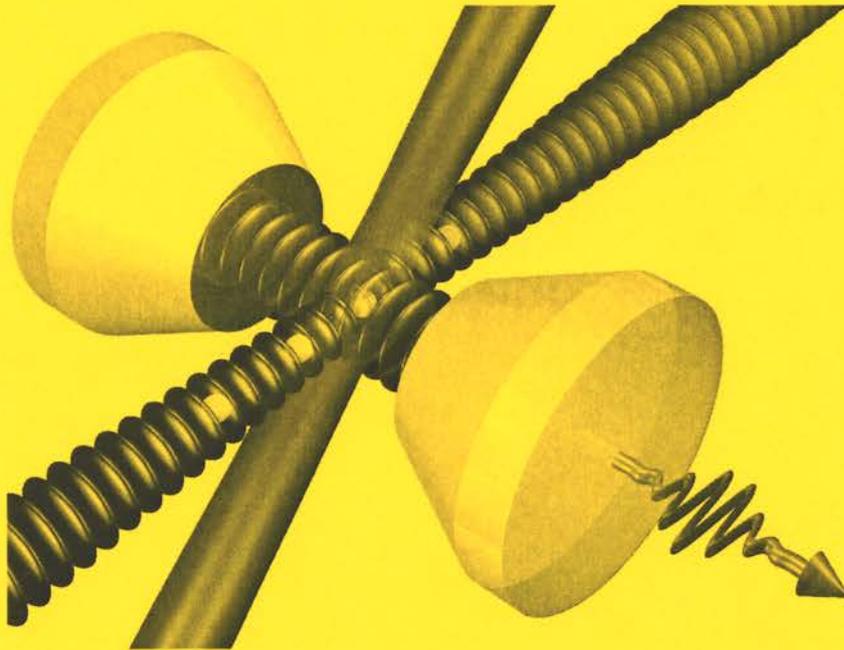


MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR QUANTENOPTIK

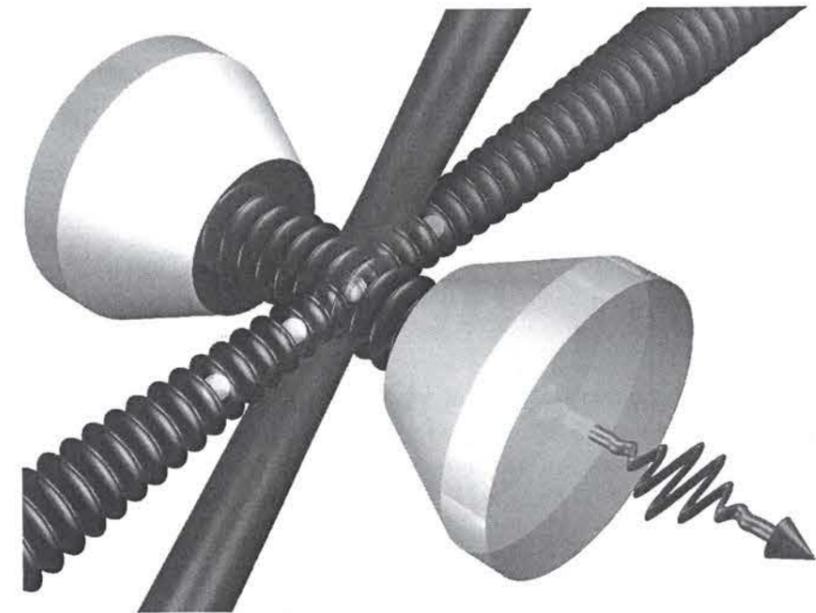
Kühlen und Positionieren eines Atoms
in einem optischen Resonator



Stefan Nußmann

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR QUANTENOPTIK

Kühlen und Positionieren eines Atoms
in einem optischen Resonator



Stefan Nußmann

Max-Planck-Institut für Quantenoptik
BIBLIOTHEK
Hans-Kopfermann-Str. 1
D-85748 Garching
Tel.-Nr.: (089) 32905-148

Dieser MPQ-Bericht ist als Manuskript des Autors gedruckt
Alle Rechte vorbehalten

This MPQ-Report has been printed as author's manuscript
All rights reserved

Max-Planck-Institut für Quantenoptik
Hans-Kopfermann-Str. 1
D-85748 Garching, Bundesrepublik Deutschland

Kurzfassung

Die vorliegende Dissertation beschreibt Experimente mit einzelnen Atomen in einem optischen Resonator hoher Finesse. Bei Beleuchtung des Atoms mit einem transversalen Pump-laser kommt es in Kombination mit einer resonatorunabhängigen Stehwellen-Dipolfalle und dem Vakuumfeld des Resonators zu dreidimensional wirkenden Kühlkräften, die zur Präparation einzelner Atome im Zentrum der Resonatormode verwendet werden. Durch Verschieben der Stehwellenfalle kann die Atom-Resonator-Kopplung exakt eingestellt werden. Für die Experimente wurde eine neue Apparatur aufgebaut, in der Atome aus einer magneto-optischen Falle mit Hilfe einer Dipolfalle zum optischen Resonator transportiert werden. Die dort gespeicherten Atome weisen Temperaturen unter der Doppler-Grenze auf, sie sind gut in der Mode lokalisiert und bleiben im Mittel 17 s lang gespeichert. Zudem kann aus der Photonenstreurrate die Anzahl der gespeicherten Atome bestimmt werden.

Abstract

In this thesis experiments with single atoms in a high-finesse optical cavity are described. An orthogonal arrangement of a pump laser, a standing-wave dipole-force trap and the cavity vacuum gives rise to three-dimensional cooling forces that are used to prepare single atoms in the centre of the cavity mode. The atom-cavity coupling can be adjusted accurately by moving the standing-wave dipole trap. For these experiments, a new apparatus has been set up in which the atoms are guided from a magneto-optical trap to the cavity by means of a dipole-force trap. There, the captured atoms show temperatures below the Doppler-limit, they are well localised in the mode and show an average lifetime of 17 s. Moreover, the number of trapped atoms can be derived from the measured photon scattering rate.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	5
2.1	Grundlagen der Licht-Atom-Wechselwirkung	5
2.1.1	Das Jaynes-Cummings-Modell	6
2.1.2	Offene Quantensysteme	8
2.1.3	Kohärente Anregung des Systems	9
2.1.4	<i>Dressed states</i> im starken Laserfeld - Die Dipolfalle	10
2.1.5	Die Master-Gleichung im Wechselwirkungsbild	11
2.1.6	Lösung der Master-Gleichung bei schwachem Feld	12
2.2	Einfluss einzelner Atome auf das Resonatorfeld	13
2.2.1	Gleichgewichtszustand für ein ruhendes Atom	13
2.2.2	Transmission eines Nachweislasers durch den Resonator	14
2.2.3	Das kohärent getriebene Atom im Resonator	14
2.3	Die Lichtkräfte im Resonator	16
2.3.1	Lichtkräfte auf ein ruhendes Atom	16
2.3.2	Geschwindigkeitsabhängige Kräfte - Resonator-Doppler-Kühlung	17
2.3.3	Sisyphus-Kühlen	20
2.3.4	Diffusion und Gleichgewichtstemperatur	21

2.3.5	Einschränkungen des Modells - Sub-Doppler-Kühlen	23
2.4	Semiklassische Bistabilitäts-Theorie	24
3	Experimenteller Aufbau und Charakterisierung des Systems	27
3.1	Konzept des Experiments	27
3.2	Das Design der Apparatur	29
3.3	Das Lasersystem	32
3.4	Experimentsteuerung und Messprogramm	35
3.5	Die magnetooptische Falle	36
3.5.1	Prinzip der MOT	36
3.5.2	Aufbau der MOT	36
3.5.3	Detektion der Atome	38
3.5.4	Charakterisierung der MOT	39
3.6	Dipolfallen und Atomtransport	41
3.6.1	Das Dipolpotential	41
3.6.2	Lasersystem und Fallenparameter	43
3.6.3	Experimentelle Untersuchung des Atomtransports	45
3.7	Der Resonator	54
3.7.1	Optische Resonatoren - Einführung	54
3.7.2	Technische Realisierung des Resonators	58
3.7.3	Stabilisierung des Resonators	61
3.7.4	Charakterisierung des Resonators	64
3.7.5	Einfluss des Staubkorns	70
3.7.6	Nachweis der Photonen	70
3.7.7	Zusammenfassung der Resonatoreigenschaften	71
3.7.8	Der Resonator als Atomdetektor	71

3.8	Geometrie der Dipolfallen und Moden im Resonator	73
4	Messungen mit longitudinal gepumptem Resonator	75
4.1	Transport und Speicherung einer Atomwolke im Resonator	75
4.1.1	Detektion einer Atomwolke im Resonator	75
4.1.2	Speichern einer Atomwolke in der Stehwellenfalle	77
4.2	Beobachtung optischer Bistabilität	79
4.3	Detektion einzelner Atome	81
4.3.1	Erste Signale	82
4.3.2	Messungen mit höheren Transversalmoden	83
4.3.3	Versuch des kontrollierten Umladens in die Stehwellenfalle	83
5	Fangen und Kühlen von einzelnen Atomen	86
5.1	Erste Messungen mit transversalem Pumplaser	86
5.1.1	Detektion einzelner Atome im Transit	87
5.1.2	Abhängigkeit des Signals von den Verstimmungen	88
5.2	Vakuum-stimuliertes Resonatorkühlen	90
5.2.1	Präparation einzelner Atome	90
5.2.2	Speichern der Atome	92
5.2.3	Frequenzabhängigkeit der Kühlkräfte	95
5.2.4	Streurrate und Lokalisierung	96
5.2.5	Abschätzung der Temperatur	97
6	Deterministische Kontrolle der Atom-Resonator Kopplung	99
6.1	Funktionsweise des Förderbandes für Atome	99
6.2	Charakterisierung der Positionierung	101
6.2.1	Präzision der Positionierung	101

6.2.2	Analyse der anfänglichen Atomverteilung - Startbedingungen	102
6.2.3	Lebensdauer der Atome bei Modulation der Position	103
6.3	Positionskontrolle in der TEM ₀₁ -Mode	104
7	Zusammenfassung und Ausblick	106
ANHANG		109
A	Der Purcell-Faktor für verschiedene Resonatoren	109
B	Linienstärken von ⁸⁵ Rb	111
C	Abhängigkeit der Atomposition vom Winkel der Glasplatte	113
Literaturverzeichnis		117
Publikationen		125
Danksagung		127

Kapitel 1

Einleitung

Die Computer-Technologie hat in den letzten Jahrzehnten eine rasante Entwicklung durchlaufen. Die fortschreitende Miniaturisierung von integrierten Schaltkreisen führte zu immer schnelleren und leistungsfähigeren Computern, die aus dem alltäglichen Leben nicht wegzudenken sind. Aktuelle Lithographieverfahren ermöglichen Leitungen und logische Gatter auf der Oberfläche eines Silizium-Chips, die nur Bruchteile eines Mikrometers groß sind. Schreitet diese Entwicklung weiter voran, wird in wenigen Jahren ein einzelnes logisches Gatter nurmehr aus wenigen Atomen bestehen. In einem solchen System dominieren die Gesetze der Quantenmechanik das Geschehen.

Andererseits eröffnet die Informationsverarbeitung auf der Basis einzelner Quantensysteme ganz neue Möglichkeiten. Auf der Grundlage neuartiger Algorithmen können mit quantenmechanischen Systemen leistungsfähigere Computer und Netzwerke verwirklicht werden [Feynman, 1982; Deutsch, 1985, 1989; Shor, 1994]. Der entscheidende Vorteil eines solchen Quantencomputers ist, dass er auch mit Superpositionen von Eingangszuständen arbeiten und somit massiv parallel rechnen kann. Dadurch motiviert, hat sich in den letzten Jahren eine neue Forschungsdisziplin, die Quanteninformationsverarbeitung (QIV), entwickelt.

Weltweit werden beträchtliche Bemühungen unternommen, die einzelnen Elemente eines Quantencomputers zu implementieren. Dazu werden einzelne Quantensysteme benötigt, in denen die Quanteninformation (z.B. als Qubit analog dem klassischen Bit) gespeichert werden kann, sowie ein Satz universeller Quantengatter, die auf einzelne Qubits wirken oder verschiedene Qubits miteinander verknüpfen [DiVincenzo, 2000]. Es ist eine schwierige Aufgabe, ein Ensemble von Qubits so anzuordnen, dass sie einzeln adressiert und paarweise zur Wechselwirkung gebracht werden können. Die vollständige Kontrolle der Quanteneffekte, die es einem ermöglicht, Quantenzustände von verschiedenen Quantensystemen zu verschränken, setzt auch eine optimale Isolation des Systems von der Umgebung voraus, um die Dekohärenzeffekte möglichst klein zu halten.

Als mögliche Träger der Quanteninformation wird eine Vielzahl unterschiedlicher Systeme untersucht. Eine Einführung in das Gebiet, sowie ein Überblick über den aktuellen Stand der Forschung findet sich beispielsweise in [Beth und Leuchs, 2003; Martini und Monroe, 2002; Bouwmeester *et al.*, 2000].

In der Atom- und Molekülphysik gelten Ionen, die in einer linearen Paul-Falle gespeichert sind, als aussichtsreiche Kandidaten. Aber auch für Neutralatome gibt es eine Reihe von Vorschlägen, wie man Quantengatter realisieren kann, z.B. über die Phasenverschiebung bei kalten Stößen oder über die Dipol-Dipol-Wechselwirkung von Rydberg-Atomen. Ein vielversprechender Ansatz ist die Verwendung einzelner Neutralatome, die über das Strahlungsfeld eines Resonators miteinander wechselwirken. Mit Rydberg-Atomen in einem Mikrowellen-Resonator wurde dies bereits demonstriert. Im optischen Bereich stellt die für Ein- oder Zwei-Qubit-Quantenoperationen erforderliche starke Kopplung zum Resonator jedoch eine große Herausforderung dar [Pellizari *et al.*, 1995].

Auch in der Festkörperphysik wird intensiv auf dem Feld der QIV geforscht. Dort gelten Josephson-Kontakte oder einzelne spinpolarisierte Ladungsträger in Quantenpunkten als die aussichtsreichsten Kandidaten für Qubits. Darüber hinaus wurden unter Verwendung von Kernspins in Molekülen erste Experimente zur QIV realisiert.

Als Qubits können zudem einzelne Photonen verwendet werden, wobei die Quanteninformation in einem Superpositionszustand der Photonenzahl einer einzelnen Mode, der Polarisation oder dem Weg der Photonen gespeichert werden kann. Bahnbrechend war auf diesem Bereich der Vorschlag von Knill *et al.* [2001], Quantengatter rein optisch mit Einzelphotonenquellen, Strahlteilern und effizienten Mehrphotonendetektoren zu realisieren.

Außerdem bilden einzelne Photonen ein ideales Medium, um Quanteninformation zwischen entfernten Punkten eines Netzwerks von stationären Quantencomputern zu übertragen. Zur Realisierung dieser Quantenkommunikation werden Schnittstellen zwischen stationären und fliegenden Qubits benötigt [DiVincenzo, 2000]. Einzelphotonenquellen bilden eine derartige Schnittstelle. Ist der Emissionsprozess unitär, so kann dieselbe Anordnung durch Umkehrung des zeitlichen Ablaufs auch als Empfänger verwendet werden. Cirac *et al.* [1997] schlagen dazu einen adiabatischen Raman-Prozess vor, der durch das Vakuumfeld eines optischen Resonators stimuliert wird. Auf der Basis dieses Mechanismus wurden in mehreren unabhängigen Experimenten gekoppelte Atom-Resonator-Systeme benutzt, um einzelne Photonen auf Abruf zu generieren [Kuhn *et al.*, 2002; Hennrich *et al.*, 2004; McKeever *et al.*, 2004; Keller *et al.*, 2004]. Auch die Eignung dieser Photonen für Quantennetze und zur optischen QIV ist bereits experimentell demonstriert worden [Legero *et al.*, 2004].

Um komplexere Experimente in dieser Richtung realisieren zu können, ist es unabdingbar, einzelne Atome über einen langen Zeitraum hinweg zwischen den Spiegeln eines Resonators im Regime der starken Kopplung speichern zu können. Dies war das Ziel der vorliegenden Arbeit.

Lange Zeit galten Experimente mit einzelnen Atomen oder Molekülen als nicht realisierbar. Die ersten Experimente mit einzelnen Teilchen waren das Speichern und Kühlen von einzelnen Ionen [Neuhauser *et al.*, 1980; Wineland und Itano, 1981]. Mit der Entwicklung der Laserkühlung [S.Chu, 1998; Cohen-Tannoudji, 1998; Philips, 1998] gelang es, auch Neutralatome auf sehr niedrige Temperaturen zu kühlen. Dies führte zur Beobachtung einzelner Atome in magneto-optischen Fallen [Hu und Kimble, 1994; Ruschewitz *et al.*, 1996; Haubrich *et al.*, 1996] und in Dipolfallen [Frese *et al.*, 2000; Schlosser *et al.*, 2001]. In einem optischen Resonator wurden einzelne Atome erstmals über die Transmission eines schwachen Nachweislasers beobachtet [Mabuchi *et al.*, 1996; Münstermann *et al.*,

1999b]. Schon bald konnte auch der Einfluss der Lichtkräfte auf die Dynamik eines Atoms im schwachen Strahlungsfeld des Resonators nachgewiesen werden [Hood *et al.*, 1998; Münstermann *et al.*, 1999a]. Diese Kräfte wurden ausgenutzt um ein einzelnes Atom im Lichtfeld eines einzelnen Photons einzufangen [Pinkse *et al.*, 2000; Hood *et al.*, 2000]. Gleichzeitig konnte über die Resonatortransmission die Dynamik des Atoms beobachtet werden. Ein Rückkoppelmechanismus auf die Detektion eines Atoms erlaubte es die Speicherzeit auszudehnen [Fischer *et al.*, 2002]. Eine weitere Verlängerung der Speicherzeit wurde durch die Verwendung einer resonatorinternen, fernverstimmten Dipolfalle erreicht [Ye *et al.*, 1999]. In einem vergleichbaren System wurde von Maunz *et al.* [2004] erstmals der von Horak *et al.* [1997] vorgeschlagene Mechanismus des Resonatorkühlens realisiert. In diesem Experiment wurde eine mittlere Speicherzeit von 18 ms erreicht. Begrenzend wirken in diesem Fall Intensitätsfluktuationen der resonatorinternen Dipolfalle und das dadurch hervorgerufene parametrische Heizen, das nur entlang der Resonatorachse durch die Kühlkräfte kompensiert wird.

Wird das Atom-Resonator-System nicht über den Resonator angetrieben, sondern durch einen transversalen Laserstrahl, der das Atom anregt, so kann man auch senkrecht zur Resonatorachse Resonatorkühlkräfte erhalten [Vuletić *et al.*, 2001; Domokos *et al.*, 2004; Zippilli *et al.*, 2005]. Auch über eine senkrecht zur Resonatorachse stehende Stehwellen-Dipolfalle und die dadurch bewirkten hohen Gradienten der dynamischen Stark-Verschiebung entlang der Stehwellenachse lassen sich Resonatorkühlkräfte erzeugen [Murr *et al.*]. In einer solchen orthogonalen Anordnung von Kühllasern, Stehwellen-Dipolfalle und dem Vakuumfeld eines Resonators ist es im Rahmen dieser Arbeit gelungen, erstmalig Resonatorkühlung in allen Raumrichtungen zu demonstrieren und so einzelne Atome „quasipermanent“ über mehr als 15 s im Resonator zu speichern [Nußmann *et al.*, 2005b].

Wie beim konventionellen Laserkühlen beruht das Resonatorkühlen auf einem dissipativen Prozess, der dem System Entropie entzieht. Beim Laserkühlen geschieht dies über die spontane Emission, bei der Resonatorkühlung wird dieser Prozess durch den Verlust von Photonen aus dem Resonator bewirkt. Daher ist es denkbar, dass diese Methode auch auf Moleküle angewendet werden kann, die keine geschlossenen Übergänge besitzen [Vuletić und Chu, 2000] oder auf Atome, die ein Qubit tragen [Griessner *et al.*, 2004].

Mit einer Atomwolke in einem solchen System kann man kollektive Effekte [Chan *et al.*, 2003; Nagorny *et al.*, 2003; Kruse *et al.*, 2003] und räumliche Selbstorganisation der Atome [Black *et al.*, 2003; Domokos und Ritsch, 2002; Zippilli *et al.*, 2004] beobachten.

Mit Hilfe der Resonatorkühlung lassen sich also lange Speicherzeiten für Atome in einem optischen Resonator erreichen. Doch für manche Anwendungen ist es nötig, dass die Atom-Resonator-Kopplung deterministisch variiert werden kann. Durch kontrolliertes Verschieben zweier Atome durch die Mode eines Resonators lassen sich die Atome beispielsweise miteinander verschränken [Marr *et al.*, 2003]. Experimentell kann dies über eine resonatorunabhängige Stehwellen-Dipolfalle realisiert werden, deren Potentialbäuche verschiebbar sind. Die kontrollierte Positionierung einzelner Atome im freien Raum konnte so durch Kuhr *et al.* [2001] demonstriert werden. Mit einem ähnlichen Aufbau wurden Atome durch die Mode eines Resonators transportiert [Sauer *et al.*, 2004]. Im Rahmen dieser Arbeit ist es mit dieser Methode gelungen, die Kopplung einzelner, zuvor im Zentrum der Resonatormode präparierter Atome deterministisch zu variieren [Nußmann *et al.*,

2005a]. Außerdem wurde mit zwei gefangenen Atomen die individuelle Adressierung sowie die gemeinsame Kopplung der Atome an die TEM_{01} -Resonatormode demonstriert.

Die vorliegende Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: Das zweite Kapitel befasst sich mit den theoretischen Grundlagen des Systems. Zunächst wird die Master-Gleichung des offenen Quantensystems eingeführt und dessen Lösung für den Fall schwacher Sättigung besprochen. Dann wird dieser Formalismus angewendet, um den Einfluss eines Atoms auf das Lichtfeld im Resonator zu studieren. Danach folgt die Diskussion der im Resonator auf das Atom wirkenden Lichtkräfte, die die Grundlage der Resonatorkühlung darstellen. Den Abschluss des Theoriekapitels bildet ein kurzer Abriss zur semiklassischen Bistabilitätstheorie.

In Kapitel 3 wird der experimentelle Aufbau besprochen und eine Reihe von Charakterisierungsmessungen vorgestellt. Besonderer Augenmerk wird hierbei auf die Realisierung des Transportmechanismus für Atome mittels zweier unterschiedlicher Dipolfallen und auf den optischen Resonator hoher Finesse gelegt.

Im vierten Kapitel werden Messungen mit longitudinal gepumptem Resonator vorgestellt. Hierbei konnte der Transport und die Speicherung einer Atomwolke in den Resonator demonstriert und optische Bistabilität beobachtet werden. Schließlich folgt der Nachweis von einzelnen Atomen in der Resonatortransmission.

Kapitel 5 befasst sich mit den Messungen mit gepumptem Atom im Resonator. Dabei wird zunächst die Detektion einzelner, in den Resonator geführter Atome über das in den Resonator gestreute Licht und die Abhängigkeit dieses Signals von den Verstimmungen vorgestellt. Danach werden die Ergebnisse von [Nußmann *et al.*, 2005b] zur dreidimensionalen Resonatorkühlung einzelner Atome in der tiefen Stehwellenfalle diskutiert.

Das sechste Kapitel befasst sich mit den Ergebnissen aus [Nußmann *et al.*, 2005a], wo die Möglichkeit der Feinpositionierung einzelner Atome entlang der Dipolfallenachse ausgenutzt wird um die Atom-Resonator-Kopplung deterministisch zu kontrollieren.

In Kapitel 7 werden die Ergebnisse der Arbeit nochmals zusammengefasst. Außerdem wird ein Ausblick auf zukünftige Experimente gegeben, die auf Grundlage der Ergebnisse dieser Arbeit möglich werden.

Kapitel 2

Theorie

2.1 Grundlagen der Licht-Atom-Wechselwirkung

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen zur Beschreibung des in der Arbeit behandelten Atom-Resonator-Systems eingeführt, das in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt ist. Im ersten Teil werden sukzessive die einzelnen Terme der Master-Gleichung eingeführt und dann deren Lösung im Grenzfall schwacher Sättigung vorgestellt. Danach folgt eine kurze Diskussion der Theorie zur Einzel-Atom-Detektion im Resonator. Im dritten Abschnitt werden die Lichtkräfte eingeführt, die zur beobachteten Kühlung einzelner Atome im Resonator führen. Abschließend folgt ein kurzer Abriss der semiklassischen Bistabilitätstheorie.

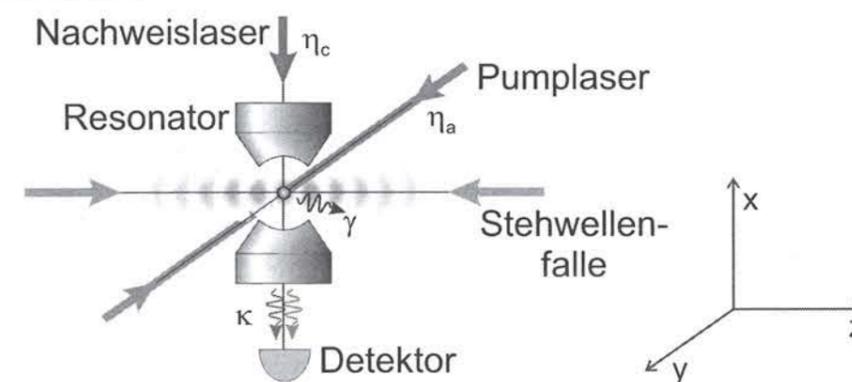


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Atom-Resonator-Systems. Das System kann entweder über den Resonator mit dem Nachweislaser (Pumprate η_c), oder über das Atom, mit dem Pumplaser (Pumprate η_a), kohärent angetrieben werden. Zur Speicherung des Atoms im Resonator wird eine Stehwellen-Dipolfalle verwendet. Die Anregung des Atoms zerfällt mit der Rate γ , die des Resonators mit der Rate κ . Resonatorachse, Stehwellenfalle und Pumplaser stehen senkrecht aufeinander.

2.1.1 Das Jaynes-Cummings-Modell

Die Wechselwirkung eines einzelnen, ruhenden Zwei-Niveau-Atoms mit dem quantisierten Lichtfeld eines idealen, optischen Resonators wird durch das bekannte Jaynes-Cummings-Modell beschrieben [Jaynes und Cummings, 1963]. Der zugehörige Hamilton-Operator hat in der Drehwellennäherung (engl.: *rotating wave approximation, RWA*) und der elektrischen Dipolnäherung, folgende Form:

$$H_{JC} = \hbar\omega_a\sigma^+\sigma^- + \hbar\omega_c a^\dagger a + \hbar g (a\sigma^+ + \sigma^- a^\dagger), \quad (2.1)$$

Hierbei sind a^\dagger und a , der Photonenerzeugungs- und -vernichtungsoperator der Resonatormode welche die kanonischen Vertauschungsrelation $[a, a^\dagger] = 1$ erfüllen. $\hbar\omega_a$ ist der Energieabstand von Grundzustand $|g\rangle$ und angeregtem Zustand $|e\rangle$, $\omega_c/2\pi$ ist die Resonanzfrequenz des Resonators. Die Pseudospin-Operatoren $\sigma^+ = |e\rangle\langle g|$ und $\sigma^- = |g\rangle\langle e|$ des Zwei-Niveau-Atoms erfüllen die Vertauschungsrelation $[\sigma_z, \sigma^\pm] = \pm 2\sigma^\pm$. $\sigma_z = [\sigma^+, \sigma^-]$ ist der Besetzungsdifferenz-Operator. Die Kopplungskonstante g_0

$$g_0 = \sqrt{\frac{\omega_c}{2\epsilon_0 V \hbar}} \cdot \mu_{ge}, \quad (2.2)$$

von Atom und Resonatorfeld hängt vom Modenvolumen V und vom Dipolmatrixelement μ_{ge} des atomaren Übergangs ab. Für das Erreichen einer hohen Kopplungskonstante ist demnach eine kleines Modenvolumen essentiell. Ist die Rayleigh-Länge der Mode z_0 wesentlich größer als der Spiegelabstand d des linearen Resonators ($z_0 \gg d$), so nimmt die Modenfunktion $\psi_c(\mathbf{r})$, welche die Ortsabhängigkeit der Kopplung des Atoms an die TEM₀₀-Mode gemäß:

$$g(\mathbf{r}) = g_0 \psi_c(\mathbf{r}) \quad (2.3)$$

beschreibt, die folgende einfach Stehwellenstruktur an:

$$\psi_c(\mathbf{r}) = \cos(k_c x) \cdot \exp\left(-\frac{y^2 + z^2}{w_{0,c}^2}\right). \quad (2.4)$$

Hierbei ist $k_c = 2\pi/\lambda_c$ die Wellenzahl und $w_{0,c}$ die Strahltaile (*engl. waist*) der TEM₀₀ Grundmode. Für das Modenvolumen gilt dann in guter Näherung $V = \frac{\pi}{4} w_{0,c}^2 d$.

Die Eigenzustände des quantisierten Feldes, die so genannten Fock-Zustände, werden mit $\{|n\rangle\}$ bezeichnet. Die Eigenenergien und Eigenzustände des Jaynes-Cummings-Systems, die so genannten *dressed states*, folgen aus der Diagonalisierung von H_{JC} . Der Grundzustand ist gegeben durch

$$|g\rangle|0\rangle = |g, 0\rangle, \quad (2.5)$$

mit der Energie

$$E_0 = 0. \quad (2.6)$$

Die anderen Eigenzustände ergeben sich aus der Superposition der Zustände $|g, n+1\rangle$ (Grundzustand mit $n+1$ Photonen im Resonator) und $|e, n\rangle$ (angeregter Zustand mit n Photonen):

$$\begin{aligned} |+, n\rangle &= \cos\theta_n |e, n\rangle + \sin\theta_n |g, n+1\rangle \\ |-, n\rangle &= \sin\theta_n |e, n\rangle - \cos\theta_n |g, n+1\rangle \end{aligned} \quad (2.7)$$

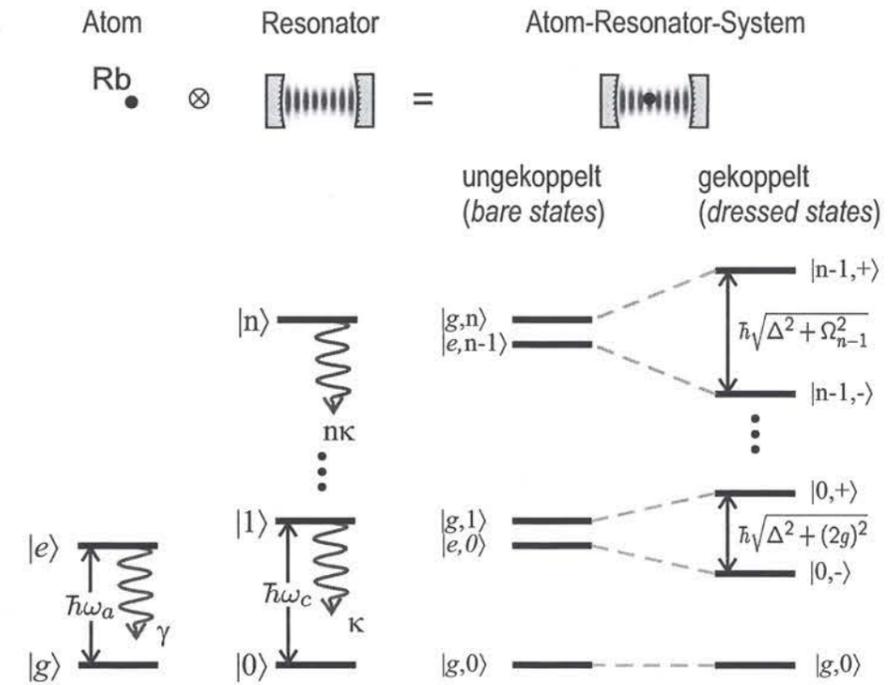


Abbildung 2.2: Jaynes-Cummings-Modell: Durch die Wechselwirkung zwischen quantisiertem Lichtfeld und Zwei-Niveau-Atom werden die Zustände von Atom und Lichtfeld gekoppelt. Die Energieniveaus spalten auf, und bilden Doublets mit Energieabstand $\hbar\sqrt{\Delta^2 + \Omega_n^2}$.

Der Übergang von der Basis $\{|e, n\rangle, |g, n+1\rangle\}$ zur „dressed state“-Basis $\{|+, n\rangle, |-, n\rangle\}$ entspricht einer Drehung im Hilbertraum ($\mathcal{H} = \mathcal{H}_a \otimes \mathcal{H}_c$) um den Winkel θ_n . Dieser wird durch die resonante n -Photonen-Rabi-Frequenz, $\Omega_n = 2g\sqrt{n+1}$ und die Atom-Resonator-Verstimmung $\Delta = \omega_a - \omega_c$ bestimmt:

$$\theta_n = \arctan \frac{\Omega_n}{\sqrt{\Delta^2 + \Omega_n^2} - \Delta} \quad (2.8)$$

Die zugehörigen Energieeigenwerte sind:

$$E_{\pm, n} = \hbar\omega_c(n+1) - \hbar\frac{\Delta}{2} \pm \hbar\frac{\sqrt{\Delta^2 + \Omega_n^2}}{2} \quad (2.9)$$

Im Energiespektrum (Abbildung 2.2) bilden die Eigenzustände $\{|\pm, n\rangle\}$ Doublets im Abstand ω_c , mit einer Energieaufspaltung von $\Delta E_n = \hbar\sqrt{\Delta^2 + \Omega_n^2}$. Die Aufspaltung des untersten Doublets ($n=0$) wird als Normalmodenaufspaltung (*engl.: normal-mode splitting*) oder auch als *vacuum-Rabi splitting* bezeichnet, sie beträgt (für $\Delta=0$) gerade $\Delta E_0 = \hbar \cdot 2g$. Dieses charakteristische Phänomen des Jaynes-Cummings Systems lässt sich beobachten, wenn ein einzelnes Atom mit einem einzelnen Anregungsquant des Resonators „stark“ wechselwirkt, d.h. wenn die Kopplungskonstante g größer ist als die relevanten Linienbreiten ($g \gg (\kappa, \gamma)$). Dieser Grenzfall wird als *strong-coupling limit* bezeichnet. Der Extremfall $g \ll \kappa, \gamma$ wird *bad-cavity limit* genannt. Das in dieser Arbeit behandelte Atom-Resonator-System befindet sich mit $g \approx \kappa, \gamma$ jedoch in keinem der beiden Grenzfälle.

2.1.2 Offene Quantensysteme

Im vorhergehenden Kapitel wurde das ideale Jaynes-Cummings-System besprochen, ein geschlossenes System, bei dem es keine Verlustmechanismen gibt. Dies ist jedoch unrealistisch, da meist die Wechselwirkung mit der Umgebung nicht vollständig unterdrückt werden kann. Die spontane Emission und der Zerfall des Resonatorfeldes sind irreversible Verlustprozesse und führen zu einer Dämpfung des Systems. Diese Prozesse lassen sich jedoch auch ausnutzen, um das System zu beobachten, und sogar, um die Bewegung des Atoms zu kühlen. Quantensysteme, die mit ihrer Umgebung wechselwirken, können über eine so genannte *Master-Gleichung* beschrieben werden, die im Folgenden eingeführt wird.

Das Gesamtsystem besteht aus einem Reservoir R, welches die Umgebung beschreibt, und dem eigentlichen System S. Der Gesamt-Hamilton-Operator ist die Summe aus drei Hamilton-Operatoren die das System S, das Reservoir R und die Wechselwirkung beschreiben:

$$H_{SR} = H_S + H_R + H_{WW}. \quad (2.10)$$

Der Hilbertraum ist ein Tensorprodukt $\mathcal{H} = \mathcal{H}_S \otimes \mathcal{H}_R$. Das Reservoir wird als Bad aus harmonischen Oszillatoren beschrieben. Die Moden des Feldes außerhalb des Resonators sind also durch folgenden Hamilton-Operator gegeben:

$$H_R = \sum_k \hbar \omega_k \left(b_k^\dagger b_k + \frac{1}{2} \right), \quad (2.11)$$

wobei b_k^\dagger und b_k die Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren für Photonen der Mode k sind und ω_k die Frequenz des Oszillators.

