der Messung die Daten auswählen müssen, für die genau ein Atom in der MOT gefangen wurde, verwenden wir eine computergesteuerten Umladesequenz [Foe06]. Die Atomzahl in der MOT wird mittels des Fluoreszenz-Signals bestimmt, und der Umladeprozess wird nur genau dann gestartet, wenn sich ein Atom

in der MOT befindet.

1.2.6 Transport von Atomen

Die Stehwellen-Struktur unserer Dipolfalle ermöglicht den Transport eines Atoms, welches in einem Potentialtopf gespeichert ist, über Distanzen im Millimeter-Bereich mit einer Unsicherheit von unter einem Mikrometer. Das Stehwellen-Muster der Dipolfalle kann durch eine relative Verstimmung der Frequenzen der gegenläufigen Laserstrahlen in Bewegung gesetzt werden. Dieser Effekt lässt sich leicht in einem bewegten Bezugssystem verstehen, in dem durch Dopplerverschiebung beide Laserstrahlen die gleiche Frequenz haben, und das Stehwellen-Muster sich nicht bewegt (Abb. 1.6). Wenn die Beschleunigung nicht zu hoch ist, kann das Atom der Bewegung der Dipolfalle folgen und wird somit transportiert [Kuhr01, Sch01].

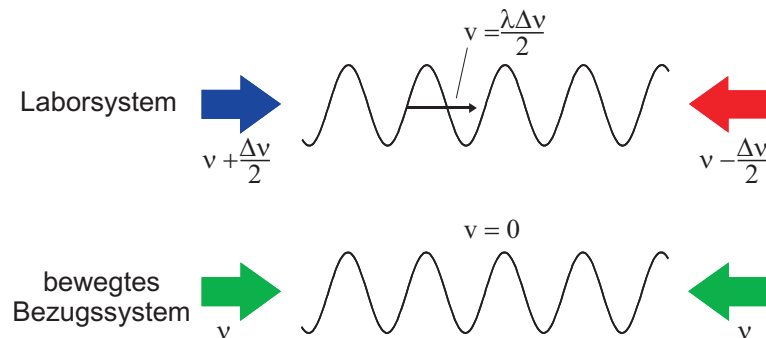


Abbildung 1.6: Prinzip einer bewegten Stehwellenfalle. Eine Frequenzdifferenz $\Delta\nu$ zwischen den gegenläufigen Laserstrahlen entspricht einer Geschwindigkeit des Stehwellen-Musters von $v = \Delta\nu\lambda/2$.

Im Experiment verwenden wir die akustooptischen Modulatoren, um die Frequenz der Dipolfallen-Strahlen einzustellen (Abb. 1.3). Zur Steuerung der AOMs wird ein Doppel-Frequenz-Generator (APE Berlin, DFD 100) eingesetzt, der eine phasenkontinuierliche Änderung der Frequenzen ermöglicht.

1.2.7 Positionskontrolle

Für unsere Experimente mit einzelnen Atomen müssen wir sehr genaue Kontrolle über die Position der Atome haben. Wir können mittels einer CCD-Kamera (Roper Scientific, PI-MAX:1K) in Kombination mit einem Bildverstärker (Roper Scientific, GEN III HQ) das Fluoreszenzlicht eines Atoms mit einer Quanten-Effizienz bei 852 nm von ungefähr 10% nachweisen (Abb. 1.3).

Da die Streurrate in einer weit rotverstimmten Dipolfalle sehr gering ist, kann man für ein gefangenes Atom ohne zusätzliche Beleuchtung keine Fluoreszenz beobachten. Deshalb verwenden wir die MOT-Laserstrahlen, um eine optische Melasse zu erzeugen und das Atom zu beleuchten (Abb. 1.7(a)). Die Intensität und Verstimmung der Laserstrahlen werden so optimiert, dass das Atom weder verloren geht noch zwischen verschiedenen Potentialtöpfen der Dipolfalle springt, und dass wir einen maximalen Kontrast erreichen [Schr04].

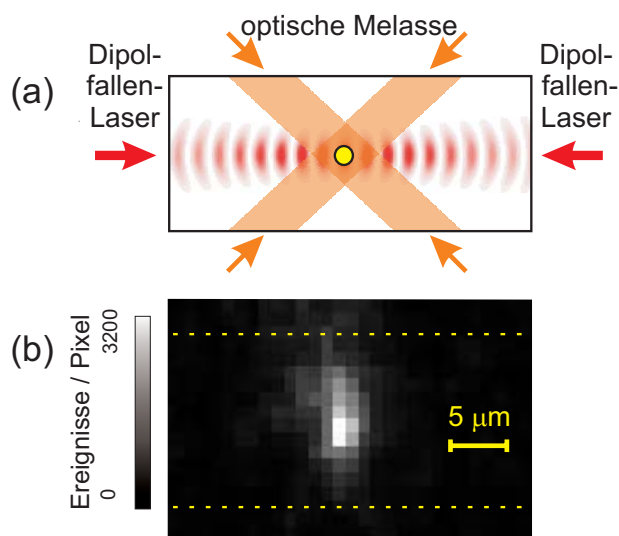


Abbildung 1.7: Positionsbestimmung für ein einzelnes Atoms. (a) Ein Atom in der Dipolfalle wird von einer optischen Melasse beleuchtet (schematische Darstellung). (b) ICCD-Kamera-Bild eines einzelnen Atoms in der Dipolfalle (Belichtungszeit: 1 s).

Ein ICCD-Bild eines einzelnen Atoms mit einer Belichtungszeit von einer Sekunde ist in Abbildung 1.7(b) zu sehen. Aus diesem Bild können wir mit Hilfe der bekannten Punktspreizfunktion des Beobachtungs-Systems [Alt04] die Position des Atoms mit einer Genauigkeit von 143 nm bestimmen [Dot05].

Sobald die Position des Atoms bekannt ist, kann der Abstand zu einer beliebigen Zielposition berechnet werden. Mittels dieser Information wird der Doppel-Frequenz-Generator programmiert, und das Atom an die Zielposition transportiert. Die Genauigkeit dieses gezielten Transports beträgt 300 nm [Dot05].

Kapitel 2

Der optische Resonator

Das Herzstück eines Resonator-Quantenelektrodynamik-Experiments ist ein Resonator, mit dessen elektromagnetischem Feld Atome in Wechselwirkung treten können. In unserem Fall handelt es sich um einen optischen Resonator, in dem zwischen zwei Spiegeln Licht gespeichert werden kann. Die Eigenschaften des Resonators beeinflussen die Kopplung zwischen seinem Lichtfeld und einem Atom genauso wie zwischen dem Lichtfeld und der Umgebung und müssen somit passend gewählt werden. Um schließlich Quantenelektrodynamik-Experimente (QED-Experimente) im Resonator durchführen zu können, ist eine Integration in den bestehenden Einzelatom-Aufbau und eine Methode zur Beobachtung der Wechselwirkung zwischen Atom und Resonatorfeld nötig.

2.1 Eigenschaften optischer Resonatoren

Unser optischer Resonator besteht aus zwei gekrümmten Spiegeln im Abstand L . Die meisten Eigenschaften eines optischen Resonators lassen sich anhand eines **Fabry-Perot-Resonators** beschreiben, dessen Spiegel eben und parallel zueinander sind. Um das Modenspektrum des Resonators zu bestimmen, muss man jedoch die Krümmung der Spiegel berücksichtigen.

2.1.1 Ein ebener Fabry-Perot Resonator

Fällt ein Lichtstrahl senkrecht auf einen der Spiegel eines Fabry-Perot-Resonators, wird ein Anteil R der einfallenden Intensität reflektiert, ein Anteil T transmittiert. R und T werden Reflexions- bzw. Transmissionskoeffizient genannt. Auf diese Weise wird das Licht viele Male hin- und her reflektiert, wobei bei jeder Reflexion ein Teil den Resonator verlässt (Abb. 2.1). Für einen Lichtstrahl mit Wellenzahl $k = \frac{\omega}{c}$ verschiebt sich die Phase bei jedem Umlauf um $\delta = 2Lk$. Im Resonator interferieren also

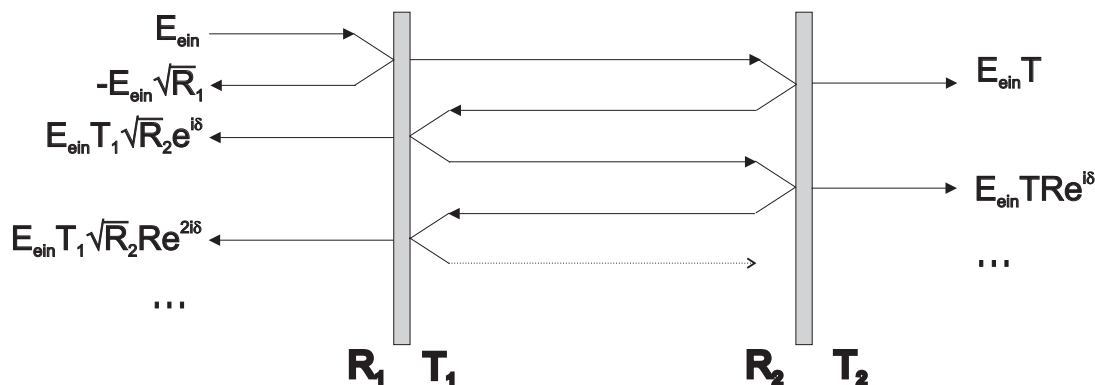


Abbildung 2.1: Fabry-Perot Resonator. Ein einfallendes Lichtfeld wird von den Spiegeln teilweise reflektiert, teilweise transmittiert.

Wellen der gleichen Frequenz aber unterschiedlicher Phase. In einem realen Resonator muss man zusätzlich Verluste in den Spiegeln durch Absorption oder Streuung berücksichtigen. Sie werden mit dem Verlustkoeffizienten A beschrieben und Energieerhaltung liefert $A + R + T = 1$.

Transmission des Resonators

Für zwei Spiegel mit unterschiedlichen Reflexions- und Transmissions-Koeffizienten R_1 , R_2 , T_1 und T_2 ist die transmittierte Feldamplitude:

$$E_{\text{tr}} = E_{\text{ein}}(T + TRe^{i\delta} + TR^2e^{2i\delta} + \dots) = E_{\text{ein}} \frac{T}{1 - Re^{i\delta}}, \quad (2.1)$$

mit $R := \sqrt{R_1 R_2}$ und $T := \sqrt{T_1 T_2}$.

Die transmittierte Intensität ist proportional zum Quadrat der transmittierten Feldamplitude:

$$I_{\text{tr}} = I_{\text{ein}} \left| \frac{E_{\text{tr}}}{E_{\text{ein}}} \right|^2 = I_{\text{ein}} \frac{T^2}{(1 - R)^2} \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}. \quad (2.2)$$

Für den Fall, dass alle Beiträge zum transmittierten Feld konstruktiv interferieren, also für eine Phasenverschiebung pro Umlauf von $\delta = n \cdot 2\pi$, $n \in \mathbb{N}$, ist die transmittierte Intensität maximal. Die Frequenzen, für die diese Bedingung erfüllt ist, sind die Resonanzfrequenzen des Resonators und berechnen sich zu

$$\omega_{\text{res}} = n \cdot 2\pi \cdot \frac{c}{2L} =: n \cdot \Delta\omega_{\text{FSR}}, \quad (2.3)$$

mit der Lichtgeschwindigkeit c und $n \in \mathbb{N}$.

Sie bilden ein periodisches Spektrum mit einem Abstand von $\Delta\omega_{\text{FSR}} = 2\pi\frac{c}{2L}$, dem **freien Spektralbereich** (engl.: **F**ree **S**pectral **R**ange) des Resonators (Abb. 2.2).

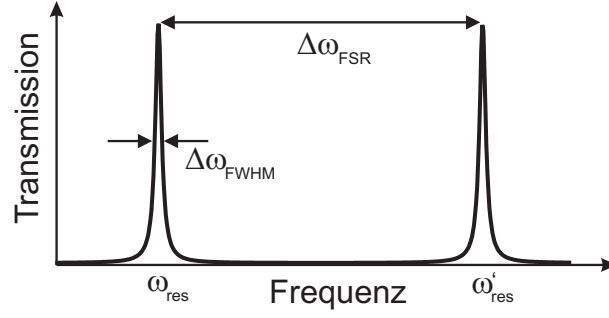


Abbildung 2.2: Transmissionsspektrum eines Fabry-Perot Resonators

Die volle Breite der Transmissionslinie $\Delta\omega_{\text{FWHM}}$ (engl.: **F**ull **W**idth at **H**alf **M**aximum) kann man mit Hilfe von (2.2) daraus bestimmen, dass die transmittierte Intensität für $\frac{\Delta\omega_{\text{FWHM}}}{2}$ auf die Hälfte abgefallen sein muss:

$$\sin\left(\frac{\pi}{2} \frac{\Delta\omega_{\text{FWHM}}}{\Delta\omega_{\text{FSR}}}\right) = \frac{1-R}{2\sqrt{R}} =: \frac{\pi}{2F}. \quad (2.4)$$

Mit der **Finesse** F :

$$F := \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}. \quad (2.5)$$

Besitzt ein Resonator eine hohe Finesse, so kann man den Sinus in (2.4) durch das Argument nähern und die **Linienbreite** des Resonators darstellen als

$$\Delta\omega_{\text{FWHM}} = \frac{\Delta\omega_{\text{FSR}}}{F}. \quad (2.6)$$

Die Lebensdauer τ eines Photons im Resonator ist durch die Linienbreite der transmittierten Intensität des Resonators gegeben:

$$\tau = \frac{1}{\Delta\omega_{\text{FWHM}}}. \quad (2.7)$$

Die Zerfallsrate der Feldamplitude κ ist wegen $E \propto \sqrt{I}$ halb so groß wie die Photonverlustrate $1/\tau$:

$$\kappa := \frac{1}{2\tau} = \frac{1}{2}\Delta\omega_{\text{FWHM}}. \quad (2.8)$$

Mit Hilfe der Umlaufzeit eines Photons, $t_{\text{Umlauf}} = \frac{2L}{c}$, kann man nun die mittlere Zahl der Reflexionen bis zum Photonverlust bestimmen:

$$N = 2\frac{\tau}{t_{\text{Umlauf}}} = \frac{\Delta\omega_{\text{FSR}}}{\pi\Delta\omega_{\text{FWHM}}} = \frac{F}{\pi}. \quad (2.9)$$

Intensität im Resonator

Die Feldamplitude und Intensität innerhalb des Resonators ergeben sich aus den entsprechenden Werten für die Transmission:

$$E_{\text{Res}} = \frac{E_{\text{tr}}}{\sqrt{T_2}} = E_{\text{ein}} \frac{\sqrt{T_1}}{1 - Re^{i\delta}}, \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} I_{\text{Res}} &= \frac{I_{\text{tr}}}{T_2} = I_{\text{ein}} \frac{T_1^2}{(1 - R)^2} \frac{1}{1 + \frac{4}{\pi^2} F^2 \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} \\ &\approx I_{\text{ein}} \frac{T_1^2}{(1 - R)^2} \frac{1}{1 + \frac{4F^2}{\Delta\omega_{\text{FSR}}^2} \omega^2}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Reflexion des Resonators

Die reflektierte Feldamplitude kann man mit Hilfe des Reflexionskoeffizienten aus der Feldamplitude innerhalb des Resonators berechnen. Für gleiche Spiegel mit $R_1 = R_2 = R$ und $T_1 = T_2 = T$ kann man daraus dann die Intensität und die Phase des reflektierten Feldes wie folgt bestimmen:

$$\begin{aligned} E_r &= \sqrt{R_1} E_{\text{ein}} - \sqrt{T_1 R_2} e^{i\delta} E_{\text{Res}} \\ &= E_{\text{ein}} \frac{\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2} (R_1 + T_1) e^{i\delta}}{1 - Re^{i\delta}}, \end{aligned} \quad (2.12)$$

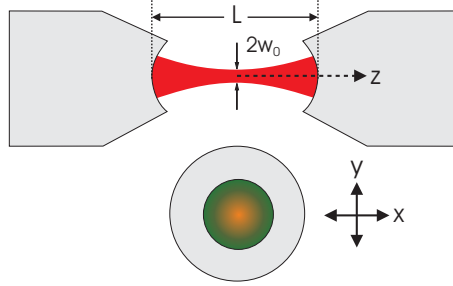
$$\begin{aligned} I_r &= I_{\text{ein}} \left| \frac{E_r}{E_{\text{ein}}} \right|^2 \\ &= I_{\text{ein}} \frac{1}{(1 - R)^2} \frac{R(1 - R - T)^2 + 4R(T + R) \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}{1 + \frac{4}{\pi^2} F^2 \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}, \end{aligned} \quad (2.13)$$

$$\varphi = \arctan \left(\frac{\text{Im} \left(\frac{E_r}{E_{\text{ein}}} \right)}{\text{Re} \left(\frac{E_r}{E_{\text{ein}}} \right)} \right) \approx \arctan \left(\frac{-2T}{(2R + T)\delta} \right). \quad (2.14)$$

2.1.2 Transversale Moden eines Resonators

Aus Stabilitätsgründen sind die Spiegelflächen realer Resonatoren meistens nicht eben, sondern gekrümmt. Ein weiterer Resonatorparameter ist also die Krümmung R_k der Spiegelflächen. Ich betrachte deshalb im Folgenden einen symmetrischen Resonator mit zwei identischen, gekrümmten Spiegeln, um das Modenspektrum zu bestimmen.

Das Feld in einem solchen Resonator ist in drei Dimensionen auf eine Mode eines bestimmten Volumens beschränkt und kann mit Hilfe der Maxwell-Gleichungen bestimmt werden.

Abbildung 2.3: Fundamentale TEM₀₀ Mode

Ein frei entlang der z -Achse propagierendes Feld kann mit Hilfe der *paraxialen Näherung* durch die Hermite-Gauß-Moden beschrieben werden (siehe z.B. [Mes05]):

$$E_{mn}(\vec{r}, t) = E_0 H_m \left(\frac{\sqrt{2}x}{w(z)} \right) H_n \left(\frac{\sqrt{2}y}{w(z)} \right) \frac{w_0}{w(z)} \exp \left(-\frac{x^2 + y^2}{w(z)^2} \right) \times \exp \left(i \left(\frac{k(x^2 + y^2)}{2R(z)} + kz + \omega t - (m + n + 1)\eta(z) \right) \right), \quad (2.15)$$

mit

w_0	:	Strahlradius bei $z = 0$
$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2}$:	Strahlradius
$z_0 = \frac{\pi}{\lambda} w_0^2$:	Rayleighlänge
$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \right)$:	Krümmungsradius der Wellenfronten
$\eta(z) = \arctan \left(\frac{z}{z_0} \right)$:	Gouy Phase
$H_j(x)$:	Hermite Polynome j -ter Ordnung, $H_0(x) = 1$

Die Lösungen für unterschiedliche $m, n \in \mathbb{N}$ werden TEM_{mn} Transversalmoden genannt und unterscheiden sich in ihrer radialen Feldverteilung.

Um nun aus den Hermite-Gauß-Moden die Feldverteilung im Resonator zu erhalten, muss man als Randbedingung mit einbeziehen, dass die Wellenfront bei Reflexion der Krümmung der Spiegel entsprechen muss, d.h. $R(L/2) = R_k$. Damit ist der Strahlradius bei $z=0$ festgelegt auf

$$w_0^2 = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{L}{2} \left(R_k - \frac{L}{2} \right)}. \quad (2.16)$$

Für einen kurzen Resonator, $R_k \gg L$, vereinfacht sich die fundamentale Mode TEM_{00} (Abb. 2.3) damit zu:

$$E_{00}(\vec{r}, t) = E_0 \exp\left(-\frac{\rho^2}{w_0^2}\right) \exp(i(kz + \omega t - \eta(z))). \quad (2.17)$$

Im Resonator wird diese Mode nun in sich selbst zurückreflektiert, so dass sich eine Stehwelle ausbildet:

$$I(x, y, z) = c\epsilon_0 E_0^2 \exp\left(-\frac{2(x^2 + y^2)}{w_0^2}\right) \cos^2(ikz - \eta(z)). \quad (2.18)$$

Für einen leeren Resonator lässt sich die maximale Amplitude des Resonatorfeldes E_0 dadurch bestimmen, dass die Energie des Feldes der Nullpunktenergie entspricht:

$$\frac{\hbar\omega}{2} = \frac{1}{c} \int_{\text{Mode}} I(\vec{r}) dV = \epsilon_0 E_0^2 V \Leftrightarrow E_0 = \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\epsilon_0 V}}, \quad (2.19)$$

mit dem Modenvolumen des Resonators:

$$V = \int_{\text{Mode}} \exp\left(-\frac{2\rho^2}{w_0^2}\right) \cos^2(i(kz - \eta(z))) dV = \frac{\pi w_0^2 L}{4}, \quad (2.20)$$

wobei ω und k hier die durch die Gouy-Phase modifizierte Resonanzfrequenz bzw. die zugehörige Wellenzahl des Resonators sind. Denn statt $2kL = 2\pi n$ muss nun die Bedingung $2kL - \eta(z) = 2\pi n$ erfüllt werden, so dass sich die Werte für k und ω leicht zu größeren Werten verschieben.

Nach (2.16) zeigt sich für einen kurzen Resonator, $R_k \gg L$, folgende Abhängigkeit des Modenvolumens von der Länge des Resonators und dem Krümmungsradius der Spiegel:

$$V \propto R_k^{1/2} L^{3/2}. \quad (2.21)$$

2.2 Ein Resonator hoher Finesse

Unser Resonator für Quanten-Elektrodynamik-Experimente mit einzelnen gefangenen Atomen (QED-Resonator) ermöglicht durch seine hohe Finesse und sein kleines Modenvolumen eine starke Wechselwirkung zwischen Atomen und Photonen. Er ist auf einem beweglichen Halter in der Glaszelle positioniert und seine Längenschwankungen werden durch eine aktive Stabilisierung kompensiert.

2.2.1 Resonatoraufbau

Die Kopplung zwischen Atom und Photonen im Resonator ist umso stärker, je kleiner das Modenvolumen ist (siehe Abschnitt 3.1.1). Unser QED-Resonator sollte also möglichst kurz sein und aus Spiegeln möglichst starker Krümmung bestehen. Desweiteren streben wir geringe Zerfallsraten für die Feldamplitude im Resonator an, so dass die Spiegel eine möglichst hohe Reflektivität aufweisen sollten. Praktisch sind diese Parameter aber durch technisch und experimentell bedingte Faktoren begrenzt. Die Strahlen der Dipolfalle, die die Atome in den Resonator transportiert und sie dort hält, laufen zwischen den Resonatorspiegeln hindurch. Um bei einem Strahlradius im Resonator von $w_{\text{DT,Res}} \approx 41 \mu\text{m}$ (Abschnitt 1.2.4) sicherzustellen, dass höchstens 5% der Intensität auf die Spiegel trifft, muss der Abstand mindestens $150 \mu\text{m}$ betragen. Die Krümmung der Spiegel erschwert das Polieren der Oberflächen und beeinflusst so die Qualität der Spiegel. Man muss also einen Kompromiss zwischen dem Gewinn in der Kopplungsstärke und dem Verlust an Reflektivität durch stärkere Krümmung bei der Auswahl der Spiegel finden.