Im Falle des Atom-Resonator-Systems ($H_S = H_{JC}$) wird angenommen, dass das Reservoir nur schwach an das Atom und den Resonator koppelt, und zwar mit den zugehörigen Kopplungskonstanten g_k^a und g_k^c . Die System-Reservoir-Wechselwirkung ist dann durch:

$$H_{WW} = \sum_k \hbar g_k^c (b_k^\dagger a + a^\dagger b_k) + \sum_k \hbar (g_k^a \sigma^+ b_k + g_k^{a*} b_k^\dagger \sigma^-) \quad (2.12)$$

gegeben, wobei der erste Term die Wechselwirkung des Resonators und der zweite Term die Wechselwirkung des Atoms mit der Umgebung beschreibt. Die Zeitentwicklung des Gesamtsystems wird formal durch die von-Neumann-Gleichung für die Dichtematrix ρ_{SR} bestimmt:

$$\dot{\rho}_{SR} = -\frac{i}{\hbar} [H_{SR}, \rho_{SR}], \quad (2.13)$$

die im Allgemeinen nicht analytisch lösbar ist. Da nur die Zeitentwicklung des Systems von Interesse ist, kann die Spur über das Reservoir gebildet werden. Man erhält den reduzierten Dichtematrix-Operator des Systems:

$$\rho_S = \text{Tr}_R(\rho_{SR}). \quad (2.14)$$

Da die Wechselwirkung zwischen System und Reservoir als schwach angenommen wurde, genügt es, diese in der Born'schen Näherung zu betrachten, bei der in der Wechselwirkung Terme mit höherer als quadratischer Ordnung vernachlässigt werden. Um zu einer

Zeitentwicklung zu gelangen, bei welcher die Zukunft des Systems nur vom jetzigen Zustand, nicht aber von der Geschichte des Systems abhängt, wird die Markov-Näherung angewandt. Unter Annahme einer verschwindenden mittleren Anregung der Reservoir-Moden ergibt sich die Master-Gleichung für das schwach an die Umgebung gekoppelte Jaynes-Cummings-System zu

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [H_{JC}, \rho] + \kappa \mathcal{L}_a \rho + \gamma \mathcal{L}_\sigma \rho, \quad (2.15)$$

mit den so genannten Lindblad-Operatoren \mathcal{L}_a und \mathcal{L}_σ :

$$\mathcal{L}_a \rho = 2a\rho a^\dagger - \rho a^\dagger a - a^\dagger a \rho, \quad (2.16)$$

$$\mathcal{L}_\sigma \rho = 2 \int d^2 \hat{\mathbf{k}} N(\hat{\mathbf{k}}) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \sigma \rho \sigma^\dagger e^{+i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} - \rho \sigma^\dagger \sigma - \sigma^\dagger \sigma \rho, \quad (2.17)$$

wobei $\hat{\mathbf{k}} = \mathbf{k}/|\mathbf{k}|$ die Richtungen der spontan emittierten Photonen ist, die einer Verteilungsfunktion $N(\hat{\mathbf{k}})$ mit Dipolcharakter und $\int d^2 \hat{\mathbf{k}} N(\hat{\mathbf{k}}) = 1$ folgen. Die Wechselwirkung mit der Umgebung spiegelt sich in den Zerfallskonstanten κ und γ für Resonatormode und atomarer Anregung wieder. Es wird angenommen, dass die Spontanemission nicht durch die Anwesenheit des Resonators beeinflusst wird, da dieser nur einen kleinen Teil des gesamten Raumwinkels abdeckt.

2.1.3 Kohärente Anregung des Systems

Bisher wurden nur Verluste in der Master-Gleichung berücksichtigt. Wenn das System durch ein externes Feld angetrieben wird, wie dies in Abbildung 2.1 dargestellt ist, kann dies durch einen zusätzlichen Term im Hamilton-Operator in die Beschreibung des System integriert werden.

Die Anregung des JC-Systems durch ein kohärentes Feld der Frequenz ω_L und der Pump-Rate η_c , bzw. η_a , wird durch folgenden Hamilton-Operator (in *RWA*) beschrieben:

$$H_{p,c} = (\eta_c e^{-i\omega_L t} a^\dagger + \eta_c^* e^{i\omega_L t} a), \quad (2.18)$$

für den Fall, dass die Resonatormode axial durch einen der Spiegel gepumpt wird (Nachweislaser). Wird das Atom direkt angeregt (Pumplaser) sieht der Hamilton-Operator wie folgt aus:

$$H_{p,a} = (\eta_a e^{-i\omega_L t} \sigma^+ + \eta_a^* e^{i\omega_L t} \sigma^-). \quad (2.19)$$

Im Fall, dass der Pumplaser durch eine ebene Welle, mit Wellenvektor \mathbf{k}_L entlang der y -Achse beschrieben werden kann, erhält man die folgende Ortsabhängigkeit:

$$\eta_a(\mathbf{r}) = \eta_{a,0} e^{i\mathbf{k}_L \cdot \mathbf{y}}. \quad (2.20)$$

2.1.4 Dressed states im starken Laserfeld - Die Dipolfalle

Das in Abschnitt 2.1.1 vorgestellte Modell der *dressed states* gilt nicht nur für den diskutierten Fall mit kleiner Besetzungszahl n und großer Kopplungskonstante g_0 , es lässt sich auch auf ein Atom im starken Laserfeld anwenden. Für die resonante n -Photonen-Rabi-Frequenz gilt $\Omega_n \propto \sqrt{(n+1)/V}$. Vergrößert man nun das Quantisierungsvolumen V im gleichen Maße wie die Photonenzahl n , so erhält man das Modell für ein einzelnes Atom in einem starken Feld. Die Eigenzustände dieses Systems sind wieder die gleichen *dressed states* $\{|n\pm\rangle\}$ (Gleichungen (2.7)). Für sehr große n gilt $\Omega_{n+1} \approx \Omega_n \approx \Omega$, wobei $\Omega = \mu_{eg}E/\hbar$ die Rabi-Frequenz ist.

Für einen rotverstimmtten Laser mit Frequenz ω_s erhält man das in Abbildung 2.3 dargestellte Energieniveauschema. Im Fluoreszenzspektrum sind die drei Frequenzen ω_s und $\omega_s \pm \Omega$ zu beobachten, das so genannte Mollow-Triplet [Mollow, 1969].

Für ein weit verstimmttes Laserfeld lässt sich die Energieaufspaltung für den Fall $|\Delta_{as}| := |\omega_a - \omega_s| \gg \Omega$ in eine Taylor-Reihe bis zur zweiten Ordnung entwickeln, und man erhält:

$$\Delta E \simeq \hbar\Delta_{sa} + \frac{1}{2} \frac{1}{|\Delta_{sa}|} \cdot \Omega^2. \quad (2.21)$$

In diesem Grenzfall besitzen die *dressed states* $|\pm, n\rangle$ nur schwache Beimischungen des jeweils anderen Zustandes und man kann sie als Grundzustand und angeregten Zustand des Systems interpretieren. Für einen rotverstimmtten Laserstrahl wird also der Grundzustand um $\frac{1}{2}\Delta_s := \frac{1}{4} \frac{1}{|\Delta_{as}|} \cdot \Omega^2$ abgesenkt und das angeregte Niveau um den gleichen Betrag angehoben. In Analogie zur Stark-Verschiebung von Energieniveaus in statischen Felder bezeichnet man dieses Phänomen als dynamische Stark-Verschiebung oder *AC-Stark-shift*. Diese Verschiebung ist die Grundlage für die so genannte Dipolfalle, die zur Speicherung von Atomen verwendet werden kann. Zwischen Rabi-Frequenz und Laserintensität I be-

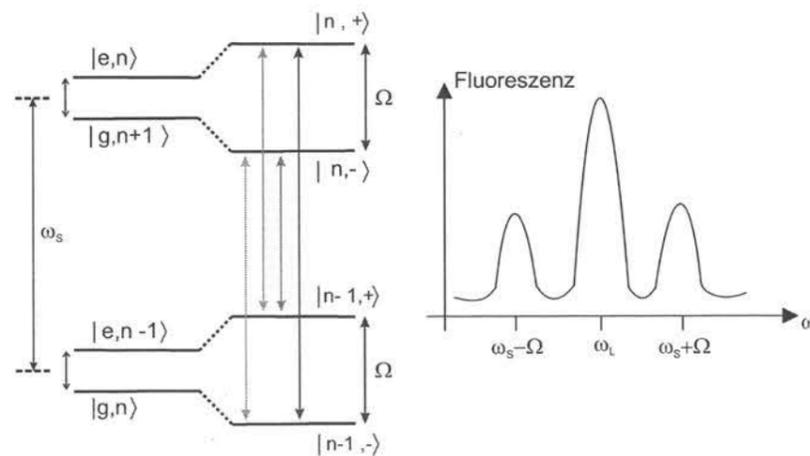


Abbildung 2.3: Links: Dressed states für ein starkes, rotverstimmttes Lichtfeld (n groß, $\Delta_{as} > 0$), mit den möglichen Übergängen zwischen den dressed states. Der Grundzustand wird energetisch abgesenkt. Rechts: Im Fluoreszenzspektrum sind die drei Linien des Mollow-Triplets zu beobachten.

steht folgender Zusammenhang [Adams und Riis, 1997]: $\Omega^2/\Gamma^2 = I/2I_{sat}$. Hierbei ist $\Gamma = 2\gamma = 1/\tau$ die natürliche Linienbreite des atomaren Übergangs und $I_{sat} = \hbar\omega_a^3\Gamma/12\pi c^2$ die Sättigungsintensität, die Intensität des resonanten Lichts, bei der das Atom ein Viertel der Zeit im angeregten Zustand verbringt. Das durch einen rotverstimmtten, fokussierten Laserstrahl hervorgerufene Fallenpotential erhält damit die Form:

$$U(\mathbf{r}) = -\frac{\hbar\Gamma^2}{8\Delta_{as}} \frac{I(\mathbf{r})}{I_{sat}}. \quad (2.22)$$

Die in Abbildung 2.1 eingezeichnete Stehwellen-Dipolfalle hat demnach zweierlei Auswirkungen auf das System, und damit auf den Hamilton-Operator [Enk *et al.*, 2001]: Zum einen wird die atomare Resonanzfrequenz ω_a um den Betrag $\Delta_s(\mathbf{r})$ verschoben, zum anderen existiert ein ortsabhängiges, quasi-konservatives Potential der Tiefe $U(\mathbf{r}) = -\hbar\Delta_s(\mathbf{r})/2$. Die Ortsabhängigkeit kann im Bereich des Resonators, der wesentlich kleiner ist als die Rayleigh-Länge $z_{0,s}$ der in den Resonator fokussierten Laserstrahlen, analog zur Resonatormode durch folgende vereinfachte Stehwellenstruktur beschrieben werden:

$$\Delta_s(\mathbf{r}) = \Delta_{s,max} \psi_s^2(\mathbf{r}), \quad (2.23)$$

mit

$$\psi_s(\mathbf{r}) = \cos(k_s z) \cdot \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w_{0,z}^2}\right). \quad (2.24)$$

Hierbei ist $k_s = 2\pi/\lambda_s$ die Wellenzahl und $w_{0,s}$ die Strahltaile der Stehwelle.

2.1.5 Die Master-Gleichung im Wechselwirkungsbild

Die Zeitentwicklung eines Systems kann in der Quantenmechanik sowohl von den Zuständen (Schrödingerbild) als auch von den Operatoren (Heisenbergbild) getragen werden. Für wechselwirkende Systeme ist es meist vorteilhaft, die Zeitentwicklung auf Zustände und Operatoren zu verteilen (Wechselwirkungsbild). Hierbei wird die durch den Hamilton-Operator

$$H_0 = \hbar\omega_L(\sigma^+\sigma^- + a^\dagger a) \quad (2.25)$$

erzeugte Wechselwirkung auf die Operatoren, der verbleibende Anteil auf die Zustände übertragen. Die Transformation ins Wechselwirkungsbild erfolgt mit der unitären Transformation

$$U_0 = e^{-\frac{i}{\hbar}H_0 t}, \quad (2.26)$$

unter der sich Operatoren O , Zustände und Erwartungswerte wie folgt transformieren:

$$O_{WW} = U_0 O U_0^\dagger \quad (2.27)$$

$$|\psi_{WW}\rangle = U_0 |\psi\rangle \quad (2.28)$$

$$\langle \psi_{WW} | O_{WW} | \psi_{WW} \rangle = \langle \psi | O | \psi \rangle \quad (2.29)$$

Dies entspricht einer Transformation in ein Bezugssystem, das mit der Laserfrequenz ω_L rotiert. Die Master-Gleichung nimmt im Wechselwirkungsbild dann folgende Form an:

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + \kappa\mathcal{L}_a\rho + \gamma\mathcal{L}_\sigma\rho, \quad (2.30)$$

mit

$$\begin{aligned} H/\hbar = & \Delta_a(\mathbf{r})\sigma^+\sigma^- + \Delta_c a^\dagger a + g(\mathbf{r})(a\sigma^+ + a^\dagger\sigma^-) \\ & - \eta_c(\mathbf{r})a^\dagger - \eta_c^*(\mathbf{r})a - \eta_a(\mathbf{r})\sigma^+ - \eta_a^*(\mathbf{r})\sigma^- \\ & + U(\mathbf{r}). \end{aligned} \quad (2.31)$$

Die Verstimmung des atomaren Übergangs zum Laser Δ_a und des Resonator zum Laser Δ_c sind wie folgt definiert:

$$\Delta_a(\mathbf{r}) = \omega_a - \omega_L + \Delta_s(\mathbf{r}), \quad (2.32)$$

$$\Delta_c = \omega_c - \omega_L. \quad (2.33)$$

Der Laser ist in der Regel nahresonant zum Resonator, die kleine Verstimmung Δ_c ist jedoch wesentlich für die Kühlkräfte.

Die Bewegung des Atoms ist im Hamilton-Operator (2.31) nicht berücksichtigt, sie wird in dem Modell als klassisch angenommen.

Sobald die Lösung der Master-Gleichung bekannt ist lässt sich der Erwartungswert für einen beliebigen System-Operator O wie folgt bestimmen:

$$\langle \dot{O}(t) \rangle = Tr(O\dot{\rho}(t)). \quad (2.34)$$

2.1.6 Lösung der Master-Gleichung bei schwachem Feld

Ausgehend von der Master-Gleichung (2.30) lassen sich die dynamischen Gleichungen für die Zeitentwicklung der Erwartungswerte der System-Operatoren $\langle \sigma^- \rangle$ und $\langle a \rangle$, die so genannten Maxwell-Bloch-Gleichungen, über Gleichung (2.34) herleiten. Diese lassen sich mit Hilfe der komplexen Verstimmungen:

$$\begin{aligned} \tilde{\Delta}_a &= \Delta_a - i\gamma = \omega_a - \omega_L + \Delta_s - i\gamma, \\ \tilde{\Delta}_c &= \Delta_c - i\kappa = \omega_c - \omega_L - i\kappa, \end{aligned} \quad (2.35)$$

folgendermaßen schreiben:

$$\langle \dot{a} \rangle = -i\tilde{\Delta}_c \left\{ \langle a \rangle + \frac{g}{\tilde{\Delta}_c} \langle \sigma^- \rangle - \frac{\eta_c}{\tilde{\Delta}_c} \right\}, \quad (2.36a)$$

$$\langle \dot{\sigma}^- \rangle = -i\tilde{\Delta}_a \left\{ \langle \sigma^- \rangle - \frac{g}{\tilde{\Delta}_a} \langle \sigma_z a \rangle - \frac{\eta_a}{\tilde{\Delta}_a} \right\}, \quad (2.36b)$$

$$\langle \dot{\sigma}_z \rangle = 2ig \langle a^\dagger \sigma^- - a \sigma^+ \rangle - 2\gamma \langle \sigma^+ \sigma^- \rangle - 2i\eta_a^* \sigma + 2i\eta_a \sigma^+. \quad (2.36c)$$

Dies ist ein nichtlineares Differentialgleichungssystem, das analytisch im Allgemeinen nicht lösbar ist. Für den Grenzfall schwacher Sättigung lässt sich das System aber linearisieren, indem man entweder nur die untersten drei Zustände ($|g, 0\rangle$, $|e, 0\rangle$ und $|g, 1\rangle$) mitnimmt [Hechenblaikner *et al.*, 1998], oder besser, indem man das Zwei-Niveau-Atom als harmonischen Oszillator interpretiert, bei dem nur die untersten Zustände besetzt sind [Murr, 2003]. Damit kann die Pseudospin-Algebra ($[\sigma^+, \sigma^-] = \sigma_z$) ersetzt werden durch die des harmonischen Oszillators ($[\sigma^\dagger, \sigma] = -1$). Um deutlich zu machen, dass Atom und Resonator in den folgenden Abschnitten in dieser Näherung behandelt werden, wird die

Notation angepasst: Aus den Pseudospin-Operatoren σ^+ und σ^- werden die Erzeugungs- und -vernichtungsoperatoren σ^\dagger und σ . In dieser Näherung kann $\sigma_z a$ in Gleichung (2.36b) durch $-a$ ersetzt werden und das Gleichungssystem vereinfacht sich zu:

$$\langle \dot{a} \rangle = -i\tilde{\Delta}_c \left\{ \langle a \rangle + \frac{g}{\tilde{\Delta}_c} \langle \sigma \rangle - \frac{\eta_c}{\tilde{\Delta}_c} \right\}, \quad (2.37a)$$

$$\langle \dot{\sigma} \rangle = -i\tilde{\Delta}_a \left\{ \langle \sigma \rangle + \frac{g}{\tilde{\Delta}_a} \langle a \rangle - \frac{\eta_a}{\tilde{\Delta}_a} \right\}. \quad (2.37b)$$

Ein weiterer Vorteil des Modells zweier gekoppelter harmonischer Oszillatoren ist, dass der Erwartungswert von Produkten von Operatoren faktorisiert (z.B. $\langle a^\dagger a \rangle \simeq |\langle a \rangle|^2$), vorausgesetzt, man hat es mit kohärenten Zuständen zu tun. Man kann jedoch zeigen, dass dies für harmonische Oszillatoren im anschließend behandelten stationären Zustand der Fall ist [Murr, 2003; Fischer, 2002].

2.2 Einfluss einzelner Atome auf das Resonatorfeld

In diesem Kapitel wird die bisher eingeführte Theorie angewendet, um konkrete Aussagen über das Verhalten des Atom-Resonator-Systems im Experiment zu erhalten. Ein Resonator hoher Finesse kann zur Detektion einzelner Atome verwendet werden. Wie in diesem Kapitel gezeigt wird, gibt dazu zwei Möglichkeiten. Entweder man beobachtet die Transmission eines Nachweislasers, der resonant zum leeren Resonator ist. Die Normalmodenaufspaltung bei Anwesenheit eines Atoms bewirkt dann einen Einbruch der Transmission. Oder man beleuchtet das im Resonator sitzende Atom direkt mit einem Pumplaser und beobachtet das über das Atom in den Resonator gestreute Licht. Bei dieser Methode ist der so genannte *Purcell-Effekt* von entscheidender Bedeutung.

2.2.1 Gleichgewichtszustand für ein ruhendes Atom

Um Aussagen über den Einfluss eines Atoms auf das Resonator-Feld zu erlangen wird der stationäre Zustand des Differentialgleichungssystems (2.37) untersucht. Zunächst wird allerdings noch eine wichtige Größe der Resonator-QED (Quantenelektrodynamik) eingeführt, der so genannte Kooperativitätsparameter C :

$$C = \frac{g^2}{2\kappa\gamma}, \quad (2.38)$$

Dieser stellt ein direktes Mass für die Stärke der Wechselwirkung zwischen Atom und Resonatormode dar. Sehr nützlich für die theoretische Beschreibung ist die Einführung des ebenfalls dimensionslosen Parameters ν :

$$\nu = \frac{g^2}{(\Delta_a - i\gamma)(\Delta_c - i\kappa)}, \quad (2.39)$$

welcher eine Verallgemeinerung von $-2C$ darstellt [Murr, 2003].

Die stationäre Lösung des Gleichungssystems (2.37) ($\dot{a} = \dot{\sigma} = 0$) lautet damit:

$$\langle a \rangle = \frac{1}{1-\nu} \left(\frac{\eta_c}{\tilde{\Delta}_c} - \frac{g\eta_a}{\tilde{\Delta}_a\tilde{\Delta}_c} \right), \quad (2.40a)$$

$$\langle \sigma \rangle = \frac{1}{1-\nu} \left(\frac{\eta_a}{\tilde{\Delta}_a} - \frac{g\eta_c}{\tilde{\Delta}_a\tilde{\Delta}_c} \right). \quad (2.40b)$$

2.2.2 Transmission eines Nachweislasers durch den Resonator

Wird ausschließlich der Resonator durch einen eingekoppelten Nachweislaser getrieben ($\eta_a = 0, \eta_c \neq 0$), so ergeben sich die Erwartungswerte für die Zahl der Photonen im Resonator N_{cav} und die Anregungswahrscheinlichkeit P_e des angeregten Zustandes wie folgt:

$$N_{cav} = \langle a^\dagger a \rangle = |\langle a \rangle|^2 = \frac{|\eta_c|^2}{\Delta_c^2 + \kappa^2} \frac{1}{|1-\nu|^2}, \quad (2.41a)$$

$$P_e = \langle \sigma^\dagger \sigma \rangle = |\langle \sigma \rangle|^2 = \frac{g^2}{\Delta_a^2 + \gamma^2} \frac{|\eta_c|^2}{\Delta_c^2 + \kappa^2} \frac{1}{|1-\nu|^2} = \frac{g^2}{\Delta_a^2 + \gamma^2} N. \quad (2.41b)$$

Der Einfluss des Atoms auf die Resonatortransmission ist vollständig im Parameter ν enthalten. Für $\nu \rightarrow 0$ erhält man für N_{cav} als Funktion von Δ_c das typische Lorentzprofil des Resonators mit voller Halbwertsbreite 2κ .

2.2.3 Das kohärent getriebene Atom im Resonator

Wird nur das Atom durch einen Pumplaser angetrieben ($\eta_a \neq 0, \eta_c = 0$), dann erhält man für N_{cav} und P_e :

$$P_e = \langle \sigma^\dagger \sigma \rangle = |\langle \sigma \rangle|^2 = \frac{|\eta_a|^2}{\Delta_a^2 + \gamma^2} \frac{1}{|1-\nu|^2}, \quad (2.42a)$$

$$N_{cav} = \langle a^\dagger a \rangle = |\langle a \rangle|^2 = \frac{g^2}{\Delta_c^2 + \kappa^2} \frac{|\eta_a|^2}{\Delta_a^2 + \gamma^2} \frac{1}{|1-\nu|^2} = \frac{g^2}{\Delta_c^2 + \kappa^2} P_e. \quad (2.42b)$$

Analog zum eben diskutierten Erwartungswert für die Anzahl der Photonen im gepumpten Resonator manifestiert sich hier der Einfluss des Resonators auf die Anregungswahrscheinlichkeit P_e nur durch den Parameter ν . Für ($\nu \rightarrow 0, g \rightarrow 0$) erhält man das bekannte Lorentz-förmige Absorptionsprofil des Atoms mit voller Halbwertsbreite 2γ . Die Dynamik wird dann durch die wohl bekannten Bloch-Gleichungen beschrieben. Da die Feldamplitude im Resonator proportional zur Kopplung g ist, gilt in diesem Fall auch $N_{cav} = 0$.

Fügt man nun den optischen Resonator hinzu ($g \neq 0$), wird die Anregungswahrscheinlichkeit durch das sich ausbildende Feld im Resonator, $\langle a \rangle \neq 0$, beeinflusst. Wie aus Gleichung (2.37b) folgt, ist der optische Kohärenzterm im Gleichgewichtszustand durch das Gesamtfeld gegeben, mit dem das Atom wechselwirkt: $\langle \sigma \rangle = \eta_a / \tilde{\Delta}_a - g \langle a \rangle / \tilde{\Delta}_a$. Das Resonatorfeld

entsteht aufgrund der Anwesenheit des Atoms: $\langle a \rangle = -g \langle \sigma \rangle / \tilde{\Delta}_c$. Eliminiert man $\langle a \rangle$ erhält man:

$$\langle \sigma \rangle = \eta_a / \tilde{\Delta}_a + \nu \langle \sigma \rangle.$$

Das Dipolmoment des Atoms, oder besser gesagt, sein mittlerer Kohärenzterm $\langle \sigma \rangle$, wirkt mit der Stärke ν auf sich selbst zurück. Er wird, bildhaft ausgedrückt, durch die Resonatormode „gespiegelt“ [Murr, 2003]. Das Atom wird nun solange kohärent Photonen aus dem Resonator absorbieren und wieder reemittieren, bis die Photonen entweder über den Resonatorzerfall (mit 2κ) oder über eine spontane Emission des Atoms (mit 2γ) verloren gehen.

Der Fall $\nu \rightarrow 0, g \neq 0$ liegt vor, wenn die Kopplung schwach ist ($g \ll \kappa$), oder wenn das Atom oder der Resonator weit gegenüber dem Laser verstimmt ist. In dem in dieser Arbeit beschriebenen Experiment ist die Kopplung zwar groß ($g \approx \gamma, \kappa$) und es gilt $\Delta_c \approx 0$, das Atom sitzt jedoch in einer tiefen Dipolfalle, so dass wegen $\Delta_a \simeq \Delta_s \gg (g, \kappa, \gamma)$ die Rückwirkung des Feldes auf das Atom vernachlässigt werden kann. Weiterhin gilt in guter Näherung $P_e \simeq |\eta_a|^2 / \Delta_s^2$. Die Rate der aus dem Resonator ausgekoppelten Photonen R_{scat} ist dann:

$$R_{scat} \simeq 2\kappa \frac{g^2}{\Delta_c^2 + \kappa^2} P_e. \quad (2.43)$$

Bemerkenswert ist hier, dass die Streurrate nur über P_e von der atomaren Verstimmung Δ_a abhängt. Wählt man η_a , und damit P_e groß genug, kann die Anwesenheit eines einzelnen Atoms unabhängig von der genauen Stark-Verschiebung des Atoms mit Hilfe der Photonenstreurrate R_{scat} detektiert werden.

Der Purcell-Effekt

Da die Mode des Resonators nur einen verschwindenden Teil des gesamten Raumwinkels abdeckt, wird die Streurrate γ in alle Raumrichtungen durch die Anwesenheit des Resonators nicht beeinflusst. Die Gesamtzerfallsrate γ' der atomaren Anregung ist allerdings erhöht. Insbesondere gilt wegen

$$2\gamma' P_e = 2\gamma P_e + R_{scat}, \quad (2.44)$$

für $\Delta_c = 0$

$$\gamma' = \gamma + \frac{g^2}{\kappa} = (1 + 2C)\gamma. \quad (2.45)$$

Dieser Effekt der erhöhten Spontanemission heißt *Purcell-Effekt* und wurde bereits 1946 theoretisch vorhergesagt [Purcell, 1946]. Der Faktor $f_{opt} = (1 + 2C)$ heißt dementsprechend *Purcell-Faktor*. Der Zusammenhang zwischen dessen Originaldefinition und dem Ausdruck von Gleichung (2.45) wird in Anhang A diskutiert.

2.3 Die Lichtkräfte im Resonator

Zur Berechnung der Lichtkräfte, die in diesem System wirken, muss die Ortsabhängigkeit der Größen $g = g(\mathbf{r})$, $\eta_a = \eta_a(\mathbf{r})$ und $\Delta_s = \Delta_s(\mathbf{r})$ gemäß (2.4), (2.20) und (2.24) im Hamilton-Operator mitgeführt werden. Im Folgenden wird ausschließlich der Fall des gepumpten Atoms ($\eta_c = 0$) besprochen. Über die Heisenberg'sche Bewegungsgleichung lässt sich dann der Kraftoperator bestimmen:

$$\mathbf{F} = \dot{\mathbf{P}} = \frac{i}{\hbar} [H, \mathbf{P}] \quad (2.46)$$

Die Kraft setzt sich aus drei Hauptkomponenten zusammen:

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &= -\nabla H_{JC} = \mathbf{F}_{trap} + \mathbf{F}_{pump} + \mathbf{F}_{cav}, \text{ mit:} \\ \mathbf{F}_{trap}/\hbar &= -\nabla \Delta_a(\mathbf{r}) \sigma^\dagger \sigma - \nabla U(\mathbf{r}), \\ \mathbf{F}_{pump}/\hbar &= +\nabla \eta_a(\mathbf{r}) \sigma^\dagger + \nabla \eta_a^*(\mathbf{r}) \sigma, \\ \mathbf{F}_{cav}/\hbar &= -\nabla g(\mathbf{r}) (a \sigma^\dagger + a^\dagger \sigma). \end{aligned} \quad (2.47)$$

Aufgrund der Geometrie des Atom-Resonator-Systems (vgl. Abbildung 2.1) wirken diese Kräfte auch hauptsächlich entlang der drei Achsen, der Resonatorachse (\mathbf{F}_{cav}), der Fallenachse (\mathbf{F}_{trap}) und der Pumplaserachse (\mathbf{F}_{pump}).

2.3.1 Lichtkräfte auf ein ruhendes Atom

Die Erwartungswerte der Kräfte (aus Gleichungen (2.47)) für ein ruhendes Atom lassen sich mit Hilfe der Erwartungswerte $\langle a \rangle$ und $\langle \sigma \rangle$ (Gleichungen (2.40a) und (2.40b)) für den stationären Zustand bestimmen. Die mittlere Kraft entlang der Fallenachse lautet dann:

$$\mathbf{F}_{trap} = -\hbar \nabla \Delta_s(\mathbf{r}) P_e - \hbar \nabla U(\mathbf{r}), \quad (2.48)$$

Für schwache Sättigung ist $P_e \ll 1$ und der Beitrag des angeregten Zustands kann vernachlässigt werden: $\mathbf{F}_{trap} \simeq -\hbar \nabla U(\mathbf{r})$.

Entlang des nahresonanten Pumplasers ergibt sich folgende Kraft

$$\mathbf{F}_{pump} = \hbar \mathbf{k}_L (2\gamma P_e + 2\kappa N_{cav}). \quad (2.49)$$

Diese Kraft entspricht dem wohl bekannten Strahlungsdruck [Gordon und Ashkin, 1980; Cohen-Tannoudji, 1992], der, zusammen mit der geschwindigkeitsabhängigen Kraft (2.55), die Grundlage für die magneto-optischen Falle (MOT) darstellt. Durch den Purcell-Effekt ist die Streurate, und damit der mittlere Impulsübertrag auf das Atom erhöht. Bei jeder Absorption eines Photons wird der Impuls $\hbar \mathbf{k}_L$ auf das Atom übertragen. Bei der spontanen Emission gibt es keine Vorzugsrichtung, die Emission eines Photons in eine beliebige Richtung ist genauso wahrscheinlich, wie die Emission in die genau entgegengesetzte Richtung, egal ob die Emission in den Resonator stattfindet oder in den übrigen Raum. Im Mittel gibt es also aus der spontanen Emission keinen Impulsübertrag auf das Atom.

Um den Strahlungsdruck weitgehend zu kompensieren wird der Pumplaser im Experiment retroreflektiert. Die entgegenlaufenden Strahlen haben aber zueinander senkrechte Polarisationen, um das Ausbilden einer Stehwellenstruktur zu vermeiden.

Entlang der Resonatorachse wirkt:

$$\mathbf{F}_{cav} = 2g(\mathbf{r})(\hbar \nabla g(\mathbf{r})) \frac{\Delta_c}{\Delta_c^2 + \kappa^2} P_e. \quad (2.50)$$

Diese Kraft ist eine durch das Resonatorfeld induzierte Dipolkraft, die hauptsächlich entlang der Resonatorachse wirkt.

2.3.2 Geschwindigkeitsabhängige Kräfte - Resonator-Doppler-Kühlung

Bewegt sich das Atom im Resonator, so treten Reibungskräfte auf. Man erhält diese, indem man die Kraft bis zur ersten Ordnung für kleine Geschwindigkeiten entwickelt. Die inneren Variablen ($\langle \sigma \rangle_\rho$, $\langle a \rangle_\rho$) werden wie folgt entwickelt:

$$\langle a \rangle_\rho = \langle a \rangle + a_v, \quad (2.51a)$$

$$\langle \sigma \rangle_\rho = \langle \sigma \rangle + \sigma_v. \quad (2.51b)$$

$\langle a \rangle$ und $\langle \sigma \rangle$ sind in diesem Fall die so genannten adiabatischen Lösungen der Maxwell-Bloch-Gleichungen [Cohen-Tannoudji, 1992]. Hierbei wird vorausgesetzt, dass sich das Atom so langsam bewegt, dass sich die inneren Variablen jederzeit im Gleichgewichtszustand befinden. $\langle \sigma \rangle$ und $\langle a \rangle$ entsprechen also den stationären Lösungen (2.40). a_v und σ_v sind die Korrekturen erster Ordnung zur adiabatischen Lösung. Diese erhält man unter Verwendung der hydrodynamischen Ableitung $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla$ [Cohen-Tannoudji, 1992] und (2.37):

$$\mathbf{v} \cdot \nabla \langle a \rangle = -i \tilde{\Delta}_c \left\{ a_v + \frac{g}{\tilde{\Delta}_c} \sigma_v \right\}, \quad (2.52a)$$

$$\mathbf{v} \cdot \nabla \langle \sigma \rangle = -i \tilde{\Delta}_a \left\{ \sigma_v + \frac{g}{\tilde{\Delta}_a} a_v \right\}. \quad (2.52b)$$

Hier wurde ausgenutzt, dass $\langle \sigma \rangle_\rho$ und $\langle a \rangle_\rho$ keine explizite Zeitabhängigkeit besitzen, außerdem wurden Terme höherer Ordnung in v vernachlässigt. Durch Inversion erhält man:

$$a_v = -\frac{1}{1-\nu} \times \left[\frac{\mathbf{v} \cdot \nabla \langle a \rangle}{i \tilde{\Delta}_c} - \frac{g}{\tilde{\Delta}_c} \frac{\mathbf{v} \cdot \nabla \langle \sigma \rangle}{i \tilde{\Delta}_a} \right], \quad (2.53a)$$

$$\sigma_v = -\frac{1}{1-\nu} \times \left[\frac{\mathbf{v} \cdot \nabla \langle \sigma \rangle}{i \tilde{\Delta}_a} - \frac{g}{\tilde{\Delta}_a} \frac{\mathbf{v} \cdot \nabla \langle a \rangle}{i \tilde{\Delta}_c} \right]. \quad (2.53b)$$

Wenn sich ein Atom von einem Punkt zum anderen bewegt, ändert sich $\langle \sigma \rangle_\rho$ um den Wert σ_v , welches sich durch die Variation von $\langle \sigma \rangle$ ($\nabla \langle \sigma \rangle$) und dem Resonatorfeld $\langle a \rangle$ ($\nabla \langle a \rangle$) zwischen den Punkten bestimmen lässt. Das Gleiche gilt für die Amplitude $\langle a \rangle_\rho$ des Resonatorfeldes.

Setzt man (2.51) in den Kraftoperator (2.47) ein, so erhält man mit den Termen, die linear

in a_v und σ_v sind, die gesuchten geschwindigkeitsabhängigen Kräfte F^v . Dazu ist es nötig den Kraftoperator zu linearisieren (möglich für schwache Sättigung). Die Beiträge die von der Variation des atomaren Dipols ($\nabla \langle \sigma \rangle$) kommen, separieren von denen, die von der Variation der Resonatorfeld-Amplitude ($\nabla \langle a \rangle$) herrühren:

$$F^v = F^{v,atom} + F^{v,mode} \quad (2.54)$$

Für $g = 0$ erhält man aus $F^{v,atom}$ beispielsweise die bekannte Reibungskraft im freien Raum, die die Grundlage für das Doppler-Kühlen in der MOT bildet:

$$F^{v,Doppler} = -4\hbar k_L (k_L \cdot v) \frac{\gamma \Delta_a}{\Delta_a^2 + \gamma^2} P_e, \quad (2.55)$$

Im vorliegenden Grenzfall ist das Atom jedoch weit verstimmt ($\Delta_a \gg \gamma$), während die Resonatormode nahresonant zum Laser steht. Somit kann der Beitrag $F^{v,atom}$ vernachlässigt werden, und die relevanten Kräfte sind hauptsächlich auf die Variation des Resonatorfeldes zurückzuführen: $F^v \simeq F^{v,mode}$. Tatsächlich stammen die im Anschluss behandelten Kräfte alle vom zweiten Term der Klammer von Ausdruck (2.53b).

Die Anwendung weiterer effizienter Näherungen (siehe [Murr *et al.*]) führt dann auf die folgenden geschwindigkeitsabhängigen Kräfte:

$$F_P = -4\hbar k_L (k_L \cdot v) \frac{\kappa \Delta_c}{(\Delta_c^2 + \kappa^2)^2} g^2 P_e \quad (2.56a)$$

wirkt entlang der Pumplaserstrahlen,

$$F_C = -4\hbar \nabla g (\nabla g \cdot v) \frac{\kappa \Delta_c}{(\Delta_c^2 + \kappa^2)^2} P_e \quad (2.56b)$$

entlang der Resonatorachse und

$$F_S^{Cav} = -4\hbar \nabla \Delta_s (\nabla \Delta_s \cdot v) \frac{\kappa \Delta_c}{(\Delta_c^2 + \kappa^2)^2} \frac{g^2 P_e}{\Delta_a^2 + \gamma^2} \quad (2.56c)$$

entlang der Stehwellenfalle.

Die ersten beiden Kühlkräfte wurden von Vuletić *et al.* theoretisch vorhergesagt [Vuletić und Chu, 2000; Vuletić *et al.*, 2001], allerdings nicht getrennt für die beiden Richtungen, sondern als eine Gesamtkraft, die bei einem kohärenten Streuprozess in den Resonator auftritt. Außerdem wurde die Problematik der Stehwellenstruktur, die in den Ausdrücken (2.56a) und (2.56b) berücksichtigt ist, ignoriert. Betrachtet man die Kräfte (2.56a) und (2.56b) gemittelt über eine Periode der Resonator-Stehwelle, sind die beiden Theorien aber identisch. Auch in der Arbeiten von Domokos *et al.* [2004] werden die selben Kräfte diskutiert.