Spiegel

Die Spiegel unseres Resonators hoher Finesse wurden von Research Electro-Optics Inc. in Boulder, Colorado, in enger Kooperation mit der AG Meschede hergestellt. Die hohe Reflektivität von 99,9997% (für 852 nm) wird durch Beschichtung mit 45 dielektrischen Schichten (abwechselnd Ta_2O_5 und SiO) der Dicke $\lambda/4$ erreicht. Diese Schichten werden auf die eine Seite eines BK7 Glas-Substrats aufgebracht, welche einen Krümmungsradius von 5 cm aufweist. Die andere, flache Seite des Substrats wird mit einer gewöhnlichen Anti-Reflexions-Schicht versehen. Das Substrat hat auf der flachen Seite einen Durchmesser von 3 mm, um die Handhabung des Substrats zu erleichtern, verjüngt sich aber zur gekrümmten Seite hin auf 1 mm, um den Einfluss der Spiegel auf die Laserstrahlen des Einzelatom-Aufbaus zu minimieren (siehe unten). Abbildung 2.4 zeigt eine Seitenansicht eines solchen Spiegelsubstrats. Die Qualität der Spiegel und die Finesse des zusammengebauten Resonators wurden ausführlich von Igor Dotsenko untersucht [Dot07], und für eine Wellenlänge von 852 nm wurde eine Finesse von $1,12 \times 10^6$ gemessen.

Montage des Resonators

Für die Integration in den experimentellen Aufbau ist der Resonator auf einem eigens für diesen Zweck entwickelten Halter montiert (Abb. 2.6). Auf diesen Halter sind zwei Piezoaktuatoren für Scherbewegungen aufgeklebt, auf die dann wiederum die Spiegel hoher Reflektivität aufgeklebt sind (Abb. 2.5). Die Scherpiezos vollziehen je eine Scherbewegung von $\pm 300 \text{ nm}$, wenn man eine Spannung von $\pm 400 \text{ V}$ anlegt.

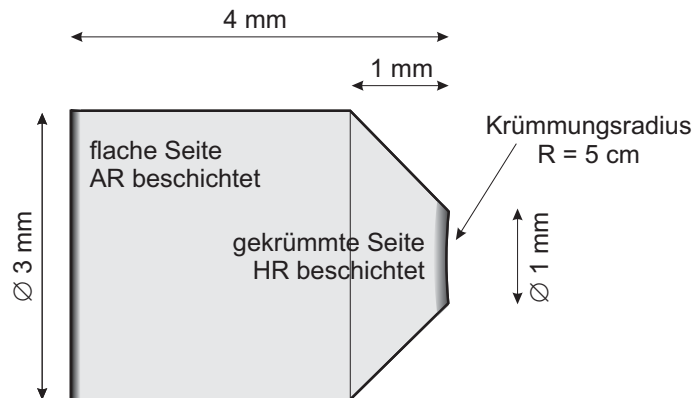


Abbildung 2.4: Seitenansicht eines Spiegels hoher Reflektivität

Obwohl einer der beiden Piezoaktuatoren leider keine leitende Verbindung aus der Vakuumapparatur heraus hat, reicht dies aus, um die Resonatorlänge über mehr als einen freien Spektralbereich von $\lambda/2 = 426 \text{ nm}$ verschieben zu können. Die Spiegel wurden bei der Montage mit Hilfe einer V-förmigen Schiene und eines Mikroskops so ausgerichtet, dass ihre Mittelpunkte auf einer Achse liegen und einen Abstand von ungefähr $150 \mu\text{m}$ haben (siehe auch [Ros03]).

Integration des Resonators in den Aufbau für einzelne Atome

Um Streuung der MOT-Laserstrahlen am Resonatoraufbau zu vermeiden, müssen wir den Resonator in einem Abstand zum Zentrum der MOT von mindestens 5 mm positionieren. Trotz dieses Abstandes wollen wir ein Atom mit hoher Effizienz in das Resonator-Feld transportieren und dort halten. Dafür muss die Dipolfalle sowohl an der Stelle der MOT als auch im Resonator ausreichend tief sein, also einen möglichst kleinen Strahlradius besitzen. Wir fokussieren den Dipolfallenstrahl in der Mitte zwischen MOT und Resonator, so dass die Falltiefe an beiden Stellen die gleiche ist, und wählen die Strahltaile $2w_{0,\text{DT}} = 73,2 \mu\text{m}$ so, dass MOT und Resonator innerhalb der Rayleighlänge, $z_0 = 4 \text{ mm}$, des Dipolfallenstrahls liegt (Abschnitt 1.2.4). Die Falltiefe an der Stelle von MOT und Resonator beträgt so $U_{\text{Res}}/k_{\text{B}} = 746 \mu\text{K}$. Eine schematische Darstellung der Integration des Resonators in den Einzelatom-Aufbau ist in Abbildung 2.5 gezeigt.

Die Form der Substrate trägt zum Einen dazu bei, dass die MOT-Strahlen in der x - y -Ebene mehr Platz haben. Zum Anderen wird der Abstand der Spiegelflächen durch ihre Krümmung zum Rand des Resonators kleiner. Die Verjüngung der Substrate hat zur Folge, dass dieser Effekt kleiner als 1% ist [Dot07].

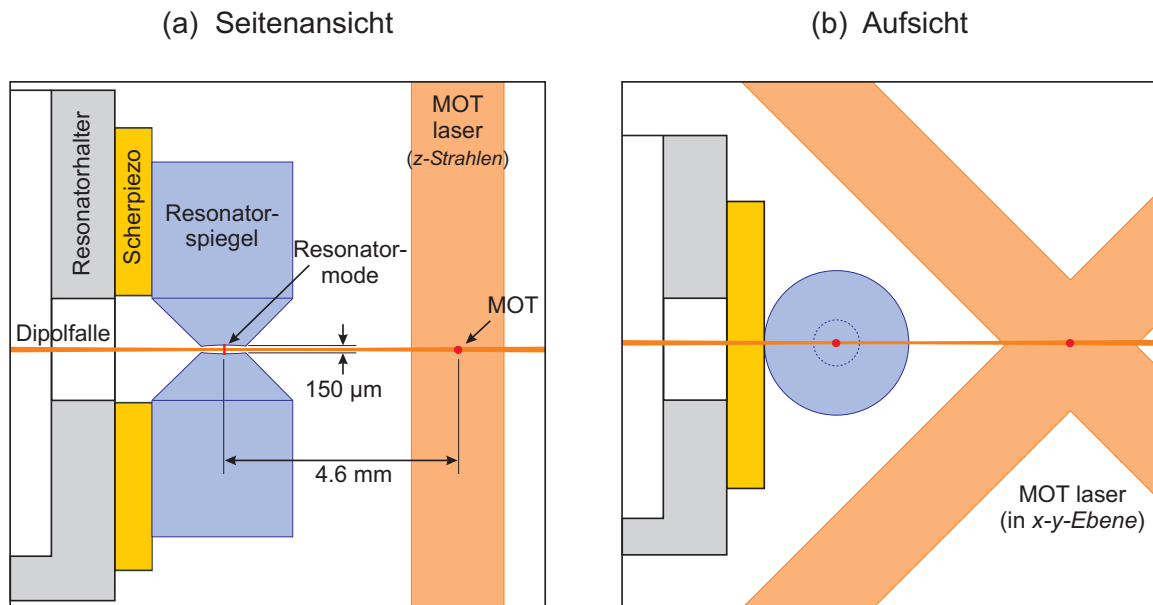


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der Integration des Resonators in den experimentellen Aufbau. Die Darstellung ist maßstabsgetreu.

Resonatorhalter

Der Resonator muss sehr tief in der Glaszelle positioniert und so justiert werden, dass er von der Dipolfalle mittig durchquert wird. Um diese Anforderungen zu erfüllen, verwenden wir den in Abbildung 2.6 gezeigten Resonatorhalter.

Der massive Aluminium-Halter lässt die Dipolfallen-Laserstrahlen durch eine Bohrung in seiner Mitte unbehindert durch Resonator und MOT passieren und führt die elektrischen Kabel für die Piezoaktuatoren.

Da die Position der Dipolfalle durch zwei Blenden außerhalb des Vakuums und durch die MOT, deren Position unverändert am Nullpunkt des magnetischen Feldes liegt, festgelegt ist, muss die Position des Resonators in alle drei Raumrichtungen kontrollierbar sein. Um dies zu ermöglichen liegt der Resonatorhalter auf einem Federbalg auf, der gleichzeitig als Drehpunkt und als Vibrationsisolierung dient, und ist über ein Kardangelenk mit einem xyz -Positionierer verbunden. Entlang der Dipolfallenachse kann der Resonator bewegt werden, indem der Federbalg auf seiner Halterung verschoben wird. Für Details siehe [Alt04, Dot07].

2.2.2 Resonatorstabilisierung

Um Resonator-QED-Experimente durchführen zu können, ist es wichtig, dass man die Resonanzfrequenz des Resonators relativ zur atomaren Übergangsfrequenz genau

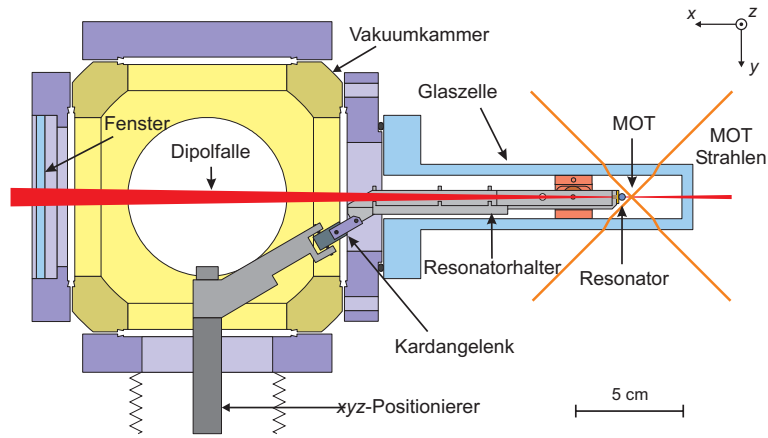


Abbildung 2.6: Resonatorhalter im Vakuumaufbau

kontrollieren kann. Dies stellt hohe Ansprüche an die Stabilität des Resonators, da sich Schwankungen der Resonatorlänge direkt auf die Resonanzfrequenz auswirken, wie man mit Hilfe von (2.3) leicht sehen kann: $\delta\omega/\omega = -\delta L/L$.

Die Schwankungen der Resonanzfrequenz sollten klein sein im Vergleich zur Linienbreite der Transmission, was für Resonatoren hoher Finesse - und damit schmaler Linienbreite - nur sehr geringe Schwankungen zulässt. Ebenfalls aus (2.3) folgt, dass die Stabilität der Resonatorlänge für den Fall, dass sich die Resonanzfrequenz nur um einen Bruchteil A der Linienbreite ändern soll, besser sein sollte als

$$\delta L = \frac{A\lambda}{2F}. \quad (2.22)$$

Möchte man eine relative Stabilität von z. B. $A = 0,1$ für unseren Resonator mit einer Finesse von $1,12 \times 10^6$ (Abschnitt 2.2.1) erreichen, so sollte demnach die Längensstabilität besser als $\delta L = 38$ fm sein.

Diese Anforderung an die Stabilität überschreitet deutlich die passive Stabilität unseres Resonators. Daher müssen wir Störungen, die zu Fluktuationen der Resonatorlänge führen, wie z. B. thermische Driften und mechanische Vibrationen, mit einem aktiven Stabilisierungsschema kompensieren.

Die Grundidee aktiver Stabilisierung ist es, die Variationen der zu stabilisierenden Größe (Stärke und Richtung der Abweichung) zu messen, und dieses Fehlersignal über eine Regelschleife so an eine Regeleinheit weiterzuleiten, dass diese dann der Änderung entgegenwirken kann. In unserem Fall verwenden wir einen Stabilisierungslaser mit einer Wellenlänge von 836 nm und schmaler Linienbreite für die Erzeugung eines Fehlersignals mit der **Pound-Drever-Hall**-Methode [Dre83]. Dieses Fehlersignal wird in einer Regelschleife modifiziert und schließlich verwendet, um die Scherpiezos anzusteuern, die die Resonatorlänge kontrollieren.

Pound-Drever-Hall Stabilisierung

Um bei der Pound-Drever-Hall-Stabilisierung (PDH) das Fehlersignal zu gewinnen, verwendet man das vom Resonator reflektierte Licht. Aus (2.13) und (2.14) erhält man das Verhalten seiner Intensität und Phase, das in Abbildung 2.7 dargestellt ist. Der Verlauf der Phase ist dispersiv; sie ist null, wenn das eingestrahlte Licht in Resonanz mit dem Resonator ist und verhält sich linear für kleine Abweichungen von der Resonanzfrequenz. Diese Eigenschaft ist ideal für die Verwendung als Fehlersignal.

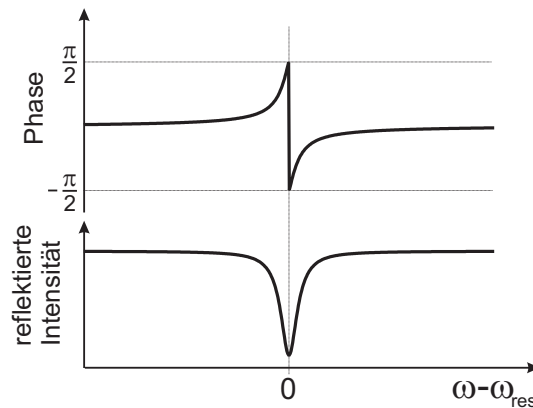


Abbildung 2.7: Intensität und Phase des vom Resonator reflektierten Lichtfeldes

Die Pound-Drever-Hall-Methode ermöglicht es, Informationen über die Phase des reflektierten Signals aus dem Signal einer Photodiode zu gewinnen, die für gewöhnlich nur empfindlich auf Änderungen der Intensität, nicht aber der Phase reagiert. Hierfür werden die Reflexionen dreier verschiedener Frequenzen - Trägerfrequenz ω und zwei Seitenbänder $\omega \pm \Omega$ - zur Interferenz gebracht, so dass die Intensität auf der Photodiode, abhängig von der Phase der drei Frequenzen untereinander, oszilliert. Durch Mischung des Photodiodensignals mit einem Signal, das mit der Modulationsfrequenz Ω oszilliert, erhält man ein Fehlersignal wie in Abbildung 2.9. Ein PDH-Aufbau ist in Abbildung 2.8 skizziert.

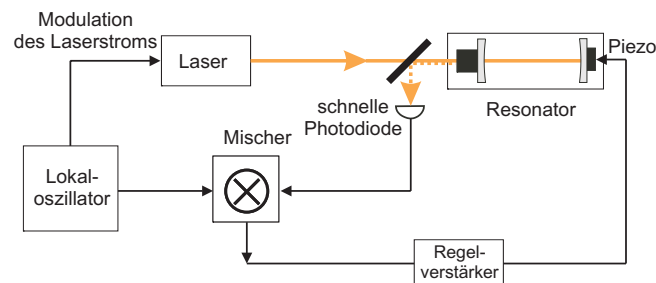


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung eines Aufbaus zur PDH-Stabilisierung

Zur Erzeugung der Seitenbänder wird die Frequenz ω des Stabilisierungslasers mit der Frequenz Ω , die von einem Lokaloszillator generiert wird, moduliert (hier über Modulation des Laserstroms). Das oszillierende Signal der schnellen Photodiode wird mit dem Signal des Lokaloszillators gemischt, das eine Phase γ gegenüber dem Photodiodensignal besitzt, die durch Variation der Kabellänge zwischen Lokaloszillator und Mischer angepasst werden kann. Für die richtige Wahl von γ zeigt das Signal dispersives Verhalten mit einer sehr steilen Flanke (Abb. 2.9), was es ideal für die Verwendung als Fehlersignal macht. Für Details siehe [Mir02, Ros03].

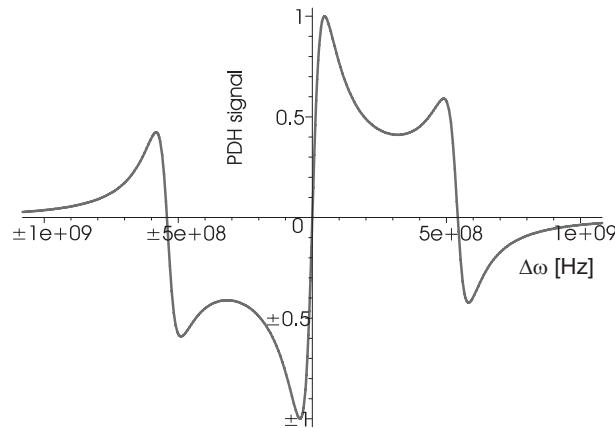


Abbildung 2.9: Realteil des PDH-Signals für $\gamma = \frac{\pi}{2}$, aufgetragen gegen die Verstimmung $\Delta\omega = \omega - \omega_{\text{res}}$

Das so generierte Fehlersignal wird von einem Regelverstärker verstärkt und dann zur Steuerung des Scherpiezos verwendet, der die Resonatorlänge kontrolliert. Mit dieser Methode werden Abweichungen von der Resonanzfrequenz ausgeglichen.

Ausschlaggebend für die Qualität der Stabilisierung ist unter anderem die Steilheit des Fehlersignals. Für eine Phasendifferenz $\gamma = \frac{\pi}{2}$ und einen Resonator hoher Finesse (also mit sehr schmaler Linienbreite), kann man das auf seinen Maximalwert normierte Fehlersignal für kleine Abweichungen von der Resonanz nähern zu [Ros03]

$$PDH(\Delta\omega \ll \Omega) \approx 4 \frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_{\text{FWHM}}} . \quad (2.23)$$

Je schmaler also die Linienbreite des Resonators ist, desto steiler wird das Fehlersignal. Das hat zum einen den Vorteil, dass kleine Frequenzschwankungen bereits große Schwankungen des Fehlersignals zur Folge haben und zu einer starken Regelung führen. Zum anderen ist aber auch der Bereich, in dem Frequenzschwankungen linear verstärkt werden, sehr klein, so dass Fluktuationen mit großer Amplitude eine schwächere Regelung erfahren. Eine Erleichterung der Stabilisierung eines Resonators hoher Finesse bewirkt ein zusätzlicher Integrator-Anteil im Regelverstärker, der

nicht das Signal selbst, sondern das Integral über das Signal verstärkt und zur Regelung verwendet. Das Zusammenspiel der beiden Verstärker-Komponenten muss genau abgestimmt werden.

2.2.3 Resonatoreigenschaften

Die Eigenschaften des Resonators im derzeitigen experimentellen Aufbau wurden in mehreren Messungen bestimmt, wie in [Dot07] nachzulesen ist. Die Ergebnisse dieser Charakterisierung sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Parameter		Wert		Kommentar
Spiegel				
Krümmungsradius	R_k	5	cm	vom Hersteller spezifiziert
Durchmesser	D	1	mm	vom Hersteller spezifiziert
Reflektivität	$R_{852\text{ nm}}$	99,9997	%	gemessen bei 852 nm
	$R_{836\text{ nm}}$	99,9994	%	gemessen bei 836 nm
Transmission	$T_{852\text{ nm}}$	1,3	ppm	gemessen bei 852 nm
	$T_{836\text{ nm}}$	3,6	ppm	gemessen bei 836 nm
Absorption	$A_{852\text{ nm}}$	1,8	ppm	gemessen bei 852 nm
	$A_{836\text{ nm}}$	2,7	ppm	gemessen bei 836 nm
Resonator				
Länge	L	156,52	μm	effektiv, gemessen bei 839 nm
TEM ₀₀ Strahlradius	w_0	23,15	μm	bei 852 nm
	$w_0^{836\text{ nm}}$	22,93	μm	bei 836 nm
Modenvolumen	V	65 900	μm^3	
Freier Spektralbereich	$\Delta\nu_{\text{FSR}}$	957,7	GHz	
Finesse	F	1 120 000		CRD bei 852 nm
	$F_{836\text{ nm}}$	550 000		CRD bei 836 nm
Linienbreite	$\Delta\nu_{\text{FWHM}}$	0,85	MHz	CRD bei 852 nm
Zerfallsrate des Resonatorfeldes	κ	0,43	MHz	CRD bei 852 nm
Photonlebensdauer	τ	187	ns	CRD bei 852 nm

Tabelle 2.1: Eigenschaften des Resonators hoher Finesse. CRD: *Cavity Ring Down*, Methode zur Messung der Resonatorfinesse, siehe [Dot07].

2.3 Messung der Resonatortransmission

Um Informationen über das Atom-Resonator-System zu erhalten, untersuchen wir die Transmission eines Nachweislaserstrahls durch den Resonator (Kapitel 3). Abbildung 2.10 zeigt eine schematische Darstellung des optischen Aufbaus, der hierfür verwendet wird.

Als Nachweislaser verwenden wir einen Teil des 852 nm Kühllasers (Abschnitt 1.1.2), dessen Frequenz über zwei AOMs gegenüber der des Kühllasers verstimmt werden kann. Er wird zusammen mit dem Stabilisierungslaser vom Tisch für die Resonatorstabilisierung über eine Faser auf den Tisch für das Hauptexperiment überführt (siehe auch Abschnitt 4.3). Nach dem Faserauskoppler ermöglicht es eine Kombination aus einem $\lambda/4$ - und einem $\lambda/2$ -Plättchen, die Polarisation, mit der die Laserstrahlen in den Resonator eingekoppelt werden, beliebig zu variieren. Ein Linsensystem zur Modenanpassung und zwei Spiegel dienen zur Einkopplung der Laserstrahlen in den Resonator. Ein Teil des transmittierten Lichts wird über einen herausnehmbaren, nicht-polarisierenden 50/50 Strahlteilerwürfel (STW) auf eine CCD-Kamera gelenkt, was eine Beobachtung der transversalen Modenstruktur ermöglicht und die Einkopplung der Laserstrahlen in den Resonator vereinfacht. Während der Messung wird der Strahlteilerwürfel entfernt, um Verluste des transmittierten Lichts zu verringern.

Trennung vom Stabilisierungslaser

Das vom Resonator reflektierte Licht wird über einen Strahlteilerwürfel auf eine resonante Lawinen-Photodiode (*engl.*: **Avalanche PhotoDiode**, APD, siehe [Alt04]) gelenkt, die nur mit 80 MHz modulierte Signale nachweist und deshalb, abgesehen vom Schrotrauschen, nicht empfindlich auf das Nachweislaserlicht ist.

Um die transmittierten Laserstrahlen zu trennen, verwenden wir ein optisches Gitter (Thorlabs Inc., Modell GR25-1210) mit 1200 Linien/mm und einem Maximum der Reflektivität bei 1000 nm. Das Gitter ist in Littrow-Konfiguration aufgebaut, d.h. der Einfallswinkel ist nahe am Glanzwinkel von 37° . Da die Dispersion des Gitters $0,67 \text{ nm/mrad}$ beträgt, laufen die Strahlen auf einer Strecke von 40 cm etwa 10 mm auseinander und sind auf Grund ihres vergleichsweise kleinen Strahlradius von 1 mm leicht mit Spiegeln trennbar. Um die Reflektivität zu erhöhen, ist das Gitter mit Gold beschichtet, was eine Effizienz η_{Gitter} für die relative Lichtleistung in erster Beugungsordnung von $76(\pm 2)\%$ bei 836 nm und $71(\pm 2)\%$ bei 852 nm zur Folge hat. Innerhalb der Messgenauigkeit sind diese Werte unabhängig von der Polarisation des Lichts.

Das transmittierte Licht des Stabilisierungslasers wird zur Hälfte auf eine Lawinen-Photodiode und zur Hälfte auf eine CCD-Kamera gelenkt. Damit können wir zum einen die transmittierte Stabilisierungslaser-Leistung und zum anderen seine transversale Modenstruktur beobachten.

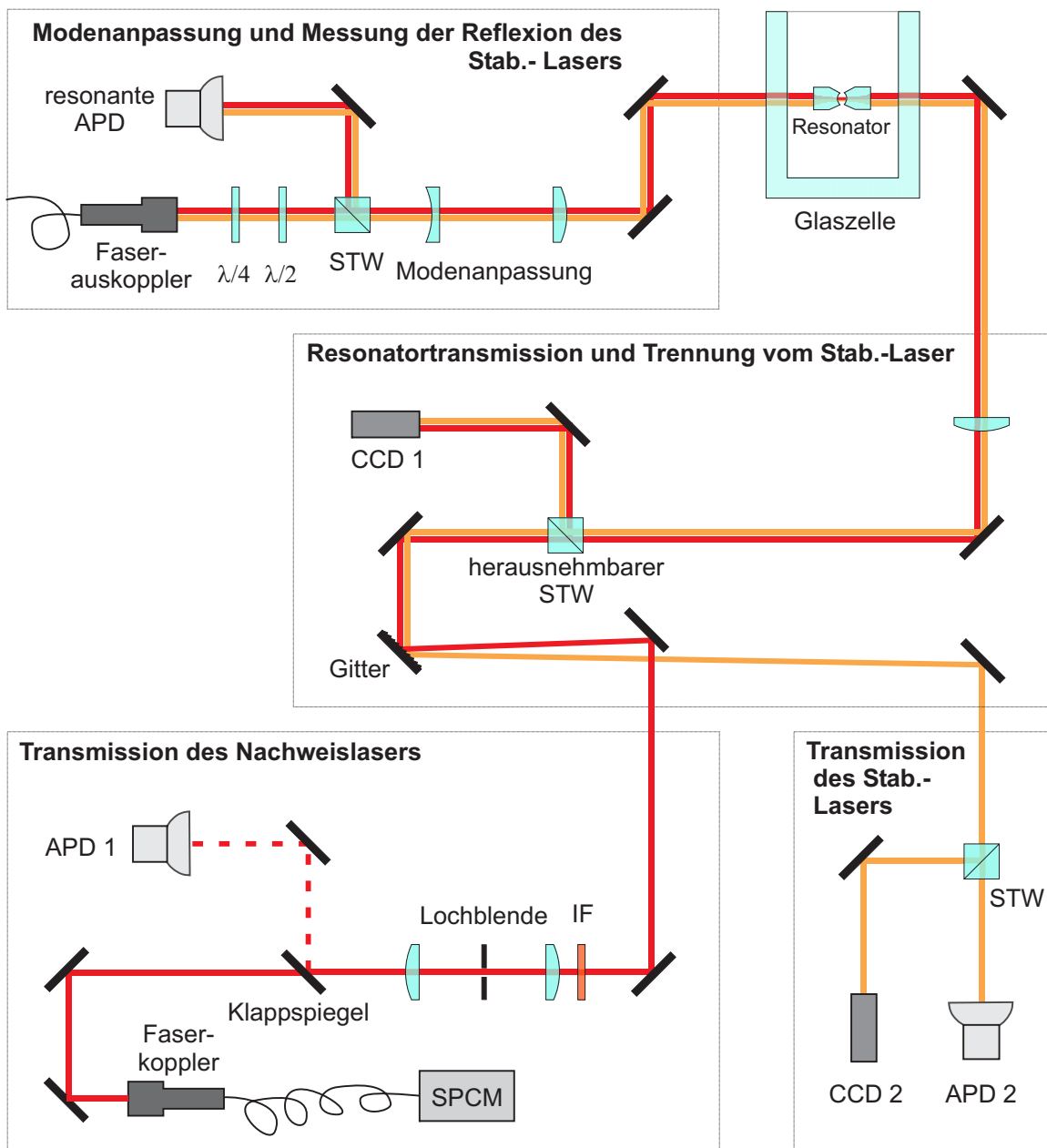


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung des optischen Aufbaus zum Nachweis der Wechselwirkung zwischen Atom und Resonator. APD: Lawinen-Photodiode, $\lambda/2$ und $\lambda/4$: $\lambda/2$ - und $\lambda/4$ -Verzögerungsplatten, STW: Strahlteilerwürfel, CCD: Infrarot-CCD-Kamera, IF: Interferenzfilter, SPCM: Einzelphotonen-Detektor.

Transmission des Nachweislasers

Der transmittierte Nachweislaserstrahl durchläuft drei weitere Filterungsstufen. Um spektrale Komponenten, welche nicht vom Nachweislaser kommen, auszufiltern ver-

wenden wir einen Interferenzfilter mit einer Transmission von $\eta_{\text{Filter}} = 77\%$ bei 852 nm und ca. 0,01 % bei 836 nm. Der Einfall von Streulicht auf den Detektor wird durch räumliches Filtern reduziert. Dafür wird der Strahl durch eine 70 μm Lochblende zwischen zwei Linsen mit 50 mm Brennweite gelenkt.

Eine zusätzliche Modensäuberung erfolgt durch Einkopplung des Lichts in eine optische Einzelmodenfaser, die über einen FC-Stecker direkt mit dem Einzelphotonen-Detektor (*engl.: Single Photon Counting Module, SPCM*) verbunden ist. Die typische Einkopplungseffizienz η_{Faser} für den verwendeten Faserkollimator (Schäfter + Kirchhoff, Modell 60FC-4-A18-02) ist ungefähr 60 %.

Das von uns für die Nachweislaserttransmission verwendete SPCM (PerkinElmer, Modell SPCM-AQR-12-FC) ist ein Detektor für sehr niedrige Laserintensitäten. Seine maximale Zählrate beträgt 10^6 Ereignisse/s, und seine Dunkelzählrate ist kleiner als 500 Ereignisse/s. Wir haben die gesamte Nachweiseffizienz des SPCMs η_{SPCM} , die sich aus der Quanteneffizienz des Detektors und der Einkopplungseffizienz von der Faser in den aktiven Bereich des SPCMs zusammensetzt, zu 30 % bei 852 nm bestimmt. Ein vom Resonator transmittiertes Photon wird also mit einer Effizienz η_{tot} nachgewiesen, wobei sich η_{tot} aus den Einzeleffizienzen aller Elemente zwischen Resonator und aktivem Bereich des Detektors zusammensetzt:

$$\eta_{\text{tot}} = \eta_{\text{opt}} \cdot \eta_{\text{Gitter}} \cdot \eta_{\text{Filter}} \cdot \eta_{\text{Faser}} \cdot \eta_{\text{SPCM}} \approx 8,9\%. \quad (2.24)$$

Hierbei fasst $\eta_{\text{opt}} = 90\%$ die Transmission aller übrigen optischen Elemente zwischen Resonator und Detektor, bis auf die des herausnehmbaren Strahlteilerwürfels, zusammen.

Alternativ zum SPCM können wir eine analoge Lawinen-Photodiode (PerkinElmer, SI-APD, Modell C30902S) mit einem 100 MHz Transimpedanzverstärker [Alt04] zur Beobachtung der transmittierten Nachweislasertleistung verwenden. Die APD kann nur Leistungen größer als 1 pW nachweisen und hat auf Grund der hohen Transimpedanz nur eine Bandbreite von 9 kHz, was sie für den Einsatz in Resonator-QED Experimenten ungeeignet macht. Zur Einkopplung des Nachweislasers und für einige Messungen, wie zum Beispiel die Charakterisierung des Resonators, werden hingegen höhere Nachweislasertleistungen verwendet. In diesem Fall ist die Bandbreite von 9 kHz ausreichend, und die Möglichkeit der direkten Beobachtung eines analogen Signals ist vorteilhaft. Mit Hilfe eines Klappspiegels kann zwischen den zwei Detektoren ausgewählt werden.

Kapitel 3

Atom-Resonator-Kopplung

Die Wechselwirkung zwischen Licht und Atomen liefert ein ideales System zur Erforschung und Manipulation quantenmechanischer Effekte für vielfältige Anwendungen, wie z. B. die Quanten-Informationsverarbeitung [Nie00] oder Präzisionsmessungen [Cav80]. Für Experimente zur gezielten Kopplung von Licht und Atomen kann man ein genau kontrolliertes Atom in das Lichtfeld eines Resonators einbringen, um so die Wechselwirkung stark zu erhöhen.

In unserer Gruppe wurden in den letzten Jahren bedeutende Fortschritte in der Kontrolle der inneren und äußeren Freiheitsgrade einzelner Cäsium-Atome gemacht. Mit einem optischen Förderband [Kuhr01, Sch01] können wir Atome über makroskopische Entfernungen transportieren und mit einer Präzision im Bereich einiger hundert Nanometer platzieren [Dot05]. Wir haben außerdem die Möglichkeit, die inneren Energiezustände der Atome individuell zu manipulieren und auszulesen [Sch04], und die Kohärenzeigenschaften des Transports der Atome wurden untersucht und verstanden [Kuhr03].

Desweiteren wurde ein Resonator entwickelt, der den Ansprüchen der deterministischen Kopplung eines einzelnen Atoms an eine einzelne Resonatormode genügt. Bedingt durch seine hohe Finesse und sein kleines Modenvolumen erwarten wir, dass die Wechselwirkung zwischen einem Atom und dem Feld dieses Resonators stärker ist als die Wechselwirkung der beiden Einzelsysteme mit der Umgebung, d. h. als die spontane Emission des Atoms und der Zerfall des Resonatorfeldes.

Der nächste Schritt ist es nun, ein einzelnes Atom gezielt in den Resonator zu transportieren und seine Kopplung an das Lichtfeld zu beobachten. Da die Kopplungsstärke stark ortsabhängig ist, können wir von ihren Änderungen auf die Dynamik des Atoms schließen. Diese wird von einem komplizierten Zusammenspiel von Heiz- und Kühleffekten der anwesenden Laserfelder und der beschränkenden Wirkung der Dipol-Potentiale des Förderbands und des Stabilisierungslasers bestimmt.

3.1 Theoretischer Hintergrund

Die theoretische Beschreibung eines gekoppelten Atom-Resonator-Systems basiert auf dem Jaynes-Cummings-Modell [Jay63]. Das Atom wird hierfür durch ein quantenmechanisches 2-Niveau-System angenähert, das einem Spin-1/2-System entspricht, und das Resonatorfeld wird wie ein quantenmechanischer harmonischer Oszillator behandelt. Für ein isoliertes Atom-Resonator-System liefert der Jaynes-Cummings-Hamilton-Operator die Eigenzustände und -werte des gekoppelten Systems, abhängig von der Stärke der Kopplung und den Resonanzfrequenzen der Einzelsysteme.

In einem offenen System, also in jedem realen physikalischen System, muss die Wechselwirkung des Atom-Resonator-Systems mit der Umgebung, wie Verluste oder äußere Anregungen, berücksichtigt werden. Dies kann über die Lösung der Quanten-Mastergleichung für die Dichtematrix geschehen [Car93]. Das Ergebnis liefert dann Erwartungswerte für die Operatoren, die das System beschreiben.

3.1.1 Jaynes-Cummings-Modell

Der Jaynes-Cummings Hamilton-Operator besteht aus drei Teilen:

$$H_{\text{JC}} = H_{\text{Atom}} + H_{\text{Lichtfeld}} + H_{\text{WW}}. \quad (3.1)$$

Dabei handelt es sich bei

$$H_{\text{Atom}} = \frac{\hbar\omega_A}{2}\sigma_z, \quad (3.2)$$

$$H_{\text{Lichtfeld}} = \hbar\omega_L \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right) \quad (3.3)$$

um die Hamilton-Operatoren des freien Atoms und des isolierten Lichtfeldes [Mes05]. Der Operator σ_z ist der Besetzungszahloperator des 2-Niveau Atoms, $a^\dagger a$ der Photonenzahloperator des Lichtfeldes, ω_A die atomare Resonanzfrequenz und ω_L die Frequenz des Lichtfeldes.

Die Eigenzustände des freien 2-Niveau Atoms sind der Grundzustand $|g\rangle$ und der angeregte Zustand $|e\rangle$ mit einer Energiedifferenz von $\hbar\omega_A$ (Abb. 3.1(a)), die des isolierten Lichtfeldes die Photonenzahlzustände $|0\rangle, |1\rangle, |2\rangle, \dots$ (Abb. 3.1(b)) mit einer Energiedifferenz von $\hbar\omega_L$.

Der Atom-Lichtfeld Wechselwirkungsoperator H_{WW} ist das Produkt des Dipoloperators des Atoms mit dem Feldoperator des Lichtfeldes und lässt sich darstellen als [Scu97]

$$H_{\text{WW}} = \hbar g (\sigma_+ a + a^\dagger \sigma_-), \quad (3.4)$$

wobei σ_+ und σ_- die Auf- und Absteigeoperatoren des 2-Niveau-Atoms und a und a^\dagger die des Lichtfeldes sind.

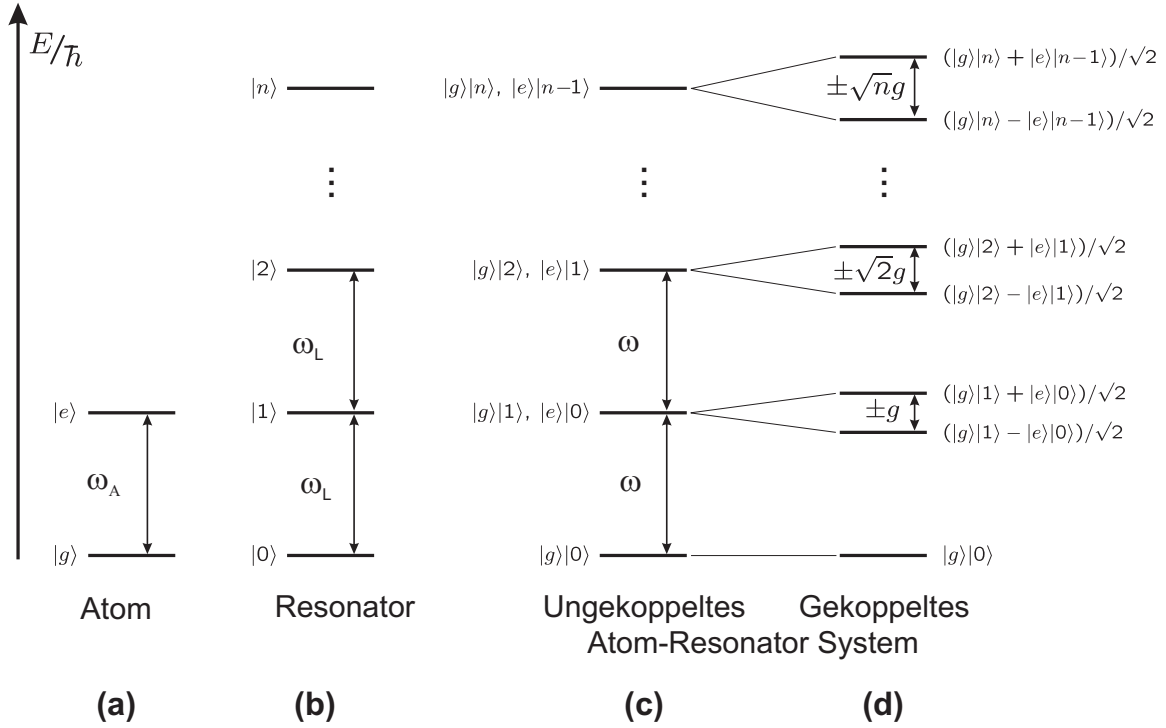


Abbildung 3.1: Energie-Eigenzustände des Atom-Resonator-Systems. (a) Grund- und angeregter Zustand des freien Atom mit Energiedifferenz $\hbar\omega_A$, (b) Photonenzahlzustände des Lichtfeldes mit Photonenergie $\hbar\omega_L$, (c) Eigenzustände des ungekoppelten Atom-Resonator-Systems bei gleichen Resonanzfrequenzen $\omega_A = \omega_L = \omega$, (d) Eigenzustände des gekoppelten Atom-Resonator-Systems

Die **Kopplungsstärke** g ist die ausschlaggebende Größe in der Kopplung eines Atoms an eine Resonatormode. Sie ist definiert als Produkt des Dipolmoments \vec{d} des Atoms mit dem elektrischen Feld \vec{E} der Resonatormode in Einheiten von \hbar :

$$g(\vec{r}) = \frac{\vec{d} \cdot \vec{E}(\vec{r})}{\hbar}. \quad (3.5)$$

Mit Hilfe von (2.17) berechnet sich die Kopplungsstärke daher zu

$$g(\vec{r}) = g_0 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2}\right) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} z\right), \quad (3.6)$$

mit (siehe (2.19))

$$g_0 = \frac{|\vec{d}| E_0}{\hbar} = \sqrt{\frac{d^2 \omega_L}{2\hbar \epsilon_0 V}}. \quad (3.7)$$

Die Kopplungsstärke hat also entlang der Resonatorachse einen sinusförmigen Verlauf, in radialer Richtung ein Gaußprofil mit Strahltaile w_0 . Die betragsmäßig maximale Kopplung g_0 wird demnach auf der Resonatorachse mit einer Periodizität von $\lambda/2$ erreicht.

Wir betrachten nun den Fall, dass das Resonatorlichtfeld mit dem atomaren Übergang resonant ist, also $\omega_A = \omega_L = \omega$. Ohne Wechselwirkung zwischen den Einzelsystemen, also für $g = 0$, sind die Eigenzustände $|g\rangle|n\rangle$ und $|e\rangle|n-1\rangle$ des Atom-Resonator-Systems in ihrer Energie entartet (Abb. 3.1(c)).

Sobald die beiden Systeme allerdings miteinander in Wechselwirkung treten können, wird diese Entartung aufgehoben und die Eigenzustände spalten in zwei Zustände unterschiedlicher Energie auf (Abb. 3.1(d)). Unter Berücksichtigung des Wechselwirkungsoperators erhält man nun als Eigenzustände

$$|\pm_n\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|e\rangle|n-1\rangle \pm |g\rangle|n\rangle), \quad (3.8)$$

mit Energieeigenwerten

$$E_{\pm,n} = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega \pm \sqrt{n}\hbar g. \quad (3.9)$$

Für die Zustände mit mindestens einer Anregung ($n \geq 1$) bedeutet dies demnach eine Normalmoden-Aufspaltung von $2\sqrt{n}\hbar g$. Die Aufspaltung des ersten angeregten Zustandes um $2\hbar g$ nennt man **Vakuum-Rabi-Aufspaltung**. Die zugehörige Frequenz $2g$ liefert die Energieaustauschrate zwischen atomarem Dipol und dem ein Photon enthaltenden Lichtfeld des Resonators.

3.1.2 Mastergleichung

Wie alle realen Systeme ist auch das Atom-Resonator-System Verlusten unterworfen (Abb. 3.2). Die überwiegenden dissipativen Prozesse sind die spontane Emission des Atoms in andere Moden als die Resonatormode und der Verlust von Photonen durch Absorption oder Transmission der Spiegel. Die spontane Emission des Atoms wird durch die **atomare Dipolzerfallsrate** γ quantifiziert, die für den D_2 -Übergang in Cäsium $2\pi \times 2,61$ MHz beträgt. Der Verlust von Photonen wird mit Hilfe der Zerfallsrate des Resonatorfeldes κ , in unserem Fall $\kappa = 2\pi \times 0,43$ MHz (Tab. 2.1), angegeben. Das gekoppelte System kann von unserem Nachweislaser, also einem externen klassischen Lasefeld, untersucht und damit angeregt werden.

Das Atom-Resonator-System kann also nicht unabhängig von der Umgebung behandelt und dementsprechend auch nicht durch das Jaynes-Cummings-Modell alleine beschrieben werden. Der Jaynes-Cummings-Hamilton-Operator muss durch den Beitrag des externen, treibenden Feldes ergänzt werden, und die Zeitentwicklung des

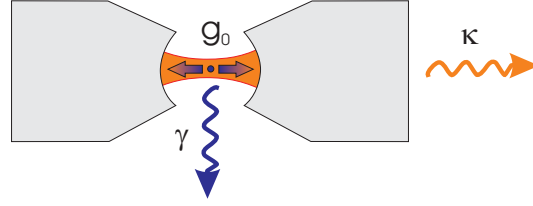


Abbildung 3.2: Parameter eines Resonator-QED-Systems: Atom-Resonator Kopplungsstärke g_0 , atomare Dipolzerfallsrate γ und Zerfallsrate des Resonatorfeldes κ

offenen Atom-Resonator-Systems kann dann durch die Mastergleichung für die Dichtematrix beschrieben werden [Car93, Scu97].

Für bestimmte Näherungen kann die Mastergleichung analytisch gelöst werden, siehe z. B. [Ros03] für den Fall, dass der Resonator mit dem atomaren Übergang resonant und das Treiberfeld schwach ist. Im Allgemeinen sucht man aber numerisch nach einer stationären Lösung. Aus der so bestimmten Dichtematrix können dann die Erwartungswerte für die Operatoren, die das System beschreiben, gefunden werden.