Die dritte Kraft (2.56c), die durch den hohen Gradienten der Stark-Verschiebung hervorgerufen wird, ansonsten aber eine ähnliche mathematische Struktur aufweist und insbesondere ebenfalls explizit von den Resonatorparametern abhängt, wurde erstmals in einer theoretischen Arbeit entdeckt, die in unserer Arbeitsgruppe im Zusammenhang mit den hier vorgestellten Experimenten entstanden ist [Murr *et al.*].

Alle drei Kräfte sind Kühlkräfte, wirken also entgegen der Bewegungsrichtung, sofern der Resonator gegenüber dem Pumplaser blauverstimmt ist ($\Delta_c \geq 0$). Der Resonator ist demnach ein Hilfsmittel um dem Atom kinetische Energie zu entziehen.

Bemerkenswert ist außerdem, dass in unserem Fall für $(\Delta_a; \kappa)/2\pi \approx (100; 5)$ MHz und $C = 0,8$ zwar der Anteil der in den Resonator gestreuten Photonen nur $2C/(1+2C) = 62\%$ der Gesamtstreurate ausmacht, dass das Verhältnis der Kühlkräfte mit $F_P/F^{v,Doppler} \simeq C\Delta_a/2\kappa = 8$ aber wesentlich größer ist. Für eine große Verstimmung Δ_a dominieren die Resonatorkräfte klar über die Kräfte für den freien Raum.

Interpretation der Kräfte

Alle drei Resonator-Kräfte haben einen gemeinsamen Ursprung. Wie in Ausdruck (2.42b) ersichtlich, kann sich das Feld im Resonator nur durch die Anwesenheit des Atoms aufbauen. Es hängt u.a. von der Kopplung $g(\mathbf{r})$ und der Verstimmung $\Delta_a(\mathbf{r})$ ab. Diese Parameter ändern sich jedoch, wenn sich das Atom bewegt. Die Anpassung des Lichtfeldes an die neue Situation geschieht in der Regel mit einer Verzögerung, die durch die mittlere Verweildauer der Photonen im Resonator ($\sim 1/\kappa$) bedingt ist. Gleiches gilt für die Änderung der Phase bei einer Bewegung entlang der Pumplaserachse. Für ($\Delta_c \geq 0$) hat diese verzögerte Anpassung des Resonatorfeldes eine der Bewegung entgegenwirkende Reibungskraft zur Folge.

Für die Kräfte entlang der Resonatorachse und entlang des Pumplasers gibt es, gemittelt über eine Stehwellenperiode, eine sehr anschauliche Interpretation. Wie besprochen sorgt der Purcell-Effekt für $\Delta_c \approx 0$ für eine Erhöhung der Streurrate. Ist der Resonator jedoch blauverstimmt, so hat dies zwar keinerlei Auswirkung auf ein ruhendes Atom, bewegt sich das Atom aber auf den Pumplaser zu, so kann die Blauverstimmung durch den dann auftretenden Doppler-Effekt gerade kompensiert werden $\Delta_c + k_P \cdot v \approx 0$. In diesem Fall wirkt der durch den Purcell-Effekt bewirkte Strahlungsdruck der Bewegung des Atoms entgegen, und führt so zu dessen Kühlung.

In Richtung der Resonatorachse ist die Situation ähnlich. Emittiert ein sich entlang dieser Achse bewegendes Atom ein Photon, so ist dieses blauverstimmt, wenn es in Richtung der Bewegung des Atoms emittiert wird. Auch in diesem Fall kann der Doppler-Effekt die Verstimmung von treibendem Laser und Resonator kompensieren und der dann resonante Streuprozess, der wiederum zum Abbremsen des Atoms führt, findet aufgrund des Purcell-Effekts bevorzugt statt.

Die dritte Kraft, F_S^{Cav} , die entlang der Fallachse wirkt, besitzt die gleiche, vom Doppler-Effekten stammende Abhängigkeit von den Resonator-Parametern g , κ und Δ_c wie die beiden anderen Kräfte. Die vorliegende Anordnung von Resonator, Pumplaser und Stehwellenfalle führt also auf resonatorabhängige Kühlkräfte in drei Dimensionen.

Aufgrund der Analogie zum bekannten Doppler-Kühlen im freien Raum, die sich beispielsweise in der großen Ähnlichkeit der Ausdrücke (2.55) und (2.56a) widerspiegelt, wird das Verfahren auch Resonator-Doppler-Kühlen genannt. Der Vorteil des Resonatorkühlens für das vorliegende System liegen jedoch auf der Hand: Zum einen ist das klassische Doppler-Kühlen entlang der Resonatorachse aus geometrischen Gründen nicht

möglich. Zum anderen sorgen dreidimensional wirkende Kühlkräfte, die direkt von der Kopplung g abhängen, automatisch für eine gute Lokalisierung der Atome in der Mode des Resonators. Ein weiterer Pluspunkt ist die Tatsache, dass die Kräfte nur über P_e von der atomaren Verstimmung Δ_a abhängen. Wählt man die Pumprate η_a und damit P_e groß genug, so wirken die Kühlkräfte über einen sehr großen Bereich von Verstimmungen Δ_a , so dass ein zunächst ungebundenes Atom bis ins Potentialminimum gekühlt werden kann. Darüberhinaus hat man über die aus dem Resonator heraus emittierten Photonen die ganze Zeit über die Möglichkeit, die gespeicherten Atome zu beobachten.

2.3.3 Sisyphus-Kühlen

In dem behandelten Atom-Resonator-System tritt aber noch eine weitere Kühlkraft auf, die ebenfalls hauptsächlich entlang der Fallenachse wirkt.

Wie in Abbildung 2.4 veranschaulicht, beruht diese Kraft auf der Tatsache, dass ein Atom, das sich entlang der Stehwellenfalle bewegt, im Bauch der Stehwelle eine große AC-Stark-Verschiebung erfährt und dort deshalb schlecht vom Pumplaser angeregt werden kann. Erreicht das Atom einen Knoten der Stehwelle, so kommen Pumplaser und Atom in Resonanz ($\Delta_a(\mathbf{r}) \approx \Delta_s(\mathbf{r}) \rightarrow 0$) und das Atom wird in den angeregten Zustand gepumpt. Bewegt sich das Atom nun aus dem Knoten heraus, gewinnt es potentielle Energie, die jedoch verloren geht, wenn das Atom durch spontane Emission in den Grundzustand übergeht. Dadurch wird dem System Energie entzogen und die Bewegung des Atoms wird gekühlt.

Dieses Kühlverfahren entspricht genau der bekannten Sisyphus-Kühlung für blau-verstimmte Laser [Dalibard und Cohen-Tannoudji, 1985; Taïeb *et al.*, 1994], mit dem Unterschied, dass hier Stark-Verschiebung und optisches Pumpen durch zwei unterschiedliche Laser bewerkstelligt werden.

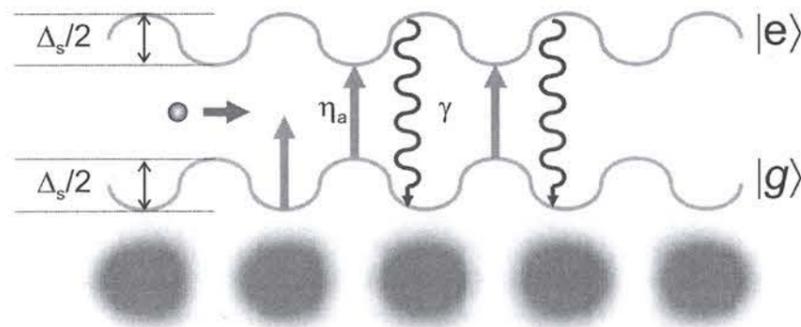


Abbildung 2.4: Anschauliche Darstellung des Sisyphus-Mechanismus: Atome, die sich entlang der Fallenachse bewegen, werden bevorzugt in den Knoten der Stehwelle angeregt. Danach gewinnen sie an potentieller Energie, die durch spontane Emission aus dem System verloren geht.

Im Modell der gekoppelten harmonische Oszillatoren (vgl. Abschnitt 2.1.6) ist diese Kraft nicht enthalten. Verlässt man diese Näherung, so kann aus Ausdruck (2.36c) mit dem in Kapitel 2.3.2 beschriebenen Verfahren, folgender Ausdruck für die Kraft gefunden werden [Murr, 2005]:

$$\mathbf{F}_s^{Sis} = -4\hbar\nabla\Delta_s(\nabla\Delta_s \cdot \mathbf{v}) \frac{\Delta_a}{2\gamma(\Delta_a^2 + \gamma^2)} P_e^2. \quad (2.57)$$

Die Kraft ist offenbar resonatorunabhängig, kühlt also auch für $\Delta_c < 0$. Bemerkenswert ist, dass sie, wie sich später zeigen wird, trotz der quadratischen Abhängigkeit von P_e und $P_e \ll 1$, d.h. bei schwacher Sättigung, einen signifikanten Beitrag zur Kühlung der Atome liefert.

2.3.4 Diffusion und Gleichgewichtstemperatur

Bisher wurde vom Kraft-Operator (2.47) nur der Mittelwert im stationären Zustand und dessen Entwicklung bis zur ersten Ordnung nach der Geschwindigkeit diskutiert. Darüber hinaus sind die spontane Emission und der Resonatorzerfall stochastische Prozesse, die dafür sorgen, dass diese Kräfte fluktuieren. Die Dynamik des Systems lässt sich, analog zur Brown'schen Bewegung, mit einer *Langevin-Gleichung* beschreiben:

$$\dot{\mathbf{p}} = \langle \mathbf{F} \rangle - \beta \mathbf{v} + \mathbf{F}_{Diff}(t). \quad (2.58)$$

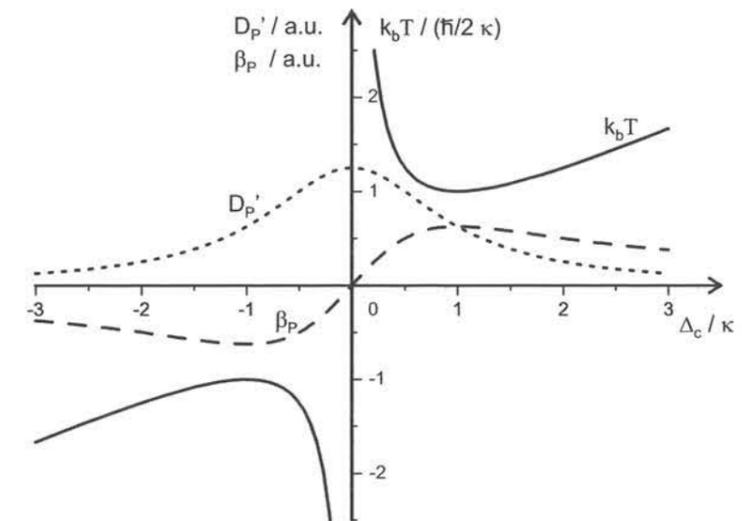


Abbildung 2.5: Diffusionskoeffizient D'_p , Reibungskoeffizient β_P und Gleichgewichtstemperatur als Funktion der Resonatorverstimmung Δ_c . β_P ist nur für $\Delta_c > 0$ positiv und wirkt nur dort der Bewegung des Atoms entgegen. Daher gibt es auch nur für $\Delta_c > 0$ physikalisch sinnvolle, positive Werte für die Gleichgewichtstemperatur. Diese nimmt ihren Minimalwert von $T = \hbar\kappa/2k_B$ bei $\Delta_c = \kappa$ an.

Die Bewegung der Atome wird bestimmt durch konstante äußere Kräfte $\langle \mathbf{F} \rangle$ (vgl. Kapitel 2.3.1), durch Reibungskräfte $\mathbf{F}^v = -\beta \mathbf{v}$ (vgl. Kapitel 2.3.2), wobei β der Reibungskoeffizient ist, und durch die stochastische Kraft $\mathbf{F}_{Diff}(t)$, die zu einer Verbreiterung der Impulsverteilung

$$\langle \Delta \mathbf{p}^2 \rangle = \langle [\mathbf{p} - \langle \mathbf{p} \rangle]^2 \rangle, \quad (2.59)$$

d.h. zu Heizen, führt. Die Verbreiterung kann durch den Diffusionskoeffizienten charakterisiert werden:

$$2D = \frac{d}{dt} \langle \Delta \mathbf{p}^2 \rangle. \quad (2.60)$$

Kürzlich konnte gezeigt werden, dass der Diffusionskoeffizient für das hier behandelte Atom-Resonator-System in der Näherung der gekoppelten harmonischen Oszillatoren folgende einfache Form annimmt [Murr *et al.*, 2005]:

$$2D = (\hbar k)^2 2\gamma P_e + |\hbar \nabla \langle \sigma \rangle|^2 2\gamma + |\hbar \nabla \langle a \rangle|^2 2\kappa. \quad (2.61)$$

Die Gradienten können leicht mit Hilfe der Ausdrücke (2.40a) und (2.40b) berechnet werden. Der erste Term kommt von der spontanen Emission von Photonen mit Impuls $\hbar k$ mit der Rate $2\gamma P_e$ in zufällige Richtungen.

Von den restlichen Termen sei exemplarisch die Diffusion entlang des Pumplasers betrachtet (Terme aus $(\nabla \eta_a)^2$). Diese Komponente kann auf die Fluktuation der Anzahl absorbierter Photonen aus dem Pumplaser zurückgeführt werden. Das Ergebnis lautet:

$$2D_P = (\hbar k_L)^2 2 \left(\gamma + \frac{g^2}{\Delta_c^2 + \kappa^2} \kappa \right) P_e. \quad (2.62)$$

Lässt man die Spontanemission in den freien Raum beiseite (D_P ohne γ : D'_P), kann man mit Hilfe des zugehörigen Reibungskoeffizienten β_P (aus Gleichung (2.56a) gemäß $\mathbf{F}_P = -\beta_P \mathbf{v}$) die Gleichgewichtstemperatur entlang der Pumplaserachse bestimmen [Cohen-Tannoudji, 1992]:

$$T = \frac{D'_P}{\beta_P} = \frac{\hbar}{4} \left(\Delta_c + \frac{\kappa^2}{\Delta_c} \right). \quad (2.63)$$

Wie in Abbildung 2.5 ersichtlich, nimmt die Gleichgewichtstemperatur bei $\Delta_c = \kappa$ ihren Minimalwert von $T = \hbar \kappa / 2k_B$ an. Dies entspricht der Doppler-Temperatur des freien Atoms [Cohen-Tannoudji, 1992], nur dass beim Resonator-Doppler-Kühlen die Resonatorlinienbreite κ und nicht γ die Grenztemperatur festlegt.

Die übrigen Ausdrücke liefern vergleichbare Diffusionskoeffizienten und Gleichgewichtstemperaturen für die anderen Richtungen (siehe [Murr *et al.*, 2005]).

2.3.5 Einschränkungen des Modells - Sub-Doppler-Kühlen

Wie in Kapitel 5 gezeigt wird, ist das hier vorgestellte theoretische Modell in der Lage, viele Eigenschaften der beobachteten Kühlkräfte qualitativ vorherzusagen. Einige Aspekte, etwa die sehr niedrigen beobachteten Temperaturen der Atome im Experiment, lassen sich jedoch nicht erklären. Daher werden in diesem Abschnitt die vorhandenen Einschränkungen und mögliche Erweiterungen des Modells angesprochen.

Im vorgestellten Modell wird das Atom vereinfacht als Zwei-Niveau-Atom behandelt. Da bei verschwindendem Magnetfeld die magnetischen Unterzustände entarten und die verwendete Resonanzlinie von ^{85}Rb ($F=3 \rightarrow F'=4$) ein geschlossener Übergang ist, ist diese Näherung unter bestimmten Umständen gerechtfertigt. Im Allgemeinen müssen jedoch die magnetischen Unterzustände berücksichtigt werden.

Zur Kompensation des Strahlungsdrucks durch den Pumplaser wird der linear polarisierte Strahl jedoch mit um 90° gedrehter Polarisation retroreflektiert. Dies hat eine lokal variierende Polarisation zur Folge. Innerhalb einer halben Wellenlänge ändert sich die Polarisation von σ^+ zu linear, zu σ^- und dann wieder zu linear, aber diesmal um 90° gedreht. Ein sich bewegendes Atom wird deshalb ständig zwischen den magnetischen Unterzuständen hin- und wieder zurückgepumpt. Außerdem erfahren die Atome je nach Unterzustand und Polarisation verschiedene starke Stark-Verschiebungen. Unter bestimmten Umständen kann dies zu einer effizienten Kühlung der Atome weit unter das Doppler-Limit führen (Polarisationsgradientenkühlung) [Dalibard und Cohen-Tannoudji, 1989].

Desweiteren wird im vorgestellten Modell die Bewegung der Atome als klassisch angenommen. Da sich die Atome aber in einem tiefen Fallenpotential befinden, in dem die Lokalisierung auf der Größenordnung der Wellenlänge ist, ist diese Annahme eigentlich nicht gerechtfertigt. Dann nämlich entspricht die Bewegung eines Atoms im Potential nicht mehr der eines punktförmigen Teilchens, sondern das System ist als dreidimensionaler, quantenmechanischer harmonischer Oszillator zu beschreiben. Ist der Energieabstand zweier Schwingungsniveaus, $\hbar \omega_{osz}$ (ω_{osz} : Fallenfrequenz), viel größer als die Rückstoßenergie, $\hbar^2 k^2 / 2m$ (Lamb-Dicke-Regime), wobei k die Wellenzahl des emittierten Lichts und m die Masse des Atoms ist, so ändert sich bei der spontanen Emission die Schwingungsquantenzahl nicht. Das Atom kann dann im Potential gekühlt werden, indem man gezielt das rote Seitenband angeregt, d.h. einen Zustand des Atoms im eins darunter liegenden Schwingungszustand. Dies kann bei Neutralatomen mit einem Raman-Laserpaar, bzw. durch Vakuum-stimulierte Raman-Übergänge [Henrich *et al.*, 2000] in den Resonator, adressiert werden (Raman-Seitenbandkühlen). Im Fall des in der Arbeit behandelten Experiments können die Seitenbänder wegen $\kappa = 2\pi \cdot 5 \text{ MHz} \gg \omega_{osz} \approx 2\pi \cdot 100 \text{ kHz}$ aber mit dieser Methode nicht aufgelöst werden. Für vergleichbare Systeme wurde jedoch vorhergesagt, dass die tiefsten erreichbaren Temperaturen dann in der Größenordnung von $\hbar \omega_{osz}$ liegen [Wineland *et al.*, 1992; Cirac *et al.*, 1993, 1995; Zippilli *et al.*, 2005], was in unserem Fall ($\omega_{osz} \approx 2\pi \cdot 100 \text{ kHz}$) weit unter dem Doppler-Limit ($k_B T = \hbar \gamma / 2$) liegt.

2.4 Semiklassische Bistabilitäts-Theorie

In den vorangegangenen Kapiteln wurde die quantenmechanische Beschreibung der Atom-Resonator-Kopplung behandelt. Die Erweiterung der Theorie auf mehrere Atome und mehrere Moden führt sehr schnell zu erheblicher Komplexität [Fischer, 2002; Fischer *et al.*, 2001]. Eine vergleichsweise einfache Beschreibung eines Systems mit vielen Atomen in einem optischen Resonator bietet die semiklassische Bistabilitäts-Theorie.

Diese Theorie stellt einen Zusammenhang zwischen eingekoppelter und transmittierter Lichtleistung eines Resonators her, in dem sich eine größere Anzahl an Atomen befinden. Diese Atomwolke wird als ein nichtlineares optisches Medium behandelt, dessen Absorption und/oder dessen Brechungsindex intensitätsabhängig sind. Für eine ausführliche Herleitung dieser Theorie sei auf die Literatur verwiesen [Fischer, 2002; Meystre und Sargent III, 1998; Gibbs, 1985].

Für den Fall eines optisch dünnen Mediums, einer hohen Finesse und einer kleinen Verstimmung Δ_c zwischen Resonator und Laser kommt man über die stationäre Lösung der Wellengleichung auf die Zustandsgleichung für die optische Bistabilität. Im einfachsten Fall, d.h. für $\Delta_c = \Delta_a = 0$, verlustfreie, plane Resonatorspiegel und für N maximal gekoppelte Atome ergibt sich:

$$Y = \left[1 + \frac{2C}{1+X} \right]^2 X, \quad (2.64)$$

mit dem Kooperativitätsparameter $C = N \cdot C_1$, wobei C_1 der Ein-Atom-Kooperativitätsparameter gemäß Ausdruck (2.38) ist. Y und X sind die ein- und ausgekoppelten Intensitäten, normiert auf die Sättigungsintensität I_{sat} :

$$Y = \frac{I_i}{I_{sat}T}; \quad X = \frac{I_t}{I_{sat}T}. \quad (2.65)$$

In Abbildung 2.6 ist die transmittierte Intensität X nach Gleichung (2.64) in Abhängigkeit der eingestrahlten Intensität Y für verschiedene Werte von C aufgetragen. Der Fall $C = 0$ steht für das nicht wechselwirkende System $X = Y$, d.h. für einen leeren Resonator. Für $C \neq 0$ treten drei zu unterscheidende Bereiche auf:

- Bei großen Pumpintensitäten sind die Atome stark gesättigt und der Beitrag des zweiten Summanden in der Klammer von (2.64) ist klein. Die Transmission nähert sich der des leeren Resonators.
- Für niedrige Pumpleistungen sind die Atome vorwiegend im Grundzustand. Es kommt zu einem deutlichen Einbruch der Transmission.
- Für den Bereich mittlerer Intensitäten gibt es ab $C \geq 4$ drei mögliche Ausgangsintensitäten für jeweils eine Eingangsintensität Y . Es sind jedoch nur die Lösungen mit der jeweils höchsten und niedrigsten Transmission X stabil. Die beiden stabilen Lösungen entsprechen dem Grenzfall für überwiegend gesättigte Atome und dem Fall bei dem sich die Atome überwiegend im Grundzustand befinden.

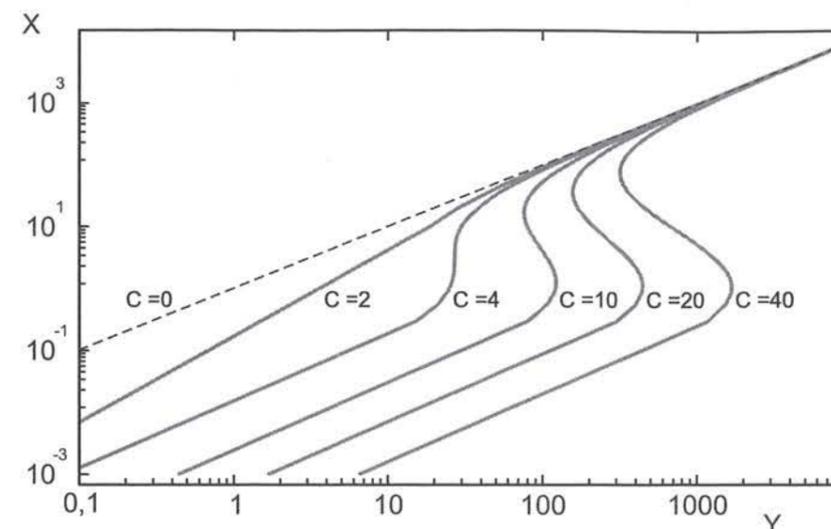


Abbildung 2.6: Transmittierte Intensität X in Abhängigkeit der eingestrahlten Intensität Y für N maximal gekoppelte Atome auf Resonanz ($\Delta_c = \Delta_a = 0$) nach Gleichung (2.64) für verschiedene Werte des Kooperativitätsparameters C . Ab $C = 4$ existieren verschiedene Lösungen X für eine Eingangsintensität Y (Bistabilität)

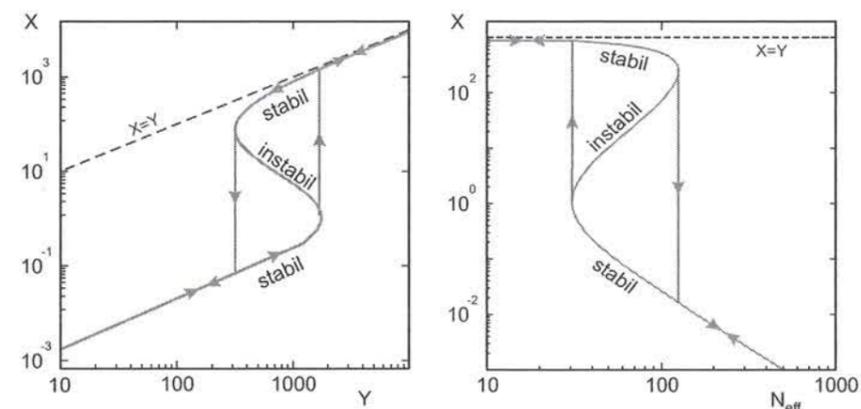


Abbildung 2.7: Links: Transmittierte Intensität X in Abhängigkeit der eingestrahlten Intensität Y . Die Existenz zweier stabiler Lösungen für ein und dieselbe Eingangsleistung Y führt zur charakteristischen Hysterese bei großen Intensitätsänderungen. Rechts: Auch bei festgehaltener Eingangsintensität Y zeigt sich bei starker Variation der effektiven Atomzahl N_{eff} ein bistabiles Verhalten.

Sind nicht alle Atome maximal gekoppelt, so muss die Atomzahl N in Gleichung (2.64) durch eine effektive Atome N_{eff} ersetzt werden.

Die Beobachtung der optischen Bistabilität erfolgt meist durch Runter- und wieder Hochrampen der Eingangsintensität im Resonator. Beim Runterrampen ist dann ein Sprung in der Ausgangsintensität zu beobachten. Beim wiederansteigender Intensität tritt ebenfalls ein Leistungssprung auf, diesmal jedoch bei wesentlich höherer Eingangsintensität. Trägt man Ein- und Ausgangsintensität gegeneinander auf, sieht man die in Abbildung 2.7 (links) dargestellte Hysterese. Löst man Gleichung (2.64) mit $C \rightarrow N_{eff} C_1$ nach N_{eff} auf, erhält man eine Gleichung die für festes Y verschiedene mögliche Lösungen für X haben kann. Demnach kann optische Bistabilität auch bei festgehaltener Eingangsintensität durch Variation der Atomzahl beobachtet werden (vgl. Abbildung 2.7 (rechts)).

Bistabilitätstheorie für realistische Bedingungen

In den 1980er Jahren war die optische Bistabilität ein sehr aktives Forschungsgebiet. In zahlreichen Arbeiten wurden die Theorie soweit verfeinert, bis auch eine quantitative Übereinstimmung mit den Experimenten erreicht war, bei denen meist Atomstrahlen verwendet wurden. Die erweiterten Modelle berücksichtigen die Geometrie der Modenstruktur für die üblicherweise verwendeten Resonatoren mit gekrümmten Spiegeln, sowie die räumliche Verteilung und die Geschwindigkeit der Atome im Strahl. An dieser Stelle werden die wesentlichen Ergebnisse von Rosenberger *et al.* [1991] zitiert. Die allgemeinere Formulierung für die Zustandsgleichung für die optische Bistabilität lautet:

$$Y = X \left[(1 + 2C\chi)^2 + (\Delta_c/\kappa - 2C\chi\Delta_a/\gamma)^2 \right]. \quad (2.66)$$

Die normierten Intensitäten berechnen sich für realistische Resonatoren mit gekrümmten Spiegeln und Verlusten wie folgt:

$$Y = \frac{fP_i}{\pi w_0^2 I_{sat} T} \quad (2.67)$$

$$X = \frac{fP_t}{\pi w_0^2 I_{sat} T}, \quad (2.68)$$

wobei P_i und P_t die ein- und ausgekoppelte Leistung und T die Transmission der Resonatorspiegel ist. Der Geometriefaktor f nimmt für einen Ringresonator den Wert $f=1$ an, für einen Stehwellenresonator gilt $f=3$. Auch die Form der Suszeptibilität χ ist abhängig von der Geometrie der Mode:

$$\chi_{ring} = \frac{1}{2X} \ln \left[1 + \frac{2X}{1 + (\Delta_a/\gamma)^2} \right], \quad (2.69)$$

$$\chi_{sw} = \frac{3}{2X} \ln \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \left(1 + \frac{8X}{3(1 + (\Delta_a/\gamma)^2)} \right)^{1/2} \right], \quad (2.70)$$

wobei die atomare Verteilung als klein gegenüber der Rayleigh-Länge angenommen ist.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau und Charakterisierung des Systems

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine neue Apparatur von Grund auf geplant und aufgebaut. Daher befasst sich das vorliegende Kapitel zunächst mit den Randbedingungen der Planung und der Umsetzung dieser Vorgaben. Dazu wird der Aufbau der Vakuumkammer, das Lasersystem und die automatisierte Steuerung und Datenerfassung des Experiments, erläutert. Anschließend werden die wichtigsten Elemente und die wesentlichen Experimentiertechniken der Apparatur besprochen und charakterisiert. Dazu gehören die magnetooptische Falle (MOT), der neuartige, auf unterschiedlichen Dipolfallen basierende Transportmechanismus für Neutralatome [Weber, 2002], der optische Resonator [Rohde, 2003] sowie der Aufbau zum Nachweis der Photonen, die aus dem Resonator ausgekoppelt werden.

3.1 Konzept des Experiments

Die zentrale Motivation zum Aufbau der Apparatur war es, die Kopplung zwischen einzelnen Neutralatomen und einem Resonator hoher Finesse im Vergleich zu damals bereits existierenden Apparaturen ([Pinkse *et al.*, 2000; Ye *et al.*, 1999; Hennrich *et al.*, 2000]) in zwei Punkten entscheidend zu verbessern. Zum einen sollte die Wechselwirkungsdauer zwischen Atom und Resonatormode deutlich verlängert werden und zum anderen sollte die Stärke dieser Wechselwirkung erstmals kontrolliert verändert werden können.

Diese Ziele lassen sich mit Hilfe einer vom Resonator unabhängigen Stehwellen-Dipolfalle erreichen ([Sauer *et al.*, 2004; Kuhr *et al.*, 2001]), die senkrecht zur Resonatormode orientiert ist, da man hier einerseits auf einfache Weise, durch Verschieben der Potentialtöpfe, die Atom-Resonator-Wechselwirkung verändern kann und andererseits die Lebensdauer der Atome, durch Entkopplung der Falle vom Resonator, nicht so stark durch technisches Rauschen limitiert ist.

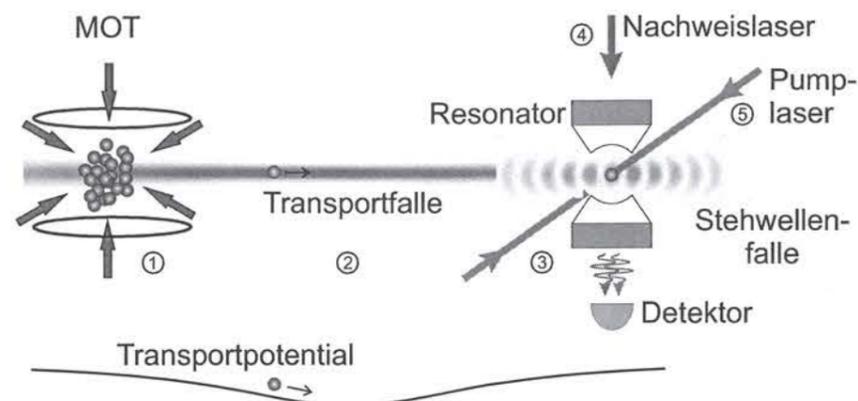


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Transportmechanismus: Aus einer MOT werden kalte Atome in eine Dipolfalle geladen (1). Diese werden durch die Transportfalle in den Resonator transportiert (2). Dort werden sie in eine Stehwellenfalle umgeladen und festgehalten (3). Die Atome können im Resonator entweder über die veränderte Transmission eines resonanten Nachweislasers (4) oder über die vom Atom aus einem transversalen Pump-laser in die Mode gestreuten Photonen (5) detektiert werden.

Das Laden von kalten Atomen in die Mode des Resonators ist technisch schwierig, da sich zwischen den Spiegeln des Resonators aus Gründen des optischen Zugangs keine MOT betreiben lässt. In der Regel geschieht das Laden durch Fallenlassen [Ye *et al.*, 1999; Hennrich *et al.*, 2000] oder Hochwerfen [Pinkse *et al.*, 2000] einer kalten Atomwolke. Da die Atome hier nicht vom Schwerfeld entkoppelt sind, ist es sehr schwer, lange Wechselwirkungs-dauern und hohe Einfangeffizienzen zu erzielen. Um dieses Problem zu umgehen, geschieht auch dieser Schritt im hier beschriebenen Experiment über eine horizontal orientierte Dipolfalle.

Das Konzept zur Präparation und zum Transport der Atome in den Resonator ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Eine MOT stellt ein Ensemble kalter ^{85}Rb -Atome bereit. Diese werden in eine flache, lang gestreckte Dipolfalle (Transportfalle) geladen, deren Potentialminimum sich gerade zwischen MOT und Resonator befindet. In diesem Potential kann die Atomwolke zwischen Ausgangs- und Zielort oszillieren. Sobald die Atome im Resonator angekommen sind, werden sie in eine tiefe Stehwellen-Dipolfalle umgeladen und können somit dauerhaft am Zielort festgehalten werden.

Die Beobachtung der Atome außerhalb des Resonators geschieht mittels einer so genannten Absorptionsabbildung. Hierbei wird die Atomwolke mit einem resonanten Laserstrahl beleuchtet und der Schatten auf eine CCD-Kamera abgebildet. Zur Detektion der Atome im Resonator gibt es zwei Möglichkeiten, die ebenfalls in Abbildung 3.1 veranschaulicht sind. In beiden Fällen spielt der Resonator selbst die tragende Rolle. Entweder wird die Transmission eines schwachen, in den Resonator eingekoppelten, resonanten Nachweislasers beobachtet, wobei die Anwesenheit von Atomen in der Mode, wie in Kapitel 2.2.2 beschrieben, einen Einbruch der transmittierten Intensität bewirkt. Die andere Möglichkeit ist das direkte Beleuchten der Atome mit resonantem Pumplicht, das dann aufgrund des

Purcell-Effekts bevorzugt in die Resonatormode gestreut wird (vgl. Kapitel 2.2.3). In diesem Fall kommt nur Licht aus dem Resonator, wenn Atome anwesend sind.

Desweiteren wurde bei der Planung der Apparatur die folgenden zukünftigen Optionen berücksichtigt: Zum einen soll die Fluoreszenz einzelner, gefangener Atome unabhängig vom Resonator von der Seite mittels einer hoch empfindlichen Kamera beobachtet werden. Da einzelne Atome nur sehr wenig Licht in alle Raumrichtungen streuen ist es notwendig für das abbildende Objektiv eine möglichst große numerische Apertur zu erreichen, oder einfacher ausgedrückt: Eine möglichst große Linse muss möglichst nah an das Atom gebracht werden können. Zusätzlich zu den bereits erwähnten Laserstrahlen wird optischer Zugang für weitere Laserstrahlen benötigt, um über ein gepulstes Pumpschema kontinuierlich einzelne Photonen zu erzeugen [Kuhn *et al.*, 2002]. Beim Design der Apparatur wurde versucht all diesen Vorgaben möglichst gut gerecht zu werden.

3.2 Das Design der Apparatur

Die Vakuumkammer

Experimente mit kalten Atomwolken bzw. einzelnen Atomen sind nur im Ultrahochvakuum (UHV) möglich. Beim Arbeiten mit optischen Dipolfallen, die nur wenige Millikelvin tief sind, ist ein gutes Vakuum besonders wichtig, da jeder Stoßprozess des gefangenen Atoms mit einem thermischen Molekül aus dem Hintergrundgas unwillkürlich zum sofortigen Verlust des Atoms führt. Deshalb wurde beim Aufbau der Vakuumkammer und bei der Wahl der Materialien darauf geachtet, dass ein möglichst niedriger Restgasdruck erreicht wird. Das Ziel war ein Druck unter 10^{-10} mbar, womit theoretisch Experimentierzeiten mit den Atomen im Resonator von einigen Sekunden möglich sind.