Eine solche numerische Analyse der Mastergleichung für unser System wurde in unserer Gruppe mit den erwarteten Parametern

$$(g_0; \kappa; \gamma) = 2\pi \times (18; 0,43; 2,6) \text{ MHz} \quad (3.10)$$

für das Atom-Resonator-System durchgeführt [Dot07]. Die maximale Kopplungsstärke g_0 wurde hierfür nach (3.7) für den stärksten atomaren Übergang von $|F = 4, m_F = \pm 4\rangle$ nach $|F' = 5, m'_F = \pm 5\rangle$ berechnet [Dot07].

Abbildung 3.3 zeigt das so ermittelte Transmissions-Spektrum des gekoppelten Atom-Resonator-Systems in Abhängigkeit von der Kopplungsstärke g und der Verstimmung eines schwachen Nachweislasers von der atomaren Frequenz $\Delta_N = \omega_N - \omega_A$. In dieser Berechnung ist das Resonatorlichtfeld resonant mit dem atomaren Übergang, also $\omega_A = \omega_L = \omega$.

Ohne Wechselwirkung zwischen Atom und Resonatorlichtfeld, also für $g = 0$, entspricht das Transmissions-Spektrum der lorentzförmigen Transmissionslinie eines leeren Resonators, dessen Linienbreite nach (2.8) durch $\Delta\omega_{\text{FWHM}} = 2\kappa$ gegeben ist. Für steigende Kopplung spaltet diese Linie in zwei Linien auf, die durch einen Abstand von $2g$ voneinander getrennt sind, wie es auch das Jaynes-Cummings-Modell vorhersagt (3.9).

Die Breite dieser Linien ist durch die Summe aller Dissipationsraten des Systems bestimmt: $\Delta\omega_{\text{FWHM}} = 2(\kappa + \gamma)$. Ist also die Kopplung des Atom-Resonator-Systems klein gegenüber den Verlusten der Einzelsysteme, $g \ll (\kappa, \gamma)$, überlagern sich die aufgespaltenen Linien, und man kann die Vakuum-Rabi-Aufspaltung nicht beobachten. Man spricht hier vom **Bereich schwacher Kopplung**, in dem die Energie des Systems schneller verloren geht, als sie zwischen Atom und Lichtfeld ausgetauscht

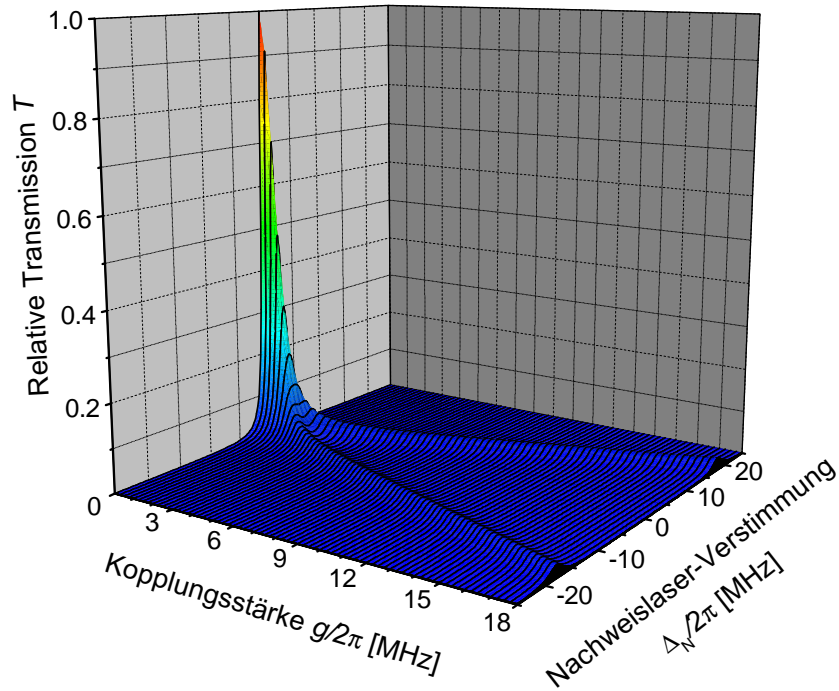


Abbildung 3.3: Numerisch berechnete Vakuum-Rabi-Aufspaltung für ein System mit $(\kappa, \gamma) = 2\pi \times (0,43, 2,6)$ MHz. Gezeigt ist die Transmission eines schwachen externen Nachweislasers, der den Resonator bei einer Verstimmung von null mit im Mittel 10^{-3} Photonen füllt. Nachweislaser-Verstimmung gegenüber der atomaren Resonanz: $\Delta_N = \omega_N - \omega_A$

werden kann.

Im **Bereich starker Kopplung** hingegen, wenn $g \gg (\kappa, \gamma)$, können die Teilsysteme miteinander wechselwirken, bevor Energie durch dissipative Prozesse verloren geht, und eine Aufspaltung der Transmissionslinie kann beobachtet werden.

Als Maß für diese relative Stärke der Kopplung eines Atoms an die Resonatormode dient der **Kooperativitätsparameter**:

$$C = \frac{g^2}{2\kappa\gamma}. \quad (3.11)$$

Der Bereich starker Kopplung wird dementsprechend für $C \gg 1$ erreicht.

Die starke Abnahme der maximalen Höhe der Transmissionslinien im Bereich starker Kopplung T_{Rabi} gegenüber der Höhe des Lorentzprofils T_{Lorentz} kann unter anderem dadurch erklärt werden, dass das Atom im gekoppelten Atom-Resonator-System Photonen in andere Moden als die Resonatormode streut und damit die Transmission verringert. Sie kann beschrieben werden durch:

$$\frac{T_{\text{Rabi}}}{T_{\text{Lorentz}}} = \left(\frac{\kappa}{\kappa + \gamma} \right)^2, \quad (3.12)$$

hängt also nicht von der Kopplungsstärke g ab und beträgt in unserem Fall 2%. Es ist zu beachten, dass das in Abbildung 3.3 gezeigte Ergebnis für den Fall des stärksten Dipolübergangs des Atoms berechnet wurde. Eine Kopplungsstärke g_0 von $2\pi \times 18$ MHz ist nur dann eine realistische Größe, wenn das Atom im Zustand $|F = 4, m_F = \pm 4\rangle$ in den Resonator transportiert wird und dort an ein zirkular polarisiertes Lichtfeld koppelt, das eine Anregung in den Zustand $|F' = 5, m'_F = \pm 5\rangle$ erlaubt.

Da wir in den hier präsentierten Messungen weder das Atom optisch in einen bestimmten Zeeman-Zustand pumpen, noch durch ein äußeres Magnetfeld eine Quantisierungsachse festlegen, die die möglichen Übergänge auf σ^+ - und σ^- -Übergänge beschränkt, kann sich das Atom in allen Zeeman-Unterkomponenten des $F = 4$ -Niveaus befinden und über alle möglichen σ^+ -, σ^- - und π -Übergänge an das Lichtfeld koppeln. Die erwartete Kopplungsstärke hängt dann von der Besetzung der m_F -Niveaus sowie der relativen Verstimmung der einzelnen Übergänge zum Resonatorfeld ab und wird zwischen $2\pi \times 18$ MHz und der Kopplungsstärke für den schwächsten Übergang von $|F = 4, m_F = \pm 4\rangle$ nach $|F' = 5, m'_F = \pm 3\rangle$ von $2\pi \times 2,7$ MHz liegen.

3.2 Experimenteller Ablauf

Um ein einzelnes Atom deterministisch an die Resonatormode zu koppeln und diese Kopplung zu messen, verwenden wir die folgende experimentelle Sequenz:

1. Mit Hilfe unseres Atomzahl-gesteuerten Umladeprozesses [Foe06] laden wir genau ein Atom in die Dipolfalle.
2. Die genaue Position des Atoms in der Dipolfalle bestimmen wir mittels eines CCD-Kamerabildes, berechnen daraus seinen Abstand zur Mitte der Resonatormode und transportieren das Atom dorthin [Dot05]. Die Position der Resonatormode ist aus einer vorbereitenden Messung bekannt, die auf der Wechselwirkung zwischen Atomen und dem Nachweis- bzw. Stabilisierungslaser basiert [Dot07].

3. Der Nachweislaser wird eingeschaltet, kurz bevor wir das Atom in den Resonator transportieren. Seine Transmission beobachten wir mit Hilfe eines Einzelphotonen-Detektors (SPCM). Wir verwenden typischerweise Nachweislaserleistungen, die eine SPCM-Zählrate von ca. 30 Photonen/ms zur Folge haben. Dies entspricht einer Leistung von $P_{\text{Res}} = 240 \text{ nW}$ und einer mittleren Photonenzahl von $N_{\text{Res}} = 0,27$ im Resonator [Dot07].
Gleichzeitig wird ein zusätzlicher Rückpumpelaserstrahl entlang der Dipolfallenachse eingeschaltet, der verhindert, dass die Atome in den $F = 3$ Zustand gepumpt werden, der bezüglich des Resonatorfeldes ein Dunkelzustand ist.
4. Nach einer festgelegten Beobachtungszeit von typischerweise einigen Sekunden wird das Förderband auf seine ursprüngliche Position zurück geschoben. Sofern das Atom noch in der Dipolfalle gespeichert ist, laden wir es zurück in die MOT, wo wir es durch seine Fluoreszenz nachweisen können.

Wir nutzen also drei verschiedene Methoden, um Informationen über das Atom und seine Wechselwirkung mit dem Resonatorfeld zu gewinnen:

- Das CCD-Kamera-Bild gibt uns Aufschluss über die Position des Atoms.
- Aus der Höhe der Transmission des Nachweislasers können wir Informationen über die Stärke der Kopplung des Atoms gewinnen.
- Die Fluoreszenz des Atoms in der MOT gibt an, ob das Atom die Sequenz überlebt hat.

3.3 Ein einzelnes Atom im Resonator

Da die Kopplung eines einzelnen Atoms an die Resonatormode stark ortsabhängig ist (siehe (3.7)), kann man Informationen über die Dynamik des Atoms aus der Variation der Atom-Resonator-Kopplung entnehmen. Dabei ist eine konstante Kopplung gleichbedeutend mit einem sehr genau lokalisierten Atom.

Besonders interessant ist der Einfluss des Stabilisierungslasers auf die Bewegung des Atoms. Um diesen zu untersuchen haben wir die Transmission des Nachweislasers, dessen Frequenz um ca. 18 MHz gegenüber der Resonanz des freien Atoms verstimmt ist, für verschiedene Stabilisierungslaser-Leistungen gemessen.

Der Stabilisierungslaser ist resonant mit einer Mode des Resonators und bildet daher eine stehende Welle zwischen den Resonatorspiegeln aus. Seine Wellenlänge von $\lambda_{\text{Stab}} = 836 \text{ nm}$ ist blauverstimmt gegenüber der D_2 -Linie des Cäsium-Atoms, so dass das Atom aus Bereichen hoher Intensität verdrängt wird. Die Bäuche dieses Stehwellen-Potentials wirken also als Potentialwände, die das Atom in seiner Bewegung entlang der Resonatorachse einschränken. Das Dipolpotential, das aus Stabilisierungslaser und Dipolfallenlaser gemeinsam geformt wird, ist in Abbildung 3.4

gezeigt.

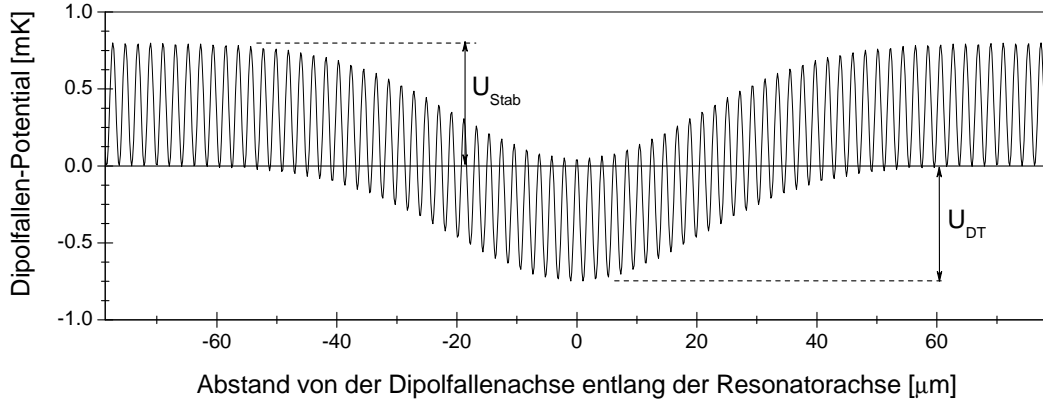


Abbildung 3.4: Dipolpotential entlang der Resonatorachse als Kombination aus Dipolfallen- und Stabilisierungslaser-Potential. Um die einzelnen Potentialwände sichtbar zu machen, wurde die Wellenlänge des Stabilisierungslasers mit einem Faktor 5 multipliziert.

Der gaußförmige Potentialverlauf der Dipolfalle in radialer Richtung mit einer Breite von $w_{\text{DT,Res}} = 41 \mu\text{m}$ und einer Tiefe im Resonator von $U_{\text{DT}}/k_{\text{B}} \approx 0,75\text{mK}$ (Abschnitt 1.2.4) bildet eine Einhüllende für das repulsive Stehwellen-Potential des Stabilisierungslasers, dessen hier gezeigte Potentialwände mit einer Höhe von $U_{\text{Stab}}/k_{\text{B}} = 0,8\text{mK}$ aus einer in den Resonator eingekoppelten Leistung von $1,4 \mu\text{W}$ resultieren. Eine Variation der eingekoppelten Leistung des Stabilisierungslasers hat eine proportionale Änderung der Höhe der Potentialwände zur Folge. Ausschlaggebend ist dabei, ob das Dipolpotential U_{Stab} kleiner, größer oder ungefähr genauso groß wie die kinetische Energie des Atoms E_{Atom} ist. Für diese verschiedenen Fälle lassen sich unterschiedliche Effekte beobachten.

3.3.1 $U_{\text{Stab}} < E_{\text{Atom}}$: Oszillationen in der Dipolfalle

Das Transmissionssignal des Nachweislasers während der gezielten Platzierung eines Atoms im Resonator ist in Abbildung 3.5 zu sehen. Auf der linken Seite ist eine typische Einzelmessung gezeigt, auf der rechten Seite das Mittel über 20 Messungen. Wir haben eine Stabilisierungslaserleistung von $0,28 \mu\text{W}$ in den Resonator eingekoppelt, so dass wir Potentialwände mit einer Höhe von $U_{\text{Stab}}/k_{\text{B}} = 160 \mu\text{K}$ erwarten. Der Nachweislaser wird nach 20 ms Beobachtungszeit eingeschaltet und die Transmission

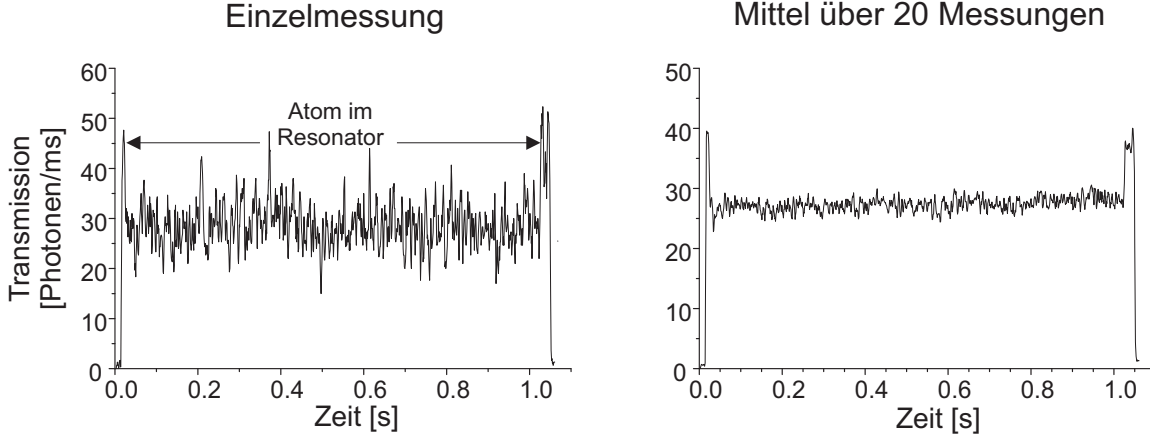


Abbildung 3.5: Transmissionssignal für ein einzelnes Atom im Resonator bei einer eingekoppelten Stabilisierungslaserleistung von $0,28 \mu\text{W}$, d. h. $U_{\text{Stab}}/k_{\text{B}} = 160 \mu\text{K}$. Links: typische Einzelmessung, rechts: Mittel über 20 Messungen.

steigt auf ihren Maximalwert an. Nach weiteren 10 ms kommt das Atom im Resonator an, und die Transmission fällt auf einen konstanten Wert ab, bis das Atom nach einer Sekunde Beobachtungszeit aus dem Resonator heraus transportiert wird. Die Mittelung über mehrere Messungen zeigt, dass die Transmission für jede Einzelmessung auf einen ungefähr gleichen Wert von ca. 70% abfällt.

Selbst wenn wir den schwächsten Dipolübergang von $|F = 4, m_{\text{F}} = \pm 4\rangle$ nach $|F' = 5, m'_{\text{F}} = \pm 3\rangle$ annehmen, erwarten wir eine Kopplungsstärke von $g_0 = 2\pi \times 2,7 \text{ MHz}$, für die die Transmission auf einen Wert nahe null abfallen sollte (Abschnitt 3.1.2). Dass wir dennoch eine deutlich größere Transmission beobachten, zeigt, dass die kinetische Energie des Atoms E_{Atom} größer ist als U_{Stab} , und sich das Atom somit ungehindert im Potentialtopf der Dipolfalle bewegen kann. Entlang der Resonatorachse oszilliert das Atom mit einer Frequenz von $\Omega_{\text{rad,DT}} = 2\pi \times 1,7 \text{ kHz}$ (Abschnitt 1.2.4). Der Radius dieser Oszillation ist in harmonischer Näherung gegeben durch [Alt04]

$$w_{\text{rad}} = \sqrt{\frac{E_{\text{Atom}}}{\Omega_{\text{rad,DT}}^2}}, \quad (3.13)$$

mit der Masse m des Atoms. Nimmt man als untere Grenze für die Energie des Atoms $E_{\text{Atom}}/k_{\text{B}} \geq 160 \mu\text{K}$ (Höhe der Potentialwände) an, ergibt sich daraus ein Oszillationsradius von $w_{\text{rad}} \geq 9,4 \mu\text{m}$. Die Schwingungsamplitude des Atoms ist somit deutlich größer als die Periodizität $\lambda/2 = 426 \text{ nm}$ des Resonatorfeldes und damit der betragsmäßigen Kopplungsstärke $|g|$, so dass die Kopplung des Atoms innerhalb einer Oszillation alle Stärken von null bis g_0 durchläuft. Da die Bandbreite unseres Detektors kleiner als die Oszillationsfrequenz des Atoms ist, messen wir eine gemittelte

Transmission über alle möglichen Transmissionen während einer Schwingungsperiode, die damit deutlich größer als null ist. Die im Vergleich zur Dopplertemperatur ($T_D = 125 \mu\text{K}$) erhöhte Energie der Atome kann z. B. durch den Transport verursacht sein.

3.3.2 $U_{\text{Stab}} \approx E_{\text{Atom}}$: Sprünge entlang der Resonatorachse

Das Transmissionssignal des Resonators für das in Abbildung 3.4 gezeigte Dipolpotential mit Potentialwänden der Höhe $U_{\text{Stab}}/k_B = 0,8 \text{ mK}$ ist in Abbildung 3.6 zu sehen. Der linke Teil der Abbildung zeigt wieder eine typische Einzelmessung, der rechte Teil das Mittel über 20 Messungen.

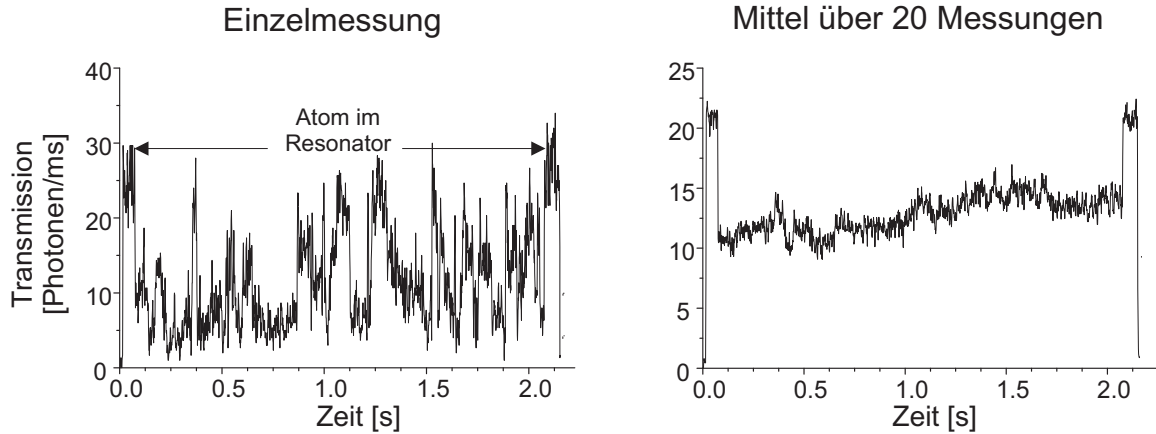


Abbildung 3.6: Transmissionssignal für ein einzelnes Atom im Resonator bei einer Stabilisierungslaserleistung von $1,4 \mu\text{W}$, d.h. $U_{\text{Stab}}/k_B = 0,8 \text{ mK}$. Links: typisches Einzelmessung, rechts: Mittel über 20 Messungen.

Die starken Sprünge der Transmission lassen auf Variationen der Kopplungsstärke auf einer Zeitskala schließen, die das SPCM auflösen kann. Wegen der Ortsabhängigkeit der Kopplung bedeutet dies, dass sich das Atom für längere Zeit im Bereiche einer bestimmten Kopplung aufhält, bevor es an eine andere Position mit einer anderen Kopplungsstärke springt.

Das Atom kann also nicht mehr ungehindert im Potentialtopf der Dipolfalle oszillieren, sondern wird von den Potentialwänden des Stabilisierungslasers in seiner Bewegung eingeschränkt. Da das Resonatorfeld und der Stabilisierungslaser unterschiedliche Wellenlängen haben, können die Knoten der Stabilisierungslaser-Stehwelle, in denen sich das Atom aufhalten kann, sowohl mit Bereichen starker Kopplung als auch mit Bereichen schwacher Kopplung zusammenfallen, wie in Abbildung 3.7 schematisch dargestellt ist.

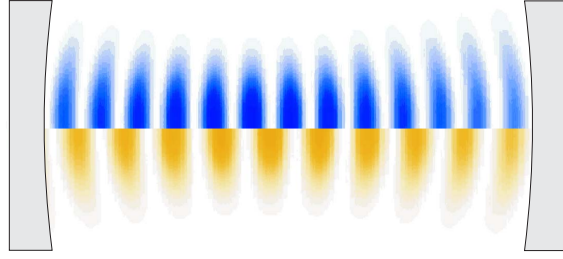


Abbildung 3.7: schematische Darstellung der Überlagerung von Resonatorfeld (unten, *hell*) und Stabilisierungslaser-Stehwelle (oben, *dunkel*)

Der Abstand zwischen Regionen, in denen ein Knoten des Stehwellen-Potentials mit einem Bauch des Resonatorfeldes zusammenfällt, ist

$$d = \frac{\lambda_{\text{Nachweis}} \lambda_{\text{Stab}}}{2(\lambda_{\text{Nachweis}} - \lambda_{\text{Stab}})} = 22,3 \mu\text{m}. \quad (3.14)$$

Die Sprünge des Atoms entlang der Resonatorachse deuten darauf hin, dass das Atom keine zeitlich konstante Energie hat, sondern einer Kombination aus Heiz- und Kühleffekten ausgesetzt ist. Dies verändert seine Energie so, dass es nur zeitweilig zwischen den Potentialwänden des Stabilisierungslasers gefangen ist. Diese Energieänderungen des Atoms werde ich im Folgenden genauer untersuchen.

Die durchschnittliche Transmission, wie sie auf der rechten Seite von Abbildung 3.6 gezeigt ist, ist im Vergleich zur Einzelmessung annähernd flach und steigt nur zu größeren Zeiten hin leicht an. Dies bedeutet, dass die Sprünge des Atoms in Bereiche unterschiedlich starker Kopplung zufällig sind und sich so fast herausmitteln. Für diese Messung war die Überlebenswahrscheinlichkeit des Atoms ca. 65 %, so dass sich der Anstieg der Transmission durch Atomverluste erklären lässt. Da die Tiefe der Dipolfallen-Potentialtöpfe vergleichbar mit der Höhe der Stabilisierungslaser-Potentialwände ist, bedeutet ein Herausheizen des Atoms zwischen den Potentialwänden des Stabilisierungslasers auch, dass das Dipolfallenpotential überwunden werden kann, und es kommt zu Atomverlusten.

3.3.3 $U_{\text{Stab}} > E_{\text{Atom}}$: Einschränkung der Bewegung entlang der Resonatorachse

Bevor das Atom die Resonatormode erreicht, kann es ungehindert im Dipolfallenpotential oszillieren. Dies bedeutet, dass die anfängliche Position des Atoms im Resonator zufällig über einen Bereich von $2w_{\text{rad}} = 18,8 \mu\text{m}$ verteilt ist. Schränken wir also die Bewegung des Atoms entlang der Resonatorachse auf $\lambda_{\text{Stab}}/2 = 418 \text{ nm}$ ein, wird die Kopplungsstärke von Messung zu Messung variieren.

Abbildung 3.8 zeigt das Transmissionssignal des Resonators für Stabilisierungslaser-Potentialwände der Höhe $U_{\text{Stab}}/k_{\text{B}} = 1,6 \text{ mK}$. Im linken Teil der Abbildung ist eine Einzelmessung zu sehen, im rechten Teil das Mittel über 20 Messungen.

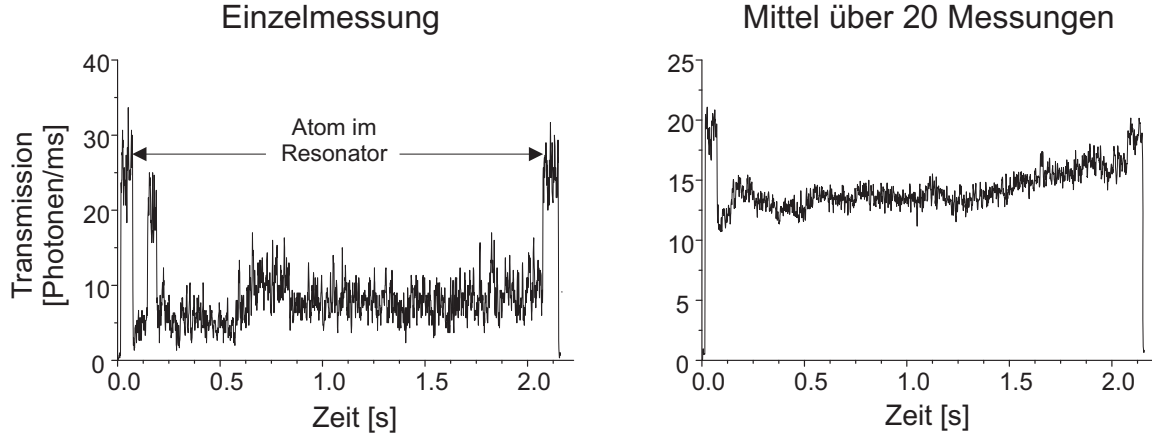


Abbildung 3.8: Transmissionssignal für ein einzelnes Atom im Resonator bei einer Stabilisierungslaserleistung von $2,8 \mu\text{W}$, d.h. $U_{\text{Stab}}/k_{\text{B}} = 1,6 \text{ mK}$. Links: typisches Einzelmessung, rechts: Mittel über 20 Messungen.

Man beobachtet wieder Sprünge der Transmission, die aber deutlich seltener auftreten als zuvor. Die Vergrößerung der Höhe der Potentialwände resultiert also wie erwartet in einer besseren Einschränkung der Bewegung des Atoms entlang der Resonatorachse. Da das Atom seltener springt, kann es sich länger in Bereichen schwacher Kopplung befinden, was eine höhere gemittelte Transmission als im Fall häufigerer Sprünge zur Folge hat (Abb. 3.8, rechts). Außerdem haben wir eine Überlebenswahrscheinlichkeit des Atom von nur 30 % gemessen, so dass auch Atomverluste zur Erhöhung der gemittelten Transmission beitragen. Dieser starke Verlust von Atomen zeigt sich auch im steileren Anstieg der Transmission zu größeren Zeiten hin und lässt sich anhand von Abbildung 3.9 erklären. Da die Potentialwände der Stabilisierungslaser-Stehwelle deutlich höher sind als das Dipolfallenpotential tief ist, wirkt sich die Dipolfalle entlang der Resonatorachse nur noch als geringe Variation des Stabilisierungslaser-Potentials aus. Verlässt das Atom also die Beschränkung durch die Potentialwände, wird es mit großer Wahrscheinlichkeit auch nicht mehr von der Dipolfalle eingefangen.

3.3.4 Energieänderungen des Atoms

Die hier präsentierten Messungen haben gezeigt, dass sich das Atom durch Änderung seiner Energie trotz der Einschränkung durch die Stabilisierungslaser-Stehwelle entlang der Resonatorachse bewegen kann. Eine solche Bewegung verhindert, dass das

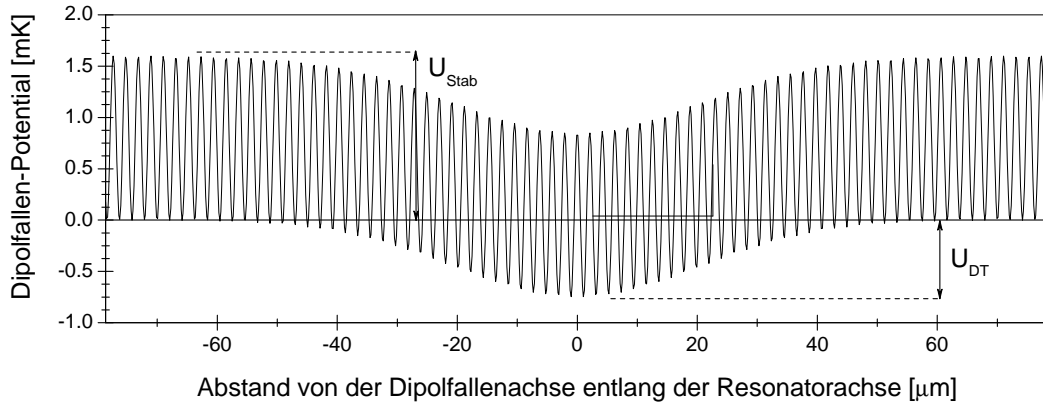


Abbildung 3.9: Dipolpotential entlang der Resonatorachse als Kombination aus Dipolfallen- und Stabilisierungslaser-Potential mit $U_{\text{Stab}}/k_B = 1,6$ mK. Um die einzelnen Potentialwände sichtbar zu machen, wurde die Wellenlänge des Stabilisierungslasers mit einem Faktor 5 multipliziert.

Atom mit einer konstanten Stärke an das Resonatorlichtfeld koppelt. Das Verständnis der Ursachen dieser Energieänderungen ist daher ein wichtiger Schritt auf dem Weg zu einer konstanten Kopplungsstärke.

Befindet sich das Atom im Resonatorlichtfeld, ist es dem Einfluss dreier Laserfelder ausgesetzt, die seine Energie durch Heiz- oder Kühleffekte beeinflussen können:

- Die stark rotverstimmte Dipolfalle heizt das Atom hauptsächlich durch das Phasenrauschen des Doppel-Frequenz-Generators, der den Transport steuert (Abschnitt 1.2.6, [Alt04]). Bei ausgeschalteten Stabilisierungs- und Nachweislasern konnten wir die Lebensdauer eines Atoms, das von der Dipolfalle im Resonator gehalten wird, zu ca. 10 s bestimmen [Dot07]. Die Heizung des Atoms durch die Dipolfalle ist also auf der Zeitskala von einigen Sekunden, auf der wir die Transmission des Nachweislasers beobachten, vernachlässigbar.
- Wie in den vorangehenden Kapiteln gezeigt, können wir das Atom unter dem Einfluss von Stabilisierungs- und Nachweislaser für über zwei Sekunden beobachten, ohne dass es verloren geht. Schalten wir jedoch den Nachweislaser für 10 ms aus, während sich das Atom im Resonator befindet, geht es direkt verloren. Dies deutet auf starke Heizung des Atoms durch den Stabilisierungslaser hin, der der Nachweislaser mit Kühlung entgegenwirkt.
- Da wir deutliche Hinweise auf eine starke Heizung der Atome durch den Sta-

bilisierungslaser haben, werde ich den Einfluss des Stabilisierungslasers auf die kinetische Energie der Atome in Kapitel 4 näher untersuchen.

Kapitel 4

Heizung der Atome durch den Stabilisierungslaser

Um eine kontrollierte Wechselwirkung zwischen einem einzelnen Atom und dem Resonatorlichtfeld zu erzielen, muss die Stärke der Kopplung konstant sein. Aufgrund der besonders starken Positionsabhängigkeit der Kopplung entlang der Resonatorachse verlangt dies, zusätzlich zur Speicherung in den Potentialtöpfen der Dipolfalle, eine genaue Kontrolle der Position des Atoms entlang dieser Achse. Wie bereits in Kapitel 3 erläutert, schränkt die blauverstimmte Stabilisierungslaser-Stehwelle die Bewegung des Atoms ein. Allerdings hat sich in den präsentierten Messungen herausgestellt, dass eine Kombination aus Heiz- und Kühleffekten im Resonator dazu führt, dass das Atom diese Potentialwände überspringen kann. Als vorwiegende Quelle der Heizung konnte der Stabilisierungslaser identifiziert werden. Ich habe daher den Einfluss des Stabilisierungslasers auf die kinetische Energie der Atome näher untersucht. Zunächst habe ich die Lebensdauer der Atome im Stabilisierungslaserfeld bestimmt und diese dann mit den erwarteten Lebensdauern für mögliche Heizeffekte verglichen. Neben der Rückstoßheizung durch Streuung von Stabilisierungslaserphotonen ist das Atom parametrischer Heizung durch Fluktuationen der Intensität der Stabilisierungslaser-Stehwelle ausgesetzt. Um diesen Effekt zu quantifizieren und seine Ursache zu bestimmen, habe ich eine ausführliche Charakterisierung des Stabilisierungsaufbaus für den QED-Resonator (Abschnitt 2.2.2) durchgeführt.

4.1 Lebensdauer mit Stabilisierungslaser

Um die Lebensdauer eines Atoms im Lichtfeld des Stabilisierungslasers zu bestimmen, haben wir im Mittel ein Atom in den Resonator transportiert, während der Stabilisierungslaser und die Regelung der Länge des QED-Resonators eingeschaltet, aber der Nachweislaser ausgeschaltet war. Nach einer variablen Wartezeit haben wir das

Atom zurück in die MOT transportiert und transferiert, wo wir es nachweisen konnten, sofern es nicht durch den Einfluss des Stabilisierungslasers verloren gegangen war. Dieser Vorgang wurde 30 mal wiederholt. Das Ergebnis für eine in den Resonator eingekoppelte Stabilisierungslaserleistung von ca. $1,4 \mu\text{W}$ ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Als Vergleichswert ist die Überlebenswahrscheinlichkeit der Atome bei ausgeschaltetem Stabilisierungslaser eingezeichnet. Die Lebensdauer beträgt ungefähr 13 ms, was gut mit dem Wert in Abschnitt 3.3.4 übereinstimmt.

Zu beachten ist hier allerdings, dass die aus dieser Messung ermittelte Lebensdauer stark von den Einstellungen der QED-Resonator-Stabilisierung abhängt, was darauf hindeutet, dass die Heizung der Atome im Zusammenhang mit der Stabilität des Resonators steht, wie wir auch im Folgenden sehen werden.

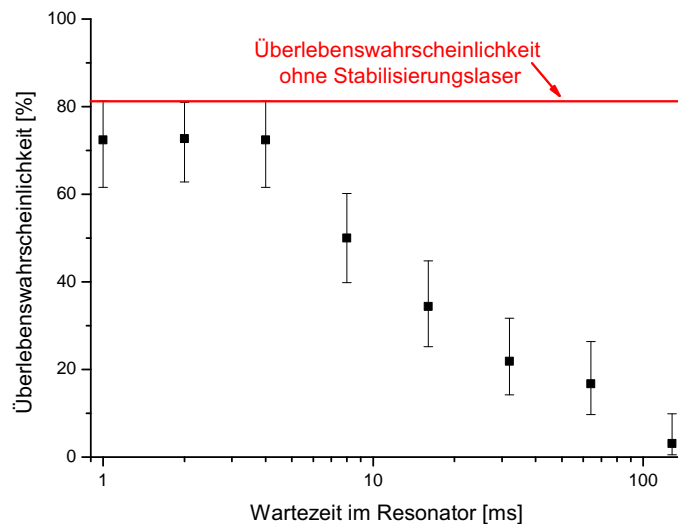


Abbildung 4.1: Lebensdauer eines Atoms im Feld des Stabilisierungslasers bei ca. $1,4 \mu\text{W}$ eingekoppelter Leistung. Die Überlebenswahrscheinlichkeit des Atoms bei ausgeschaltetem Stabilisierungslaser liegt bei ca. 81 %.

4.2 Rückstoßheizung durch den Stabilisierungslaser

Der naheliegendste Ursprung von Heizung bei der Wechselwirkung von Atomen mit Laserfeldern ist die Rückstoßheizung. Befindet sich das Atom im Feld des Stabilisierungslasers, kann es mit einer Streurrate R_S , die umgekehrt proportional zur Verstär-

zung zwischen Laser- und atomarer Resonanzfrequenz ist (siehe (1.3)), Photonen streuen. Jedes Photon überträgt eine Rückstoßenergie von

$$E_R = \frac{(\hbar k)^2}{2m} \quad (4.1)$$

auf das Atom, sowohl wenn es absorbiert als auch wenn es wieder emittiert wird (k ist hierbei die Wellenzahl des Stabilisierungslaserphotons, m die Masse des Cäsium-Atoms). Die Energie eines Atoms erhöht sich demnach um [Gri00]

$$\langle \dot{E} \rangle = 2R_S E_R. \quad (4.2)$$

Für eine in den Resonator eingekoppelte Stabilisierungslaserleistung von $1 \mu\text{W}$ ist die Streurrate eines Atoms, das sich im Potentialmaximum befindet, 24 Photonen/s. Mit einer Rückstoßenergie von $E_R/k_B = 103 \text{ nK}$ ergibt das eine Heizrate von ca. $5 \mu\text{K/s}$. Für eine Dipolfalltiefe von 1 mK bedeutet das, abhängig von der genauen Anfangstemperatur des Atoms, eine Lebensdauer im Bereich von Minuten und kann damit die starke Heizung der Atome nicht erklären.

4.3 Charakterisierung der Resonatorstabilisierung

Trotz der aktiven Stabilisierung, wie sie in Abschnitt 2.2.2 erläutert ist, wird die Resonatorlänge immer mit einer gewissen Amplitude schwanken. Ein Maß für diese Fluktuationen ist die quadratisch gemittelte Abweichung vom Mittelwert, die auch rms-Rauschen (*engl.: root mean square*) genannt wird.

Entscheidend für eine gute Stabilisierung ist ein stabiler Laser zur Erzeugung des Fehlersignals. Da bei 836 nm kein atomarer Frequenzstandard verfügbar ist, verwenden wir einen Transfer-Resonator, um die Stabilität des Kühllasers, der auf den D_2 -Übergang von Cäsium stabilisiert ist, auf den Stabilisierungslaser zu übertragen. Alle übrigen Glieder dieser Stabilisierungskette werden mit der Pound-Drever-Hall-Methode (PDH) stabilisiert (Abschnitt 2.2.2). Der Aufbau ist schematisch in Abbildung 4.2 dargestellt, die einzelnen Stabilisierungsschritte werden im Folgenden erklärt:

- **Nachweislaser \rightarrow Transfer-Resonator**

Ein Teil des Kühllaserlichts wird als Nachweislaserlicht über eine Faserstrecke auf den Tisch für die Resonatorstabilisierung gelenkt. Die Frequenz des Nachweislaserlichts kann mit zwei akustooptischen Modulatoren, AOM 1 und AOM 3, gegenüber der Frequenz des Kühllaserlichts verstimmt werden (siehe auch Abb. 2.10).

Der Teil des Nachweislasers, der zur Stabilisierung des Transfer-Resonators

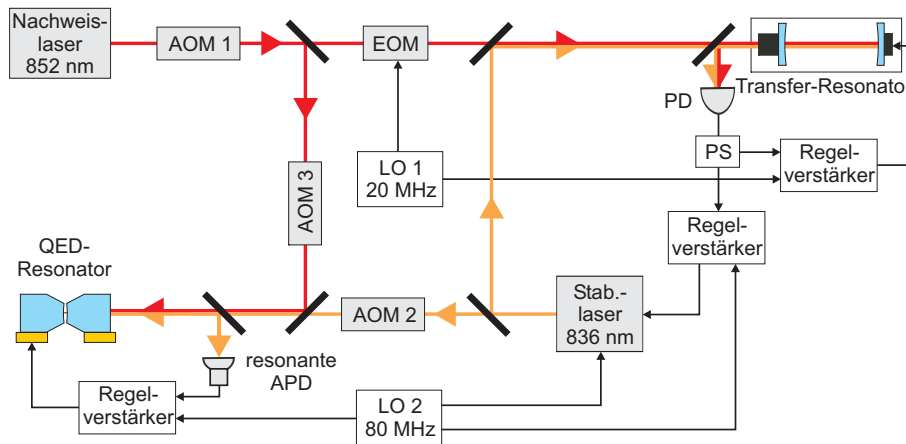


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der Stabilisierungskette. AOM: akustooptischer Modulator, EOM: elektrooptischer Modulator, PD: Photodiode, APD: Lawinen-Photodiode, LO: Lokaloszillator, PS: RF-Leistungsteiler. Alle AOMs sind in Doppelpass-Konfiguration aufgebaut.

verwendet wird, wird für das PDH-Verfahren mit einem elektrooptischen Modulator (EOM) bei 20 MHz moduliert. Die Reflexion des Nachweislasers vom Transfer-Resonators wird über eine schnelle Photodiode und einen Regelverstärker in ein Regelsignal umgewandelt, das die Resonator-Piezoaktuatoren steuert.

- **Transfer-Resonator** → **Stabilisierungslaser**

Der Stabilisierungslaser ist ein Diodenlaser in Littrow-Konfiguration und wird durch Modulation des Laserstroms bei 80 MHz frequenzmoduliert. Seine Reflexion vom Transfer-Resonator wird von der selben Photodiode nachgewiesen wie die Reflexion des Nachweislasers. Das durch Demodulation und Verstärkung gewonnene Regelsignal wird zur Steuerung sowohl des Lasergitters als auch des Laserstroms verwendet.

- **Stabilisierungslaser** → **QED-Resonator**

Die Stabilisierung des QED-Resonators erfolgt ebenfalls über die 80 MHz-Modulation des Diodenstroms. Um die Reflexion des schwachen Stabilisierungslaserstrahls ($\approx 1 \mu W$) nachzuweisen, verwenden wir eine APD mit resonantem Verstärker [Alt04]. Das so erzeugte Fehlersignal wird genutzt, um die Scherpiezos des Resonators zu steuern.

Die Stabilisierungslaserfrequenz kann mit einem akustooptischen Modulator in Doppelpass-Konfiguration, AOM2, über einen Bereich von ± 200 MHz gesteuert werden. In Kombination mit dem Transfer-Resonator, dessen freier Spektralbereich ca. 122 MHz beträgt, kann damit die Länge des QED-Resonators so angepasst werden, dass der Nachweislaser resonant mit dem Resonator ist.

Für Details zum Aufbau der Stabilisierungskette siehe [Mir02], [Ros03].

Um die Auswirkungen der Schwankungen der QED-Resonatorlänge im stabilisierten Zustand abschätzen zu können, bestimmen wir sowohl das spektral aufgelöste rms-Rauschen der Resonanzfrequenz $\delta\nu(\nu)$ als auch das gesamte rms-Rauschen $\delta\nu_{\text{ges}}$, das sich aus den spektralen Komponenten $\delta\nu(\nu)$ zusammensetzt. Um mögliche Ursachen dieser Fluktuationen zu finden, ist es sinnvoll, die Stabilität der vorangehenden Stabilisierungsstufen ebenfalls zu untersuchen.

4.3.1 Messmethode

Wie schon in Abschnitt 2.2.2 erläutert, ist das Fehlersignal für kleine Abweichungen von der Resonanz proportional zu dieser Abweichung. Misst man also das Fehlersignal, kann man daraus auf die Größe der Abweichung von der Resonanzfrequenz schließen.

Zur Charakterisierung der einzelnen Stabilisierungsstufen messen wir jeweils die folgenden Signale:

1. das Fehlersignal im stabilisierten Zustand,
2. das Fehlersignal im unstabilierten Zustand, indem wir das Fehlersignal manuell auf seiner linearen Flanke halten, sofern dies möglich ist,
3. das Schrotrauschen des Lasers, indem wir das Fehlersignal weit weg vom dispersiven Verlauf beobachten,
4. das Rauschen der Elektronik bei abgedeckter Photodiode.