Wie in Abbildung 3.2 dargestellt, hat die Vakuumkammer aus besonders nichtmagnetischem Edelstahl (316L, Stahlschlüssel: 1.4404) die Form eines regelmäßigen Achtecks. Oben links befindet sich der Flansch an dem das Pumpsystem angeschlossen ist. Direkt daneben führt ein Edelstahlhalter ins Innere der Kammer, der den Resonator und den Spiegel für die MOT trägt (Details zur Konstruktion des Halters, siehe Kapitel 3.7.2). Er bildet mit dem gegenüberliegenden Fenster die Achse für die Dipolfallen, deren Verlauf schematisch eingezeichnet sind. Orthogonal dazu liegt die Resonatorachse. Der hier eingezeichnete Strahl dient zur Stabilisierung des Spiegelabstandes, bzw. als Nachweislaser zur Detektion der Atome. An der Frontseite trägt der Edelstahlhalter den MOT-Spiegel, der in der Mitte ein $1 \times 1 \text{ mm}^2$ großes Loch aufweist, durch das die Dipolfalle geführt wird. Damit man den Atomtransport im Bedarfsfall auch beim Durchgang durch den Spiegel von oben beobachten kann, sind sowohl die Innenkanten des quadratischen Lochs, als auch die Ober- und Unterkante des Spiegelsubstrats glatt poliert. Für diese Sonderanfertigung hat die Firma *Hellma* vier polierte Einzelteile zuerst optisch kontaktiert und dann bei ca. 1000°C zusammengeschmolzen. Die MOT selbst bildet sich direkt vor dem Loch am Schnittpunkt der diagonal verlaufenden MOT-Strahlen. Rechts vom Edelstahlhalter befindet sich ein Flansch mit elektrischen Durchführungen für die Stromversorgung des als Atomquelle ver-

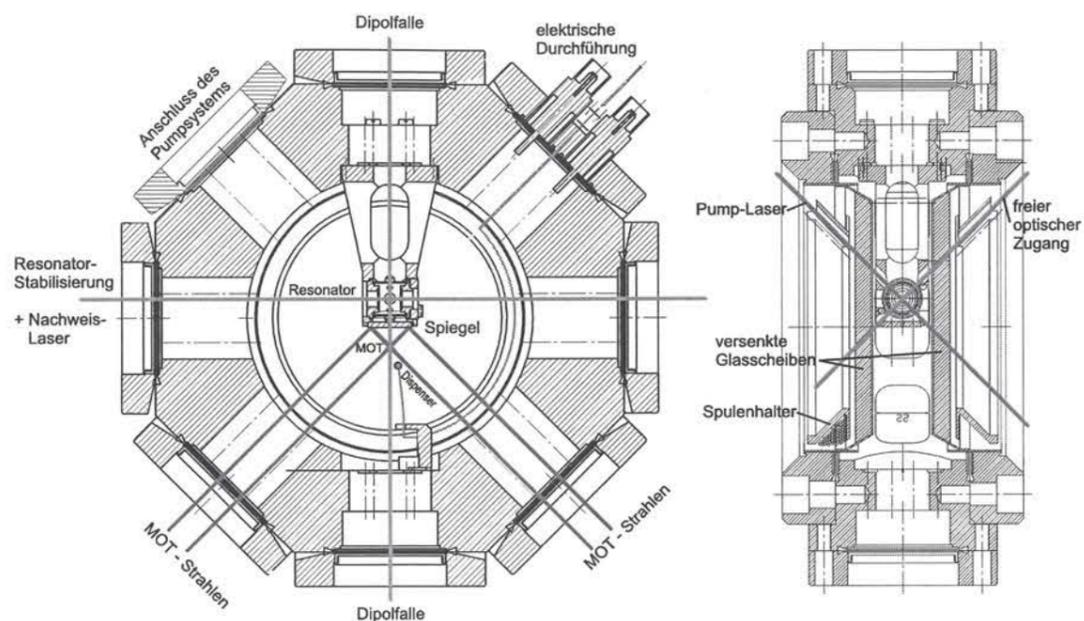


Abbildung 3.2: Links: Querschnitt der Vakuumkammer in Draufsicht mit schematischer Darstellung des Strahlengangs. Die MOT entsteht vor dem Spiegel durch die diagonal einlaufenden Strahlenpaare. Die Achse der Dipolfallen läuft von oben durch das Loch im MOT-Spiegel. Der Rubidium-Dispenser ist etwa 1 cm vor dem Spiegel platziert. Rechts: Vertikaler Querschnitt der Kammer mit den verschobenen Viewports, den Spulenhältern und den optischen Zugängen unter 45° .

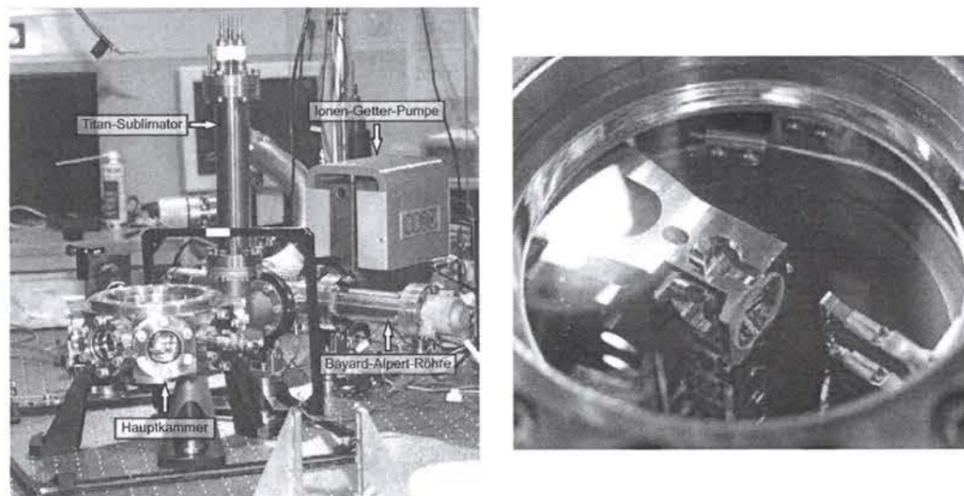


Abbildung 3.3: Links: Fotografie der Vakuumkammer mit den einzelnen Elementen des Pumpsystems. Rechts: Blick in die Vakuumkammer. Man sieht den Edelstahlhalter, der den MOT-Spiegel trägt. Das mit zwei Klammern kontaktierte Stäbchen (rechts) ist der Rubidium-Dispenser.

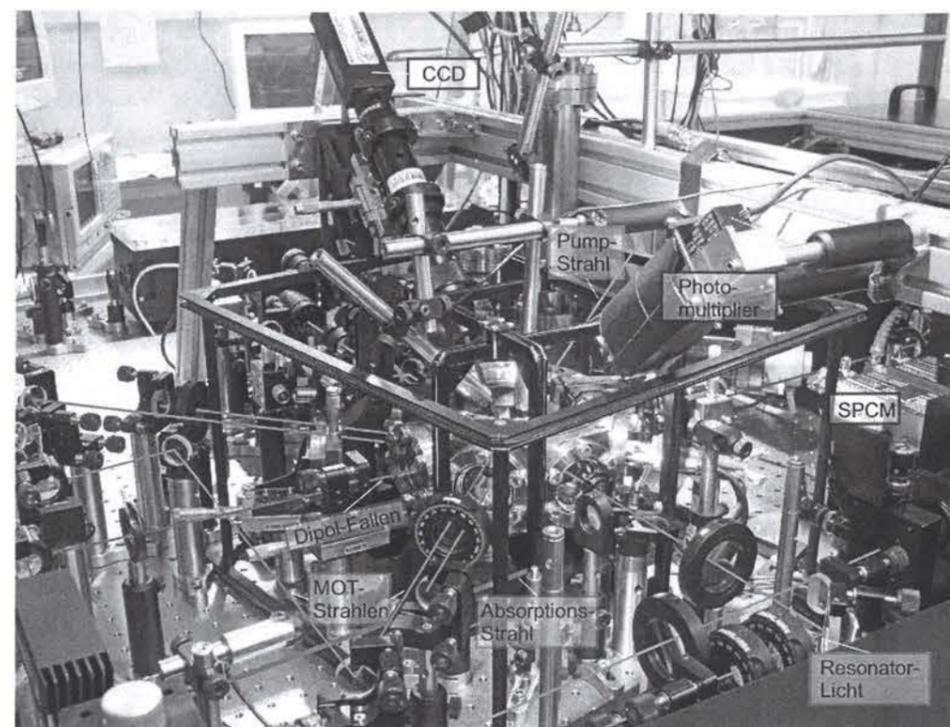


Abbildung 3.4: Foto von der Apparatur auf dem optischen Tisch, mit eingezeichnetem Strahlengang. Außerdem zu erkennen sind die drei Spulenpaare zur Magnetfeld-Kompensation, die Verschiebestufe für die MOT-Spulen (links neben der Kammer), der Photo-Multiplier (von rechts oben gehalten) und die CCD-Kamera mit Objektiv (von links oben gehalten).

wendeten Rubidium-Dispensern und für die Ansteuerung des Piezo-Röhrchens, das zur Manipulation des Resonator-Spiegelabstandes verwendet wird. Bis auf die Flansche der Durchführungen und des Pumpsystems sind alle Seiten mit CF40-Flanschen mit antireflexbeschichteten Standard-Viewports (Schaugläsern) versehen. Das obere und das untere Fenster (in Draufsicht) sitzt jeweils in einem CF100-Flansch und ist in die Apparatur hinein versenkt (siehe Abbildung 3.2 rechts). Diese Fenster sind nach unseren Plänen produzierte Spezialanfertigungen der Firma *Vacom*. Normalerweise werden die Glas-Metall-Übergänge aus Kovar gefertigt, das jedoch stark magnetisch ist. Bei den standardmäßig erhältlichen, nach innen versenkten Viewports sitzt das Fenster in einem Edelstahlrohr, das jedoch aufgrund des Herstellungsprozesses eine bestimmte Mindestlänge (ca. 5 cm) nicht unterschreiten darf. Dies ist für unsere Zwecke zu lang. In unserem Fall sitzt die 8 mm dicke Quarzglasplatte um 14 mm nach innen versetzt, in einem Übergang aus Inconel und Tantal. Der Abstand zwischen diesen Fenstern beträgt dadurch nur 22 mm und so ist es möglich, optische Elemente bis auf etwa 2 cm an die gespeicherten Atome im Resonator heranzubringen, ohne dass der optische Zugang unter 45° unterbunden ist.

Für das Vakuum in der Kammer sorgen zwei unterschiedlich Pumpen. Die erste Pumpe ist eine 25 l Ionen-Getter-Pumpe der Firma *MECA*. Als Steuereinheit wird ein *MidiVac*-

Controller von *Varian* verwendet. Bei der zweiten Pumpe handelt es sich um einen Titan-Sublimator der Firma *Hositrade*. Der Sublimator besteht aus drei unabhängigen Titanfilamenten, die bei Strömen ab etwa 45 A Titan abdampfen, welches sich an den Wänden der Apparatur niederschlägt. Da Titan chemisch sehr aktiv ist, bindet es bei Kontakt viele Bestandteile des Hintergrundgases. Diese Pumpe steht senkrecht zum Anschlussrohr der Apparatur, so dass sich in der Kammer selbst keine Titanschicht bildet. Der Sublimator arbeitet passiv, bis die Titanschicht gesättigt ist und die Pumpwirkung nachlässt. In der Regel muss die Schicht aber nur alle paar Monate erneuert werden.

Die Druckmessung erfolgt über eine Bayard-Alpert Ionisationsröhre vom Typ *Varian UHV-24p*. Sie ist zur Druckbestimmung bis $6.7 \cdot 10^{-12}$ mbar spezifiziert. Zum Auslesen der Röhre dient ein *Multi-Gauge-Controller* der gleichen Firma.

Der mit diesem Pumpsystem erreichte Enddruck liegt unterhalb des Messbereiches der *Controllers*, d.h. unter $2 \cdot 10^{-11}$ mbar.

Als Atomquelle dient in diesem Experiment ein Rubidium-Dispenser [Fortagh *et al.*, 1998], der im Abstand von etwa 1 cm von der MOT platziert ist. Der Dispenser der Firma *SAES Getters* besteht im wesentlichen aus einem kleinen, stäbchenförmigen Reservoir, in dem Rubidium chemisch gebunden ist, und einem Heizdraht der entlang der Frontseite verläuft. Das Reservoir enthält eine Mischung aus Rubidium-Chromat (Rb_2CrO_4) und einer Getterlegierung (*St101*). Heizt man das Reservoir durch einen geeigneten Strom auf eine Temperatur von über $550^\circ C$, so wird das Rubidiumchromat durch die Getterlegierung reduziert und elementares Rubidium freigesetzt. Der verwendete Dispenser enthält bei einer Länge von 12 mm etwa 4,5 mg Rubidium und steht senkrecht in der Kammer. Der Aktivierungsstrom liegt bei etwa 3,5 A. Ein konstanter Rubidium-Druck von ca. $1 \cdot 10^{-10}$ mbar wird mit rund 4,0 A Dauerstrom erreicht. Um durch den Dispenserstrom hervorgerufene, störende Magnetfelder zu vermeiden, wird der Dispenser in den Experimentsequenzen gepulst betrieben. Dazu schickt man über eine Zeitspanne von 1–2 s einen erhöhten Strom von 6–8 A durch den Dispenser. Dieser ist somit nur in der MOT-Ladezeit in Betrieb, während er für die restliche Experimentsequenz ruht.

Durch den geringen Abstand des Dispensers zur MOT kann diese direkt aus der emittierten Atomwolke geladen werden. Dadurch kann eine MOT mit etwa $1 \cdot 10^7$ Atomen bei einem Hintergrundgas-Druck von nur $1 \cdot 10^{-10}$ mbar betrieben werden, was etwa eine Größenordnung weniger ist, als bei einer gewöhnlichen Dampfzellen-MOT, die aus dem Hintergrundgas geladen wird. Für Experimente mit einzelnen Atomen kann die Dispenserzeit bzw. der Dispenser-Strom deutlich reduziert werden, so dass diese Experimente im unteren 10^{-11} mbar-Bereich durchgeführt werden können.

3.3 Das Lasersystem

Im Experiment werden diverse Laserstrahlen benötigt, die jeweils zu einem bestimmten Hyperfeinstruktur-Übergang der D_2 -Linie von ^{85}Rb resonant sind. Wie in Abbildung 3.5 skizziert, wird dieses Licht durch zwei separate Lasersysteme bereitgestellt. Alle Laserstrahlen, die vom $F=3$ Grundzustand ausgehen werden von einem Titan-Saphir-Laser (TiSa) vom Typ *Coherent MBR110* bereitgestellt. Dieser wiederum wird von einem *Co-*

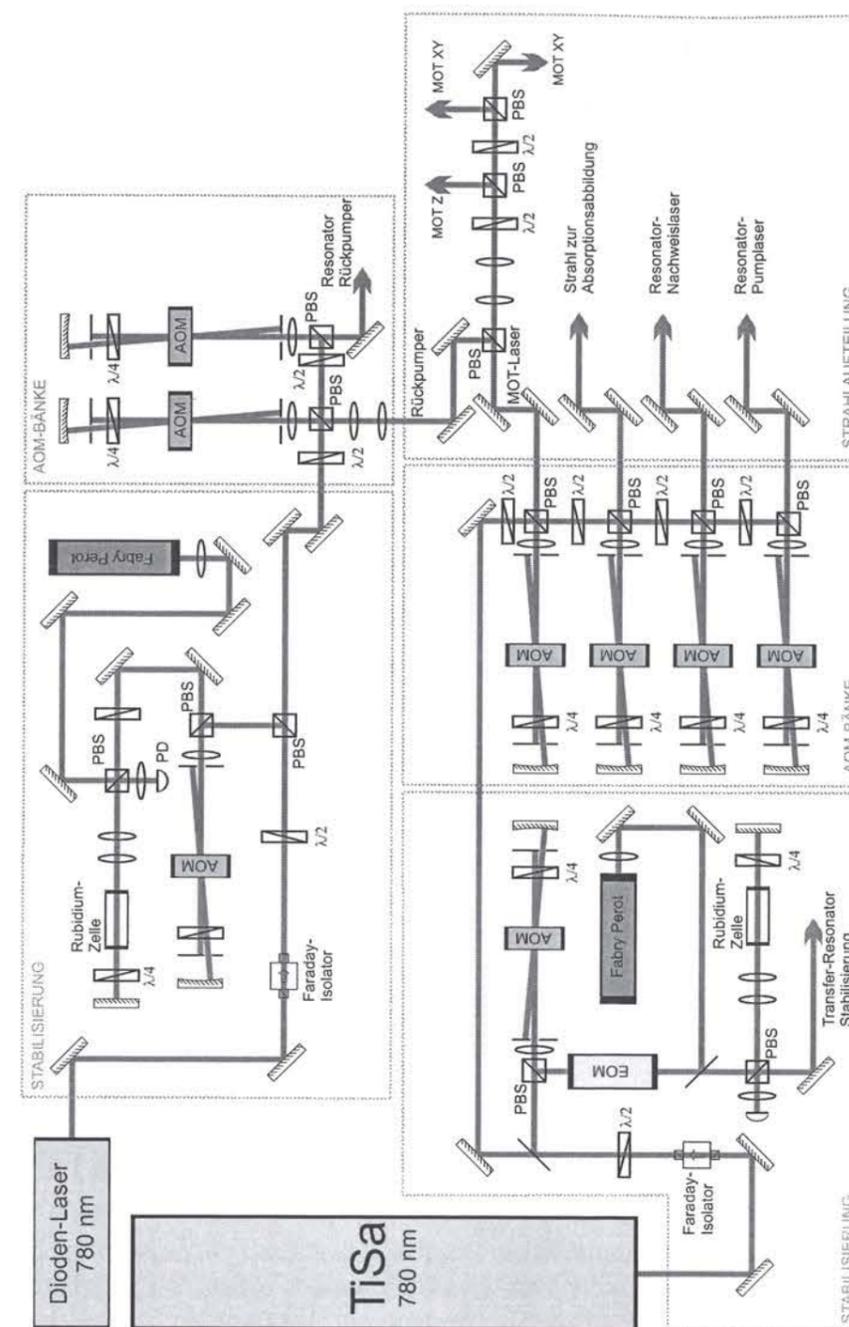


Abbildung 3.5: Strahlengang des Lasersystems für das Treiben von Übergängen in ^{85}Rb , bestehend aus einem Titan-Saphir-Laser und einem Diodenlaser. Für beide Laser ist jeweils der Stabilisierungsblock eingezeichnet, sowie die akustooptischen Modulatoren (AOM) die zur gezielten Abstimmung der einzelnen Teilstrahlen dienen (vgl. Abbildung 3.6). Im oberen Teil werden MOT-Licht und Rückpump-Strahl überlagert und in drei Teilstrahlen gleicher MOT-Laser-Intensität aufgeteilt.

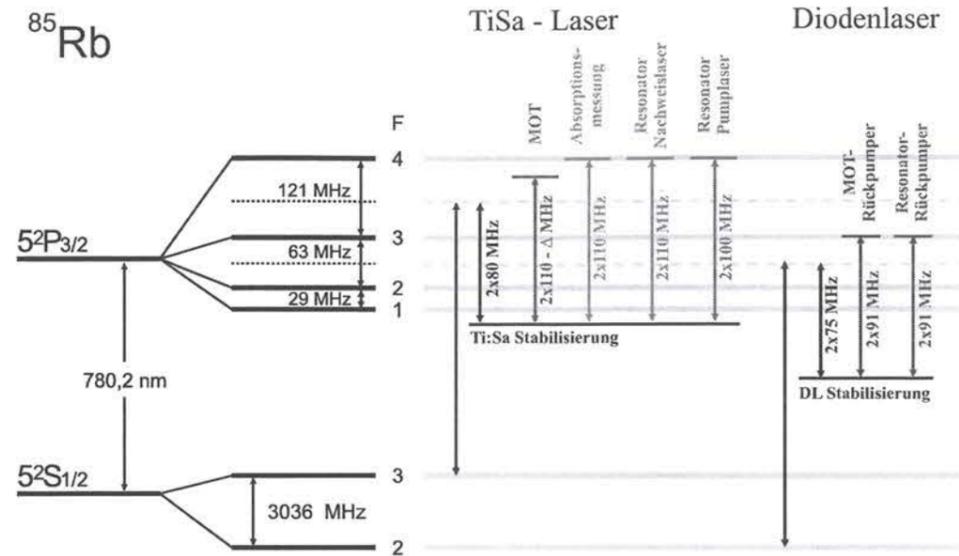


Abbildung 3.6: Links: Termschema der D_2 -Linie ($^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$) von ^{85}Rb . Rechts daneben sind die Frequenzen der einzelnen Teilstrahlen des Lasersystems eingezeichnet. Bei beiden Lasern wurde der Teilstrahl im Stabilisierungszweig vor der Stabilisierung auf eine Cross-Over-Resonanz der Dopplerfreien Sättigungsspektroskopie blauverstimmt. Die Hauptstrahlen sind also gegenüber den Rb-Übergängen rotverstimmt. Dadurch lassen sich die Teilstrahlen leicht mittels AOM auf die jeweiligen Übergänge abstimmen.

herent VERDI-V10 System bei einer Wellenlänge von 532 nm gepumpt. Der Ti:Sa ist in der Wellenlänge zwischen 700 nm und 1000 nm abstimmbare und arbeitet im Single-Mode-Betrieb. Bei einer Pumpleistung von 7 W erhält man eine Ausgangsleistung von 1 W bei 780,25 nm. Einzelne Teilstrahlen können dann mit Hilfe von akustooptischen Modulatoren (AOM) in Frequenz und Intensität abgestimmt werden.

Für die von $F=2$ ausgehenden Übergänge steht ein Diodenlaser (DL100) der Firma TUI Optics (jetzt Toptica) zur Verfügung, dessen Linienbreite über ein externes Gitter in Littrow-Anordnung passiv stabilisiert wird. Dieser zusätzliche Laser ist nötig, da die Hyperfeinstruktur-Aufspaltung des Grundzustands von 3,04 GHz mit einem Standard-AOM nur schwer zu überwinden ist.

Beide Laser sind aktiv auf das Signal einer Doppler-freien Sättigungsspektroskopie an einer Rubidium-Dampfzelle stabilisiert. Das Spektrum enthält neben den Doppler-freien Übergangslinien auch so genannte Cross-over-Resonanzen. Da diese im Spektroskopiesignal stärker ausgeprägt sind, wird der Ti:Sa-Laser auf eine solche Resonanz aktiv stabilisiert (siehe Abbildung 3.6). Das eigentliche Fehlersignal wird mit der Phasenmodulationsmethode nach Pound, Drever und Hall erzeugt [Bjorklund *et al.*, 1983]. Auf diese Weise wird eine Linienbreite von etwa 30 kHz für das Ti:Sa-System, und 300 kHz für den Diodenlaser erreicht. Näheres zu diesem Stabilisierungsverfahren ist in Kapitel 3.7.3 zu finden.

Um die unterschiedlichen Hyperfeinstruktur-Übergänge adressieren zu können wird der Teilstrahl, der zur Spektroskopie verwendet wird in beiden Fällen über einen AOM um

+2×80 MHz, bzw. +2×75 MHz, verstimmt. Ein auf diese Art rot gegenüber den atomaren Resonanzlinien stabilisierter Laser kann über weitere AOM (alle im Double-Pass Aufbau) auf das jeweilige Hyperfeinstruktur-Niveau abgestimmt werden (vgl. Abbildung 3.6). Außerdem kann über die AOM die Laserleistung eingestellt werden. Für kritische Strahlen, beispielsweise MOT-Laser und Rückpumper, geschieht dies über eine Leistungsstabilisierung.

Die zusätzlichen Laser, die für die Dipolfallen und zur Stabilisierung des Resonators verwendet werden, werden in den entsprechenden Kapiteln (3.6 und 3.7) beschrieben.

3.4 Experimentsteuerung und Messprogramm

Für die durchgeführten und die für die Zukunft geplanten Experimente ist eine Steuerung des zeitlichen Ablaufs der Messungen auf der Mikrosekunden-Skala erforderlich. Um dies zu gewährleisten, wurde die Sequenzsteuerung von der Datenaufnahme getrennt.

Die Aufnahme von Kameradaten, Photonenzählraten etc. erfolgt über einen Messrechner. Die Steuerung der Messsequenzen übernimmt ein digitaler Signalprozessor (DSP). Dabei handelt es sich um ein ADwin PRO Echtzeit-System der Firma Jüger, das aus dem Signalprozessor und verschiedenen Einsteckkarten mit analogen und digitalen Ein- und Ausgängen besteht. Die Programmierung des DSP erfolgt durch die zugehörige Sprache ADbasic auf dem Messrechner. Über eine Netzwerkverbindung wird das kompilierte Programm an den DSP geschickt und mit einem Triggersignal gestartet. Der DSP arbeitet das Programm dann unabhängig vom Messrechner ab. Um variable Steuersequenzen zu ermöglichen, greift das Programm des DSP auf globale Datenfelder zu, die die Informationen über den Ablauf einer Sequenz enthalten. Diese Datenfelder werden immer vor Programmstart vom Messrechner aktualisiert und neu übertragen.

Für die Generierung der vom DSP verwendeten Daten wird das in der Arbeitsgruppe entwickelte Messprogramm Maestro eingesetzt, das die Manipulation der Sequenzen über eine anwenderfreundliche, grafische Oberfläche ermöglicht. Es basiert auf der Programmiersprache C++ und arbeitet unter dem Betriebssystem Linux.

Neben der Steuerung des Ablaufs der Experiment-Sequenzen ermöglicht das System die vollautomatische Eichung der Laserfrequenzen und der Resonatorfrequenz, sowie die Kalibrierung von Laserintensitäten. Außerdem kann man mit dem Zeittakt des DSP laufende Spannungsrampen für analoge Ausgänge erzeugen, um beispielsweise das adiabatische Umschalten zwischen den beiden Dipolfallen zu ermöglichen.

Alle eingestellten Parameter werden bei jeder Messungen automatisch in einer SQL-Datenbank hinterlegt und können jederzeit wieder abgerufen werden.

Für zukünftige Anwendungen ist es möglich, dass der DSP über externe Triggersignale bedingte Aktionen durchführen kann. Damit erhält man einen Rückkopplungsmechanismus, der eine Reaktionszeit von 300 ns ermöglicht, etwa zum direkten Reagieren auf ein gemessenes Atomsignal.

3.5 Die magnetooptische Falle

Die magnetooptische Falle (MOT) hat sich in den bald 18 Jahren nach ihrer ersten Realisierung [Raab *et al.*, 1987] als eines der wichtigsten Instrumente der Atomphysik etabliert. Die Bedeutung dieser Entdeckung ist im Jahr 1997 mit dem Nobelpreis gewürdigt worden.

In diesem Abschnitt wird anfangs kurz das Prinzip der MOT erläutert, um dann ihre Realisierung im Experiment zu beschreiben. Den Abschluss bilden die Messungen zur Charakterisierung.

3.5.1 Prinzip der MOT

Die Grundlage für die MOT ist das in Kapitel 2.3.2 bereits diskutierte Doppler-Kühlen. Beleuchtet man ein sich bewegendes Atom mit einem rotverstimmt Laserstrahl so wirkt die geschwindigkeitsabhängige Kraft aus Gleichung (2.55) der Bewegung entgegen. Erweitert man die Anordnung auf drei orthogonale Paare gegenläufiger Strahlen, die das Atom von allen Raumrichtungen her beleuchten, so erhält man Kühlkräfte für jede Bewegungsrichtung des Atoms.

Da die Atome aus dieser Anordnung schnell herausdiffundieren würden, ist eine zusätzliche ortsabhängige Kraft von Nöten. Diese wird bereitgestellt, indem man zirkular polarisierte Laserstrahlen verwendet, und den Strahlungsdruck aus Gleichung (2.49) (für $\kappa = 0$) mit Hilfe eines magnetischen Quadrupolfeldes ortsabhängig macht. Bei geeigneter Wahl der Polarisierungen ($\sigma^+ - \sigma^-$ -Konfiguration) bewirkt der ortsabhängige Zeeman-Effekt, dass beim Entfernen eines Atoms vom Nullpunkt des Magnetfeldes immer genau derjenige Laserstrahl mit dem Atom in Resonanz kommt, der einen rücktreibenden Strahlungsdruck auf das Atom bewirkt.

3.5.2 Aufbau der MOT

Die Aufgabe der MOT ist die Bereitstellung eines Ensembles kalter Atomen. Ihre Hauptkomponenten sind ein so genannter MOT-Laser, der etwa zwei atomare Linienbreiten gegenüber dem ($F=3 \rightarrow F'=4$)-Übergang rotverstimmt ist, ein Rückpumplaser, resonant zum ($F=2 \rightarrow F'=3$)-Übergang, der die in den $F=2$ Grundzustand verlorene Population zurückbringt und ein magnetisches Quadrupolfeld, erzeugt durch ein Spulenpaar in Anti-Helmholtz-Anordnung. Bei der experimentellen Realisierung der MOT stand eine möglichst geringe End-Temperatur, eine reproduzierbare Lokalisierung, ein guter geometrischer Überlapp mit der Transportfalle und ein möglichst geringer Abstand vom Resonator im Vordergrund. Das Erreichen von geringen Ladezeiten und großen Teilchenzahlen war sekundär.

Wie in Abbildung 3.5 gezeigt, werden MOT- und Rückpumplaser auf einem Polarisationsstrahlteilerwürfel überlagert und anschließend in drei Strahlen mit gleicher MOT-Laserintensität aufgeteilt. Zur Minimierung des Abstandes zwischen MOT und Resonator wird die MOT vor einem Spiegel betrieben, der sich im Vakuum unmittelbar neben dem

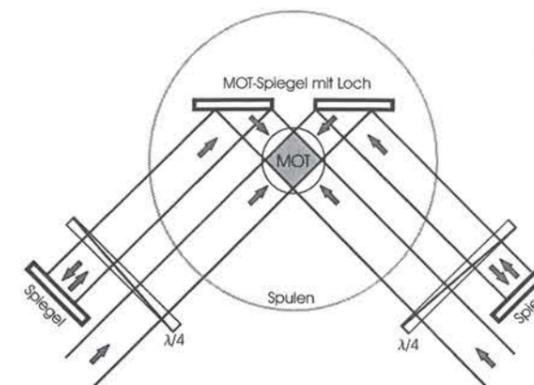


Abbildung 3.7: Strahlführung der MOT. Durch den im Vakuum sitzenden Spiegel bleibt die MOT-Optik auf einen Halbraum beschränkt. Außerdem konnte der Abstand zum Resonator so verringert werden.

Resonator befindet. Die MOT-Strahlen in der Tischebene werden, wie in Abbildung 3.7 dargestellt, nach dem Durchgang durch die MOT-Region am Spiegel reflektiert und außerhalb der Kammer nach zweimaligen Durchgang durch eine $\lambda/4$ -Platte retroreflektiert. Diese Anordnung sorgt dafür, dass die MOT-Optik auf den Halbraum beschränkt bleibt. Der dritte Strahl kommt von unten senkrecht durch den großen Viewport und wird dann durch einen auf dem oberen Viewport liegenden Stapel, bestehend aus einer $\lambda/4$ -Platte und einem Spiegel (beide $8 \times 8 \times 2$ mm) retroreflektiert. Dies gewährleistet den optimalen optischen Zugang zur Resonatorregion für das erwähnte, hochauflösende Objektiv.

Um eine gute Transfereffizienz beim Umladen in die Dipolfalle zu erreichen, wird die MOT beim Umladen durch einen hohen Magnetfeldgradienten komprimiert und besser lokalisiert. Um diesen zu ermöglichen wurden die Spulen knapp über den in die Apparatur hinein versenkten Fenster auf Ober- und Unterseite der Apparatur platziert. Der Nachteil dieser Anordnung ist, dass mit dieser Orientierung des Quadrupolfeldes das betreiben einer herkömmlichen Spiegel-MOT [Reichel *et al.*, 1999] nicht möglich ist. Da das Erreichen eines hohen Gradienten aber im Vordergrund stand, wurde die höhere Komplexität des Strahlengangs von Abbildung 3.7 in Kauf genommen.

Die verwendeten Spulen sind auf speziell angefertigte Halterungen gewickelt, die in die versenkten Fenster eingepasst sind (siehe Abbildung 3.2, rechts). Sie enthalten je 36 Windungen aus lackiertem Kupferdraht mit 1 mm Durchmesser und haben einen Abstand von etwa 4 cm. Die Spulenhalter sind über eine dreiaxige Verschiebestufe auf den optischen Tisch montiert. Damit ist es möglich, den Magnetfeld-Nullpunkt, respektive das Zentrum der MOT, um einige Millimeter zu verschieben. Dies ist besonders dann nützlich, wenn die Atome der MOT in eine, durch die Lage der Resonatormode räumlich fixierte, Dipolfalle umgeladen werden müssen.

Im Dauerbetrieb erhält man so bei einem Spulenstrom von 5 A einen Magnetfeldgradienten von 12,5 G/cm. Zur Kompression der MOT kann der Gradient kurzzeitig auf 50 G/cm bei 20 A erhöht werden. Eine selbst gebaute Stromregelschaltung gewährleisten eine geringe Restwelligkeit von $\Delta I_{RMS}/I < 10^{-3}$ und die Möglichkeit, die Felder innerhalb von nur 50 μ s abzuschalten (ausgehend von $I=5$ A).

Für einige Anwendungen, wie z.B. der Polarisationsgradientenkühlung, ist ein verschwindendes äußeres Magnetfeld am Ort der Atome Voraussetzung. Daher ist es notwendig, das Erdmagnetfeld sowie vorhandene konstante Magnetfelder auf dem Labortisch zu kompensieren. Zu diesem Zweck sind um die Vakuumanlage drei Spulenpaare installiert, mit denen zeitlich konstante, homogene Magnetfelder erzeugt werden. Wie in Abbildung 3.4 zu erkennen, sind jeweils zwei quadratische Spulen annähernd im Helmholtz-Abstand angeordnet. Die Konfiguration der Spulen wurde für ein möglichst homogenes Kompensationsfeld entlang der Dipolfallenachse optimiert, um auch im Resonator von einem verschwindenden Magnetfeld ausgehen zu können.

3.5.3 Detektion der Atome

Zur Detektion der gefangenen Atome stehen ein Photomultiplier und eine CCD-Kamera zur Verfügung. Zur Beobachtung der Fluoreszenz der in der MOT gespeicherten Atome wird ein Photosensor-Modul des Typs *Hamamatsu H8754-02* verwendet. Die fluoreszierende MOT wird über zwei Linsen ($f=200\text{ mm}$, $f=50\text{ mm}$) auf die aktive Fläche des Photomultipliers abgebildet. Vorhandenes Streulicht wird durch räumliches Filtern und einen Interferenz-Bandpassfilter für 780 nm unterdrückt. Über den bekannten Raumwinkelanteil der Abbildung und die bekannte Lichtintensität in der MOT kann mit dem intensitätsgeeichten Photosensor die Zahl der gefangenen Atome bestimmt werden.

Bei der Beobachtung der räumlichen Verteilung der Atome mit der CCD-Kamera wird nicht die Fluoreszenz der Atome detektiert, sondern es wird eine so genannte Absorptionsabbildung durchgeführt. Hierbei wählt man die Intensitätsschwächung eines Laserstrahls beim Durchgang durch ein absorbierendes Medium als Messgröße, was den Vorteil hat, dass auch die nicht fluoreszierenden Atome in einer Dipolfalle detektiert werden können. Der aktive Bereich einer CCD-Kamera wird mit einem Laserpuls definierter Länge und Intensität belichtet. Für die Beobachtung der MOT ist die Frequenz des Lasers resonant zum MOT-Übergang. Atome, die sich zwischen der Lichtquelle und der Kamera befinden, absorbieren Photonen aus dem Strahl. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Vorgang ist für polarisiertes Licht im Grenzfall geringer Sättigung gegeben durch:

$$\sigma_{abs} = \frac{3\lambda^2}{2\pi} \frac{1}{1 + \left(\frac{2\Delta_a}{\Gamma}\right)^2} \quad (3.1)$$

Die Abschwächung des Strahls beim Durchgang durch eine Atomwolke wird durch das Beer'sche Gesetz beschrieben:

$$I(x, y, z) = I(x, y, 0) \cdot \exp\left(-\sigma_{abs} \int_0^z n(x, y, \zeta) d\zeta\right) \quad (3.2)$$

Im Argument der Exponentialfunktion wird dabei entlang der Abbildungsachse von der Lichtquelle bei $\zeta = 0$ bis zum Kameraobjektiv bei $\zeta = z$ über die Atomdichte $n(x, y, \zeta)$ integriert. Bei bekannter Ausgangsintensität $I(x, y, 0)$ kann man mit der vom CCD-Sensor gemessenen Intensität $I(x, y, z)$ die mittlere Atomdichte entlang der Strahlachse bestimmen:

$$\bar{n}(x, y) = \int_0^z n(x, y, \zeta) d\zeta = \frac{1}{\sigma_{abs}} \ln\left(\frac{I(x, y, z)}{I(x, y, 0)}\right) \quad (3.3)$$

Bei der experimentellen Realisierung der Absorptionsmessung werden nacheinander drei Bilder aufgenommen: Das erste Bild stellt die eigentliche Absorptionsmessung dar. Der Belichtungspuls wird dabei auf dem Weg durch die Atomwolke teilweise absorbiert. Der entstehende Schatten der Atome wird auf die Kamera abgebildet. Im zweiten Schritt wird als Referenzmessung ein identischer Belichtungspuls aufgenommen, diesmal ohne Atome. Das letzte Bild dient der Bestimmung des Hintergrundsignals und wird zur Korrektur von den beiden anderen Bildern abgezogen. Aus dem Verhältnis von Absorptionsbild und Referenzbild erhält man die relative Abschwächung des Abbildungsstrahls. Durch Anpassung der Pulslänge und der Intensität kann der Kontrast so eingestellt werden, dass es weder zur Sättigung des CCD-Sensors kommt, noch zu einer totalen Absorption des Strahls durch die Atomwolke.