Man kann das Fehlersignal mit einem Oszilloskop oder spektral aufgelöst mit einem Spektrum-Analysator aufnehmen.

Oszilloskop

Betrachtet man das Fehlersignal mit einem Oszilloskop, so erhält man eine verbreiterte Linie wie exemplarisch in Abb. 4.3 dargestellt. Die Breite dieser Linie liefert das rms-Rauschen des Signals im Frequenzbereich bis 200 MHz (Bandbreite des Oszilloskops), das im Beispiel ungefähr 5 mV beträgt. Desweiteren kann man auffällige Schwingungen der Laser- oder Resonanzfrequenz, wie die bei ca. 9 kHz in der Abbildung, erkennen. Detaillierte spektrale Informationen bleiben aber verborgen.

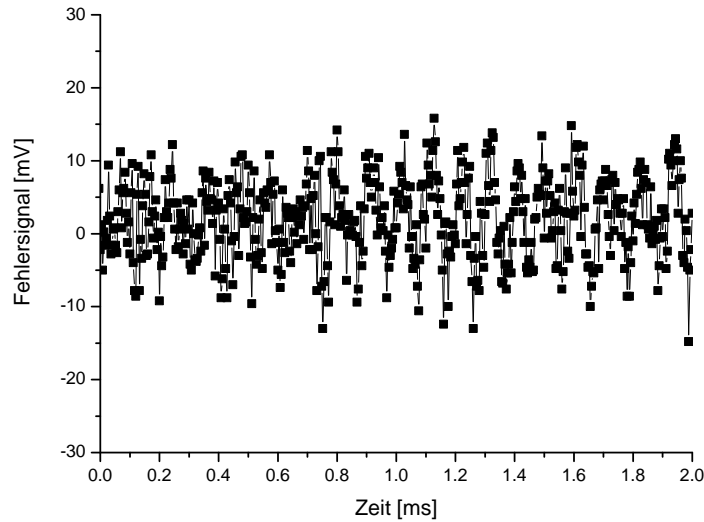


Abbildung 4.3: Schwankungen des Fehlersignals zwischen Stabilisierungslaser und QED-Resonator (exemplarisch)

Spektrum-Analysator

Um genaue Informationen darüber zu erlangen, bei welchen Frequenzen ein stabiliertes Laser bzw. Resonator schwingt, messen wir das Spektrum des Fehlersignals im Rauschmessungsmodus eines Spektrum-Analysators (HP 3589A). In diesem Modus misst der Spektrum-Analysator die Leistung an einem $50\ \Omega$ -Widerstand, an dem die Fehlersignalspannung anliegt. Dieses Signal wird mit dem Signal eines Lokaloszillators gemischt, um die Komponenten des Signals bei der Frequenz dieses Lokaloszillators auszufiltern. Die Zeit, während der Spektrum-Analysator das Rauschen bei einer bestimmten Frequenz misst, muss groß genug sein, um ausreichend viele Perioden der Schwingung zu registrieren; sie wird durch die Bandbreite der Auflösung (RBW, engl.: **R**esolution **B**and **W**idth) bestimmt. Da die Bandbreite für kleine Frequenzen klein sein muss, für größere Frequenzen aber größer gewählt wird, da längere Messzeiten keine zusätzlichen Informationen liefern, muss die gemessene Rauschamplitude durch die Bandbreite dividiert und damit normiert werden. Letztlich gibt also der Spektrum-Analysator das spektral aufgelöste rms-Rauschen in dBm/Hz aus, das man dann über

$$P_{\text{dBm}} = 10 \cdot \log \frac{P_{\text{W}}}{1\text{mW}} \quad (4.3)$$

in W/Hz umrechnen kann. Aus der Amplitude der Leistungsschwankungen δP erhält man die Amplitude der Spannungsschwankungen δU über:

$$\delta U = \sqrt{50\Omega \cdot \delta P}. \quad (4.4)$$

Siehe hierzu auch [Agi06].

Da sich rms-Rauschen quadratisch addiert, kann man aus dem Rauschspektrum $\delta U(\nu)$ das gesamte rms-Rauschen δU_{ges} bestimmen, indem man die Rauschamplituden über den gemessenen Frequenzbereich quadratisch integriert:

$$\delta (U_{\text{ges}})^2 = \int_{10 \text{ Hz}}^{\nu_{\text{B}}} (\delta U(\nu))^2 d\nu. \quad (4.5)$$

Hierbei ist ν_{B} die Bandbreite der Messung, also die Frequenz, bis zu der wir Schwankungen auflösen können.

4.3.2 Kühllaser - Grundlage der Stabilisierung

Die erste Komponente in der Stabilisierungskette ist der Kühllaser (Abschnitt 1.1.2). Er wird auf das Cross-Over-Signal zwischen den Übergängen $F = 4 \rightarrow F' = 3$ und $F = 4 \rightarrow F' = 5$ der Cäsium-D₂-Linie stabilisiert, das aus dem Polarisations-Spektroskopie-Aufbau [Alt04] gewonnen wird. Abbildung 4.4 zeigt die Fehlersignale der Cross-Over-Resonanzen $F = 4 \rightarrow F' = 3/5$ und $F = 4 \rightarrow F' = 4/5$, deren Abstand 100.62 MHz beträgt. Mit Hilfe dieses Wertes wurde die Abszisse von einer Zeitskala in eine Frequenzskala umgerechnet.

Die Steigung der Tangenten an das dispersive Signal habe ich nun verwendet, um die gemessenen Spannungsschwankungen in Frequenzschwankungen umzurechnen:

$$\delta \nu = 52 \frac{\text{MHz}}{\text{V}} \delta U. \quad (4.6)$$

Die Unsicherheit dieser Methode liegt bei ca. 2%. Das Fehlersignal wird von einem Proportional-Integral-Verstärker mit variabler Verstärkung verstärkt. Da wir für alle folgenden Messungen das Signal hinter der Proportional-Verstärker-Stufe betrachten, ist die obige Kalibrierung nur für eine bestimmte Einstellung der Verstärkung gültig und muss für jede Messung angepasst werden. Die Ausgangsspannung des Regelverstärkers steuert den Piezoaktuator, der das Gitter des Lasers bewegt und damit die Laserfrequenz steuert. Die Eigenschaften des Piezoaktuators begrenzen die Regelbandbreite auf einige hundert Hertz. Daher wird das bereits verstärkte Fehlersignal zusätzlich über einen weiteren schnellen Integrator zur Steuerung des Stroms der Laserdiode verwendet, was die Regelbandbreite auf ca. 1 MHz vergrößert [Alt04]. Das Zusammenspiel dieser beiden Kontrollmechanismen ist in Abbildung 4.5(a) zu sehen. Die Regelung über das Gitter des Lasers kompensiert hier nur Schwankungen bis ca.

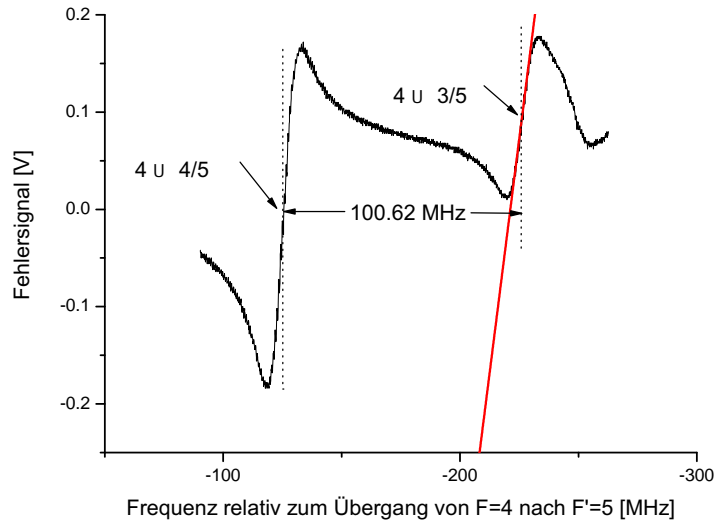


Abbildung 4.4: Fehlersignal für den Kühllaser. Gezeigt sind die Cross-Over-Resonanzen $F = 4 \rightarrow F' = 3/5$ ($4 \rightarrow 3/5$) und $F = 4 \rightarrow F' = 4/5$ ($4 \rightarrow 4/5$), sowie eine an das Fehlersignal angepasste Gerade zur Kalibrierung.

100 Hz, wohingegen die Regelung über den Diodenstrom erst bei ca. 100 Hz einsetzt. Dies hat zur Folge, dass Schwankungen im Bereich um 100 Hz gar nicht kompensiert werden, wie man im Vergleich mit dem Fluktuationsspektrum des unstabilisierten Lasers sieht. Es ist also wünschenswert, die Regelung über das Gitter so zu verbessern, dass sie einen möglichst großen Überlapp mit dem Arbeitsbereich der Diodenstromregelung hat. Für diesen Zweck haben wir den Regelverstärker durch eine neuere Version ersetzt ("Lockbox 5" statt "Lockbox 3") und die Verstärkung, und damit die Stärke der Regelung über das Lasergitter, maximiert. Dies hat zur Folge, dass die Laserfrequenz stark zu schwingen anfängt. Diese Schwingungen werden dann mit der Diodenstromregelung kompensiert. Die so erzielte Stabilisierung zeigt ein deutlich besseres Rauschverhalten. Das Gesamt-rms-Rauschen konnte von 138 kHz auf 36 kHz im stabilisierten Zustand verringert werden, und die Gitterregelung verliert erst bei ca. 300 Hz ihre Wirkung. Bei dieser Frequenz wirkt aber schon die Diodenstromregelung und die Fluktuationen bei 300 Hz sinken im stabilisierten Zustand auf ca. $250 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ rms ab, im Vergleich zu $1 \text{ kHz}/\sqrt{\text{Hz}}$ rms im nicht stabilisierten Zustand. Das Spektrum ist in Abbildung 4.5(b) zu sehen.

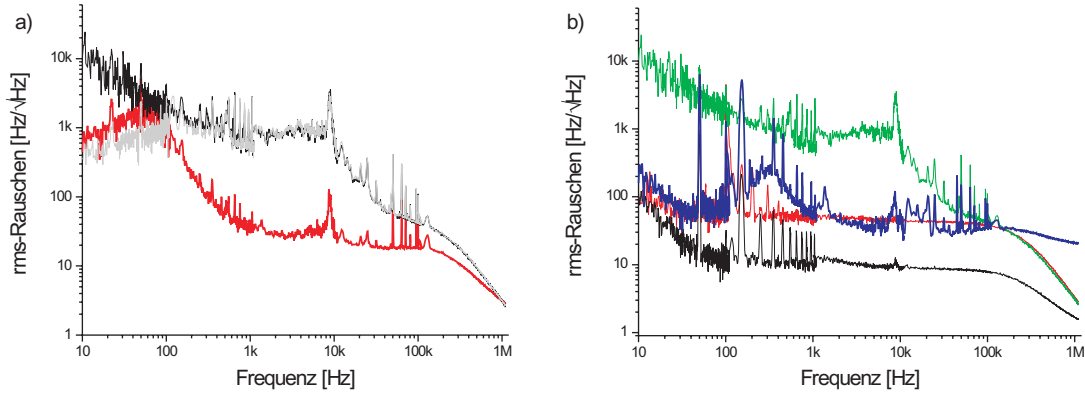


Abbildung 4.5: Spektral aufgelöstes rms-Rauschen des Kühllasers. (a) Das rms-Rauschen des nur mit der Gitterregelung stabilisierten Lasers (*hellgrau*) geht bei ca. 100 Hz in das rms-Rauschen des frei laufenden Lasers (obere Spur, *schwarz*) über. Die zusätzlich eingeschalteter Regelung über den Diodenstrom (fett gezeichnete Spur, *grau*) kompensiert Störungen ab ca. 100 Hz. Das Signal fällt bei einigen hundert Kilohertz ab, was an der Bandbreite des Regelverstärkers liegt (alles "Lockbox 3"). (b) Untere Spur (*schwarz*): rms-Rauschen der Photodiode und des Regelkreises, mittlere Spur (*grau*): Schrotrauschen des Lasers, fett gezeichnete Spur: rms-Rauschen des Lasers bei optimierter Stabilisierung ("Lockbox 5"), obere Spur (*hellgrau*): rms-Rauschen des frei laufenden Lasers. Auf den unteren drei Spuren sind jeweils Harmonische einer 50 Hz-Störung zu sehen.

4.3.3 Transfer-Resonator

Der Transfer-Resonator hat eine Länge von 1,23 m und damit einen freien Spektralbereich von ca. 122 MHz. Er besteht aus einem herkömmlichen Laserspiegel ($R = 99,8\%$) und einem Einkoppelspiegel ($R = 98,5\%$) mit einem Krümmungsradius von jeweils 2 m. Seine Linienbreite wurde zu (480 ± 10) kHz gemessen, was einer Finesse von ca. 250 entspricht [Mir02].

Zur Umrechnung von Spannungsschwankungen des Fehlersignals δU auf Frequenzschwankungen $\delta \nu$ kann man nun verwenden, dass nach (2.23) die Steigung des normierten Fehlersignals $\delta U / \delta U_{\max}$ für kleine Frequenzfluktuationen $\Delta \nu$ durch $4 / \Delta \nu_{\text{FWHM}}$ gegeben ist. Bestimmt man aus dem gemessenen Fehlersignal, wie z. B. in Abbildung 4.6, die maximale Spannung δU_{\max} , erhält man folgenden Umrechnungsfaktor:

$$\delta \nu = \frac{\Delta \nu_{\text{FWHM}}}{4} \cdot \frac{\delta U}{\delta U_{\max}} = 694 \frac{\text{kHz}}{\text{V}} \cdot \delta U. \quad (4.7)$$

Aufgrund des starken Rauschens des Fehlersignals liegt die Unsicherheit dieser Kalibrierung bei ca. 10 %.

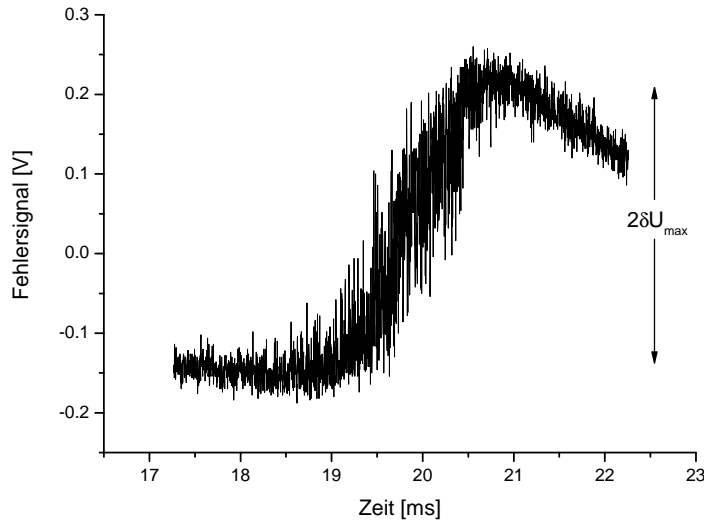


Abbildung 4.6: Fehlersignal für die Reflexion des Nachweislasers vom Transfer-Resonator. Für die Einstellungen der Regelschleife bei diesem Fehlersignal ist die maximale Spannung $\delta U_{\max} = (1,73 \pm 0,15)\text{V}$.

Hier und im Folgenden messen wir nun die *relativen* Schwankungen zweier störungsbehafteter Systeme gegeneinander, anstatt, wie bei der Stabilisierung des Kühllasers, die Stabilität gegenüber einem atomaren Standard zu bestimmen.

Durch zahlreiche Maßnahmen zur Isolierung von Störquellen ([Mir02]) ist der Transfer-Resonator bereits im unstabilisierten Zustand sehr stabil, das Rauschen beträgt ca. 56 kHz rms. Das spektral aufgelöste rms-Rauschen ist in Abbildung 4.7 zu sehen. Die Stabilisierung über den Piezoaktuator des Resonatorspiegels wirkt bis in den Bereich einiger Kilohertz. Die Regelung der Resonatorlänge in diesem Bereich ist so stark, dass sie sogar auf elektronisches Rauschen und das Schrotrauschen des Lasers reagiert und damit zusätzliche Längenschwankungen des Transfer-Resonators erzeugt. Ab dem Bereich einiger Kilohertz überschreitet das rms-Rauschen im stabilisierten Zustand das im unstabilisierten Zustand. Die starke Regelung scheint also zusätzliche Störungen zu induzieren. Dies hat zur Folge, dass das gesamte rms-Rauschen für den stabilisierten Resonator ca. 49 kHz beträgt und so innerhalb des Fehlers mit dem rms-Rauschen des unstabilisierten Resonators übereinstimmt. Die Stabilität der weiteren Stabilisierungsstufen hängt im derzeitigen Zustand also nur von der passiven Stabilität des Transfer-Resonators ab, nicht aber von der Stabilität des Nachweislasers. Eine Optimierung der aktiven Stabilisierung des Transfer-Resonators würde daher ebenfalls keine Verbesserung bewirken. Dies lässt sich auch beobachten, wenn

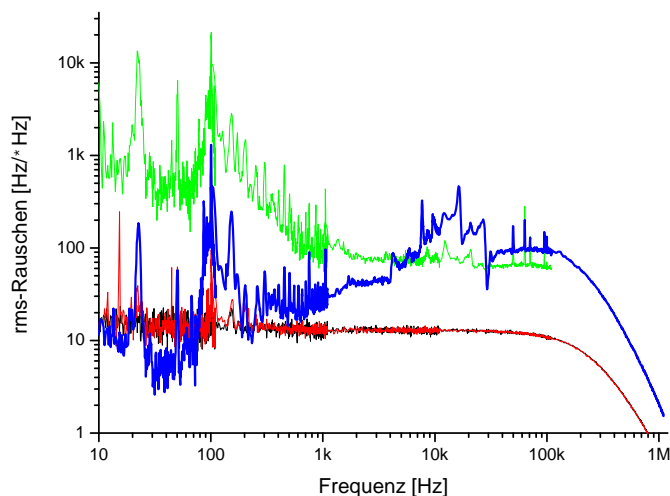


Abbildung 4.7: Spektral aufgelöstes rms-Rauschen des Transfer-Resonators. Untere Spur (*schwarz*): rms-Rauschen der Photodiode und des Regelkreises, das Schrotrauschen des Kühllasers (*grau*) ist kaum vom elektronischen Rauschen zu unterscheiden, fett gezeichnete Spur: rms-Rauschen des Resonators relativ zum Nachweislaser im stabilisierten Zustand, obere Spur (*hellgrau*): rms-Rauschen des unstabilisierten Resonators relativ zum Nachweislaser. Auf den Spuren sind jeweils Harmonische einer 50 Hz-Störung zu sehen.

man das rms-Rauschen des Stabilisierungslasers, der einmal auf den stabilisierten und einmal auf den unstabilisierten Transfer-Resonator stabilisiert ist, vergleicht. Das Rauschen beträgt 8,1 kHz rms im ersten und 9,1 kHz rms im zweiten Fall, was innerhalb des Fehlers übereinstimmt. Die Fluktuationsspektren liegen ebenfalls fast genau übereinander.

4.3.4 Stabilisierungslaser

Die Kalibrierung der Schwankungen des Fehlersignals auf Frequenzschwankungen wird nach der gleichen Methode vorgenommen wie für die Stabilisierung des Transfer-Resonators. Sie ist ebenfalls mit einer Unsicherheit von ca. 10 % behaftet.

Das Rauschen des Stabilisierungslasers bei eingeschalteter Regelung beträgt 8,1 kHz rms. Allerdings wirkt die Stabilisierung nur bei kleinen Frequenzen bis ca. 1 kHz sehr gut, für große Frequenzen ab ca. 10 kHz steigt das Rauschen fast um eine Größenordnung an (Abb. 4.8). Das kann zum Einen an starken Fluktuationen des frei laufenden Lasers bei hohen Frequenzen und zum Anderen an einer nicht ausreichend starken Kompensation durch den Diodenstrom liegen.

Die Schwankungen des unstabilisierten Lasers sind zu groß, als dass sie noch im linearen Bereich des Fehlersignals liegen würden, so dass ihre Messung keine sinnvollen Ergebnisse liefern würde. Darüber hinaus ist es aufgrund dieser starken Schwankungen unmöglich, das Signal manuell im linearen Bereich zu halten.

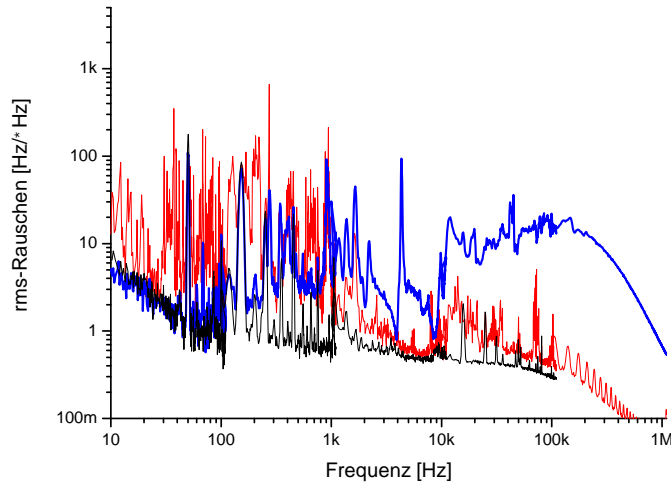


Abbildung 4.8: Spektral aufgelöstes rms-Rauschen des Stabilisierungslasers. Untere Spur (*schwarz*): rms-Rauschen der Photodiode und des Regelkreises, mittlere Spur (*grau*): Schrotrauschen des Stabilisierungslasers, fett gezeichnete Spur: rms-Rauschen des Stabilisierungslasers relativ zum Transfer-Resonator im stabilisierten Zustand. Die Schwankungen des unstabilisierten Lasers sind zu groß, um sie auf der Flanke des Fehlersignals zu messen. Das Signal in einem Bereich weit entfernt von der Resonanz zu halten, war sehr schwierig und führte zu einem messtechnisch bedingt erhöhten Schrotrauschen.

4.3.5 Passive Stabilität des QED-Resonators

Die aktive Stabilisierung des QED-Resonators soll Schwankungen der Resonatorlänge und damit seiner Resonanzfrequenz kompensieren. Diese Schwankungen werden hauptsächlich durch Temperaturänderungen der Resonatorspiegel und durch mechanische Vibrationen des Resonators hervorgerufen. Die Platzierung des Resonators tief in einer Glaszelle ermöglicht zwar einen vielseitigen optischen Zugang und einen deterministischen und effektiven Transport von Atomen in die Resonatormode, aber nur bedingte Isolation gegenüber Störungen dieser Art.

Wir haben zunächst die passive Stabilität des QED-Resonators untersucht, mechanische Störquellen identifiziert und beseitigt, um so die Anforderungen an die aktive

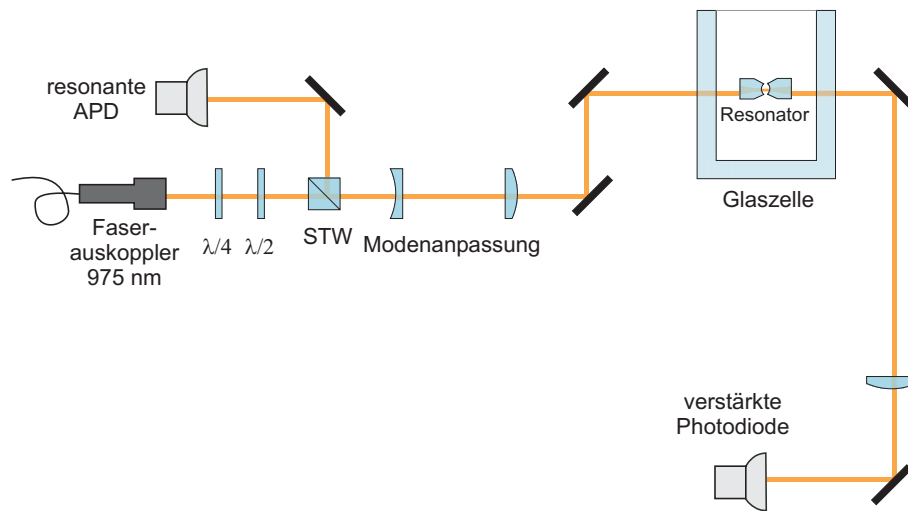


Abbildung 4.9: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Messung der passiven Stabilität des QED-Resonators

Stabilisierung zu verringern.

Messmethode

Die Schwankungen der Länge des QED-Resonators sind bei nicht eingeschalteter Regelung so groß, dass sie weit über den linearen Bereich des Fehlersignals hinausgehen (siehe Abschnitt 4.3.6). Um dennoch ein lineares Signal zur Messung nutzen zu können, verwenden wir einen Diodenlaser mit einer Wellenlänge von 975 nm, für den wir eine deutlich geringere Finesse des Resonators erwarten. Seine Transmissionslinie ist daher deutlich breiter als die des Stabilisierungslasers und die Steigung der Flanke dieser Linie klein genug, so dass auch große Frequenzfluktuationen linear als Spannungsfluktuationen angezeigt werden. Wir verwenden den bereits vorhandenen optischen Aufbau (Abschnitt 2.3) mit leichten Modifikationen (Abb. 4.9). Statt Stabilisierungs- und Nachweislasers wird für diese Messung der 975-nm-Laser am Faserkoppler ausgekoppelt und mit einer Leistung von ca. $10 \mu\text{W}$ vor der Glazelle in den Resonator eingekoppelt. Während wir die den Resonator auf der Flanke der Transmissionslinie halten, wird die Transmission mit einer verstärkten Photodiode nachgewiesen.

Finesse des QED-Resonators bei 975 nm

Die Finesse des Resonators $F(\lambda)$ für eine bestimmte Wellenlänge λ lässt sich aus dem freien Spektralbereich $\Delta\nu_{\text{FSR}}$ des Resonators und der Linienbreite $\Delta\nu_{\text{FWHM}}(\lambda)$ der Transmission bei der entsprechenden Wellenlänge λ bestimmen. Der freie Spek-

tralbereich des Resonators beträgt $\Delta\nu_{\text{FSR}} = (957,7 \pm 0,2)$ GHz (Tab. 2.1). Zur Bestimmung der Linienbreite bei 975 nm nehmen wir das Transmissionsspektrum des Resonators auf, wobei eine Änderung der Piezospannung von 410 V einer Verschiebung der Resonanzfrequenz des Resonators um einen freien Spektralbereich, also 957,7 GHz entspricht, was uns eine Resonanzfrequenz-Piezospannung-Kalibrierung liefert:

$$\Delta\nu = 2,334 \frac{\text{GHz}}{\text{V}} \cdot \Delta U. \quad (4.8)$$

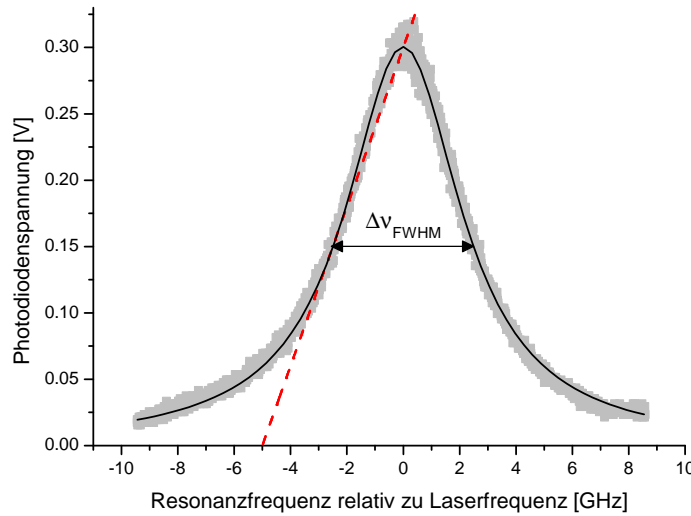


Abbildung 4.10: Transmission des 975 nm-Lasers. An die Messdaten (*grau*) wurde eine Lorentzkurve mit 4,98 GHz Linienbreite (*schwarz*) angepasst. Die Tangente im Punkt $\nu = \nu_{\text{res}} - \frac{1}{2}\Delta\nu_{\text{FWHM}}$ (*gestrichelt*) wird zur Kalibrierung von Photodiodenspannung auf Resonanzfrequenz verwendet.

Die Anpassung einer Lorentz-Kurve an die gemessene Transmissionslinie (Abb. 4.10) ergibt eine Linienbreite von $\Delta\nu_{\text{FWHM}}(975 \text{ nm}) = (4,98 \pm 0,01)$ GHz. Das bedeutet für die Finesse des Resonators bei 975 nm:

$$F(975 \text{ nm}) = \frac{\Delta\nu_{\text{FSR}}}{\Delta\nu_{\text{FWHM}}(975 \text{ nm})} = 192,3 \pm 0,4. \quad (4.9)$$

Ergebnisse

Wir haben die Schwankungen der Transmission mit einem Spektrum-Analysator (HP 3589A) spektral aufgelöst aufgenommen. Dadurch haben wir den Einfluss der Geräte

im Labor auf die Stabilität des Resonators überprüft und konnten zwei signifikante Störquellen eliminieren.

Zur Umrechnung von Schwankungen der Photodiodenspannung zu Frequenzschwankungen verwende ich die Tangente an die Transmissionskurve bei $\nu = \nu_{\text{res}} - \frac{1}{2}\Delta\nu_{\text{FWHM}}$ (Abb. 4.10). Die Kalibrierung ergibt sich damit zu:

$$\delta\nu = 16,55 \frac{\text{GHz}}{\text{V}} \cdot \delta U. \quad (4.10)$$

Da die Flanke der Transmissionslinie nur annähernd linear ist, nehme ich einen Kalibrierungsfehler von ca. 10% an. Streng genommen gilt die Kalibrierung nur für Schwankungen der Resonanzfrequenz um die Frequenz des 975 nm-Lasers. Um die Schwankungen um die Frequenz des Nachweis- oder Stabilisierungslasers aus den gemessenen Werten zu erhalten, muss man das Rauschen mit einem Faktor $975/852 = 1,14$ bzw. $975/836 = 1,17$ multiplizieren (siehe hierzu auch Abschnitt 2.2.2). Die Schwankungen des Resonators im Frequenzbereich von 90 Hz bis 13,5 kHz, während alle Geräte, die bei Resonator-QED-Messungen in Betrieb sind, eingeschaltet sind, sind in Abbildung 4.11 gezeigt.

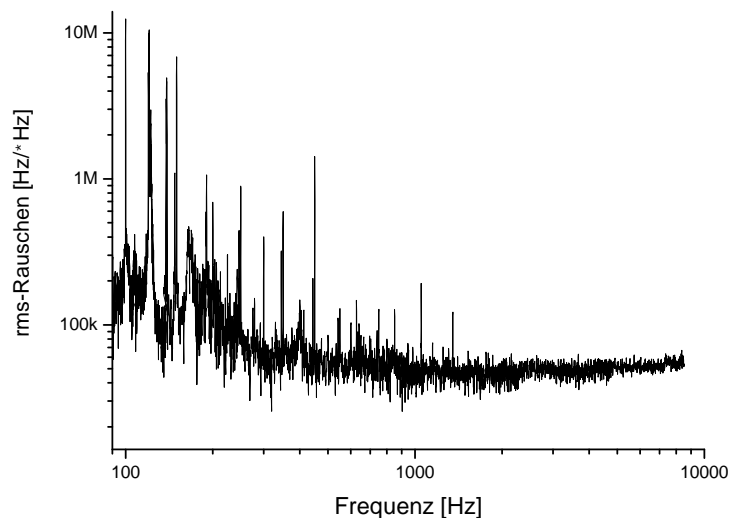


Abbildung 4.11: Spektral aufgelöstes rms-Rauschen des unstabilisierten QED-Resonators

Wir konnten zwei äußere Störquellen identifizieren und eliminieren:

1. Vibrationen des Ventilators der CCD Kamera werden über die metallische Verbindung mit dem optischen Tisch auf den Resonator übertragen (Abb. 4.12(a)).

Mit Hilfe einer Unterlage aus Schaumstoff konnten wir die Vibrationen dämpfen, bevor sie den Resonator erreichen.

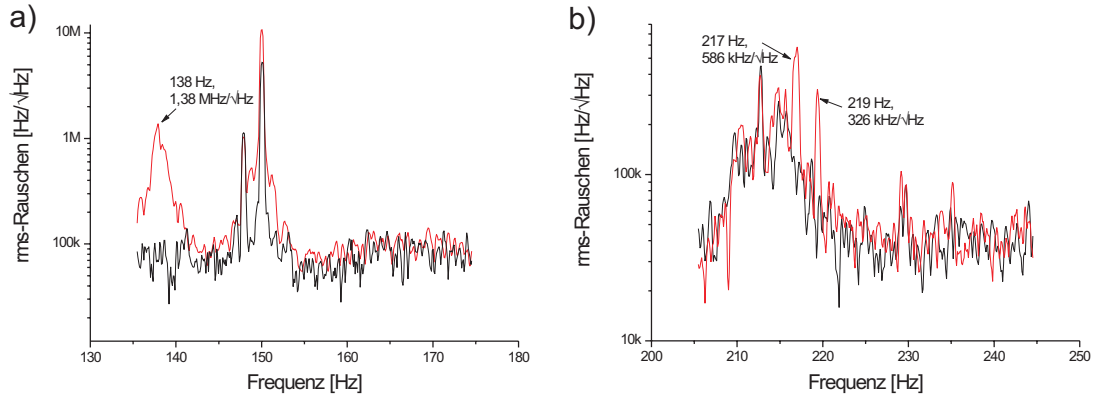


Abbildung 4.12: Spektral aufgelöste Schwankungen des unstabilierten Resonators mit (a) ungedämpfter (*schwarz*) bzw. gedämpfter (*grau*) Kamera und (b) ein- (*grau*) bzw. ausgeschalteten Ventilatoren der Spannungsquelle (*schwarz*).

2. Eine der Spannungsquellen am Tisch für den Resonatoraufbau war mit zwei zusätzlichen Ventilatoren ausgestattet, die den Resonator durch akustische Vibrationen bei 217 und 219 Hz zum Schwingen angeregt haben (Abb. 4.12(b)). Da diese Ventilatoren nur für frühere Anwendungen der Spannungsquelle gebraucht wurden, konnten wir die Spannungsquelle gegen eine andere austauschen und die Anregungen damit beseitigen.

Die Beseitigung dieser Störquellen verbessert die passive Stabilität des QED-Resonators und wird damit die aktive Stabilisierung vereinfachen.

4.3.6 Stabilisierter QED-Resonator

Sowohl die passive Stabilität des QED-Resonators als auch die Stabilität des Stabilisierungslasers wirken sich auf die Qualität der aktiven Stabilisierung des QED-Resonators aus. Besonders wichtig für mögliche Heizeffekte sind die relativen Schwankungen des QED-Resonators gegenüber dem Stabilisierungslaser und damit die Intensitätsfluktuationen des Stabilisierungslaserfeldes im Resonator, die zu parametrischer Heizung führen können (siehe Abschnitt 4.4). Daher werde ich im Folgenden das Rauschen des QED-Resonators relativ zum Stabilisierungslaser untersuchen. Die Frequenzschwankungen erhalte ich mit derselben Kalibrierungsmethode wie in den Abschnitten 4.3.3 und 4.3.4, die mit einer Unsicherheit von ca. 10% behaftet ist.

Das kleinstmögliche Gesamtrauschen, das wir für den QED-Resonator erreichen konnten, beträgt 139 kHz. Bei diesen Einstellungen des Regelkreises schwankt der Resonator bei ca. 10 kHz und 50 kHz besonders stark (Abb. 4.13(a)). Wie bei der Messung der Stabilisierungslaser-Fluktuationen war es aufgrund zu starker Schwankungen nicht möglich, das Rauschen des Resonators im ungestabilisierten Zustand zu messen.

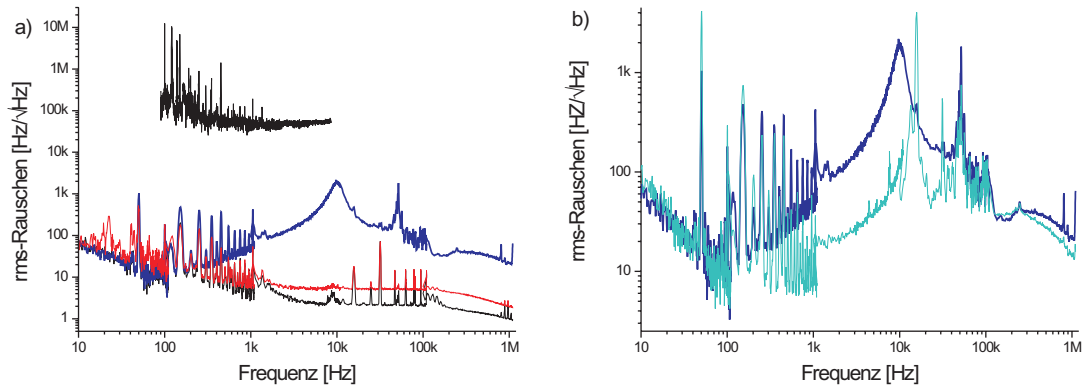


Abbildung 4.13: spektral aufgelöstes rms-Rauschen des QED-Resonators. (a) Untere Spur (*schwarz*): rms-Rauschen der Photodiode und des Regelkreises, mittlere Spur (*grau*): Schrotrauschen des Stabilisierungslasers, fett gezeichnete Spur: rms-Rauschen des QED-Resonators relativ zum Stabilisierungslaser, obere Spur (*schwarz*): rms-Rauschen des ungestabilisierten QED-Resonators wie in Abb. 4.11 zum Vergleich. (b) Die obere, fett gezeichnete Spur entspricht der fettgezeichneten Spur in (a). Die untere Spur (*hellgrau*) wurde mit den gleichen Einstellungen der Stabilisierungskette an einem anderen Tag aufgenommen.

Einfluss der Dipolfallenstrahlen

Wie bereits in Abschnitt 2.2.1 erläutert, trifft ein Teil der Dipolfallenstrahlen auf die Spiegelsubstrate und heizt diese somit auf. Fluktuationen in der Intensität und der Position dieser Strahlen können daher zu Längenschwankungen des Resonators führen, die von der aktiven Stabilisierung kompensiert werden müssen. Desweiteren müssen die Dipolfallenstrahlen bei der Durchführung eines Experiments während des Ladens der MOT kurzzeitig ausgeschaltet werden, so dass zusätzliche Temperaturvariationen auftreten. Ich habe diese Effekte untersucht, indem ich für drei verschiedene Fälle jeweils die Stabilisierungseinstellungen optimiert habe, so dass das Rauschen minimal ist und die Resonatorlänge stabil gehalten wird, wenn die Dipolfalle: 1. ausgeschaltet ist, 2. eingeschaltet ist, und 3. wenn sie kurz hintereinander ein- und wieder ausgeschaltet wird. Das Gesamtrauschen beträgt 139 kHz rms, 104 kHz rms

und 100 kHz rms für die drei Situationen in obiger Reihenfolge, und das Rauschspektrum zeigt für alle drei Fälle nahezu die gleichen Eigenschaften, wie sie bereits oben beschrieben wurden. Diese Ergebnisse lassen darauf schließen, dass bei einer eingekoppelten Stabilisierungslaserleistung von $1,4 \mu\text{W}$, die für diese Messung verwendet wurde, die aktive Regelung Schwankungen der Resonatorlänge, die durch Heizeffekte der Substrate durch die Dipolfallenstrahlen entstehen, kompensieren kann, ohne dass sich dadurch die Qualität der Stabilisierung verschlechtert. Für niedrigere Stabilisierungslaserleistungen muss dies aber erneut untersucht werden.

Einfluss äußerer Störungen

Um die Reproduzierbarkeit des Rauschens des QED-Resonators zu überprüfen, habe ich die Fluktuationen des QED-Resonators bei eingeschalteter Regelung an zwei verschiedenen Tagen bei den gleichen Einstellungen der Stabilisierungskette miteinander verglichen (Abb. 4.13(b)). Das Gesamttrauschen von 139 kHz bzw. 115 kHz ist zwar innerhalb des 10 %-Fehlers gleich, aber man kann eine deutliche Verschiebung der starken Schwankung bei ca. 10 kHz auf ca. 15 kHz erkennen. Dieser Mangel an Reproduzierbarkeit deutet auf einen starken Einfluss äußerer Störungen hin.

4.3.7 Zusammenfassung

Die Charakterisierung der Stabilisierungskette hat zu folgenden Ergebnissen geführt:

- **Kühlaser**

Wir konnten das Rauschen des Kühllasers von 138 kHz auf 36 kHz rms, also auf ca. 25% des ursprünglichen Wertes verringern. Es hat sich allerdings auch herausgestellt, dass das Rauschen des Kühllasers sich aufgrund der guten passiven Stabilität des Transfer-Resonators nicht auf das Rauschen des QED-Resonators auswirkt. Eine Stabilisierung des Transfer-Resonators ist also nur zur Kompensierung von langsamen Verschiebungen der Länge von Bedeutung, die dafür sorgt, dass die Resonanzfrequenz des QED-Resonators sich nicht gegenüber der Nachweislaserfrequenz verschiebt.

Allerdings beeinflusst das relative Rauschen zwischen Nachweislaser und QED-Resonator die Auflösung unserer Messung, so dass ein stabiler Nachweislaser ebenfalls wichtig für die Beobachtung der Kopplung eines Atoms an die Resonatormode ist.

- **Transfer-Resonator**

Der Transfer-Resonator hat sich als passiv sehr stabil erwiesen. Sein Rauschen relativ zum Kühllaser liegt bei ca. 50 kHz rms. Eine Verbesserung der Stabilität ist hier nur durch eine noch bessere Isolation gegenüber äußeren Störungen möglich.

- **Stabilisierungslaser**

Das Rauschen des Stabilisierungslasers relativ zum Transfer-Resonator beträgt ca. 10 kHz rms. Der Stabilisierungslaser zeigt im unstabilisierten Zustand starke Frequenzschwankungen und schwankt auch im stabilisierten Zustand noch bei hohen Frequenzen. Gerade diese hohen Frequenzen kritisch für die parametrische Heizung des Atoms (siehe Abschnitt 4.4).

- **QED-Resonator**

Das Rauschen des QED-Resonators gegenüber dem Stabilisierungslaser liegt bei ca. 100-150 kHz rms. Bei einer Stabilisierungslaserleistung von $1,4 \mu\text{W}$ können die Längenschwankungen, die die Dipolfalle durch Temperaturänderungen der Spiegelsubstrate hervor ruft, kompensiert werden. Die genaue Frequenz dominanter Schwankungen ist von äußeren technischen Störungen abhängig, aber ein hohes Rauschen bei Frequenzen ab einigen Kilohertz lässt sich reproduzieren. Dieses Ergebnis stimmt mit den beobachteten Schwankungen des Stabilisierungslasers bei hohen Frequenzen überein, da der Resonator diesen nicht folgen kann, und sie somit als relatives Rauschen im Spektrum auftauchen.

4.4 Parametrische Heizung durch Fluktuationen der Stabilisierungslaserleistung

Die Messungen in Abschnitt 4.3.6 haben gezeigt, dass die Resonanzfrequenz des QED-Resonators beträchtlich gegenüber der Frequenz des Stabilisierungslasers schwankt. Solche Schwankungen führen zu Fluktuationen der in den Resonator eingekoppelten Leistung, so dass die Höhe der Potentialwände der Stabilisierungslaser-Stehwelle ebenfalls fluktuiert. Eine solche Modulation des Potentials kann das Atom genau dann zu Schwingungen anregen, wenn sie bei der doppelten Oszillationsfrequenz des Atoms in der Stehwelle auftritt. Es kommt zu **parametrischer Heizung**.