Für die Absorptionsabbildung wird eine CCD-Kamera vom Typ *Sony XCD-SX900* verwendet. Sie liefert Bilder mit einer Auflösung von 1280×960 Punkten bei einer Tiefe von 8 Bit s/w und einer maximalen Wiederholrate von 7,5 Bildern pro Sekunde. Die Pixelgröße des CCD-Sensors beträgt $4,65 \times 4,65 \mu\text{m}^2$. Die Abbildung der Atomwolke erfolgt über ein Macro-CCD-Varioobjektiv der Firma *Rodenstock* mit einem stufenlos einstellbaren Vergrößerungsfaktor zwischen 0,8 und 4,0. Die Kamera wird über einen Digitalausgang des DSP-Systems extern getriggert. Nach der Aufnahme gelangen die Bilddaten über eine *Firewire*-Schnittstelle zum Messrechner. Wenige Mikrosekunden nach Auslösen des Triggers wird der Shutter der Kamera für etwa 1 ms geöffnet. In diesem Zeitfenster wird der Laserpuls mit einer Länge von $100 \mu\text{s}$ eingestrahlt. Die Aufnahme der drei benötigten Bilder erfolgt im Abstand von 150 ms . Im Messrechner wird im Rahmen des Messprogramms *Maestro* die Bildverarbeitung durchgeführt. Nach Gleichung (3.3) wird ein zweidimensionales Dichteprofil $n(x, y)$ berechnet und in Falschfarbendarstellung ausgegeben. Die Summe aller Pixel eines solchen Absorptionsbildes ist direkt proportional zur Anzahl der gefangenen Atome. Die Atomdichteprofile verschiedener Aufnahmen lassen sich also miteinander vergleichen.

3.5.4 Charakterisierung der MOT

Die wichtigsten Kenngrößen der MOT sind die Zahl der gespeicherten Atome und deren Temperatur. Der Durchmesser der MOT-Strahlen beträgt etwa 7 mm . Dies ermöglicht eine MOT, deren Abstand zum Spiegel nur ca. 2 mm beträgt. Die Sequenz startet mit einer bis zu 2 s langen Phase, bei der der Dispenser mit ca. 7 A Strom durchflossen wird. Atome werden direkt aus dem vom Dispenser ausgehenden Rubidiumstrom geladen. Nach dem Abschalten des Stromes ändert sich aufgrund des geänderten Magnetfeldes die Position der MOT nochmals und die Atome werden für ca. 600 ms bei konstanter Teilchenzahl nachgekühlt. Anschließend kann eine Melassenphase oder eine Komprimierungsphase folgen. Für alle in diesem Kapitel beschriebenen Messungen wurden, falls nicht anders angegeben, folgende Fallenparameter verwendet:

Leistung in den MOT-Strahlen	2 · 4,5 mW
Verstimmung der MOT-Strahlen	12 MHz
Leistung des Rückpumpers	1,8 mW
Magnetfeldgradient @ I=5A	12,5 G/cm
Magnetfeldgradient @ I=20A	50 G/cm

Messung der Teilchenzahl

Zur Bestimmung der Teilchenzahl in der MOT wird das Signal des Photomultipliers verwendet, das direkt proportional zur Fluoreszenz der MOT-Atome ist. Das Ergebnis hängt natürlich empfindlich von der Dauer der Dispenserphase ab. Bei 1,8 s Dauer wird eine Teilchenzahl von etwa $1 \cdot 10^7$ erreicht, wobei der Hintergrundgasdruck im Bereich von wenigen 10^{-10} mbar bleibt. Bei Experimenten mit einzelnen Atomen kann man bei guter Justage ganze Tage lang völlig auf eine Dispenserphase verzichten.

Temperaturmessung

Zur Temperaturbestimmung wird die freie Expansion der Atomwolke nach Abschalten der MOT beobachtet. Unter der Annahme, dass das Ensemble von Atomen in der Falle wechselwirkungsfrei ist, ergibt sich in einem eindimensionalen Modell eine Gauß-förmige Dichteverteilung im Ortsraum $f(x, t) \propto \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2(t)}\right)$. Die Varianz dieser Gauß-Verteilung entwickelt sich mit der Zeit gemäß

$$\sigma_x(t) = \sqrt{\sigma_x(0)^2 + \frac{k_B T}{m} t^2} . \quad (3.4)$$

Die Temperaturmessung erfolgt durch Auswertung von Absorptionsbildern der CCD-Kamera. Dazu wird eine Sequenz von Aufnahmen gemacht, bei der die Expansionszeit nach Abschalten der MOT sukzessive verlängert wird. Aus der Dichteverteilungen auf den Aufnahmen werden Zeilen- und Spaltensummen berechnet und daran Gauß-Kurven angepasst. Aus der zeitlichen Entwicklung der Varianz der Gauß-Kurven kann die Ensembletemperatur bestimmt werden. Eine Messreihe besteht aus etwa zehn Bildern bei einer Verzögerungszeit von 0,1 - 5 ms. Die Messungen für die MOT ergeben, abhängig von den eingestellten Parametern, Temperaturen zwischen $60 \mu\text{K}$ und $100 \mu\text{K}$.

Die optische Melasse

Bei einer optischen Melasse nutzt man den Mechanismus der Polarisationsgradientenkühlung [Dalibard und Cohen-Tannoudji, 1989] (siehe auch Kapitel 2.3.5), um die Temperatur der Atome weiter zu reduzieren. Für dieses Kühlverfahren wird zunächst das Magnetfeld der MOT abgeschaltet. Anschließend erhöht man über einen Zeitraum von ca. 5 ms die Verstimmung des MOT-Lichts schrittweise von -12 MHz auf -55 MHz. Parallel

dazu wird die Leistung des MOT-Lichts reduziert. Die Effizienz der Polarisationsgradientenkühlung ist von der Stärke des vorhandenen Restmagnetfeldes abhängig. Sie funktioniert optimal, wenn die Zeeman-Niveaus der Atome entartet sind, d.h. kein externes Magnetfeld anliegt. Daher muss das vorhandene Erdmagnetfeld am Ort der MOT mit den Kompensationsspulen aufgehoben werden. Das Einstellen der Magnetfeldkompensation erfolgt durch je eine Messreihe pro Spulenpaar, bei der die Temperatur der Melasse in Abhängigkeit vom Spulenstrom untersucht wird. Anschließend wird der Spulenstrom auf den Wert für das Temperaturminimum eingestellt. Mit der Melassenphase im Anschluss an die MOT-Sequenz wurden Temperaturen von weniger als $10 \mu\text{K}$ erreicht.

3.6 Dipolfallen und Atomtransport

Wie in Abbildung 3.1 dargestellt, werden die von der MOT bereitgestellten Atome über zwei unterschiedlich Dipolfallen zum Resonator transportiert und dort festgehalten. Der erste Teil dieses Kapitels widmet sich der theoretischen Beschreibung der Potentiale. Nachdem dieses Transportschema noch niemals vorher verwendet wurde, wurden dazu eine ganze Reihe von Charakterisierungsmessungen durchgeführt, die nach dem Kapitel über das verwendete Lasersystem vorgestellt werden.

3.6.1 Das Dipolpotential

In Kapitel 2.1.4 wurde das durch einen fernverstimmten Laserstrahl hervorgerufene Potential für ein Zwei-Niveau-Atom hergeleitet ($U(\mathbf{r})$ nach Gleichung (2.22)). Der Laser sorgt aber auch für eine gewisse Photonen-Streurate Γ_{scat} , die mit der Potentialtiefe U_0 in folgendem Zusammenhang steht:

$$\hbar\Gamma_{\text{scat}} = -\frac{2\gamma}{\Delta_{as}} U_0 . \quad (3.5)$$

Das Dipolpotential skaliert mit I/Δ_{as} , die Streurrate dagegen ist proportional zu I/Δ_{as}^2 . Daher verwendet man für Dipolfallen möglichst weit gegen den Übergang verstimmte Frequenzen und zum Ausgleich große Intensitäten, um die Streurrate für eine gegebene Fallentiefe möglichst gering zu halten.

Die gewählte Verstimmung ist mit 250 nm im Experiment sehr hoch, man spricht von einer *FORT* (engl.: *Far-Off-Resonance Trap*). Dies hat zur Folge, dass die Voraussetzungen für die in Kapitel 2.1.4 verwendete Drehwellennäherung (RWA) nicht mehr gegeben sind. Man kann die Dipolkraft jedoch auch im Rahmen einer semiklassischen Theorie erklären [Grimm *et al.*, 2000], die auf die RWA verzichtet. Aus dieser Betrachtung folgt, dass in Gleichung (2.22) als Korrektur die Definition der Verstimmung Δ_{as} wie folgt verändert werden muss:

$$-\frac{1}{\Delta_{as}} \longrightarrow \frac{1}{\delta} = \frac{1}{\omega_s - \omega_a} + \frac{1}{\omega_s + \omega_a} \quad (3.6)$$

Desweiteren ist die Betrachtung des Atoms als Zwei-Niveau-System nicht realistisch. Um quantitative Vorhersagen machen zu können, müssen die Verschiebungen der Niveaus in

Abhängigkeit von allen beteiligten Übergängen berechnet werden. Die dazu benötigten Matrixelemente der Dipolübergänge $\mu_{ij} = \langle e_i | \mu | g_j \rangle$ können als Produkt aus dem reduzierten Matrixelement μ_{ge} und einem Übergangskoeffizienten c_{ij} geschrieben werden:

$$\mu_{ij} = c_{ij} \mu_{ge}.$$

Die Übergangskoeffizienten c_{ij} geben die relative Kopplungsstärke der einzelnen Übergänge wieder (siehe Anhang B). Ihr Wert ist abhängig von den Drehimpulsen der beteiligten Niveaus und von der Polarisation des verwendeten Lichts. Mit Hilfe dieser Matrixelemente kann die Energieverschiebung eines Grundzustandsniveaus $|g_i\rangle$ folgendermaßen geschrieben werden:

$$\Delta E_i = \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_a^3} I \cdot \sum_j \frac{c_{ij}^2}{\delta_{ij}}. \quad (3.7)$$

Die Summation erfolgt hier über alle erlaubten angeregten Zustände $|e_j\rangle$. Um das Dipolpotential für ein Multilevel-Atom zu berechnen, summiert man also die Beiträge der beteiligten Übergänge unter Berücksichtigung der zugehörigen Kopplungsstärken und der jeweiligen Verstimmung.

Das im Experiment verwendete ^{85}Rb hat einen Kernspin von $I = 5/2$. Die Spin-Bahn-Kopplung führt u.a. zu den beiden Linien: $D_1: {}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$ und $D_2: {}^2P_{3/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$. Für die im Experiment realisierte Dipolfalle bei einer Wellenlänge von 1030 nm sind dies die beiden relevanten elektronischen Übergänge, die in der theoretischen Behandlung berücksichtigt werden müssen.

Auf der Basis von Gleichung (3.7) kann man nun für ein solches Atom mit Gesamtdrehimpuls F und Magnetquantenzahl m_F das Potential für eine Dipolfalle mit der Polarisation $\mathcal{P} = (0, 1) \equiv (\text{lin}, \text{zirk})$ ableiten und man erhält

$$U_{dip}(\vec{r}) = \frac{\pi c^2 \Gamma}{2\omega_a^3} \left(\frac{2 + \mathcal{P} g_F m_F}{\delta_{2,F}} + \frac{1 - \mathcal{P} g_F m_F}{\delta_{1,F}} \right) I(\vec{r}). \quad (3.8)$$

Dabei ist g_F der Landé-Faktor. Das Potential besteht aus zwei Beiträgen, die den oben genannten Übergängen entsprechen. Die Beiträge sind jeweils abhängig von der Verstimmung des Laserlichts bezüglich des Übergangs und werden durch die Faktoren im Zähler gewichtet. Die beiden Verstimmungen $\delta_{2,F}$ und $\delta_{1,F}$ beziehen sich auf die Energieaufspaltung zwischen dem jeweiligen Grundzustand ${}^2S_{1/2, F}$ und dem Mittelwert der aufgespaltenen Hyperfeinstruktur-Zustände von ${}^2P_{3/2}$ bzw. ${}^2P_{1/2}$. Bei der Gewichtung fällt auf, dass für linear polarisiertes Licht das Verhältnis der Beiträge der beiden Übergänge einfach 2:1 ist, während das Potential bei zirkularem Licht vom magnetischen Unterzustand m_F des Atoms abhängig ist. In unserem Fall wird für die Dipolfallen linear polarisiertes Licht verwendet. Damit ist die Energieverschiebung für alle Unterzustände m_F gleich groß.

Die Form der Potentiale ist durch das Intensitätsprofil $I(\mathbf{r})$ bestimmt. Im Fall der Transportfalle handelt es sich um einen einfachen, fokussierten Gauß'schen Strahl:

$$I(\mathbf{r}) = I_{0,t} \left(\frac{w_{0,t}}{w_t(z)} \right)^2 \cdot \exp \left(\frac{-2(x^2 + y^2)}{(w_t(z))^2} \right), \quad (3.9)$$

im Fall der Stehwellenfalle, um zwei gegenläufige Gauß'sche Strahlen die miteinander interferieren:

$$I(\mathbf{r}) = I_{0,s} \left(\frac{w_{0,s}}{w_s(z)} \right)^2 \cdot \exp \left(\frac{-2(x^2 + y^2)}{(w_s(z))^2} \right) \cdot \cos^2 \left(-k_s z - \frac{k_s(x^2 + y^2)}{2R_s(z)} + \eta_G(z) \right) \quad (3.10)$$

Die verwendeten Parameter der Gauß'schen Strahlen sind in folgender Tabelle zusammengefasst (vgl [Meschede, 1999]):

Transportfalle:	Stehwellenfalle:	Bezeichnung:
$w_{0,t}$	$w_{0,s}$	Strahl-Taille
$z_{0,t} = \pi w_{0,t}^2 / \lambda_s$	$z_{0,s} = \pi w_{0,s}^2 / \lambda_s$	Rayleigh-Länge
$I_{0,t} = 2P_t / (\pi w_{0,t}^2)$	$I_{0,s} = 2 \times 4P_s / (\pi w_{0,s}^2)$	Peak-Intensität
$w_t(z) = w_{0,t} \sqrt{1 + (z/z_{0,t})^2}$	$w_s(z) = w_{0,s} \sqrt{1 + (z/z_{0,s})^2}$	ortsabh. Strahlradius
	$R_s(z) = z(1 + (z_{0,s}/z)^2)$	Krümmungsradius der Wellenfronten
	$\eta_G(z) = \arctan(z/z_{0,s})$	Gouy-Phase

3.6.2 Lasersystem und Fallenparameter

Für die beiden Dipolfallen wird ein Yb:YAG-Scheibenlaser vom Typ *VersaDisk-1030-15SF* der Firma *ELS* verwendet. Das System ist im *Single-Mode*-Betrieb für eine Ausgangsleistung von 15 W bei einer Wellenlänge von 1030 nm spezifiziert. In Abbildung 3.8 ist die Strahlführung auf dem optischen Tisch schematisch dargestellt. Um die Intensität des Dipolfallenstrahls schalten zu können, wird das Licht durch einen elektrooptischen Modulator (EOM) geführt (Modell *LM0202 SG* der Firma *Linos*). Zusammen mit dem folgenden Polarisationsstrahlteiler erreicht man bei einer Schaltzeit von etwa 200 μs eine Extinktion von 1 : 250. Außerdem wird dieser EOM als Stellglied für die aktive Leistungsstabilisierung des Strahls verwendet.

Zur Realisierung der beiden unterschiedlichen Dipolfallen werden zwei unabhängige Strahlen mit unterschiedlichem Durchmesser und unterschiedlicher Divergenz verwendet, die beide durch die selbe Sammellinse mit einer Brennweite von 150 mm fokussiert werden. Die Trennung in zwei Strahlen erfolgt über einen Polarisationsstrahlteiler in Verbindung mit einem zweiten EOM. Auf diese Weise lässt sich die Aufteilung in zwei Teilstrahlen orthogonaler Polarisation mit einem maximalen Intensitätsverhältnis von 1 : 250 stufenlos regulieren. In jedem der Teilstrahlen werden die Strahldurchmesser und Divergenz mit jeweils einem so genannten *Zoom Beam Expander* der Firma *Rodenstock* individuell eingestellt. Danach werden die Strahlen an einem weiteren Strahlteilerwürfel wieder überlagert und durch die f=150 mm-Linse in die Vakuumkammer fokussiert. Für die Messungen in diesem Kapitel wurden Achromat-Linsen der Firma *Thorlabs* verwendet. Da diese aber eine minderwertige Antireflexbeschichtung aufwiesen wurden sie zu einem späteren Zeitpunkt

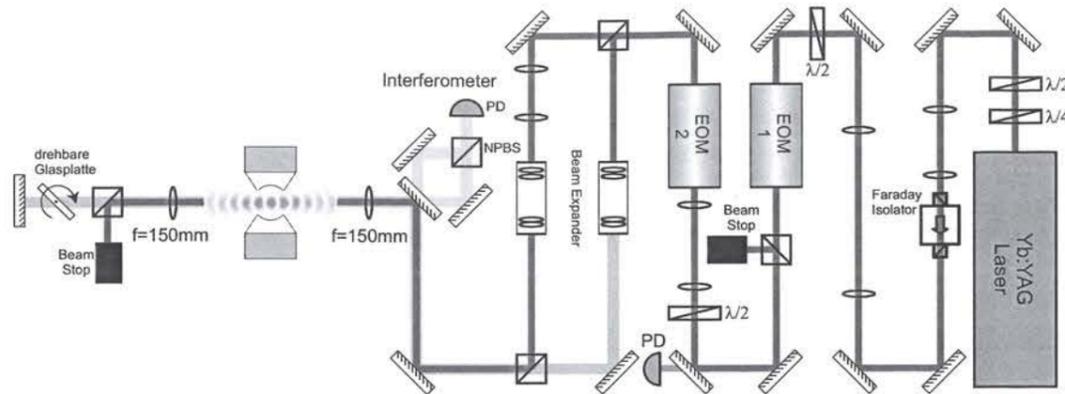


Abbildung 3.8: Der Strahlengang für die beiden Dipolfallen. Mit dem ersten EOM kann die Intensität im Fallenstrahl reguliert werden. Der zweite EOM dient der Aufteilung des Lichts in zwei Teilstrahlen, die jeweils mit einem Beam Expander aufgeweitet werden. Unterschiedliche Strahlweiten ergeben verschiedene Rayleigh-Längen für die Fallen. Da für die beiden Fallen zueinander orthogonal polarisiertes Licht verwendet wird, ist es möglich, nur einen der beiden Strahlen zurückzereflektieren und damit die Stehwellenfalle zu bilden.

durch so genannten *best-form*-Linsen der Firma *Laser Components* ersetzt, die im Gegensatz zu den Achromaten aus einem einzelnen Substrat bestehen, dafür aber auf minimale sphärische Aberration optimierte Krümmungsradien besitzen und eine bessere Antireflexbeschichtung aufweisen. Die Transportfalle wird durch einen Strahl mit 2 mm Durchmesser erzeugt. Nach der Linse ergibt sich ein Fokus mit einer Strahltaile von $w_0 = 41 \mu\text{m}$ und einer für den Atomtransport essenziellen großen Rayleigh-Länge von 4,8 mm. Der andere Strahl hat vor der Linse einen Durchmesser von ca. 1 cm. Damit erhält man einen wesentlich kleineren Fokus von nur $16 \mu\text{m}$, und damit ein wesentlich tieferes Potential für die Speicherfalle.

Zur Erzeugung der Stehwellenstruktur, muss der Strahl mit einem gegenläufigen Strahl exakt überlagert werden. Zu diesem Zweck wird der Fallenlaser nach der Vakuumkammer mit einer identischen Linse kollimiert. Ein polarisierender Strahlteiler trennt das Licht der Transportfalle, das in einem Strahlblocker endet, von dem der Speicherfalle, das mit einem 0° -Spiegel retroreflektiert wird. Der rücklaufende Strahl wird von der zweiten Linse wieder im gleichen Punkt fokussiert.

Zur Analyse des Strahlprofils und zur Überlagerung der Strahlen wurde ein Beam Profiler von *Laser2000* (*Beam'R*) auf einer Verschiebestufe verwendet. Ebenfalls in Abb. 3.8 eingezeichnet ist eine drehbare Glasplatte, mit der die Potentialtöpfe der Stehwellenfalle feinpositioniert werden können, sowie das Interferometer, das zur Beobachtung dieser Bewegung dient (siehe Kapitel 6). Für die Experimente, die in den nachfolgenden Kapiteln (4, 5 und 6) beschrieben werden, liegen die Foki der Stehwellenfalle zwischen den Spiegeln des optischen Resonators. Die flache Transportfalle dagegen hat ihr Potentialminimum auf halber Strecke zwischen MOT und Resonator. Für die direkt im Anschluss beschriebenen Messungen zur Untersuchung des Transportmechanismus lagen die Foki jedoch aus Gründen der besseren Beobachtbarkeit mit der Absorptionsabbildung zwischen MOT und

Dispenser (Transportfalle: 2 mm, Speicherfalle: 4 mm vor der MOT).

Mit den vermessenen Strahlgeometrien können mit Hilfe der Ausdrücke (3.8), (3.9) und (3.10) die relevanten Fallenparameter ausgerechnet werden. Die wichtigsten sind in folgender Tabelle zusammengefasst. Hierbei handelt es sich um idealisierte Werte, da die Verluste beim Durchgang durch die optischen Komponenten nach der Kammer nicht berücksichtigt und außerdem die Justage der Retroreflexion als ideal angenommen wurde. Die radialen und axialen Fallenfrequenzen (ν_{rad}, ν_{ax}) und die Ausdehnungen der Grundzustände ($\bar{x}_{rad}, \bar{x}_{ax}$) wurden auf Grundlage des quantenmechanischen harmonischen Oszillators im harmonisch genäherten Potential errechnet (siehe z.B. [Cohen-Tannoudji *et al.*, 1997], S. 478f).

Parameter	Stehwellenfalle:		Transportfalle:		
	Laser-Leistung 5 W	2 W	Abstand vom Fokus (5 W)		
			0 mm	2 mm	7 mm
$w_0, (w(z))$	16 μm		41 μm	(44,1 μm)	(72,0 μm)
z_0	0,6 mm		4,8 mm		
U_0/k_B	6,2 mK	2,5 mK	235 μK	(200 μK)	(75 μK)
$\Delta_s/2\pi$	258 MHz	103 MHz	11,3 MHz	9,6 MHz	3,6 MHz
ν_{rad}	15,5 kHz	9,8 kHz	1,2 kHz		
ν_{ax}	1,1 MHz	0,68 MHz	(6,8 Hz)		
\bar{x}_{rad}/λ_s	0,085	0,11	0,31		
\bar{x}_{ax}/λ_s	0,010	0,013	(4,2)		

3.6.3 Experimentelle Untersuchung des Atomtransports

Der zeitliche Ablauf des Atom-Transports in den Resonator lässt sich in drei Schritte gliedern: Zunächst das Umladen der Atome aus der MOT in die Transport-Dipolfalle, dann der Transport zum Resonator und schließlich das Umladen der Atome in die Stehwellenfalle, mit deren Hilfe sie gut lokalisiert im Resonator gehalten werden können. Dieser Transportmechanismus wurde durch entsprechende Messungen demonstriert und charakterisiert und soll nun im Einzelnen besprochen werden.

Der Atomtransport zum Resonator geht über eine Distanz von etwa 14 mm. Da der Ort des Resonators für die CCD-Kamera durch den Edelstahlhalter, der den Resonator trägt, verdeckt ist, wurde der Transport für die hier vorgestellten Messungen jedoch in die entgegengesetzte Richtung über eine Strecke von nur etwa 4 mm durchgeführt. Mit dieser Anordnung findet der gesamte Transport im Blickfeld der Kamera statt.

Einladen der Atome in die Dipolfalle

Beim Umladen der Atome aus der MOT in die Dipolfalle sind im wesentlichen zwei Faktoren zu optimieren. Zum einen ist es nützlich, wenn die Transfereffizienz möglichst groß ist, um die MOT später mit weniger Atomen, d.h. bei geringerem Druck in der Kammer

zu betreiben. Der zweite entscheidende Parameter ist die Temperatur der umgeladenen Atome in der Dipolfalle. Aufgrund des anharmonischen Potentials sind die Oszillationsfrequenzen in der Falle geschwindigkeits- und damit temperaturabhängig, was dazu führt, dass die Transportzeit der einzelnen Atome eines Ensembles variiert. Dies beeinträchtigt die Effizienz des Transports, da die Atomdichte beim Umladen am Ort der Stehwelle mit steigender Temperatur abnimmt. Um eine möglichst niedrige Temperatur und eine große Transfereffizienz zu erreichen, müssen die Parameter der MOT und der Dipolfalle in der richtigen zeitlichen Abfolge auf entsprechende Werte gesetzt werden. Dabei wurde ausgehend von [Kuppens *et al.*, 2000] und [Perrin, 1998] der optimale Ablauf experimentell ermittelt.

Abbildung 3.9 zeigt die Sequenz zum Transfer der Atome in die Dipolfalle. Zunächst werden alle Parameter zum Laden der MOT (siehe Abschnitt 3.5.4) gesetzt und der Rubidium-Dispenser aktiviert. Nach etwa 1400 ms wird der Dispenser deaktiviert und nach weiteren 300 ms Nachkühlzeit wird der YAG-Laser für die Dipolfalle eingeschaltet und die Leistung der MOT-Strahlen verringert. Gleichzeitig wird der Magnetfeldgradient der MOT-Spulen erhöht, was zu einer Kontraktion und einem besseren Überlapp der MOT mit dem Dipolpotential führt. Die Umladephase, in der beide Fallen aktiv sind, dauert 60 ms. 10 ms vor Abschalten der MOT wird eine Kühlphase eingeleitet, in der die Verstimmung des MOT-Lichts erhöht und die Leistung des Rückpumpasers reduziert wird. Anschließend wird die MOT abgeschaltet. Lediglich der Rückpumpaser bleibt noch 5 ms aktiv, um alle Atome optisch in den von der Absorptionsabbildung angesprochenen Zustand mit $F=3$ zu pumpen. Will man die Atome im $F=2$ -Zustand präparieren, muss der Rückpumpaser vor dem MOT-Laser abgeschaltet werden. Nun folgt eine variable Zeitspanne, nach deren Ab-

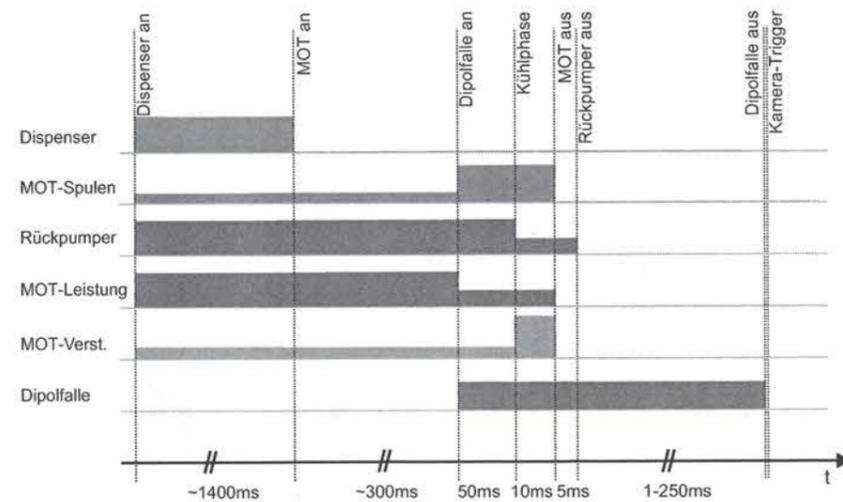


Abbildung 3.9: Zeitlicher Ablauf der Einladesequenz. Nachdem die MOT geladen ist, wird die Dipolfalle eingeschaltet und die MOT komprimiert. Vor dem Abschalten der MOT wird eine Kühlphase eingeleitet, in der die Verstimmung erhöht und die Leistung des Rückpumpers reduziert wird. Direkt nachdem die Dipolfalle abgeschaltet wird, findet der Nachweis der Atome mit der CCD-Kamera statt.

lauf die Dipolfalle abgeschaltet und eine Absorptionsabbildung gestartet wird. Dabei ist es wichtig, dass das Absorptionsbild erst nach Abschalten des Fallenlasers aufgenommen wird, da sonst die Atome aufgrund der Stark-Verschiebung durch das Dipolpotential nicht resonant aus dem Abbildungsstrahl absorbieren können.

Für die im Folgenden vorgestellten Messungen wurden jeweils Serien von Absorptionsbildern aufgenommen. Dabei wurden in der Steuersequenz der Zeitpunkt für das Abschalten der Dipolfallen und den Start der Absorptionsabbildung für jede Messung innerhalb der Serie entsprechend verändert. Um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu verbessern, wurde aus jeweils fünf Absorptionsbildern, die unter gleichen Bedingungen nacheinander aufgenommen wurden, ein gemittelt Bild errechnet. Diese gemittelten Bilder wurden anschließend ausgewertet.

Oszillationen in der Transportfalle

Atome, die sich nicht im Zentrum der Dipolfalle befinden, werden durch das Dipolpotential in Richtung Fokus beschleunigt. Dies führt zu einer Oszillationsbewegung entlang der Strahlachse. Für ein harmonisches Potential sollte die Atomverteilung, die nach dem Laden der Dipolfalle auf der einen Seite des Fokus vorliegt, nach einer gewissen Zeit auf der anderen Seite des Fokus vorzufinden sein. Das Potential der Dipolfalle ist aber nur in der Nähe des Fokus annähernd harmonisch. Dies hat zur Folge, dass Atome mit unterschiedlicher Geschwindigkeit verschiedene Oszillationszeiten haben. Daher läuft die Atomverteilung, abhängig von der Temperatur der Atome, mehr oder weniger stark auseinander, d.h. nach einer Oszillationsperiode wird die anfängliche Atomdichte nicht wieder erreicht.

Die Bildsequenz in Abbildung 3.10 zeigt eine Oszillationsperiode in der Transportfalle. Auf den ersten Aufnahmen sieht man die Bewegung der Atome durch den Fokus der Falle, der in der Bildmitte liegt. Nach etwa 80 ms (6. Bild) ist auf der gegenüberliegenden Seite ein Maximum der Atomdichte erreicht. Diese Zeit entspricht der Transportdauer für eine Strecke von 4 mm. Der Rest der Sequenz zeigt die zweite Hälfte der Oszillationsperiode, die mit einer Atomkonzentration am Ausgangsort nach ca. 160 ms endet. Bei der Betrachtung der Bildsequenz fällt auf, dass ein Teil der Atome während der ersten 30-40 ms noch am Ort der MOT gespeichert bleibt. Die Ursache für dieses Phänomen ist eine leichte Stehwellenstruktur in der Transportfalle, die durch an den Vakuumfenstern oder den Achromat-Linsen reflektiertes Licht entstehen kann.

Transfereffizienz in die Transportfalle

Aus drei Bildsequenzen, auf denen jeweils der Transfer von der MOT in die Transportfalle enthalten ist, konnte man die Effizienz des Umladevorgangs ermitteln. Dazu wurde jeweils das zweite Bild in der Sequenz, das 5 ms nach dem Umladen aufgenommen wurde und noch alle Atome MOT enthält, und eine Serie von Bildern der Atome in der Dipolfalle, analysiert. Um sicherzugehen, dass alle nicht umgeladenen Atome bereits aus dem interessierenden Bildbereich geflogen sind, wurden für die Dipolfallen-Sequenzen jeweils 6

Bilder ausgewählt, die im Abstand von 5 ms zwischen 25 ms und 50 ms nach dem Transfer aufgenommen wurden.

Die Auswertung der Bilder erfolgt über Bildung von Pixelsummen. Dazu wird jeweils in einem Bereich, auf dem ein Signal zu sehen ist, die Summe aller Pixelwerte gebildet. Um das relativ gleichmäßige Hintergrundsignal der Absorptionsmessung zu eliminieren, wird für eine gleich große Bildfläche, auf der kein Signal zu finden ist, ebenfalls die Pixelsumme ermittelt und von der Signal-Pixelsumme abgezogen. Der so erhaltene Wert ist direkt proportional zur Atomzahl im betreffenden Bildausschnitt. Daher lassen sich verschiedene Bilder miteinander vergleichen und relative Aussagen über die Atomzahl machen.

Der Mittelwert aus den drei Messungen ergibt eine Effizienz des Transfers in die Transportfalle von $(57 \pm 8)\%$.

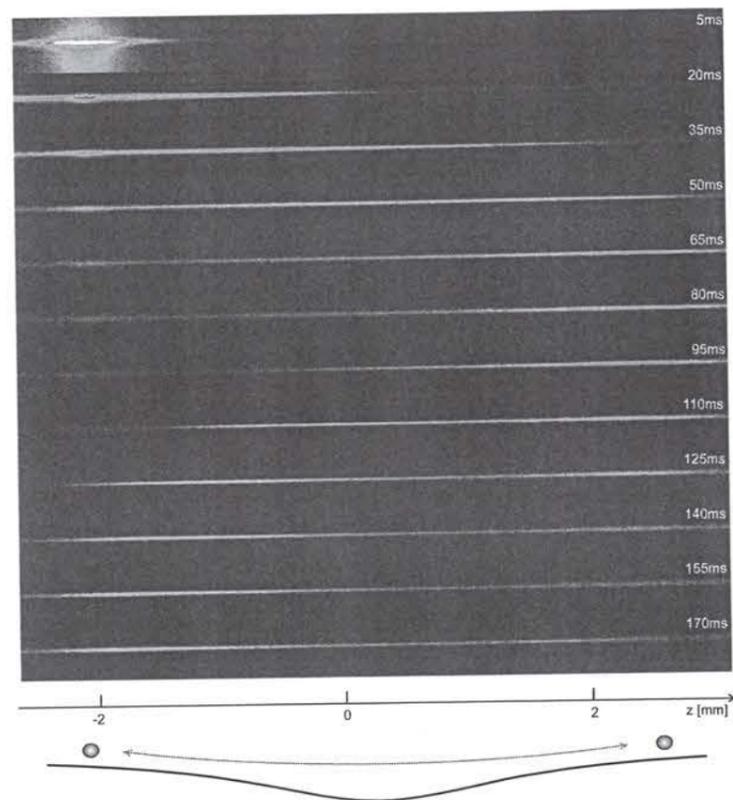


Abbildung 3.10: Transport von Atomen in der Dipolfalle. Die Bildfolge zeigt Absorptionsbilder der gespeicherten Atome zu verschiedenen Zeitpunkten nach Abschalten der MOT. Der Fokus der Falle befindet sich in der Bildmitte, der Ort, an dem die Atome eingeladen wurden liegt 2 mm links vom Fokus.

Vergleich mit einer numerischen Simulation

Um die Übereinstimmung der theoretischen Fallenparameter mit den Messungen zu überprüfen, wurde die Dynamik der Atome in der Dipolfalle auch numerisch simuliert. Dazu wurde ein in der Arbeitsgruppe entwickeltes C-Programm verwendet, das auf der Grundlage des Runge-Kutta-Verfahrens dreidimensionale Trajektorien einzelner Teilchen in zuvor definierten Potentialen berechnet [Rieger, 2002]. Für die Simulation werden zunächst auf der Basis einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung zu einer gegebenen Temperatur Geschwindigkeiten für die einzelnen Atome 'gewürfelt'. Anschließend legt man mit dem gleichen Verfahren auf der Grundlage einer Gauß-Verteilung die Startpositionen der Atome fest. Das Programm löst numerisch die Bewegungsgleichungen für ein Atom im vorgegebenen Potential.

Aus den Ergebnissen der Simulation kann man die Verteilung der Atome in der Dipolfalle zu bestimmten Zeitpunkten bestimmen. Dazu wird die Strahlachse der Falle in $10 \mu\text{m}$ lange Intervalle eingeteilt und zu jedem Intervall die Zahl der darin enthaltenen Atome bestimmt. Abbildung 3.11 zeigt die Ergebnisse von Simulationen des Transports in der Dipolfalle über 4 mm für vier verschiedene Temperaturen. Für jede Grafik wurden die Trajektorien von 10^5 Atomen ausgewertet. Die Startpositionen sind durch eine eindimensionale Gauß-Verteilung entlang der Strahlachse gegeben. Sie ist mit einer Breite von $0,2 \text{ mm}$ um einen 2 mm vom Fokus entfernten Punkt verteilt. Dies entspricht in etwa einem

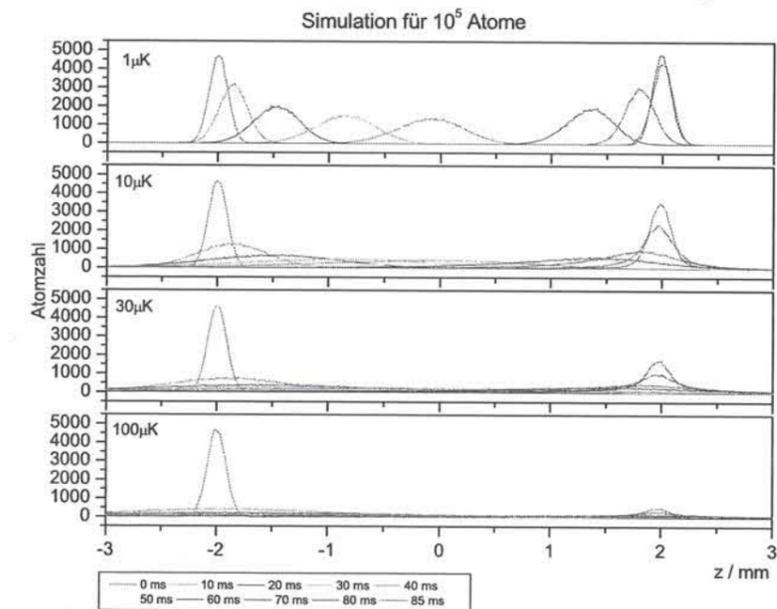


Abbildung 3.11: Numerische Simulation des Atomtransports in der Dipolfalle für verschiedene Temperaturen. Mit zunehmender Temperatur zeigt sich die Anharmonizität des Fallenpotentials, die geschwindigkeitsabhängige Oszillationsperioden zur Folge hat. Nur bei einem ausreichend kalten Ensemble gibt es nach einer halben Oszillation eine signifikante Konzentration der Atome am Zielort.