Die Stärke der parametrischen Heizung hängt von der Amplitude der Intensitätsfluktuationen $\Delta I = I(t) - \langle I \rangle$ um die mittlere Intensität $\langle I \rangle$ ab. Da die Heizung nur bei der doppelten Schwingungsfrequenz des Atoms auftritt, betrachten wir die Intensitätsfluktuationen spektral aufgelöst mit Hilfe der spektralen Dichte des relativen Intensitätsrauschens $S(\nu)$. Ihr Wert innerhalb eines Frequenzbandes $d\nu$ um die Frequenz ν entspricht gerade der normierten Varianz der Intensität in diesem Frequenzband [Alt04]:

$$S_I(\nu)d\nu = \frac{\langle (\Delta I)^2 \rangle_{d\nu}}{\langle I \rangle^2} \quad (4.11)$$

und damit

$$\int_0^\infty S_I(\nu)d\nu = \frac{\langle (\Delta I)^2 \rangle}{\langle I \rangle^2}. \quad (4.12)$$

Wenn die relativen Intensitätsfluktuationen klein sind, $\Delta I \ll \langle I \rangle$, ändert sich die Oszillationsamplitude des Atoms innerhalb einer Schwingungsperiode nur leicht. In diesem Fall kann die Heizrate in harmonischer Näherung entweder klassisch [Sav97] oder quantenmechanisch mit Hilfe von zeitabhängiger Störungstheorie [Gehm98] berechnet werden. Für Fluktuationen mit der doppelten Schwingungsfrequenz ν_0 des Atoms in der Stehwelle, steigt die Energie des Atoms exponentiell an:

$$\langle \dot{E} \rangle = \pi^2 \nu_0^2 S_I(2\nu_0) \langle E \rangle. \quad (4.13)$$

Nach (2.11) kann die Intensität im Resonator mit Hilfe des Transmissions-Koeffizienten T des Resonatorspiegels aus der transmittierten Intensität berechnet werden. Bestimmt man also die spektrale Dichte des relativen Intensitätsrauschens für die transmittierte Intensität I_{tr} , entspricht dies der spektralen Dichte des relativen Intensitätsrauschens für die Intensität im Resonator I_{Res} :

$$S_{I_{\text{Res}}}(\nu) d\nu = \frac{\langle (\Delta I_{\text{Res}})^2 \rangle_{d\nu}}{\langle I_{\text{Res}} \rangle^2} = \frac{\langle (\Delta I_{\text{tr}}/T)^2 \rangle_{d\nu}}{\langle I_{\text{tr}}/T \rangle^2} = \frac{T^2 \langle (\Delta I_{\text{tr}})^2 \rangle_{d\nu}}{T^2 \langle I_{\text{tr}} \rangle^2} = S_{I_{\text{tr}}}(\nu) d\nu. \quad (4.14)$$

Das relative Rauschen der transmittierten Intensität können wir mit einer verstärkten Lawinen-Photodiode (APD 2 in Abbildung 2.10) messen. Das spektrale Intensitätsrauschen wurde wie in den vorangegangenen Messung mit einem Spektrum-Analysator (HP 3589A) bestimmt und durch die von der APD gemessene Gleichspannung geteilt, um das relative Intensitätsrauschen zu erhalten (Abbildung 4.14(a)). Bei niedrigen Frequenzen dominiert das $1/f$ -Rauschen und die Harmonischen der 50 Hz-Störung, die wir schon in den vorherigen Messungen beobachten konnten. Die starke Schwingung bei ca. 15 kHz entspricht der bereits in Abschnitt 4.3.6 beobachteten Störung. Bei hohen Frequenzen über ca. 100 kHz flacht das Rauschen ab, was bedeuten kann, dass das Intensitätsrauschen das Schrotrauschen des Photostroms erreicht hat. Dies heißt allerdings nicht, dass die Intensitätsschwankungen im Resonator durch das Schrotrauschen limitiert sind, da nur ein kleiner Teil der Lichtintensität ($T = 3,6 \times 10^{-6}$) von der Photodiode gemessen wird. Das relative Intensitätsrauschen verändert sich hierdurch nicht, aber das relative Schrotrauschen skaliert mit der gemessenen Intensität I_{tr} wie $1/\sqrt{I_{\text{tr}}} = \left(1/\sqrt{T}\right) (1/\sqrt{I_{\text{Res}}})$ und ist damit ungefähr 500 mal so groß wie das relative Schrotrauschen im Resonator. Das so gemessene relative Intensitätsrauschen in diesem Frequenzbereich gibt also nur eine obere Grenze für den tatsächlichen Wert an.

Aus dem exponentiellen Anstieg der Energie des Atoms kann man die Zeit τ , in der die Energie sich um einen Faktor e vergrößert, als charakteristische Heiz-Zeitkonstante bestimmen:

$$\tau = \frac{1}{\pi^2 \nu_0^2 S_I(2\nu_0)}. \quad (4.15)$$

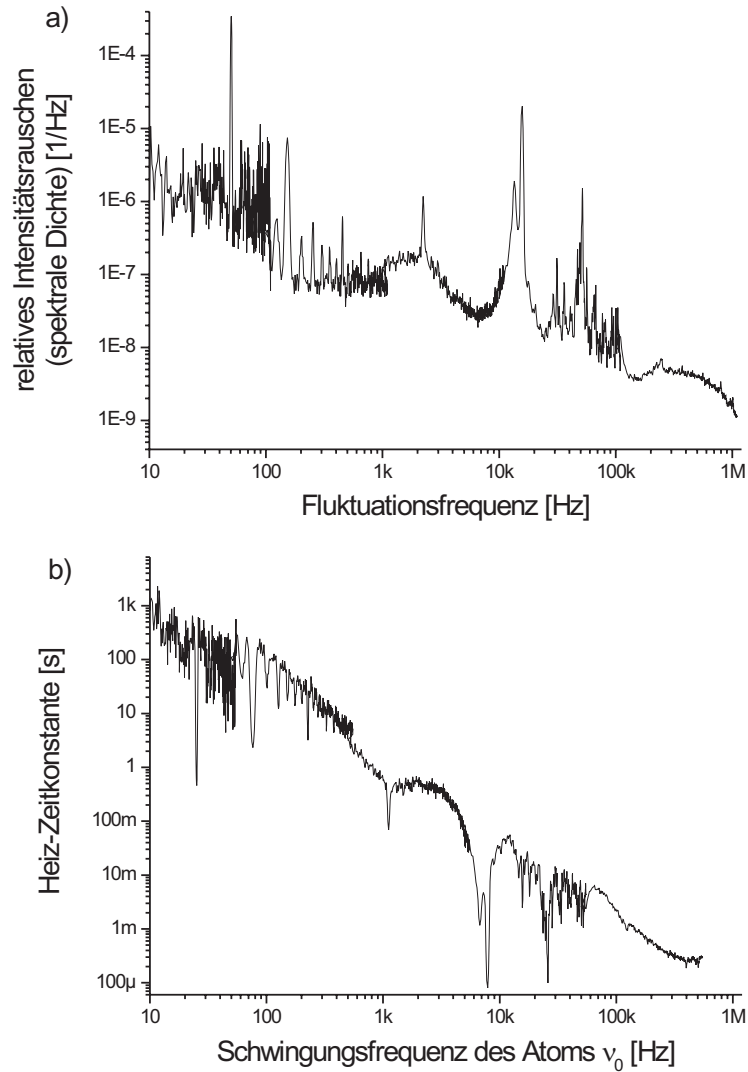


Abbildung 4.14: (a) Spektrale Dichte des relativen Intensitätsrauschens der transmittierten Intensität. (b) Heiz-Zeitkonstante für parametrische Heizung gegenüber der Schwingungsfrequenz eines Atoms im Stehwellenpotential des Stabilisierungslasers. Ab ca. 100 kHz sind die Werte wegen des relativ hohen Detektions-Schrotrauschens lediglich eine untere Grenze für die tatsächlichen Heizzeiten (siehe Text).

Die Heiz-Zeitkonstante ist in Abbildung 4.14(b) gegenüber der Schwingungsfrequenz des Atoms aufgetragen. Der starke Abfall zu hohen Frequenz hin zeigt, dass Anregungen bei hohen Schwingungsfrequenzen aufgrund des Faktors $1/\nu_0^2$ einen deutlich größeren Einfluss haben als diejenigen bei niedrigen Frequenzen.

Bei einer in den Resonator eingekoppelten Leistung von $1,4 \mu\text{W}$, mit der auch diese Messung durchgeführt wurde, erwarten wir Potentialwände mit einer Höhe von $U_{\text{Stab}} = 0,8 \text{ mK}$ (Abschnitt 3.3.2). Nach (1.10) berechnet sich daraus die axiale Schwingungsfrequenz des Atoms im Knoten der Stehwelle zu

$$\nu_{\text{ax}} = \sqrt{\frac{2U_{\text{Stab}}}{m\lambda^2}} = 379 \text{ kHz.} \quad (4.16)$$

Wie man in Abbildung 4.14 erkennen kann, ist die Heiz-Zeitkonstante für diese Schwingungsfrequenz ungefähr $250 \mu\text{s}$. Wie bereits erwähnt, ist dieser Wert wegen technischer Defizite der Messung nur eine untere Grenze für die Heiz-Zeitkonstante. Trotzdem lässt er vermuten, dass die Atome in der Stabilisierungslaser-Stehwelle parametrisch aufgeheizt werden.

Da entlang der Resonatorachse die Potentialwände der Stabilisierungslaser-Stehwelle das gesamte Dipolpotential dominieren (Abb. 3.4), kann man den Einfluss der rotverstimmtten Dipolfalle, in der sich das Atom befindet, vernachlässigen und die Aufheizung des Atoms wie hier gezeigt behandeln. Senkrecht zur Resonatorachse hingegen wird das Potential der rotverstimmtten Dipolfalle nur leicht durch das Potential der Stabilisierungslaser-Stehwelle variiert. Diese Veränderung führt zu komplexen Potentialverläufen, und die Schwankung der Stabilisierungslaserleistung lässt sich nicht direkt in Schwankungen der Potentialhöhe umrechnen, so dass eine Behandlung der Heizeffekte nach der beschriebenen Methode nicht möglich ist. Da aber zu erwarten ist, dass diese Effekte klein gegenüber der parametrischen Heizung entlang der Resonatorachse sind, kann man sie zunächst vernachlässigen.

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit habe ich die deterministische Kopplung eines einzelnen Atoms an das Lichtfeld eines Resonators hoher Finesse untersucht. Hierfür transportieren wir einzelne Atome mittels einer optischen Stehwellenfalle in den Resonator und beobachten die Transmission eines Nachweislasers, dessen Frequenz mit einer Mode des leeren Resonators resonant ist. Änderungen der Transmission geben Aufschluss über die Kopplung des Systems.

Da die Kopplung des Atoms an die Resonatormode stark ortsabhängig ist, lassen Variationen der gemessenen Transmission auf die Dynamik des Atoms schließen. Ich habe gezeigt, dass sowohl die Bewegung als auch die kinetische Energie des Atoms stark vom Stabilisierungslaser, der zur Längenregelung des Resonators dient, beeinflusst werden. Für ausreichend hohe Leistungen dieses Lasers kann das Atom in seiner Bewegung entlang der Resonatorachse durch die Potentialwände der Stabilisierungslaser-Stehwelle eingeschränkt werden, was zu einer nahezu konstanten Kopplungsstärke führt. Gleichzeitige Heizung durch den Stabilisierungslaser begrenzt die Dauer dieser Einschränkung aber auf einige hundert Millisekunden.

Als Quelle der beobachteten starken Heizung konnte eine parametrische Anregung des Atoms im repulsiven Dipolpotential des Stabilisierungslasers identifiziert werden. Diese Anregung kommt durch Fluktuationen der Resonanzfrequenz des Resonators gegenüber der Frequenz des Stabilisierungslasers zustande, die Schwankungen des Dipolpotentials zur Folge haben. Ein großer Teil meiner Arbeit bestand daher darin, sowohl die passive Stabilität als auch die aktive Stabilisierung der Resonatorlänge zu charakterisieren, um mögliche Ursachen für diese relativen Schwankungen zu ermitteln. Hierfür habe ich die einzelnen Komponenten des Stabilisierungssystem untersucht und ihre Auswirkung auf die Schwankungen der Stabilisierungslaser-Leistung im Resonator überprüft.

Reduzierung der Heizeffekte

Die in dieser Arbeit präsentiert Ergebnisse legen mehrere Maßnahmen zur Verringerung der Fluktuationen des Stabilisierungslaser-Potentials nahe:

- **passive Stabilität**

Das Rauschen des Resonators im unstabilierten Zustand ist um mehrere Größenordnungen größer als im stabilisierten Zustand. Wir haben bereits dominante Störungen durch mechanische Anregungen eliminieren können. Ein weiterer Ansatzpunkt sind Temperaturvariationen der Resonatorspiegel, die ebenfalls zu Längenschwankungen führen. Die Temperatur-Regelung des Labors hält die Temperatur nahe der Glaszelle nur auf $\pm 2^\circ\text{C}$ konstant, was dringend einer Verbesserung bedarf. Desweiteren verspricht der Einsatz von optischen Fasern als räumlicher Filter für die Dipolfallen-Strahlen eine geringere Variation der Aufheizung der Resonatorspiegel.

- **aktive Stabilisierung**

Für die aktive Stabilisierung des QED-Resonators konnte ich einen Mangel an Reproduzierbarkeit aufzeigen. Eine leistungsfähigere Regelung würde die Stabilisierung weniger empfindlich gegenüber variablen äußeren Störungen machen. Dies kann z. B. durch eine zusätzliche Integral-Verstärker-Stufe im Regelverstärker realisiert werden.

- **Stabilisierungslaser**

Der QED-Resonator kann den Schwankungen des Stabilisierungslasers nur bis zu Frequenzen folgen, die innerhalb der Bandbreite der Piezoaktuatoren liegen. Es hat sich aber herausgestellt, dass der Stabilisierungslaser besonders bei hohen Frequenzen schwankt. Er muss also besser von äußeren Störungen isoliert werden, um so möglicherweise eine bessere aktive Stabilisierung auf den Transfer-Resonator zu erreichen. Eine weitere Möglichkeit wäre es, den Stabilisierungslaser bei hohen Frequenzen auf den QED-Resonator zu stabilisieren. Hierfür würde das Regelsignal aufgeteilt, und der niederfrequente Anteil wie zuvor zur Stabilisierung des Resonators auf den Laser verwendet. Der hochfrequente Anteil hingegen könnte zur Stabilisierung des Lasers über den Diodenstrom auf den QED-Resonator anstelle des Transfer-Resonators benutzt werden. Dieser sogenannte "Kreuzlock" würde zwar nicht die absolute Stabilität der Resonatorlänge verbessern, aber die hochfrequenten Schwankungen der Stabilisierungslaser-Leistung im Resonator verringern.

Konstante Kopplung

Die Verringerung der Heizeffekte durch den Stabilisierungslaser ist ein bedeutender Schritt auf dem Weg zu einer konstanten und maximalen Kopplung zwischen Atom und Resonatorlichtfeld. Darüber hinaus konnten wir weitere Effekte identifizieren, die die Kopplungsstärke beeinflussen:

- Die Oszillation der Atome in der Dipolfalle entlang der Resonatorachse führt

dazu, dass wir das Atom nicht gezielt in einem Bereich hoher Kopplung platzieren können. Eine Kühlung des Atoms durch Raman-Seitenband-Kühlung oder Resonatorkühlungs-Mechanismen könnte eine bessere Lokalisierung im Resonator und somit eine konstante und maximale Kopplung auf längeren Zeitskalen ermöglichen.

- Optisches Pumpen des Atoms in das $|F = 4, m_F = \pm 4\rangle$ -Zeeman-Niveau in Kombination mit einer wohldefinierten Quantisierungsachse könnte die Mittelung der Kopplungsstärke über alle Übergänge verhindern und die Wechselwirkung des Atoms mit dem Lichtfeld auf den stärksten Übergang beschränken.

Die Kopplungsstärke kann aus dem Abstand der Linien bestimmt werden, die durch die Vakuum-Rabi-Aufspaltung entstehen. Die Voraussetzung dafür ist, dass die Kopplung lange genug konstant ist, um in einer Messung die Frequenz des Nachweislasers über beide Linien des gekoppelten Systems hinweg verschieben zu können, ohne dass sich ihr Abstand in dieser Zeit verändert.

Verschränkung zweier Atome

Durch die gleichzeitige, starke und kontrollierte Kopplung zweier Atome an dasselbe Resonatorlichtfeld könnte die Verschränkung dieser Atome realisiert werden [Pel95]. Verschränkte Atompaare versprechen große Fortschritte im Bereich der Quanteninformations-Verarbeitung [Nie00], sowie für Atominterferometrie [Cav80] und Atomuhren [And04]. Trotz des relativ einfachen Konzepts ist die experimentelle Realisierung der Verschränkung zweier Atome in einem Resonator eine große Herausforderung, und ihr Erfolg hängt entscheidend von der Wahl eines realistischen Verschränkungsschemas ab.

Literaturverzeichnis

- [Agi06] Agilent Application Note 1303, *Spectrum Analyzer Measurement and Noise* (2006), <http://cp.literature.agilent.com/litweb/pdf/5966-4008E.pdf>
- [Alt04] W. Alt, *Optical control of single neutral atoms*, Dissertation an der Universität Bonn (2004)
- [And04] A. André, A. S. Sørensen, und M. D. Lukin, *Stability of Atomic Clocks Based on Entangled Atoms*, Phys. Rev. Lett. **92**, 230801 (2004)
- [Car93] H. Carmichael, *An Open Systems Approach to Quantum Optics*, Springer, Berlin (1993)
- [Cav80] C. M. Caves, *Quantum-mechanical noise in an interferometer*, Phys. Rev. D **23**, 1693 (1980)
- [Chu85] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, und A. Ashkin, *Three-dimensional Viscous Confinement and Cooling of Atoms by Resonance Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **55**, 48 (1985)
- [DiV00] D. P. DiVincenzo, *The physical implementation of quantum computation*, Fortschr. Phys. **48**, 771 (2000)
- [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, Appl. Phys. B **31**, p. 97 (1983)
- [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)

- [Gehm98] M. E. Gehm, K. M. O'Hara, T. A. Savard, und J. E. Thomas, *Dynamics of noise-induced heating in atom traps*, Phys. Rev. A **58**, 3914 (1998)
- [Gri00] R. Grimm, M. Weidemüller, und Y. B. Oychinnikov, *Optical dipole traps for neutral atoms*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **42**, 95 (2000)
- [Hae75] T. W. Hänsch und A. Schawlow, *Cooling of Gases by Laser Radiation*, Opt. Commun. **13**, 68 (1975)
- [Jay63] E. Jaynes, F. Cummings, 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)
- [Mau04] P. Maunz, T. Puppe, I. Schuster, N. Syassen, P. W. H. Pinkse, und G. Rempe, *Cavity cooling of a single atom*, Nature **428**, 50 (2004)
- [Mes05] D. Meschede, *Optik, Licht und Laser*, Teubner, Stuttgart (2005)
- [Met99] H. J. Metcalf und P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer, Berlin (1999)
- [Mir02] Y. Miroshnychenko, *Design and test of an optical high finesse resonator for single atom experiments*, Diplomarbeit an der Universität Bonn (2002)
- [Mir06] Y. Miroshnychenko, W. Alt, I. Dotsenko, L. Förster, M. Khudaverdyan, D. Meschede, D. Schrader, und A. Rauschenbeutel, *An atom-sorting machine*, Nature **442**, 151 (2006)
- [Nie00] M. A. Nielsen und I. L. Chuang, *Quantum computation and quantum information*, Cambridge University Press (2000)
- [Nus05] S. Nußmann, M. Hijlkema, B. Weber, F. Rohde, G. Rempe, und A. Kuhn, *Submicron Positioning of Single Atoms in a Microcavity*, Phys. Rev. Lett. **95**, 173602 (2005)
- [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)

- [Pup07] T. Puppe, I. Schuster, A. Grothe, A. Kubanek, K. Murr, P. W. H. Pinkse, und G. Rempe, *Trapping and observing single atoms in the dark*, arXiv: quant-ph/0702162 (2007)
- [Raab87] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, und D. E. Pritchard, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*
- [Rai94] G. Raithel, C. Wagner, H. Walther, L. M. Narducci, und M. O. Scully, *The micromaser: Providing ground for quantum physics*, in p. Berman, ed., *Cavity Quantum Electrodynamics*, p. 57, Academic Press, New York (1994)
- [Rai01] J. M. Raimond, M. Brune, und S. Haroche, *Manipulating quantum entanglement with atoms and photons in a cavity*, Rev. Mod. Phys. **73**, 565-582 (2001)
- [Ros03] W. Rosenfeld, *A high finesse optical resonator for cavity QED experiments*, Diplomarbeit an der Universität Bonn (2003)
- [Sau04] J. A. Sauer, K. M. Fortier, M. S. Chang, C. D. Hamley, und M. S. Chapman, *Cavity QED with optically transported atoms*, Phys. Rev. A **69**, 051804(R) (2004)
- [Sav97] T. A. Savard, K. M. O'Hara, und J. E. Thomas, *Laser-noise-induced heating in far-off resonance optical traps*, Phys. Rev. A **56**, R1095 (1997)
- [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, I. Dotsenko, M. Khudaverdyan, Y. Miroshnychenko, A. Rauschenbeutel, und D. Meschede, *Neutral atom quantum register*, Phys. Rev. Lett. **93**, 150501 (2004)
- [Schr04] 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)
- [Ye99] J. Ye, D. W. Vernooy, und H. J. Kimble, *Trapping of single atoms in cavity QED*, Phys. Rev. Lett. **83**, 4987 (1999)

Danksagung

Zum Abschluss möchte ich mich bei allen bedanken, die mich während des letzten Jahres unterstützt und zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Meschede, der mir die Möglichkeit gegeben hat, an diesem faszinierenden Experiment zu arbeiten und einen Einblick in die Welt der Quantenoptik zu gewinnen.

Bedanken möchte ich mich auch bei Prof. Weitz, dass er sich bereit erklärt hat, das Korreferat zu übernehmen.

Die Arbeit mit dem Single-Atoms-Team hat mir viel Spaß gemacht. Ich möchte Igor Dotsenko, Mika Khudaverdyan und Sebastian Reick für ihren Enthusiasmus danken. Nicht zuletzt wegen ihrer Bereitschaft, alle meine Fragen zu beantworten und mir mit Rat und Tat zur Seite zu stehen, habe ich sehr viel in diesem Jahr lernen können. Danken möchte ich auch Tobias Kampschulte und meinem "Junior-Diplomanden" Karim Lenhard, die seit einiger Zeit auch zum Single-Atoms-Team gehören.

Unseren PostDocs Wolfgang Alt, Arno Rauschenbeutel und Artur Widera danke ich für die vielen Diskussionen und Anregungen. Ihr Rat bei technischen, physikalischen und organisatorischen Problemen hat mir oft sehr weitergeholfen.

Bei allen Mitgliedern der Gruppe Meschede und des Instituts möchte ich mich für die angenehme Arbeitsatmosphäre bedanken. Mein besonderer Dank gilt hier Jae-Ihn Kim, dass wir ein bisschen Licht seines 975 nm-Lasers für unsere Messungen verwenden durften, und Claudia Weber, Daniel Döring und Dietmar Haubrich für ihre Hilfe bei meinem Diplom-Kolloquium.

Besonders möchte ich auch all den kritischen Menschen danken, die sich die Zeit genommen haben, diese Arbeit, in Teilen oder als Ganzes, Korrektur zu lesen: Sebastian, Mika, Wolfgang, Artur, Karim, Tobias und Ulla.

Die Unterstützung meiner Eltern hat mir sehr viel ermöglicht und erleichtert. Für den steten Rückhalt, den sie mir geben, möchte ich mich ebenfalls bedanken.

Erwähnt werden sollten auch alle Freunde, die für mich da sind, auch wenn es mal stressig ist. Besonders dankbar bin ich Ulla und Tobi für die großartige Unterstützung in den letzten paar Wochen.

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
Korreferent: Prof. Dr. M. Weitz