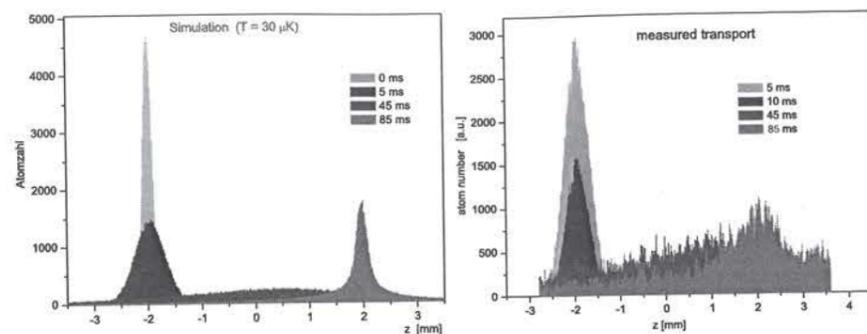


Abbildung 3.12: Links: Simulierte Verteilung eines $30\ \mu\text{K}$ kalten Ensembles entlang der Fallenachse zu verschiedenen Zeitpunkten. Nach etwa $85\ \text{ms}$ sammeln sich die Atome auf der rechten Seite der Falle um den Ort $z = 2\ \text{mm}$. Rechts: Analyse der Bilder der Transportsequenz. Die einzelnen Graphen entstehen durch Bildung der Spaltensummen der zugehörigen Bilder und spiegeln die Atomdichte entlang der Fallenachse wieder. Die Transportdauer entspricht dabei den $85\ \text{ms}$ aus der Simulation.

eindimensionalen Schnitt durch die Atomverteilung in der komprimierten MOT. Da alle Atome auf der Strahlachse starten, werden sie optimal in Richtung Fokus beschleunigt. Verzögerungen beim Transport durch Atome, die sich anfangs fern der Achse aufhalten, und daher zunächst primär in Richtung Strahlachse beschleunigt werden, werden durch diese Startkonfiguration in der Simulation nicht berücksichtigt.

Die einzelnen Graphen zeigen jeweils die Dichte der Atome entlang der Fallenachse zum entsprechenden Zeitpunkt. Man sieht deutlich, dass die Anharmonizität des Potentials ein Auseinanderlaufen der Dichteverteilung bewirkt. Während für sehr kalte Atome bei $1\ \mu\text{K}$ eine starke Konzentration auf der rechten Seite zu sehen ist, sind die Atome bei einer Temperatur von $100\ \mu\text{K}$ schon nach kurzer Zeit relativ gleichmäßig über die Fallenachse verteilt. Damit hat die Temperatur des Ensembles einen entscheidenden Einfluss auf die Effizienz des Transportmechanismus.

Die zweite Aussage, die man aus dieser Simulation entnehmen kann, betrifft die Dauer der Oszillationsperiode. In Abbildung 3.12 (links) ist für eine Temperatur von $30\ \mu\text{K}$ die Verteilung der Atome zu vier Zeitpunkten dargestellt. Um diese Daten mit den Messungen zu vergleichen, wird aus der entsprechenden Bildsequenz (Abb. 3.10) ebenfalls die Atomverteilung entlang der Achse bestimmt (Abbildung 3.12 (rechts)). Beim Graphen für den Zeitpunkt $t=5\ \text{ms}$ ist zu beachten, dass hier auch diejenigen Atome der MOT, die nicht umgeladen wurden, noch zum Signal beitragen. Um die entsprechende Atomdichte in der Dipolfalle zu erhalten, muss die Transfereffizienz von ca. 50% berücksichtigt werden. Aus dem Vergleich von Messung und Simulation kann man entnehmen, dass die Transportzeit in beiden Fällen etwa $85\ \text{ms}$ beträgt. Dies bedeutet, dass das Potential der Dipolfalle dem theoretischen Modell entspricht. Damit sollten auch Rechnungen zur Potentialtiefe etc. realistische Werte liefern. Die Dichtekonzentration erreicht im Experiment jedoch auch mit der Korrektur für die $5\ \text{ms}$ -Kurve nicht die gleiche Höhe wie im Fall der Rechnung. Dies könnte auf mehrere Ursachen zurückzuführen sein. Zum einen sind die Startpositionen der Atome in der Simulation wie besprochen nicht vollkommen realistisch. Die zweite

mögliche Ursache ist das bereits erwähnte Phänomen, dass einige Atome aufgrund einer leichten Stehwellenstruktur der Transportfalle am Ort der MOT noch eine Weile gespeichert bleiben.

Was die Temperatur der Atome in der Dipolfalle anbelangt, so sollte sie nach dem Vergleich mit den Simulationsdaten aus 3.11 eher im Bereich von $100\ \mu\text{K}$ liegen. Eine klarere Aussage ist jedoch aufgrund der oben genannten Probleme beim Vergleich der Simulation mit den Messungen nicht zu machen.

Um einen weiteren Anhaltspunkt für die Temperatur zu erhalten, wurde analog zur Temperaturbestimmung bei der MOT eine Flugzeitmessung für die Atome in der Dipolfalle durchgeführt. Bei diesem Verfahren wird eine Serie von Absorptionsbildern der frei expandierenden Atomwolke kurz nach Abschalten der Dipolfalle aufgenommen. An die Pixelverteilung kann man Gauß-Kurven anpassen. Aus der Entwicklung der zugehörigen Halbwertsbreiten (FWHM) mit der Flugzeit kann die mittlere Temperatur der Atome bestimmt werden. Die entsprechende Messung lieferte eine Temperatur von etwa $30\ \mu\text{K}$ in radialer Richtung. Dies entspricht der radialen Temperatur der Atome direkt nach dem Umladen aus der MOT, es traten demnach während des Transports keine Heizprozesse auf.

Umladen in die Stehwellen-Dipolfalle

Die Bildsequenz in Abbildung 3.13 zeigt den Transfer in die Stehwellenfalle. Wieder ist zunächst der Transport über $4\ \text{mm}$ zu sehen. Zwischen dem sechsten und siebten Bild findet der Umladevorgang statt. Dabei wird innerhalb von $10\ \text{ms}$ die Fallengeometrie mit Hilfe des EOM von Transportfalle auf Stehwellenfalle übergeblendet, damit der Umladevorgang adiabatisch verläuft. Wie man sieht, bleibt die Atomverteilung nach dem Umladen unverändert. Die Umladeeffizienz beträgt 70-80%. Erfolgt das Umschalten auf die Stehwellengeometrie nicht adiabatisch, sondern sprunghaft, so ist die Umladeeffizienz etwa um die Hälfte reduziert.

Zur Bestimmung der Temperatur der Atome in der Stehwellenfalle wurden, genau wie bei der Transportfalle, Flugzeitmessungen durchgeführt. In der Regel lagen die Temperaturen bei einigen $100\ \mu\text{K}$. Nur nach einer völlig exakten Überlagerung der beiden Dipolfallen konnten Temperaturen von unter $100\ \mu\text{K}$ gemessen werden. Bei einem adiabatischen Transfer bleibt die Phasenraumdicke konstant. Da man die Atomwolke beim Umladen auf ein wesentlich kleineres Volumen komprimiert, muss mit dem beobachteten Ansteigen der Temperatur gerechnet werden.

Lebensdauer der gespeicherten Atome

Zur Bestimmung der Lebensdauer der Atome in der Stehwellenfalle werden, wie bei der Bestimmung der Transfereffizienz, die Pixelsummen einer Reihe von Absorptionsabbildungen analysiert. Abbildung 3.14 zeigt die zeitliche Entwicklung der Atomzahl nach dem Umladen, einmal für unterschiedliche Dispenser-Zeiten (links), und für Atome im $F=2$

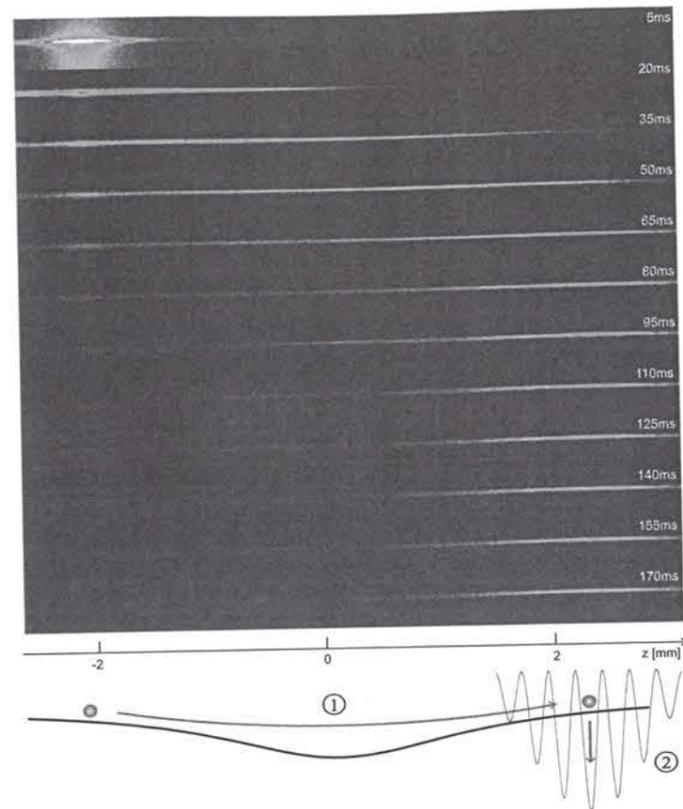


Abbildung 3.13: Umladen von Atomen in die Stehwellenfalle. Man sieht, dass die Dichteverteilung entlang der Fallenachse durch das Umladen in die Stehwellenfalle „eingefroren“ wird.

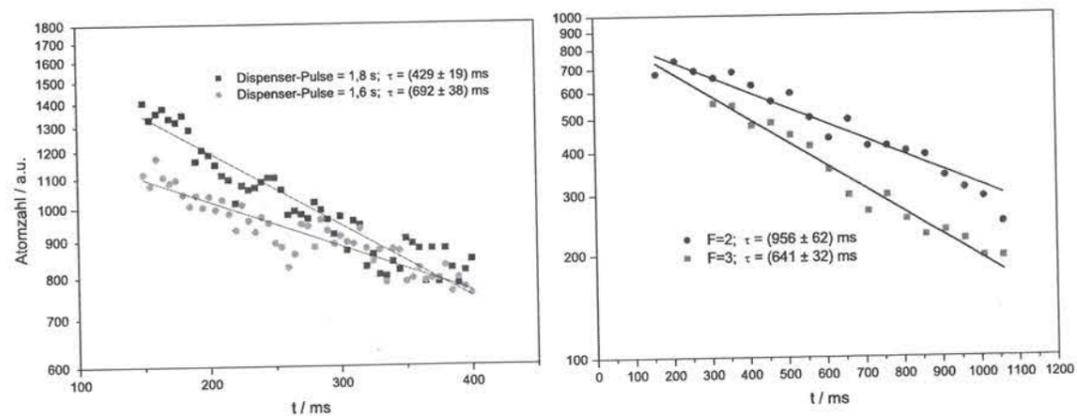


Abbildung 3.14: Bestimmung der Lebensdauer in der Stehwellenfalle. Links: Für unterschiedlich Dispenser-Zeiten. Rechts: Für Atome im $F=2$, bzw. $F=3$ Grundzustand.

und im $F=3$ Grundzustand (rechts). Jeder Punkt entspricht dabei der Auswertung eines Absorptionbildes. Die angepassten exponentiellen Zerfallskurven ergeben Lebensdauern zwischen 430 ms und 1 s.

Die Abhängigkeit von der Länge des Dispenser-Pulses lässt sich folgendermaßen erklären: Der demonstrierte Transport wurde in Richtung des Dispensers durchgeführt. Daher betrug Abstand der Speicherfalle zur Atomquelle nur wenige Millimeter. Der Umladevorgang findet in der verwendeten Sequenz etwa 450 ms nach Abschalten des Dispenserstroms statt. Zu diesem Zeitpunkt ist der Dispenser noch heiß und emittiert Atome [Rapol *et al.*, 2001], die mit den gespeicherten Atomen stoßen und Verluste hervorrufen. Dies erklärt die unterschiedliche Lebensdauer für den unterschiedlich lange geheizten Dispenser. Dieses Problem tritt für Atome im Resonator nicht auf, da sie dort durch den MOT-Spiegel und den Edelstahlhalter geometrisch vom Dispenser abgeschirmt sind.

Interessanter ist die Abhängigkeit der Lebensdauer vom Grundzustand der Atome. Normalerweise befinden sich die Atome nach der Umladesequenz in $F=3$ (vgl. Abbildung 3.9). Schaltet man den Rückpumper einige Millisekunden vor dem MOT-Laser aus, so präpariert man die Atome in $F=2$. Der Laserpuls für die Absorptionsabbildung muss dann auch Rückpumplicht enthalten.

Im energetisch höher liegenden Zustand ist die Lebensdauer verkürzt. Dies kommt vermutlich daher, dass die Atome in den Potentialtöpfen kollidieren können und es im $F=3$ Zustand zu inelastischen Stößen kommen kann [Schlosser *et al.*, 2001], bei denen die Energie der Hyperfeinstruktur-Aufspaltung ($\hbar \cdot 3,04$ GHz) frei wird und dies zum Verlust beider Stoßpartner aus der Falle führt. Im energetisch niedriger liegenden $F=2$ -Grundzustand kommt dies nicht vor.

Auf diese Weise erhält man automatisch ein 1D-Gitter mit einem einzelnen Atom pro Gitterplatz und einer Besetzungswahrscheinlichkeit von 50%, vorausgesetzt man startet mit einer großen Besetzungszahl pro Potentialtopf. Benötigt man die Atome nicht im Bewegungsgrundzustand, so stellt diese Methode eine einfache Alternative zum Weg über den Mott-Isolator-Übergang [Greiner *et al.*, 2002] dar.

Messung der Fallenfrequenzen

Die Fallenfrequenzen eines Potentials können gemessen werden, indem man die Tiefe des Potentials moduliert und den Atomverlust in Abhängigkeit von der Fallenfrequenz misst. Moduliert man das Potential mit dem Doppelten der charakteristischen Fallenfrequenz, so kommt es zur Resonanzkatastrophe und es tritt ein verstärkter Verlust an Atomen ein (Der Mechanismus entspricht dem beim Antreiben einer Kinderschaukel).

Abbildung 3.15 zeigt eine solche Messung für eine in der Stehwellenfalle gespeicherte Atomwolke. Die Intensität des YAG-Lasers wurde 400 ms lang mit geringem Hub moduliert und danach für jede Frequenz die relative Veränderung der Atomzahl über eine Absorptionsmessung bestimmt. Man erkennt deutlich ein Minimum der Atomzahl bei einer Modulationsfrequenz von 25 kHz, was einer Fallenfrequenz von $\nu_{rad} = 12,5$ kHz entspricht. Dies liegt nicht weit unter der theoretischen Erwartung von 15,5 kHz. Die Abweichung kommt von der Tatsache, dass bei der Berechnung der Intensitätsverlust beim zweimaligen

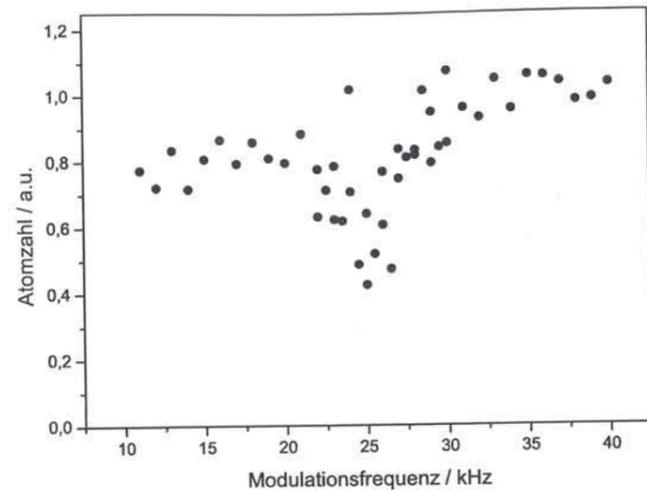


Abbildung 3.15: Messung der radialen Fallenfrequenz durch parametrisches Heizen.

Durchgang durch den zweiten *Viewport* und die darauf folgenden optischen Komponenten vernachlässigt wurden. Außerdem ist die Überlagerung von hin- und rücklaufendem Fallenstrahl als perfekt angenommen worden, was keinesfalls realistisch ist.

Die axiale Fallenfrequenz konnte auf diese Weise nicht vermessen werden, da die Modulationsbandbreite der zur Intensitätsmodulation verwendeten Elektronik (HV-Verstärker für den EOM) weit unter 2 MHz liegt (theoretische Erwartung: $\nu_{ax} = 1,1$ MHz).

3.7 Der Resonator

Für das im Rahmen dieser Arbeit entstandene Experiment wurde ein Resonator hoher Finesse aufgebaut, der für die Erzeugung einzelner Photonen über ein einzelnes, im Resonator gespeichertes Atom optimiert ist. In diesem Abschnitt wird nach einer allgemeine Einführung über optische Resonatoren das Design und die technische Umsetzung des Resonators erläutert. Nach der Vorstellung der Stabilisierungsmethode für den Spiegelabstand werden die Messungen zur Charakterisierung des Resonators besprochen. Danach folgt die Beschreibung des Aufbaus für den Nachweis der aus dem Resonator ausgekoppelten Photonen. Abschließend werden die wichtigsten Kenngrößen des Resonators zusammengefasst und die Eignung als Einzel-Atom-Detektor quantitativ diskutiert.

3.7.1 Optische Resonatoren - Einführung

Ein Fabry-Perot-Resonator besteht aus zwei sich im Abstand d gegenüberstehenden Spiegeln. Zunächst soll der eindimensionale Fall, unendlich ausgedehnte, planparallele Spiegel sowie eine ebene Welle $\vec{E}_{in} = \vec{E}_0 \cdot \cos(kz + \omega t)$, die auf diese beiden Flächen trifft, betrachtet werden. Die zwei identischen Spiegel haben die Reflektivität R , die Transmission T und

die Verluste L , welche aus Absorption und Streuung herrühren. Zudem soll das Medium zwischen den Spiegeln den Brechungsindex $n = 1$ haben. Da die Energie an jedem Spiegel erhalten sein muss, gilt:

$$R + T + L = 1. \quad (3.11)$$

Die transmittierte sowie die reflektierte Leistung ergeben sich durch Vielstrahlinterferenz aus den *Airy-Formeln* (Herleitung, z.B. in [Klein und Furtak, 1989]). Die Transmission T_{res} und Reflektion R_{res} des gesamten Resonators ergibt sich demnach zu:

$$T_{res} = \frac{T^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2(kd)}, \quad (3.12)$$

$$R_{res} = (R+T) \left[1 - \frac{(1-R)^2 - \frac{RL^2}{R+T}}{(1-R)^2 + 4R \sin^2(kd)} \right]. \quad (3.13)$$

Im Resonanzfall, wenn also eine ganze Zahl von Halbwellen zwischen die Spiegel passt, wird das Produkt kd ein ganzzahliges Vielfaches von π . In Resonanz sind die Werte der Transmission und Reflektion des Gesamtsystems somit maximal bzw. minimal:

$$T_{max} = \frac{T^2}{(1-R)^2}, \quad (3.14)$$

$$R_{min} = \frac{RL^2}{(1-R)^2}. \quad (3.15)$$

Nähert man den Sinus im Nenner der Gleichungen (3.12) und (3.13) linear:

$$\sin(kd) = \sin\left(\frac{2\pi}{c}\nu d\right) \approx \frac{2\pi}{c}\nu d - \pi q = \frac{\pi \Delta\nu_{tr}}{\Delta\nu}, \quad (3.16)$$

mit $q \in \mathbb{N}$ und führt die Verstimmung zwischen Licht und Resonator $\Delta\nu_{tr} = \nu - q\Delta\nu$ sowie den freien Spektralbereich $\Delta\nu$ ein. So kann man (3.12) in Form einer Lorentz-Kurve schreiben:

$$T_{res} = \frac{T_{max}}{1 + 4 \frac{R}{(1-R)^2} \left(\frac{\pi \Delta\nu_{tr}}{\Delta\nu}\right)^2} = \frac{T_{max}}{1 + 4 \left(\frac{F}{\Delta\nu}\right)^2 \Delta\nu_{tr}^2}. \quad (3.17)$$

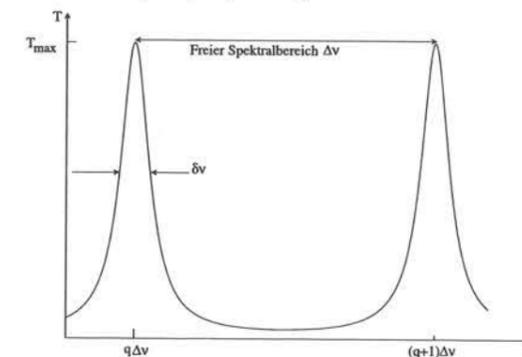


Abbildung 3.16: Transmission eines Resonators in Abhängigkeit der Frequenz



Abbildung 3.17: Resonator mit ebenen Spiegelflächen. Ein Lichtstrahl auf der optischen Achse bleibt im Resonator, falls die Spiegel perfekt parallel sind. Bei leichter Verkippung eines der beiden Spiegel verlässt er den Resonator.

Der freie Spektralbereich

$$\Delta\nu = \frac{c}{2d}, \quad (3.18)$$

ist der Abstand zweier benachbarter Resonanzen, also der Abstand, um den die Frequenz des Lichts verstimmt werden muss, damit die Resonatorlänge erneut ein ganzzahliges Vielfaches von $\lambda/2$ ist. Desweiteren wurde in (3.17) die Finesse F eingeführt:

$$F := \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}. \quad (3.19)$$

Sie ist eine der charakteristischen Größen des Resonators und hängt nur von der Reflektivität der Spiegel ab. Weiterhin zeigt sich, dass die umlaufende Leistung im Resonator im Resonanzfall um den Faktor F/π überhöht ist. Die Finesse ist also ein Maß für die Anzahl der „Umläufe“ des Lichts im Resonator, bevor es diesen wieder verlässt.

Aus der Lorentz-förmigen Gleichung (3.17) lässt sich leicht die Linienbreite (FWHM) $\delta\nu = 2\kappa/2\pi$ ablesen:

$$\delta\nu = \frac{\Delta\nu}{F} = \Delta\nu \frac{1-R}{\pi\sqrt{R}}. \quad (3.20)$$

Die Finesse ist also gleich dem Verhältnis von freiem Spektralbereich und Linienbreite.

Betrachtet man einen Resonator mit Spiegeln unterschiedlicher Reflektivität R_1, R_2 , so muss in den Gleichungen (3.19) und (3.20) für Finesse und Linienbreite R durch $\sqrt{R_1 R_2}$ ersetzt werden. Dies ergibt sich aus der Herleitung der *Airy-Formeln* (3.13), indem von Anfang an mit den Reflexionskoeffizienten der elektrischen Felder $r_1 = \sqrt{R_1}$ und $r_2 = \sqrt{R_2}$ gerechnet wird.

Führt man die selbe Näherung wie in (3.16) für den Reflexionskoeffizienten R_{res} durch, so erhält man einen ebenfalls Lorentz-förmigen Einbruch im Resonanzfall, welcher die selbe Linienbreite $\delta\nu$ hat.

Stabilität von Resonatoren

Ein Resonator wird stabil genannt, wenn ein umlaufender Laserstrahl nach einer endlichen Zahl von Reflexionen wieder in sich zurück geworfen wird. Abbildung 3.17 zeigt exemplarisch einen stabilen und einen instabilen Resonator. Man sieht, dass mit planparallelen Spiegeln eine leichte Verkippung genügt, um den Resonator instabil zu machen. Für ge-

krümmte Spiegel führt eine genauere Betrachtung mit Hilfe der ABCD-Matrizen [Milonni und Eberly, 1998] zu folgendem Stabilitätskriterium:

$$0 \leq \left(1 - \frac{d}{rad_1}\right)\left(1 - \frac{d}{rad_2}\right) \leq 1, \quad (3.21)$$

wobei d der Abstand der Spiegelmitten und $rad_{1,2}$ die Krümmungsradien der beiden Spiegel sind.

Durch die Krümmungsradien und den Abstand der Spiegel sind die stabilen Moden des Resonators eindeutig festgelegt [Kogelnik und Li, 1966]. Im Falle von Gauß'schen Strahlen muss der Radius der Wellenfronten am Ort der Spiegel deren Radien entsprechen.

Für den symmetrischen Resonator ($rad_1 = rad_2 = rad$) mit der Länge d ergibt sich für die Strahltaile:

$$w_0^2 = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{d(2rad - d)}. \quad (3.22)$$

Bedingung für die Mode eines stabilen Resonators ist, dass das Feld an jedem beliebigen Ort nach einem Umlauf wieder dasselbe sein muss. Die Phasenänderung muss also ein ganzzahliges Vielfaches von 2π betragen. Transversale (Hermite-Gauß'sche) Moden zeichnen sich nicht nur durch ein unterschiedliches Strahlprofil aus, sondern sie erfahren auch jeweils eine unterschiedliche Phasenänderung (Gouy-Phase, [Meschede, 1999]). Dies führt zu verschiedenen Resonanzfrequenzen der einzelnen Transversalmoden:

$$\frac{\nu_{qmn}}{\Delta\nu} = (q+1) + \frac{1}{\pi}(m+n+1) \arccos \sqrt{\left(1 - \frac{d}{rad_1}\right)\left(1 - \frac{d}{rad_2}\right)}. \quad (3.23)$$

q ist die Ordnung der longitudinalen Mode und gibt an, wie viele Knoten die Stehwelle im Resonator hat. m und n sind die Ordnungen der Hermite-Polynome [Meschede, 1999], mit denen sich die zugehörigen Lösungen der Wellengleichung mathematisch beschreiben lassen.

Modenanpassung

Die Form des Strahls innerhalb des Resonators ist, wie bereits erwähnt, durch die Anordnung der Spiegel festgelegt. Um möglichst viel Licht in den Resonator einzukoppeln ist es notwendig, die Eigenschaften des eingestrahnten Feldes der Resonatormode anzupassen, d.h., es ist ein möglichst guter Überlapp des eingekoppelten Gauß'schen Strahls mit der vom Resonator vorgegebenen Mode herzustellen. Nur in diesem Fall wird ausschließlich die gewünschte Mode, in der Regel die TEM_{00} -Mode, angeregt.

Sind die Strahlparameter des einzukoppelnden und des gewünschten Profils bekannt, so kann die Anpassung unter Zuhilfenahme des Transformationsgesetzes für Gauß'sche Strahlen vorgenommen werden. Dies erfolgt am besten durch Variation der Divergenz des Strahls vor dem Resonator durch ein Teleskop, und die Variation des Abstandes zwischen Teleskop und Resonator.

3.7.2 Technische Realisierung des Resonators

Die Halterung

Die Ansprüche an das Design der Halterung des Resonators sind von zwei gegensätzlichen Forderungen geprägt. Zum einen muss der Resonator möglichst frei zugänglich in der Mitte der Kammer platziert werden. Dies ist erforderlich um die benötigten optischen Zugänge zu gewährleisten. Zum anderen muss die Stabilität der Anordnung höchsten Anforderungen genügen. Jede auch noch so kleine Schwingung überträgt sich auf den Resonator. Dieser „Stimmgabel-Effekt“ wirkt sich negativ auf die Stabilität des Abstandes der Resonatorspiegel aus.

In Abbildung 3.18 ist eine Explosions-Zeichnung der Konstruktion zu sehen. Der Edelstahlhalter (1) des Resonators weist Öffnungen in allen drei Raumrichtungen auf. Die Größe der Öffnungen ist jeweils ein Kompromiss zwischen der für die Anwendung nötigen optischen Zugänglichkeit, der Größe der Laserstrahldurchmesser und der Stabilität. Zusätzlich sind vier weitere Bohrungen diagonal zu den Hauptachsen des Halters vorhanden. Diese optischen Zugänge sind orthogonal zur Resonatorachse und zur Adressierung oder zum optischen Pumpen von Atomen direkt im Resonator gedacht. Die trapezförmige Grundform soll Eigenschwingungen so weit wie möglich unterdrücken. Für die Vakuumtauglichkeit wurde streng darauf geachtet, dass überall ein guter Pumpquerschnitt existiert und es nirgends Luftschlüsse geben kann.

Die einzelnen mechanischen Elemente zur Halterung der Spiegel im Edelstahlhalter sind in Abbildung 3.18 der Einbau-Reihenfolge nach dargestellt.

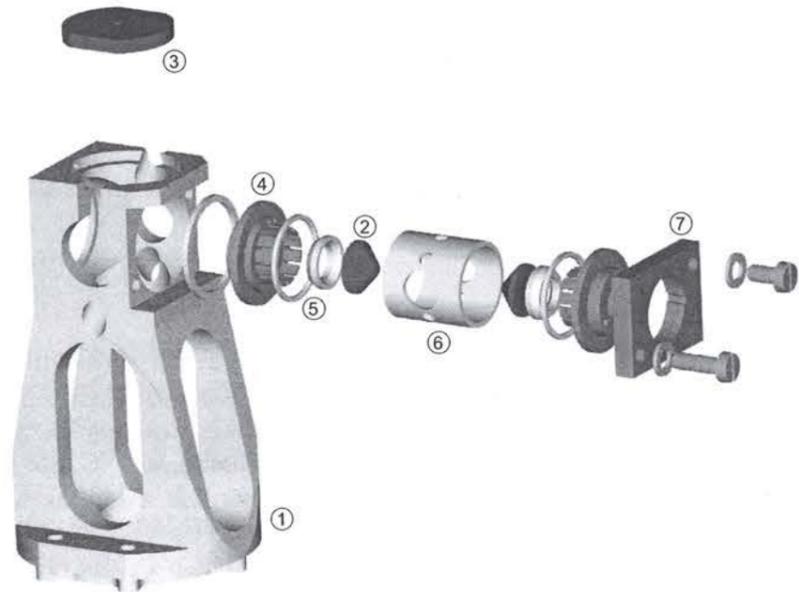


Abbildung 3.18: Explosionszeichnung des Edelstahlhalters mit den Einzelteilen der Spiegelhalterung.

Die Spiegel

Da die Apparatur langfristig zur Erzeugung von einzelnen Photonen ausgelegt ist, lagen bei der Auswahl der Spiegel folgende Überlegungen zu Grunde: Zur Erzeugung von Photonen ist ein hoher Purcell-Faktor ($1 + 2C$) maßgeblich. Andererseits will man aber nicht zu tief ins Regime der starken Atom-Resonator-Kopplung kommen, da Vakuum-Rabi-Oszillationen bei der Photonenerzeugung eher störend sind. Die Kopplung sollte dennoch groß genug sein, um die Detektion einzelner Atome in der Resonator-Transmission zu ermöglichen.

Wie bei der Vorgängerapparatur [Henrich *et al.*, 2000] wurden also nicht die höchstmöglichen Reflektivitäten verwendet (4 ppm Transmission), sondern es wurde auf einer Seite ein Spiegel mit einer etwas höheren Transmission gewählt. Dadurch wird das Licht im Resonator bevorzugt in diese Richtung ausgekoppelt.

Die Transmission der ausgewählten Spiegel waren auf 4 ppm bzw. 100 ppm spezifiziert. Sie sind in Abbildung 3.18 mit (2), der MOT-Spiegel mit (3) bezeichnet. Die Substrate sind aus Quarzglas und wurden von der Firma *Research Electro-Optics (REO)* mit Ta_2O_5/SiO_2 -Schichten beschichtet. Die Spiegel haben einen Durchmesser von 7,67 mm, einen Krümmungsradius von 50 mm und eine Dicke von 4 mm. Zur Verbesserung des optischen Zugangs wurden die Spiegel von der Firma *Helma* unter 45° konisch abgedreht, so dass eine verspiegelte Fläche von nur 1,5 mm Durchmesser übrig blieb.

Der Abstand der Spiegel sollte, um eine hohe Kopplung g_0 zu erreichen, möglichst gering gehalten werden. Andererseits muss er groß genug sein um die Transportfalle ohne zu großes Aufheizen der Spiegel durchfädeln zu können. Unter Berücksichtigung der Fallengeometrie treffen bei einem Abstand von $400 \mu\text{m}$ und einer Laserleistung von 5 W weniger als $1 \mu\text{W}$ auf die Spiegel. Ziel war es, durch geeignete Wahl der Zwischenringe (5) einen Abstand zwischen $400 \mu\text{m}$ und $500 \mu\text{m}$ zu erreichen. Der Krümmungsradius R der Spiegel beträgt 5 cm. Dieser kleinste zur Verfügung stehende Radius wurde ebenfalls zu Gunsten einer hohen Kopplung gewählt.

Um die Auswirkungen der nachträglichen mechanischen Bearbeitung beim Abdrehen auf die hoch empfindlichen Spiegel zu dokumentieren, wurden diese vor und nach der Bearbeitung charakterisiert. Wie sich herausstellte, ist es der Firma *Helma* gelungen, die Spiegel ohne messbaren Qualitätsverlust zu bearbeiten.

Vor dem Einbau in den Testaufbau wurden die Spiegel zusätzlich unter dem Mikroskop im Dunkelfeld auf Verunreinigungen untersucht und mehrmals beidseitig mit *Opticlean* gereinigt. *Opticlean* ist eine Polymerlösung der Firma *Dantronix*. Der Polymer härtet nach kurzer Trockenzeit aus und kann dann vorsichtig abgezogen werden, wobei Verunreinigungen mitgenommen werden. Dies verhindert das Verkratzen der Fläche. Diese Methode hat sich im Zuge dieser Arbeit bewährt. Es ist jedoch darauf zu achten, keine Polymerreste auf dem Substrat zu hinterlassen, da diese nach dem Einbau das Vakuum durch Ausgasen verschlechtern.

Die Halterung der Spiegel

Im Gegensatz zu anderen Experimenten wurden die Spiegel in ihre Halter geklemmt anstatt geklebt. Dies hat den Vorteil, dass kein das Vakuum begrenzender Klebstoff verwendet werden muss. Der Klebstoff würde ausgasen und so das Vakuum um ca. zwei Größenordnungen verschlechtern. Allerdings birgt eine Klemmung andere Gefahren. Ist der Druck auf das Substrat nicht von allen Seiten gleichmäßig, führt dies zu Spannungen im Material und somit zu Doppelbrechung am Spiegel. Deshalb wurde bei der Konstruktion des Spiegelhalters darauf geachtet, den mechanischen Druck niedrig zu halten und möglichst gleichmäßig auf den ganzen Spiegel-Umfang zu verteilen. Die aus Aluminium gefertigten Spiegelhalter sind in Abbildung 3.18 mit (4) bezeichnet. Die Klemmvorrichtung, bestehend aus kreisförmig angeordneten einzelnen Klemmelementen, hat einen Innendurchmesser der den jeweiligen Spiegelsubstraten angepasst ist, gleichzeitig aber nicht zu viel Druck auf sie ausübt.

Die in Abbildung 3.18 eingezeichneten Unterlegringe (5) sind aus Keramik gefertigt. Durch die Variation der Dicke der drei Ringe mit größerem Durchmesser kann der Abstand der Spiegel und deren Zentrierung im Edelstahlhalter (1) eingestellt werden. Die kleinen Ringe gewährleisten, dass die Spiegel beim Einsetzen in die Alu-Halter keinen Schaden nehmen. Sie weiten den Innendurchmesser der Klemmvorrichtung ein wenig auf, so dass der Spiegel eingesetzt werden kann. Nach innen hin wird der Innendurchmesser der Klemmvorrichtung etwas größer, so dass der Keramikring seinen Einfluss auf die Spannkraft der Klemmung verliert, je weiter er nach innen gedrückt wird. Ganz innen sitzt er völlig locker und der Spiegel klemmt. Keramik wurde deshalb verwendet, da beide Elektroden des Piezoröhrchens isoliert vom sonstigen Aufbau sein müssen.

Die Spiegelhalter sitzen auf dem in Abbildung 3.18 mit (6) gekennzeichneten zylinderförmigen Piezo-Kristall (Pz27), der für die elektronische Abstandsregelung sorgt. Er besitzt acht Bohrungen, die auf die jeweiligen optischen Zugänge abgestimmt sind. Ein Edelstahldeckel (7) sorgt zusammen mit zwei Schrauben und zwei Federn für den nötigen Anpressdruck, gegen den der Piezo-Kristall arbeitet. Abbildung 3.19 zeigt die einzelnen Teile kurz vor dem Einbau.

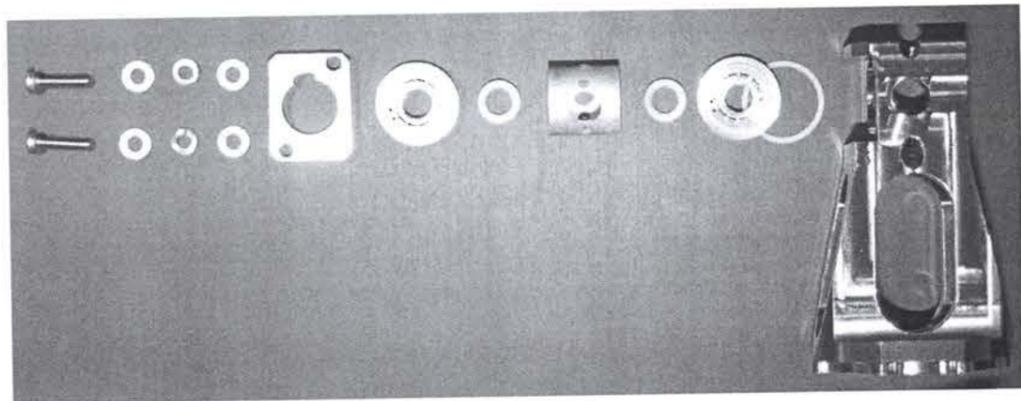


Abbildung 3.19: Foto des Edelstahlhalters und der Einzelteile der Spiegelhalterung kurz vor dem Einbau.

3.7.3 Stabilisierung des Resonators

Um eine dauerhafte Atom-Resonator Kopplung zu erreichen, muss der Resonator auf eine Rubidium-Linie abgestimmt werden, d.h. der Abstand der Resonatorspiegel muss exakt eingestellt und stabilisiert werden. Dies geschieht mit Hilfe eines gegenüber der atomaren Resonanz weit verstimmt Referenzlasers. Mit Hilfe der bereits erwähnten Phasenmodulationsmethode nach Pound, Drever und Hall wird ein Fehlersignal aus dem vom Resonator zurückreflektierten Signal gewonnen und damit die Resonatorlänge über das Piezoröhrchen nachgeregt. Die Frequenz-Stabilisierung des Referenzlasers geschieht über einen Transfer-Resonator, der seinerseits auf den auf die Rubidium-Spektroskopie stabilisierten Titan-Saphir-Laser stabilisiert wird.

In Abb. 3.20 sind die wesentlichen Komponenten des für die Stabilisierung benötigten Strahlengangs schematisch dargestellt. Diese werden im Folgenden kurz besprochen.

Stabilisierung des Resonators auf den Referenzlaser

Im zentralen Teil der Abbildung ist die Präparation der in den Resonator eingekoppelten Strahlen zu sehen. Sowohl der Resonator-Nachweislaser als auch der Referenzlaser werden über eine polarisationserhaltende *Single-Mode-Faser* modengereinigt und anschließend nachpolarisiert.

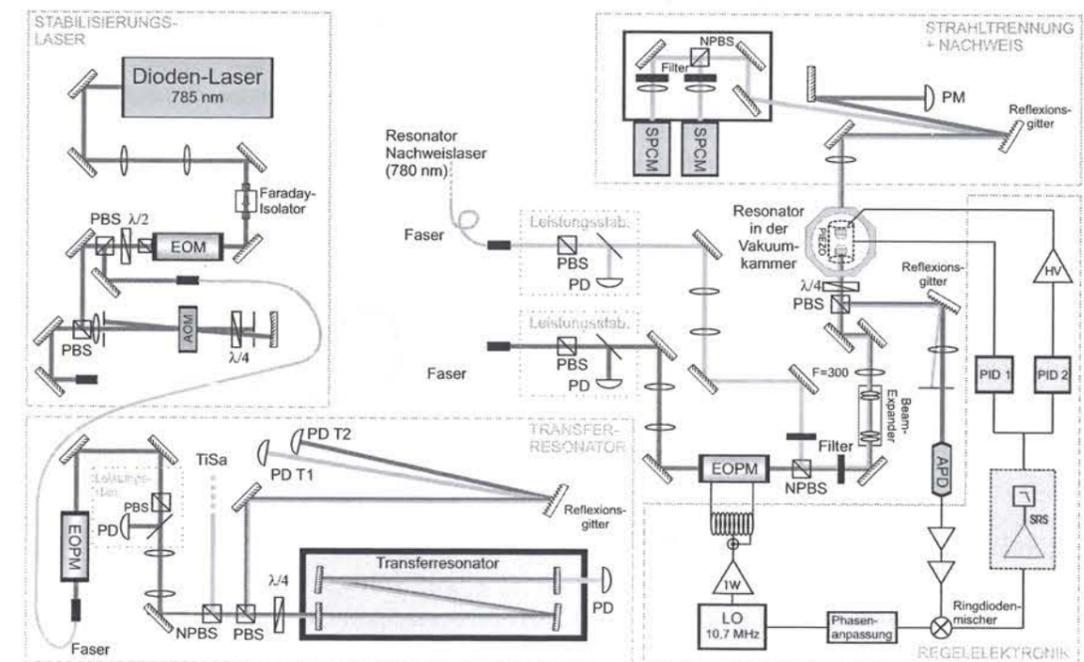


Abbildung 3.20: Schematischer Aufbau der Resonatorstabilisierung.

Zur Leistungsstabilisierung der Strahlen wird nach den Fasern jeweils ein kleiner Teilstrahl ausgekoppelt und die Amplitude mit einer Photodiode gemessen. Dieses Signal wird mit seinem Sollwert verglichen und mittels PID-Regelung auf das jeweilige Stellglied (EOM bzw. AOM) zurückgekoppelt. Nach dem Anpassen des Strahlprofils mit Teleskopen werden die beiden Strahlen mittels eines Strahlteilerwürfels überlagert. Die Modenanpassung geschieht über einen *Beam-Expander* und eine $f=300$ mm Linse. Mit Hilfe eines polarisierenden Strahlteilerwürfels und einer $\lambda/4$ -Platte kann das reflektierte Licht vom einfallenden Licht getrennt werden. Über ein Reflexionsgitter wird das Referenzlicht vom Nachweislicht getrennt und dann über eine schnelle und hoch empfindliche Avalanche Photodiode (APD) der Firma *Laser Components* vom Typ *C30902S* detektiert.

Der Referenzlaser geht vor der Überlagerung mit dem Probenlaser durch den elektro-optischen Phasenmodulator (EOPM), mit dem Seitenbänder aufmoduliert werden. Dazu wird ein Funktionsgenerator von *Stanford Research Systems (SRS)* Modell *SR DS345* als Lokoszillator (LO) verwendet. Das Signal wird zusätzlich durch einen 1W Verstärker von *Mini-Circuits* verstärkt. Elektrisch entspricht der EOPM einem Plattenkondensator mit Dielektrikum. Zusammen mit der Spule ergibt sich ein Schwingkreis, der eine Überhöhung des elektrischen Feldes am EOPM bewirkt. Der Schwingkreis muss so abgestimmt werden, dass seine Eigenfrequenz der Modulationsfrequenz (10,7 MHz) entspricht.

Das Signal von der APD wird noch im Gehäuse verstärkt und mit einem 10,7 MHz Keramik-Bandpassfilter aus der Fernstechnik gefiltert. Es folgen zwei *Mini-Circuits* Verstärker des Typs *ZFL-500LN*. Auf dem Ringdiodenmischer, ebenfalls von *Mini-Circuits*, wird das Signal mit dem des Lokoszillators heruntergemischt und danach mit einem *SRS* Low-Noise Preamplifier (Modell *SR560*) verstärkt und durch passive Tiefpass-Filter von den höheren harmonischen Anteilen getrennt. Letztendlich wird das Signal auf den PID-Regler gegeben, welcher über einen Tiefpass mit einer der beiden Elektroden des Piezo-Kristalls verbunden ist. Dies stellt den schnellen Zweig der Regelung dar. Zusätzlich wird das Fehlersignal auf einen zweiten PID-Regler mit einer sehr langsamen Integrator-Zeitkonstante gegeben, um das vorhandene Rauschen des Fehlersignals wegzufiltern. Das so geglättete Signal ist über einen Hochspannungsverstärker mit der zweiten Elektrode des Piezos verbunden. Dieser zweite Regelzweig dient zum Ausgleich langsamerer Drifts und hat einen viel größeren Regelbereich von ± 150 V. Dadurch ist gewährleistet, dass man den Resonatorabstand mit dem hohen Spannungsbereich über weit mehr als einen freien Spektralbereich nachregeln kann, ohne das Hochfrequenz-Rauschen des Fehlersignals mit der hohen Verstärkung auf den Piezo zu geben zu müssen.

Im Hochspannungsverstärker ist ein Rampengenerator integriert, mit dem man bei Bedarf die Resonatorlänge scannen kann.

Frequenzstabilisierung des Referenzlasers über den Transfer-Resonator.

Die Wellenlänge des Referenzlasers liegt bei 785,2 nm und somit acht freie Spektralbereiche von der verwendeten ^{85}Rb -Resonanz entfernt. Zum einen ist die Verstimmung ausreichend groß, so dass keine resonante Anregung der Atome stattfindet, zum anderen funktionieren die schmalbandigen optischen Komponenten für 780 nm noch hinreichend gut. Außerdem kann der Referenzlaser als zusätzliche Dipolfalle verwendet werden. Die Frequenzstabilisie-

rung geschieht über einen so genannten Transfer-Resonator. Dieser befindet sich in einem evakuierten Gehäuse und besteht aus zwei gekrümmten Endspiegeln und zwei Planspiegeln über die die Resonatormoden z-förmig gefaltet sind. Auf diese Weise ergibt sich eine Resonatorlänge von 1,5 m und damit ein freier Spektralbereich von nur 100 MHz bei einer Linienbreite von 150 kHz.

Die Stabilisierung der Resonatorlänge läuft völlig analog zum Hoch-Finesse Resonator. Als Referenzlaser dient hier ein Teilstrahl des auf eine Rubidium-Resonanz stabilisierten TiSa (siehe Kapitel 3.3), bei dem bereits Seitenbänder aufmoduliert sind. Der reflektierte Strahl wird von einer schnellen Photodiode (PD T1, Modell *FND100*) detektiert, das Signal wird demoduliert und über zwei unterschiedlich Regelkreise an je eine Elektrode des Piezoröhrchens, auf dem einer der Endspiegel sitzt, zurückgekoppelt.

Auf diese Weise erhält man einen Kamm von frequenzstabilisierten Resonatormoden im Abstand von 100 MHz, der einfach mit Hilfe eines AOM überbrückt werden kann.

Der Referenzlaser wird ebenfalls in den Transfer-Resonator eingekoppelt und so kann mit dem selben Verfahren ein Fehlersignal zur Stabilisierung des Referenzlasers auf den Transfer-Resonator generiert werden. Die Trennung der beiden Regelsignale geschieht einmal optisch, indem die beiden Strahlen über ein Reflexionsgitter auf verschiedenen Photodioden abgebildet werden, und zum anderen elektronisch, über die Verwendung unterschiedlicher Lokoszillatorfrequenzen in Verbindung mit RF-Filtern.

Da die Linienbreite eines frei laufenden Diodenlasers um Größenordnungen über der Linienbreite des Resonators liegt, ist diese Stabilisierung technisch am aufwendigsten. Die Rückkopplung des Regelsignals erfolgt über drei verschiedene Zweige. Zum einen wird das Signal vom Mischer abgeschwächt und dann direkt auf den *Bias-T*-Eingang (Impedanzangepasste, kapazitive Einkopplung) des Diodenlasers (*DL100XL* von *Toptica*) gegeben. Dieser Zweig hat die höchste Frequenzbandbreite aber den kleinsten Hub. Das Regelsignal wird zudem über einen *SRS* Verstärker (*SR560*) nachverstärkt und dann über zwei PID-Regler einerseits auf die HV-Ansteuerung des Piezos gegeben, der das externe Littrow-Gitter bewegt und zum anderen über den so genannten FET-Eingang auf den Diodenstrom zurückgekoppelt. Nur die Kombination dieser drei Regelzweige lässt die Stabilisierung gelingen. Dann werden aber Linienbreiten von wenigen Kilohertz erreicht.

Eichung der Stabilisierungskette und Bestimmung der Linienbreite

Damit nun der Hoch-Finesse-Resonator in Resonanz mit dem Nachweislaser kommt, muss der AOM im Zweig des Referenzlasers abgestimmt werden. Dies geschieht automatisch über die Computersteuerung des Experiments. Sind alle Stabilisierungen aktiviert, wird der AOM des Referenzlasers festgehalten und der des Nachweislasers durchgestimmt. Fährt der Nachweislaser über die Resonanz, so wird in Transmission ein Lorentz-Profil detektiert. Über die Frequenzeichung der beiden AOM kann man dann direkt die Resonatorlinienbreite ablesen und aus der Lage des Profils die Soll-Frequenz für den AOM des Referenzlasers bestimmen. Außerdem wird automatisch die Intensität des transmittierten Nachweislasers kalibriert.

Genauigkeit der Stabilisierung

Scannt man den Resonator mit Hilfe des Piezos und der Hochspannungsrampe über seine Resonanz, so bekommt man das vorher beschriebene Lorentz-förmige Transmissionssignal, und über das Phasenmodulationsverfahren das zugehörige Fehlersignal. Um die Genauigkeit der Stabilisierung bestimmen zu können, wurde die Zeitskala beim Scannen über die bekannte Linienbreite des Resonators geeicht und so die Steigung des Fehlersignals im Nulldurchgang (in V/MHz) bestimmt. Danach wurden die Fluktuationen des Regelsignals in stabilisiertem Zustand mit dem RMS-Spannungswert charakterisiert. Über die Steigung der Flanke des Fehlersignals und die RMS-Abweichung konnte dann die RMS-Frequenzabweichung bestimmt werden. Es ergab sich:

$$\Delta\nu_{RMS} = (135,6 \pm 0,5) \text{ kHz}. \quad (3.24)$$

Dies entspricht einer Längenänderung von:

$$\Delta d_{RMS} = \frac{d d(\nu)}{d\nu} \Delta\nu_{RMS} = -\frac{qc}{2\nu^2} \Delta\nu_{RMS} = -\frac{d}{\nu} \Delta\nu_{RMS} = (174 \pm 1) \text{ fm}. \quad (3.25)$$

Diese beeindruckende Genauigkeit vermittelt einen Eindruck vom technologischen Anspruch der Experimente zur Resonator-QED.

3.7.4 Charakterisierung des Resonators

Die Eigenschaften eines optischen Resonators hängen von der Reflektivität der Spiegel, und damit von der Qualität seiner dielektrischen Schichten, von Abstand und Krümmungsradius der Spiegel sowie von den Verlusten durch Absorption und Streuung ab. Die experimentell zugänglichen physikalischen Messgrößen sind der freie Spektralbereich sowie die Amplitude und die Linienbreite der Transmission. Aus der Messung von Linienbreite und freiem Spektralbereich kann die Finesse bestimmt werden, aus welcher sich mit Hilfe der gleichzeitigen Messung von Transmission und Reflektion, die Transmissionseigenschaften der Spiegel und deren Verluste berechnen lassen. Die im Anschluss vorgestellten Daten wurden mit dem in Abbildung 3.21 dargestellten Aufbau gemessen, der sich in einer separaten *Flow-Box* unter Reinraum-Bedingungen befand.

Bestimmung der Finesse

Wie in Gleichung (3.17) gezeigt, ist die Transmissionskurve eines Resonators in Abhängigkeit der Laserfrequenz Lorentz-förmig. Die Linienbreite eines asymmetrischen Resonators ergibt sich daraus zu

$$\delta\nu = \Delta\nu \frac{1 - \sqrt{R_1 R_2}}{\pi \sqrt{R_1 R_2}}. \quad (3.26)$$

Sie hängt demnach lediglich von der Reflektivität der einzelnen Spiegel sowie über den freien Spektralbereich $\Delta\nu$ von deren Abstand ab. Die Messung der Linienbreite ergab einen Wert von

$$\delta\nu = 4,8 \text{ MHz}. \quad (3.27)$$

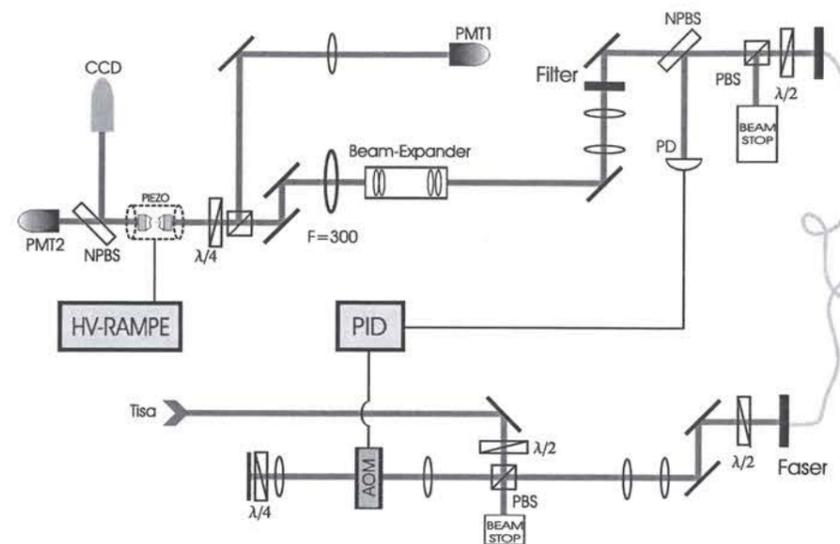


Abbildung 3.21: Aufbau für die Charakterisierungsmessungen des Resonators.

Um die Finesse zu bestimmen, und daraus auf die Transmissionseigenschaften der Spiegel zu schließen benötigt man zusätzlich zur Linienbreite noch den freien Spektralbereich $\Delta\nu$. Mit Gleichung (3.18) lässt sich daraus die Länge des Resonators bestimmen. Der freie Spektralbereich wurden mit einem Wellenlängenmeter der Firma *Metrolox* vom Typ *WL300* gemessen, das eine Auflösung von 0.1 GHz hat. Dabei wurde der klappbare Strahlteiler (siehe Abbildung 3.21) nach dem Resonator in den Strahlengang geklappt. So konnte über eine CCD-Kamera auf einem Monitor die Ordnung der transmittierten Mode bestimmt werden. Die HV-Rampe war ausgeschaltet und der Laser wurde manuell von einer TEM_{00} Mode zur nächsten verfahren. Dies geschah durch Abstimmen eines im TiSa-Resonator integrierten Etalons und eines doppelbrechenden Filters. Die Frequenzen wurden abgelesen und die Differenz gebildet. Mit dem Wellenlängenmeter wurde ein freier Spektralbereich von

$$\Delta\nu = 304,4 \pm 0,2 \text{ GHz} \quad (3.28)$$

gemessen. Daraus ergibt sich ein Spiegelabstand von

$$d = 492,8 \pm 0,3 \mu\text{m}. \quad (3.29)$$

Der Fehler ergibt sich aus der Ablesegenauigkeit des Wellenlängenmeters. Der Quotient aus dem gemessenen freien Spektralbereich $\Delta\nu$ und der Linienbreite $\delta\nu$ ergibt nach Gleichung (3.20) die Finesse des Resonators:

$$F = \frac{\Delta\nu}{\delta\nu} = 62250 \pm 734. \quad (3.30)$$

Messung der Transmission und der Verluste

Um die Transmission und die Verluste zu bestimmen, reichen die bisher gewonnenen Daten nicht aus. Das hier vorgestellte Verfahren basiert auf der gleichzeitigen Messung von Transmission und Reflexion in Resonanz. Dieses Verfahren ist in [Hood und Kimble, 2001] ausführlich beschrieben, allerdings nur für den Fall von Spiegeln mit gleicher Reflektivität. Für einen asymmetrischen Resonator ist zusätzlich eine Abschätzung der Güte der Einkopplung, sowie eine weitergehende Unterscheidung zwischen den unterschiedlichen Reflektivitäten bzw. Transmittivitäten nötig.

Berücksichtigt man die unterschiedlichen Transmissions- und Reflexionskoeffizienten der einzelnen Spiegel, ergeben sich die maximale Transmission T_{max} und die minimale Reflexion R_{min} des Resonators aus den Airy-Formeln zu:

$$T_{max} = \frac{t_1^2 t_2^2}{(1 - r_1 r_2)^2}, \quad (3.31)$$

$$R_{min} = \frac{(r_1 - t_1^2 r_2 - r_1^2 r_2)^2}{(1 - r_1 r_2)^2}. \quad (3.32)$$

$t_j = \sqrt{T_j}$ und $r_j = \sqrt{R_j}$ ($j = 1, 2$) sind die Transmissions- bzw. Reflexionskoeffizienten für die elektrischen Felder.

Für die Finesse kann unter der Annahme sehr hoher Reflektivitäten ($r_1 \approx r_2 \approx 1$) folgende Näherung gemacht werden:

$$F = \frac{\pi \sqrt{r_1 r_2}}{1 - r_1 r_2} \approx \frac{\pi}{1 - r_1 r_2}. \quad (3.33)$$

Selbstverständlich gilt für beide Spiegel wegen der Energieerhaltung Gleichung (3.11)

$$r_j^2 + l_j^2 + t_j^2 = 1. \quad (3.34)$$

Löst man (3.34) nach $r_j = \sqrt{1 - l_j^2 - t_j^2}$ auf und entwickelt die Wurzel für $l_j, t_j \ll 1$. So ergibt sich:

$$r_j = 1 - \frac{1}{2}(l_j^2 + t_j^2). \quad (3.35)$$

Mit (3.35) kann nun der Nenner von (3.31), (3.32) und (3.33) unter Vernachlässigung der quadratischen Terme genähert werden.

$$1 - r_1 r_2 \approx \frac{1}{2}[t_1^2 + t_2^2 + l_1^2 + l_2^2] =: \frac{1}{2}L_{tot}. \quad (3.36)$$

L_{tot} steht hier für die gesamten Verluste des Resonators. Diese Überlegungen führen nun auf drei, von den Größen t_j , l_j und L_{tot} , abhängige Gleichungen:

$$F = \frac{2\pi}{L_{tot}}, \quad (3.37)$$

$$T_{max} = \frac{4t_1^2 t_2^2}{L_{tot}^2}, \quad (3.38)$$

$$R_{min} = \frac{(L_{tot} - 2t_1^2)^2}{L_{tot}^2}. \quad (3.39)$$

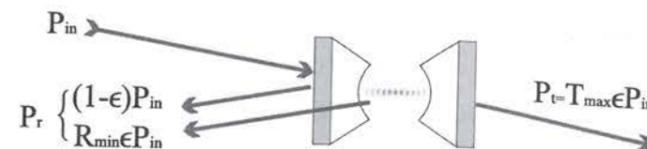


Abbildung 3.22: Schema der reflektierten und transmittierten Leistungen unter Berücksichtigung der Güte der Modenanpassung ϵ .

Die Finesse ist schon bestimmt worden, woraus sich L_{tot} ableiten lässt. Um t_j und l_j berechnen zu können fehlen nur noch T_{max} und R_{min} .

Zur Berücksichtigung der Güte der Modenanpassung führt man den Anteil ϵ der in die TEM_{00} -Mode eingekoppelten Leistung ein. Der Anteil der Leistung, der in höhere Moden eingekoppelt wird, ergibt sich demnach zu $(1 - \epsilon)P_{in}$, wobei P_{in} die anfangs eingestrahelte Leistung darstellt. Die Resonanzfrequenzen der höheren Moden sind nach Gleichung (3.23) gegenüber der TEM_{00} -Mode verschoben. Ist die Resonanzbedingung für die TEM_{00} -Mode erfüllt, ist dies für die höheren Moden nicht der Fall. Der Anteil $(1 - \epsilon)P_{in}$ wird demnach am Eingangsspiegel reflektiert und muss in der gemessenen reflektierten Leistung als Untergrund berücksichtigt werden. Nach dem in Abbildung 3.22 dargestellten Schema ergeben sich die als Messgrößen zugänglichen reflektierten und transmittierten Leistungen zu:

$$P_r = (1 - \epsilon)P_{in} + R_{min}\epsilon P_{in}, \quad (3.40)$$

$$P_t = T_{max}\epsilon P_{in}. \quad (3.41)$$

Die reflektierte Leistung P_r setzt sich also zusammen aus einem Anteil der nicht in den Resonator eingekoppelt wird $(1 - \epsilon)P_{in}$, und einem in die Resonatormode eingekoppelten Anteil, der gemäß (3.32) reflektiert wird, $R_{min}\epsilon P_{in}$. Die transmittierte Leistung ergibt sich aus (3.31).

Aus (3.40) und (3.41) erhält man T_{max} und R_{min} in Abhängigkeit der Messgrößen:

$$T_{max} = \frac{P_t}{\epsilon P_{in}}, \quad (3.42)$$

$$R_{min} = \frac{P_r - (1 - \epsilon)P_{in}}{\epsilon P_{in}}. \quad (3.43)$$

Durch Division dieser beiden Gleichungen ergibt sich:

$$\frac{P_t}{P_{in} - P_r} = \frac{T_{max}}{1 - R_{min}}. \quad (3.44)$$

Setzt man (3.38) und (3.39) unter Vernachlässigung der Terme vierter Ordnung in (3.44) ein und setzt $t_j^2 = T_j$ sowie $l_j^2 = L_j$, führt dies auf:

$$\frac{P_t}{P_{in} - P_r} \approx \frac{T_2}{L_{tot} - T_1}. \quad (3.45)$$

Gleichung (3.42) und (3.38) führen schließlich auf den Zusammenhang:

$$\frac{P_t}{\epsilon P_{in}} = \frac{4T_1 T_2}{L_{tot}^2}. \quad (3.46)$$

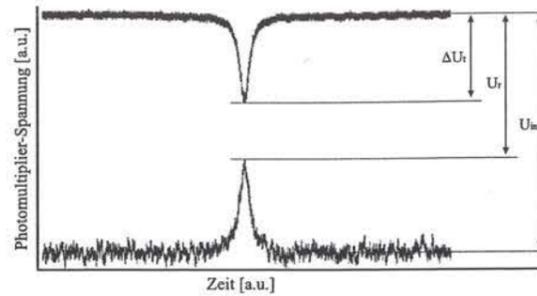


Abbildung 3.23: Oben: Transmissionssignal des Resonators. Unten: Reflexionssignal des Resonators. Beide Signale sind invertiert dargestellt.

Mit (3.45), (3.46) und (3.37), stehen nun drei Gleichungen für die drei gesuchten Größen T_1 , T_2 und L_{tot} zur Verfügung.

Um die Verluste und die Transmission der Spiegel zu bestimmen wird der Resonator mit der Hochspannungsrampe über die Resonanz einer TEM_{00} -Mode gefahren. Mit zwei intensitätsgeeichten Photomultipliern wird das Transmissions- und Reflexionssignal aufgenommen. Abbildung 3.23 zeigt die Photomultiplier-Spannung in Abhängigkeit der Zeit. Aufgrund der negativen Versorgungsspannung der Photomultiplier ist auch hier das Transmissionssignal negativ und der Reflexionsdip positiv. Man nimmt an, dass die maximale reflektierte Leistung gleich der einfallenden Leistung ist. Demnach ergibt sich aus der in Abbildung 3.23 eingezeichneten maximalen Spannung in Reflexion U_{in} mit der Eichung des Photomultipliers das benötigte P_{in} und aus U_r und U_t , P_r und P_t .

ϵ kann anhand der relativen Größe der Resonanzen der TEM_{00} -Mode und der transversalen Moden auf dem Oszilloskop abgeschätzt werden. Es ergibt sich aus dem Verhältnis der Größe der TEM_{00} -Mode und der Summe der Größe aller Moden. T_1 , T_2 und L_{tot} können nun berechnet werden. Mit $L_{tot} = T_1 + T_2 + L_1 + L_2$ ergibt sich die Summe der Verluste der beiden Spiegel.

Bei einer Einkoppeleffizienz von $\epsilon = 90\%$ ergeben sich Transmission und Verluste aus vier gemittelten Messungen zu:

$$T_1 = 1,96 \pm 0,03 \text{ ppm} \quad (3.47)$$

$$T_2 = 92,4 \pm 0,2 \text{ ppm} \quad (3.48)$$

$$L_1 + L_2 = 6,57 \pm 0,20 \text{ ppm} \quad (3.49)$$

Spezifiziert waren die Verluste der einzelnen Spiegel auf unter 4 ppm. Für einen der beiden Spiegel wurden vor dem Abdrehen Verluste von 3,98 ppm gemessen. Die Bearbeitung hat den Spiegel also nicht geschadet.

Doppelbrechung

Als Doppelbrechung bezeichnet man das Auftreten verschiedener Brechungsindizes für verschiedene Polarisationsachsen innerhalb eines Mediums. In der Regel gibt es zwei in einem Winkel zueinander stehende Polarisationsachsen mit festen Brechungsindizes. Die Brechungsindizes für alle anderen Polarisierungen ergeben sich dann aus der Vektorsumme der den Achsen parallelen Komponenten.

In einem Resonator kommt die Doppelbrechung vom Material der dielektrischen Schicht der Spiegel und ist nicht zu vermeiden. Interessant ist jedoch, ob die Klemmhalterung der Spiegel Auswirkungen hat oder nicht. Um zu untersuchen, ob der Resonator Doppelbrechung zeigt, wurde der in Abbildung 3.24 (links) gezeigte Aufbau verwendet.

Es wird linear polarisiertes Licht eingestrahlt. Mit einem $\lambda/2$ -Plättchen wird die Polarisation so gedreht, dass die beiden Anteile des Lichts die einen unterschiedlichen Brechungsindex erfahren gleich groß sind. Durch die verschiedenen Brechungsindizes haben diese beiden Anteile eine unterschiedliche optische Weglänge durch den Resonator, und damit eine leicht zueinander verschobene Resonanzfrequenz. Durch Optimierung des zweiten $\lambda/2$ -Plättchens können die beiden Polarisierungen an einem polarisierenden Strahlteiler getrennt, und die Frequenzverschiebung am Oszilloskop betrachtet werden. Abbildung 3.24 (rechts) zeigt die durch Optimierung der $\lambda/2$ -Plättchen maximal erreichbare Frequenzverschiebung der Transmission gegeneinander. Jeder Datenpunkt ergibt sich aus Mittelung über 500 benachbarte Messwerte, die Fehler entsprechen der Standardabweichung dieser Messwerte. Zusätzlich wurde eine Lorentz-Kurve an die Werte angepasst. Über die vorher gemessene Linienbreite wurde die Frequenz-Achse geeicht.

Es ergibt sich eine Frequenzverschiebung ν_{Doppel} von:

$$\nu_{Doppel} = (0,50 \pm 0,08) \text{ MHz} \quad (3.50)$$

Es ist also eindeutig Doppelbrechung zu erkennen. Allerdings ist der beobachtete Effekt kleiner als 10% der Linienbreite und somit in der Regel vernachlässigbar.

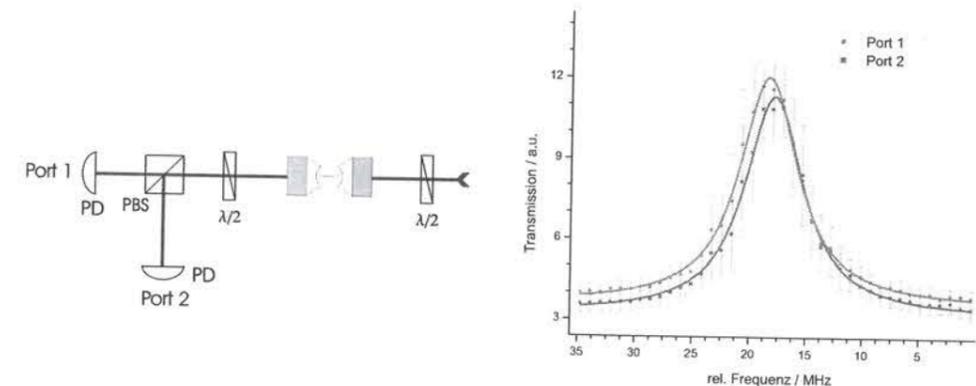


Abbildung 3.24: Links: Schematischer Aufbau zur Messung der Doppelbrechung des Resonators. Rechts: Maximale Frequenzverschiebung der Transmission eines Resonators für zwei verschiedene Polarisierungen.

3.7.5 Einfluss des Staubkorns

Unmittelbar nach dem Einbau des Resonators in die Vakuumkammer wurde die Finesse zur Kontrolle erneut bestimmt. Hierbei ergab sich ein Wert von: $F = 62204 \pm 1782$. Einige Wochen später hat sich die Linienbreite in etwa verdoppelt ($\delta\nu \approx 10$ MHz). Eine genauere Untersuchung ergab, dass offenbar ein Staubkorn in die Mode gelangt ist, wahrscheinlich Abrieb vom abgedrehten Glassubstrat oder vom durchbohrten Piezo. Das Korn ist als Streuzentrum sichtbar und liegt am unteren Rand der TEM₀₀-Mode, auf dem 100 ppm-Spiegel. Höhere Moden lassen sich bevorzugt entlang der YAG-Achse anregen und weisen dann auch die ursprüngliche Linienbreite auf.

Das Staubkorn hat für die TEM₀₀-Mode demnach auch Auswirkungen auf viele charakteristischen Größen. Nachdem sich die Linienbreite bei gleichem freien Spektralbereich verdoppelt hat, halbiert sich die Finesse nach (3.20) ($F \approx 30000$). Aus (3.37) folgt, dass sich L_{tot} verdoppelt hat, d.h. der zusätzliche Verlust durch Streuung bzw. Absorption am Staubkorn ist gleich dem ursprünglichen Gesamtverlust nach (3.36). T_{max} verringert sich schließlich sogar um einen Faktor 4. Die Atom-Resonator Kopplung g_0 hängt jedoch nur vom Modenvolumen ab und bleibt demnach unverändert.

3.7.6 Nachweis der Photonen

Wie in Abbildung 3.20 dargestellt, erfolgt die Trennung von Referenzlaser und Nachweislicht bzw. den vom Atom gestreuten Photonen über ein holographisches Reflexionsgitter (Firma *Jobin Yvon*) mit 2000 Strichen pro mm. Die beiden getrennten Teilstrahlen werden über eine gemeinsame Linse fokussiert, wobei der Fokus des Referenzlasers auf einem Spiegel liegt, der den Strahl auf einen Photomultiplier (*Hamamatsu*) lenkt. Der Spiegel hat eine scharfe Kante, so dass der Fokus des Nachweislichtes, der wenige Millimeter daneben liegt, den Spiegel verfehlt und über einige Blenden in einen abgedunkelten Kasten gelangt, in dem der Strahl mit Hilfe eines nichtpolarisierenden 50% Strahlteilers aufgeteilt und jeweils auf die aktive Fläche eines Einzelphotonendetektors (*SPCM* von engl. „single photon counting module“), Modell *AQR-13* der Firma *Perkin Elmer*, abgebildet wird. Dies ist ein sogenannter Hanbury-Brown Twiss Aufbau, der zum Nachweis der geplanten Einzelphotonenquelle verwendet werden kann. In dieser Arbeit wird die Zählrate der beiden Detektoren immer addiert.

Die Gesamteffizienz der Detektion ergibt sich aus folgender Verlustbilanz. Der Bruchteil der im Resonator erzeugten Photonen, der durch den richtigen Spiegel ausgekoppelt wird ergibt sich zu $T_2/L_{tot} = 91,6\%$. Aufgrund des Staubkorns tritt für die TEM₀₀-Mode ein zusätzlicher Verlust von 50% auf. Das Reflexionsgitter besitzt für die passende Polarisation eine Effizienz von $> 90\%$. Für die dazu senkrecht stehende Polarisation reduziert sich die Effizienz auf 16% des Wertes bei passender Polarisation, für zufällige Polarisation auf 58%. Die restlichen Verluste nach dem Gitter, die sich aus der Quanteneffizienz der Detektoren (40%), der Absorption der Interferenzfilter sowie sonstigen Verlusten an den optischen Komponenten ergeben, resultieren in einer gemessenen Detektionseffizienz von 24,9%.

Alle Verlustprozesse zusammen genommen ergeben eine Detektionswahrscheinlichkeit von 6% für ein in die TEM₀₀-Mode des Resonators gestreutes Photon zufälliger Polarisation.

3.7.7 Zusammenfassung der Resonatoreigenschaften

In den vorangegangenen Abschnitten wurden die wichtigsten Kenngrößen des optischen Resonators bestimmt. Über Gleichung (2.2) lässt sich mit Hilfe der Dipolmatrixelemente aus Anhang B, die Kopplungskonstante g_0 für die einzelnen Übergänge bestimmen. In folgender Tabelle sind die wichtigsten Resonatoreigenschaften zusammengefasst, dabei beziehen sich die Kopplungskonstanten auf den Übergang $^2S_{1/2} (F=3) \rightarrow ^2P_{3/2} (F=4)$, wobei g_0^{max} für den stärksten Übergang ($m_F=3 \rightarrow m_{F'}=4$) und \bar{g}_0 als Mittelwert über alle Zeeman-Niveaus bestimmt wurde.

	TEM ₀₀ mit Staubkorn	TEM ₀₀ ohne Staubkorn	TEM ₀₁
$g_0^{max}/2\pi$	7,9 MHz	7,9 MHz	6,7 MHz
$\bar{g}_0/2\pi$	5,1 MHz	5,1 MHz	4,4 MHz
$\kappa/2\pi$	5,0 MHz	2,4 MHz	2,4 MHz
$\bar{C} = \bar{g}_0^2/2\kappa\gamma$	0,87	1,8	1,3
$2\bar{C}/(1+2\bar{C})$	63%	78%	72%
$\Delta\nu$	304 GHz	304 GHz	304 GHz
Finesse	30000	62000	62000
T_{max}	1,8%	7,1%	7,1%

Im weiteren Verlauf der Arbeit wird, wenn nicht explizit erwähnt, immer mit den Parametern $(g_0, \kappa, \gamma)/2\pi = (5, 5, 3)$ MHz gerechnet.

3.7.8 Der Resonator als Atomdetektor

In Kapitel 2.2 wurde die Theorie zur Detektion einzelner Atome mit dem Resonator eingeführt. In diesem Abschnitt wird die Größenordnung der zu erwartenden Effekte besprochen.

In Abbildung 3.25 ist der Erwartungswert für die Anzahl der Photonen im Resonator $N_{cav} = \langle a^\dagger a \rangle$ als Funktion der Verstimmungen für den durch den Nachweislaser getriebenen Resonator dargestellt ($\eta_c = \kappa, \eta_a = 0$). Man sieht deutlich den Ansatz der Normalmodenaufspaltung. Der Effekt ist allerdings wegen $g_0 = \kappa$ zu gering, als dass man ihn in einer Messung auflösen könnte, wie dies in [Maunz *et al.*, 2005] und [Boca *et al.*, 2004] geschehen ist.

Zur Detektion einzelner Atome über den Transmissionseinbruch ist der Effekt aber groß genug. Für ein maximal gekoppeltes, schwach gesättigtes Atom für $\Delta_c = \Delta_a = 0$ erwartet man einen Einbruch um 86%. Für eine atomare Verstimmung von $\Delta_a/2\pi = 4$ MHz, wie sie aufgrund der Stark-Verschiebung in der Transportfalle auftritt, erhält man noch 69%. Für die Transmissionsmessungen im Regime der schwachen Sättigung wurde die Leistung

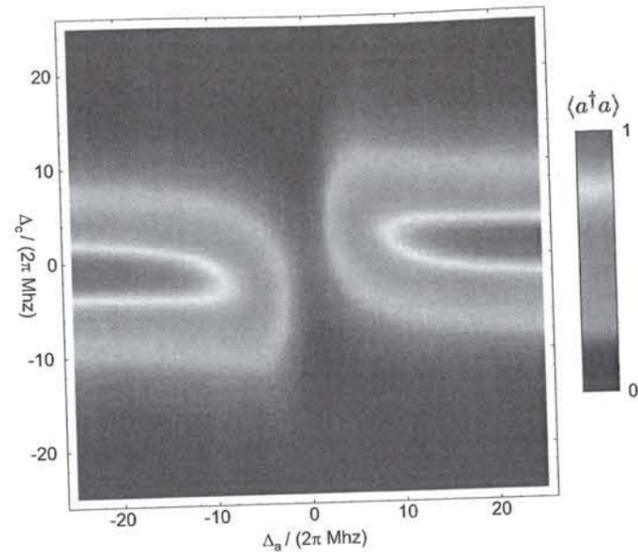


Abbildung 3.25: Erwartungswert $N_{cav} = \langle a^\dagger a \rangle$ für die Anzahl der Photonen im Resonator als Funktion von Δ_a und Δ_c für $\eta_c = \kappa$.

des Nachweislasers so kalibriert, dass die transmittierte Leistung immer $P_t = 1$ pW betrug. Wegen $R_t = \frac{P_t}{\hbar\omega_L} = \frac{T_2}{L_{ges}} \langle a^\dagger a \rangle 2\kappa$ folgt für die mittlere Zahl der Photonen im Resonator: $N_{cav} = \langle a^\dagger a \rangle \approx 0,14$.

Wird das Atom getrieben ($\eta_a = \Omega/2, \eta_c = 0$), so ist die erwartete Streurrate in den Resonator durch Gleichung (2.43) gegeben. Der linear polarisierte Pumplaser trifft das Atom im Experiment unter 45° zur Dipolfalle im Fokus ($w_{0,L} = 35 \mu\text{m}$) und wird mit um 90° gedrehter Polarisation retroreflektiert. In der Regel wird eine Leistung von $2,2 \mu\text{W}$ verwendet was einer Pumprate von $2\pi \cdot 15$ MHz entspricht (vgl. Anhang B). Für $\Delta_a = 2\pi \cdot 100$ MHz und $\Delta_c = 0$ erwartet man eine aus dem Resonator kommende Photonen-Streurate von $1,4$ MHz. Die begrenzte Nachweiseffizienz (siehe Kapitel 3.7.6) reduziert die detektierbare Rate auf 85 kHz.

Bei dieser Überlegung wurde jedoch vorausgesetzt, dass die Population für alle Zeiten zwischen dem $F=3$ - und dem $F'=4$ -Niveau oszilliert. Wie bei der MOT kommt es aber vor, dass aufgrund der endlich schmalen Laser-Linienbreite das Atom in den $F=2$ -Grundzustand gepumpt wird, insbesondere da im vorliegenden Fall die atomare Verstimmung so groß ist, dass der Pumplaser nicht resonant zum $F'=4$ -Niveau steht, sondern irgendwo zwischen $F'=3$ und $F'=4$. Aus diesem Grund ist dem Pumplaser ein Rückpumplaser überlagert, der den Übergang $F=2 \rightarrow F'=3$ resonant antreibt. Um auch das Stark-verschobene Atom adressieren zu können, wird eine hohe Rückpumpleistung verwendet. In dieser Konfiguration wird das Atom eine Weile lang mit konstanter Rate Photonen in den Resonator streuen, bis es in den $F=2$ -Grundzustand verloren geht. Dann ist es eine Zeit lang dunkel, bis das Atom wieder in den $F=3$ -Zustand zurückgepumpt wird. Das Atom „blinkt“.

3.8 Geometrie der Dipolfallen und Moden im Resonator

In Abschnitt 3.7.3 wurde erwähnt, dass der Referenzlaser zur Stabilisierung des Resonators ($\lambda_{ref} = 785,2$ nm) auch als Dipolfalle genutzt werden kann, die für eine bessere Lokalisierung der gefangenen Atome in der Resonatormode sorgt. Dazu werden in der Regel $65 \mu\text{W}$ in den Resonator eingekoppelt, von denen nur etwa $0,8\%$ transmittiert werden. Dies führt zu einer umlaufenden Leistung von etwa 6 mW im Resonator. Über Gleichung (3.8) lässt sich dann die Potentialtiefe dieser Resonator-Stehwellenfalle bestimmen. Sie liegt je nach Güte der Einkopplung bei $30 \mu\text{K}$ bis $40 \mu\text{K}$, was in der harmonischen Näherung des Potentials einer Fallenfrequenz von 100 kHz- 120 kHz und einer Grundzustandsausdehnung von $0,04\lambda_{ref}$ entspricht. Sind die gefangenen Atome also kälter als $30 \mu\text{K}$, so befinden sie sich in einem zweidimensionalen optischen Gitter, das auf den beiden Hauptachsen im Lamb-Dicke-Regime liegt. Die Lokalisierung senkrecht zu Resonator- und Fallenachse ist ebenfalls hinreichend gut, da die Strahltaile der tiefen Stehwellendipolfalle nur etwa halb so groß ist, wie die der Resonatormode.

Um die Komplexität der Anordnung zu verdeutlichen sind in Abbildung 3.26 die beiden Spiegelflächen des Resonators und maßstabsgetreu Stehwellenfalle, Pumplaser und die Resonatormoden eingezeichnet. In der Vergrößerung des zentralen Bereiches sieht man die Bäuche der verschiedene Stehwellen. Im Bereich der Resonatormode befinden sich etwa 120 Potentialtöpfe der Stehwellenfalle, die für ein gefangenes Atom alle eine unterschiedlich

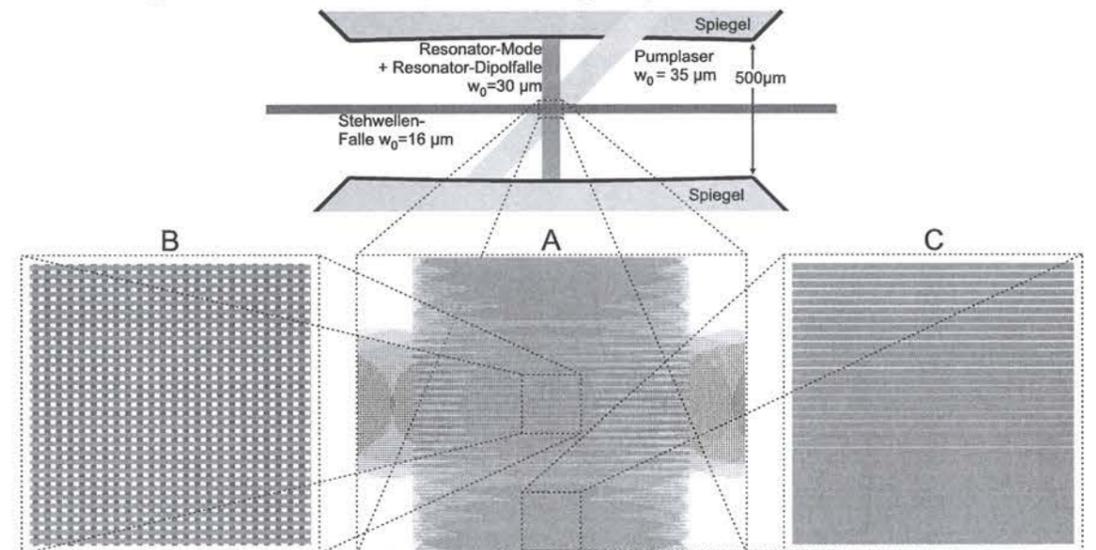


Abbildung 3.26: Maßstabsgetreue Darstellung der Resonatorspiegel mit den vorhandenen Lichtfeldern. In Vergrößerung A ist die Struktur der drei Stehwellen zu erkennen: rot: YAG-Stehwelle, blau: resonante TEM_{00} -Mode, orange: Resonator-Dipolfalle. In Bild B ist der zentrale Bereich vergrößert. Die resonante Mode überlappt perfekt mit der Resonator-Dipolfalle, die mit der YAG-Stehwelle ein zweidimensionales optisches Gitter bildet. Etwa $30 \mu\text{m}$ weiter unten (Vergrößerung C) ist kein Überlapp zwischen resonanter Mode und Resonator-Dipolfalle mehr gegeben.

Kopplung $g = g(z)$ an den Resonator aufweisen. Ebenfalls zu erkennen ist die Tatsache, dass sich der Überlapp der zum Atom resonanten Mode und der Resonator-Dipolfalle alle $30 \mu\text{m}$ komplett ändert, was die richtige Justage der Strahlen noch erheblich schwieriger macht.

Bewegt sich nun das Atom in dieser Anordnung, sollte die Bewegung in der Photonenstreurate zu erkennen sein. Um die Auswirkungen einer Ortsänderung zu veranschaulichen ist in Abbildung 3.27 die erwartete Streurrate ($R_{\text{scat}}(x,y,z)$) entlang der drei Achsen dargestellt. Zur Orientierung ist jeweils die Intensität der Resonator-Stehwelle mit eingezeichnet (zur Definition der Koordinaten, siehe Abbildung 2.1).

Bei einer Bewegung entlang der Resonatorachse (x) ändert sich die Atom-Resonator-Kopplung am stärksten, deshalb folgt die Streurrate der Kopplung. Senkrecht zu Resonator- und Stehwellenachse (y) und entlang der Stehwellenachse (z) ändert sich die dynamisch Stark-Verschiebung schneller als die Kopplung, weshalb die Streurrate $R_{\text{scat}}(\mathbf{r})$ beim Entfernen vom Potentialminimum in beide Richtungen zunimmt.

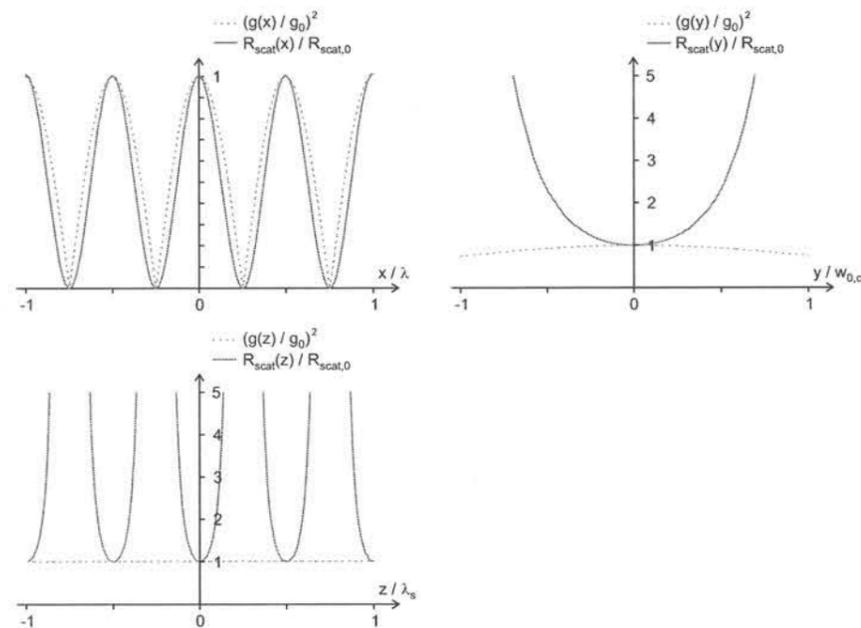


Abbildung 3.27: Auswirkung der Bewegung des Atoms auf die Streurrate $R_{\text{scat}}(\mathbf{r})$, für die Bewegung entlang der Hauptachsen. Zum Vergleich ist der Intensitätsverlauf der Resonator-Stehwelle mit eingezeichnet.

Kapitel 4

Messungen mit longitudinal gepumptem Resonator

In diesem Kapitel werden erste Experimente mit Atomen im Resonator vorgestellt. Die Gemeinsamkeit dieser Messungen ist, dass die in den Resonator transportierten Atome über die Transmission eines Probenlasers durch den Resonator detektiert wurden. Dabei zeigt das System bei verschiedenen Atom- und Photonenzahlen ein stark unterschiedliches Verhalten.

Die ersten Messungen wurden mit so hoher Lichtintensität im Resonator durchgeführt, dass die Atome gesättigt waren. Atome im Resonator führen zu einem Einbruch der Transmission. Die Tiefe dieses Transmissionseinbruchs ist proportional zur Atomdichte. In diesem Regime konnte der Transport und die Speicherung einer Atomwolke im Resonator demonstriert werden. Für die Messungen im zweiten Abschnitt wurde die Lichtintensität so weit verringert, dass optischen Bistabilität beobachtet werden konnte. Schließlich werden im letzten Teil Experimente vorgestellt, die im Grenzfall schwacher Sättigung durchgeführt wurden. Dabei konnten eindeutig einzelne Atome im Transit durch die Resonatormode nachgewiesen werden, und zwar sowohl für die TEM_{00} -Grundmode, als auch für höhere Transversalmoden.

4.1 Transport und Speicherung einer Atomwolke im Resonator

4.1.1 Detektion einer Atomwolke im Resonator

Erstes Ziel nach dem Einbau des Resonators in die Apparatur war, Atome über einen Transmissionseinbruch im Resonator nachzuweisen und somit den Transport der Atome über 14 mm (statt bisher 4 mm) von der MOT bis in den Resonator zu zeigen. Die Transportfalle wurde so justiert, dass sowohl ein guter Überlapp mit der Resonatormode, als

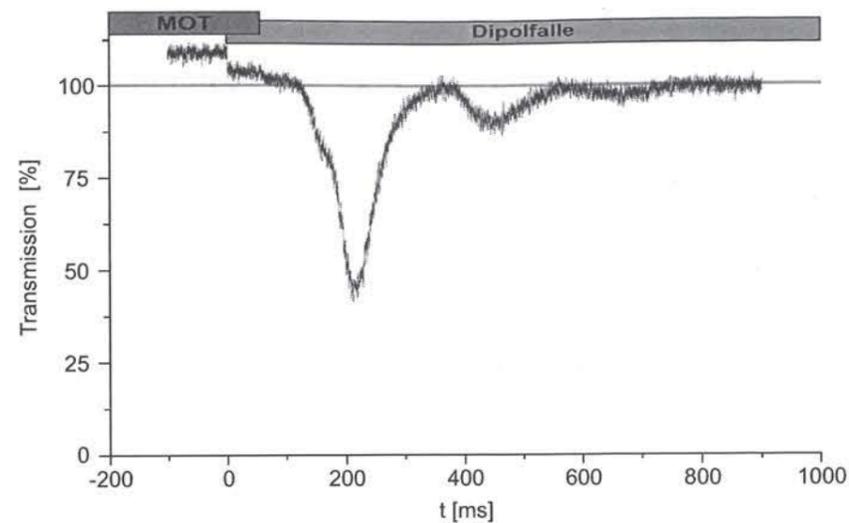


Abbildung 4.1: Transmission des Resonators für eine in der Transportfalle oszillierende Atomwolke mit Umkehrpunkt in der Resonatormode.

auch mit der MOT gewährleistet ist und, dass sich das Potentialminimum genau zwischen diesen beiden Punkten befindet.

Da die Resonatorstabilisierung mittels weit verstimmtem Referenzlaser (siehe Kapitel 3.7.3) zum Zeitpunkt dieser Messungen noch nicht zur Verfügung stand, wurde der Probenlaser gleichzeitig auch als Referenzlaser für die Stabilisierung verwendet. Dies erfordert jedoch eine Mindestleistung des Probenlasers von einigen Nanowatt auf der Einkoppelseite des Resonators. Damit befindet man sich in einem Regime, in dem einzelne Atome nicht beobachtet werden können, sehr wohl aber eine dünne Wolke aus nur wenigen Atomen.

Für den ersten Nachweis von Atomen wurde lediglich die Transportfalle verwendet. Die Atome werden, wie in Kapitel 3.6 beschrieben, 7 mm neben dem Fokus aus der MOT in die Falle geladen, in Richtung Potentialminimum (Fokus) beschleunigt und auf der anderen Seite wieder abgebremst. Der Umkehrpunkt dieser Oszillation liegt in der Resonatormode. Abbildung 4.1 zeigt den beobachteten Transmissionseinbruch und die Schaltsequenz für MOT und Dipolfalle. Bei $t=0$ ms wird der Transportfallenlaser angeschaltet. Die MOT wird bei $t=60$ ms ausgeschaltet. Etwa 140 ms danach erreichen die Atome die Resonatormode. Es kommt zu einem Transmissionseinbruch, welcher bei $t=210$ ms eine maximale Tiefe erreicht. Ebenfalls deutlich zu erkennen sind zwei weitere Einbrüche mit kleinerer Amplitude zu den Zeitpunkten $t=450$ ms und $t=670$ ms. Die Atome oszillieren in der Dipolfalle und erreichen die Resonatormode ein zweites und drittes Mal. Die Verkleinerung der Einbruchtiefe ist durch das Umpumpen eines Teils der Atome in den $F=2$ -Grundzustand, eine Verbreiterung der Wolke aufgrund der Anharmonizität des Potentials und aufgrund von Teilchenverlusten aus der Falle zu erklären.

Da das transmittierte Licht bei dieser Messung noch mit einem Photomultiplier ohne vorheriges räumliches Filtern gemessen wurde, ist am Beginn der Sequenz Streulicht zu erkennen. Die sprunghafte Reduktion des Signals beim Einschalten der Dipolfalle ist auf das zeitgleiche Zurückschalten der MOT-Intensität zurückzuführen. Bei $t \approx 60$ ms kommt

es erneut zu einer stufenförmigen Verringerung des Signals aufgrund der Reduktion der Intensität des Rückpumpasers, dem anschließenden Ausschalten des MOT-Lasers und dem darauf folgenden Ausschalten des Rückpumpers (vgl. Abbildung 3.9).

4.1.2 Speichern einer Atomwolke in der Stehwellenfalle

Nach der Demonstration des Transports und dem Nachweis der Atome im Resonator wurde im nächsten Schritt das Speichern der Atome innerhalb der Resonatormode demonstriert. Zu diesem Zweck wurde während des maximalen Transmissionseinbruchs adiabatisch von der Transportfalle auf die Stehwellenfalle umgeschaltet.

Die zugehörige Messung ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Der Transmissionseinbruch vor dem Umschalten von der Transportfalle auf die Stehwellenfalle ist relativ klein, da bei dieser Messung nur wenige Atome in die MOT geladen wurden. Die Transmission nimmt nach dem Umschalten auf die 6,2 mK tiefe Stehwellenfalle annähernd den Wert des leeren Resonators an. Dies hat zwei Ursachen: Einerseits werden die Atome, die tief im Potential gespeichert sind aufgrund der großen Stark-Verschiebung außer Resonanz gebracht. Andererseits werden die schlecht lokalisierten Atome in den $F=2$ -Grundzustand umgepumpt, der nicht an den Resonator koppelt. Die Tatsache, dass die Transmission im weiteren Verlauf trotzdem noch Schwankungen aufweist, ist ein Indiz dafür, dass die Bewegung der Atomwolke in der Stehwelle nicht vollständig unterbunden wurde und offenbar weitere Atome in den Resonator gelangen können.

Am Ende der Speicherperiode wird gleichzeitig die Stehwellenfalle abgeschaltet und ein

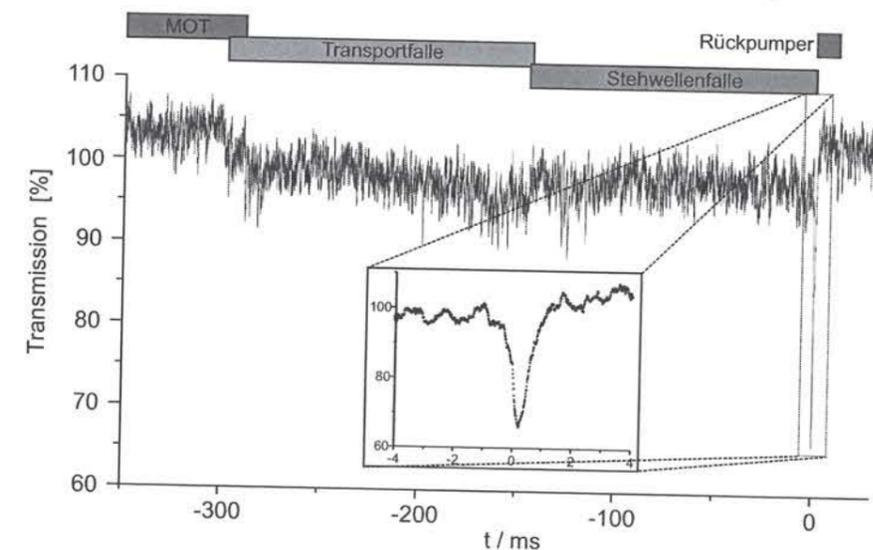


Abbildung 4.2: Transmissionssignal des Resonators während einer Messsequenz. Die Atome werden in den Resonator transportiert, in der Stehwellenfalle gespeichert und anschließend, zeitgleich mit dem Abschalten der Falle, mit einem Rückpumpaser in den für den Resonator sichtbaren Zustand gepumpt.

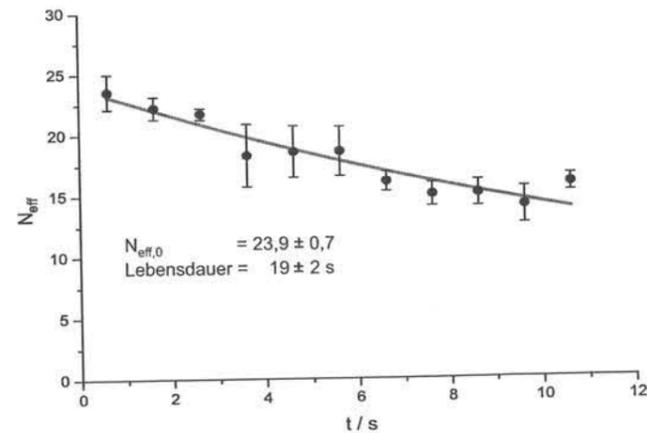


Abbildung 4.3: Effektive Atomzahl im Resonator in Abhängigkeit der Speicherzeit, gemessen über den Transmissionseinbruch, für $Y = 184$ und $C_0 = 0,87$. Die Anpassung einer Exponentialfunktion ergibt eine Lebensdauer von $t = 19 \pm 2$ s und eine Atomzahl zum Zeitpunkt $t = 0$ von $N_{eff} = 23,9 \pm 0,7$.

Rückpumplaser ($F=2 \rightarrow F=3$), der dem Strahlengang der Dipolfallen überlagert ist, angeschaltet. Anhand der Tiefe des dann auftretenden, kurzen Transmissionseinbruchs kann dann über die Zustandsgleichung der optischen Bistabilität die Anzahl der gespeicherten Atome abgeschätzt werden.

Die Tatsache, dass dieser Einbruch sehr viel größer ist als der in der Transportfalle, hat seine Ursachen in den unterschiedlichen Strahltaillen von Stehwellenfalle und Transportfalle. Die Verringerung des Strahlradius von $72 \mu\text{m}$ in der Transportfalle auf $16 \mu\text{m}$ in der Stehwellenfalle hat zur Folge, dass die Atomwolke komprimiert wird und somit ein besserer Überlapp mit der Resonatormode ($w_0 = 29,5 \mu\text{m}$) gegeben ist. Der dann folgende, schnelle Wiederanstieg der Transmission ist durch den Verlust der Atome zu erklären.

Um die Lebensdauer der gespeicherten Atome abzuschätzen, wurde die Dauer der Speicherphase variiert und der Transmissionseinbruch am Ende der Sequenz ausgewertet. Aus der eingekoppelten Intensität $P_i = 6,8 \text{ nW}$ erhält man über (2.68) mit $f=8$ die normierte Eingangsintensität $Y=184$. Über den relativen Transmissionseinbruch kann man dann X bestimmen und damit über Gleichung (2.64) mit $C = N_{eff}C_0$ die effektive Atomzahl N_{eff} . In Abbildung 4.3 sind Werte für N_{eff} als Funktion der Speicherzeit aufgetragen. Aus einer daran angepassten Exponentialfunktion ergibt sich eine Lebensdauer von $t = 19 \pm 2$ s.

4.2 Beobachtung optischer Bistabilität

Erst nachdem die Stabilisierung wie in Abschnitt 3.7.3 beschrieben auf einen unabhängigen Referenzlaser umgestellt war konnten auch Experimente durchgeführt werden, bei denen die Transmission vollständig bis auf Null einbricht. Abbildung 4.4 zeigt die Resonator-Transmission beim Transit einer geführten Atomwolke durch den Resonator, jeweils für unterschiedliche Atomzahlen in der Wolke und einer Nachweislaser-Leistung von etwa 7 nW . Die beiden dünneren Kurven (je fünf Einzelkurven gemittelt) zeigen das identische Experiment wie in Abbildung 4.1. Die Atome bewirken einen Einbruch der Transmission dessen Tiefe in guter Näherung proportional zur effektiven Atomzahl ist. Die beiden gemittelten Kurven weisen daher eine unterschiedliche Tiefe des Einbruchs auf, der zeitliche Verlauf ist jedoch identisch. Wenn man nun die Atomdichte weiter erhöht, sollte sich deren zeitlicher Verlauf prinzipiell nicht ändern. Was man aber an den beiden ungemittelten Kurven erkennen kann ist ein rapider Abfall der Transmission auf Null, kurz vor Erreichen des Dichtemaximums und ein noch schärferes Wiederanschalten der Transmission, allerdings zu einem wesentlichen späteren Zeitpunkt. Dann nämlich, wenn die Atomwolke in den gemittelten Messungen den Resonator schon fast verlassen hat. Man kann also in diesem einfachen Experiment schon die von der Bistabilitätstheorie (Abschnitt 2.4) vorhergesagte Hysterese erkennen. Eine schematische Darstellung der Situation findet sich in Abbildung 2.7 (rechts).

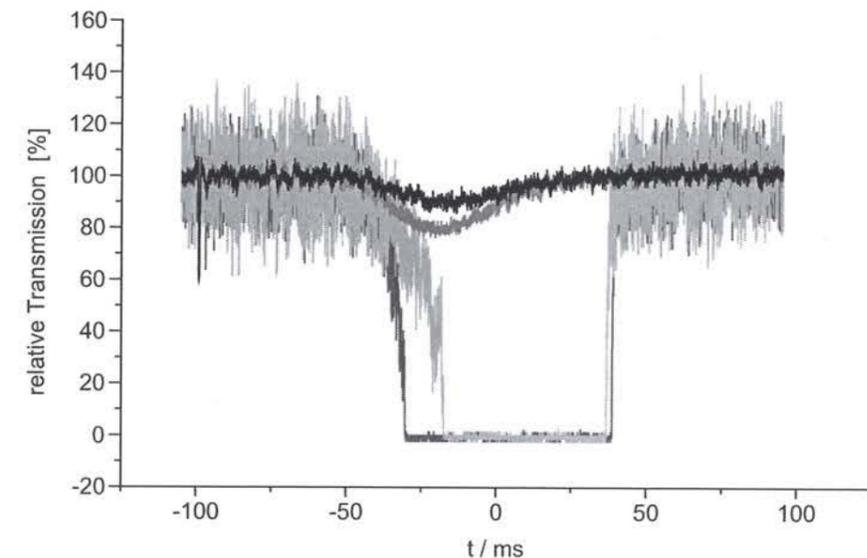


Abbildung 4.4: Eine Atomwolke wird mittels Transportfalle in den Resonator geführt. Wenn die Zahl der Atome in der Wolke einen kritischen Wert übersteigt, bricht die Transmission rapide ein. Der noch steilere Rücksprung auf die ursprüngliche Intensität erfolgt erst wesentlich später, bei viel kleineren Atomzahlen. Dies ist die charakteristische Hysterese der optischen Bistabilität.

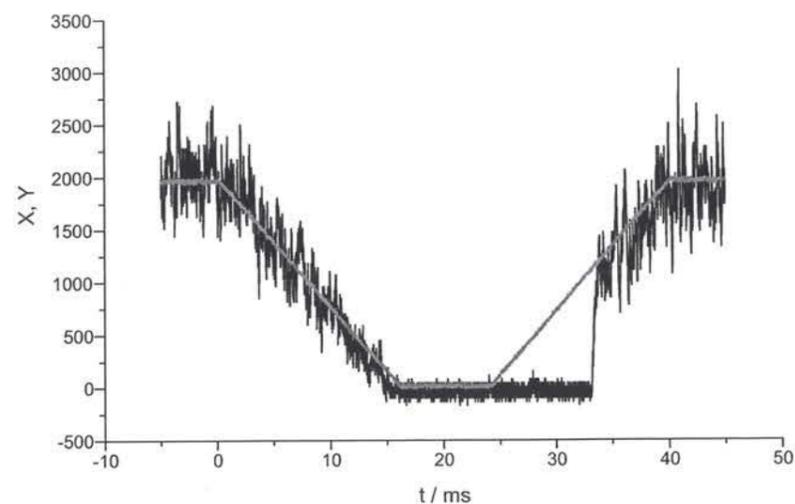


Abbildung 4.5: Die in den Resonator eingekoppelte Intensität wird bei Anwesenheit einer Atomwolke langsam aus- und nach einer Pause wieder angeschaltet (dünne Linie). Die transmittierte Intensität (X) folgt der Eingangsentensität. Beim Wiederansteigen bleibt die Transmission aber eine Weile auf niedrigem Niveau. Erst nachdem die eine bestimmte Eingangsentensität erreicht ist, springt das Signal wieder auf den erwarteten Wert zurück.

Der übliche Nachweis der optischen Bistabilität geschieht aber durch Variation der Eingangsentensität (Y) bei konstanter Atomzahl N_{eff} . Ein solches Experiment ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Bei dieser Messung wurde, wie vorher, eine Wolke in den Resonator geführt. Intensität und Dichte der Wolke sind aber so gewählt, dass kaum ein Transmissionseinbruch erkennbar ist ($P_i = 0,2 \mu W$). Befindet sich der Schwerpunkt der Wolke im Resonator, wird die Eingangsentensität innerhalb von 15 ms linear auf Null gefahren. Nach 10 ms Pause wird die Intensität mit gleicher Steigung wieder auf den ursprünglichen Wert gebracht (dünne, rote Kurve). Während dieser Zeitdauer kann die Atomzahl als annähernd konstant betrachtet werden. An der gemessenen Resonator-Transmission (X , dicke, schwarze Kurve) ist zu erkennen, dass das Ausgangssignal beim Hochfahren dem Eingangssignal nicht gleich folgt, sondern erst nachdem die Eingangsentensität einen kritischen Wert erreicht hat, dann aber in einem Sprung.

Trägt man die Daten nicht über die Zeit auf, sondern das Ausgangssignal (X) als Funktion des Eingangssignals (Y), so kann man die vorhergesagte Hysterese (vgl. Abbildung 2.7 (links)) direkt erkennen. In Abbildung 4.6 sind die Daten links mit linearen und rechts mit logarithmischen Achsen dargestellt. Der vorhergesagte Intensitätssprung beim Verringern der Intensität ist aufgrund der geringen Auflösung im Bereich schwacher Intensität nicht zu erkennen, wohl aber der sprunghafte Wiederanstieg.

Zum Vergleich mit der Theorie wurden die drei in Abschnitt 2.4 vorgestellten Varianten der Zustandsgleichung für die optische Bistabilität (Gleichungen (2.64) und (2.66)) mit eingezeichnet. X und Y wurden, wie oben, aus den experimentellen Parametern berechnet. Die Atomzahl N_{eff} wurde so angepasst, dass die Sprungstelle beim Ansteigen der Intensität mit dem Experiment übereinstimmt. Dabei stammt die durchgezogene Linie aus der vereinfachten Theorie (nach Gleichung (2.64)), während die beiden anderen Kurven

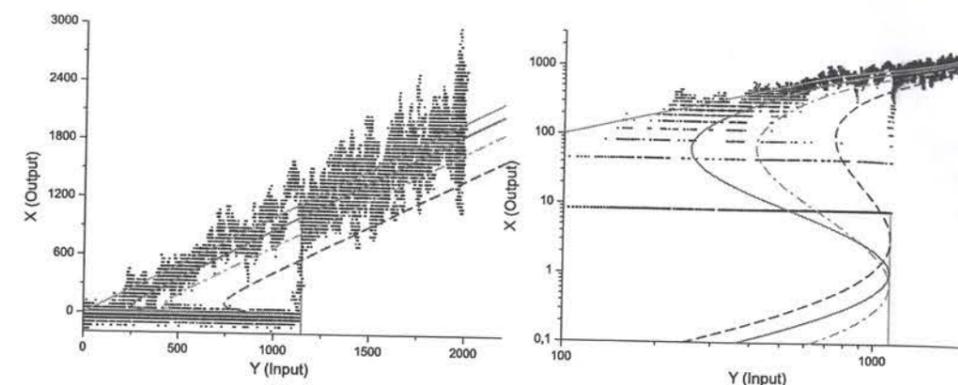


Abbildung 4.6: Die Daten aus Abbildung 4.5 sind hier als Funktion der Eingangsentensität aufgetragen (links mit linearen, rechts mit logarithmischen Achsen). Man sieht deutlich das bistabile Verhalten der Resonator-Transmission. Die Stufen in der logarithmischen Darstellung kommen von der begrenzten Auflösung des verwendeten A/D-Wandlers.

aus der erweiterten Theorie (nach Gleichungen (2.66) bis (2.70)) kommen, wobei die gestrichelte Linie den Fall des Stehwellenresonators darstellt und die gestrichpunktete die für den Ringresonator. Überraschenderweise passt die vereinfachte Theorie am besten zu den Daten und der Fall für die Stehwelle, der eigentlich passen sollte, am wenigsten.

Eine mögliche Erklärung für diese Phänomene ist das so genannte „channeling“ der Atome durch die Resonator-Mode. Die Transportfalle induziert eine schwache dynamische Stark-Verschiebung von wenigen MHz. Deshalb ist die ursprünglich auf Resonanz abgestimmte Mode in Wahrheit gegenüber dem Atom rotverstimmt und wirkt somit als Dipolfalle. Auch die Atome, die die Mode auf einer geradlinigen Bahn nur streifen würden, bewegen sich nun auf Trajektorien, die durch das Modenmaximum führen, was jedoch nur passieren kann, wenn die Atome langsam genug sind. Dies ist aber gerade der Unterschied des vorliegenden Experiments zu den meisten anderen, bei denen in der Regel ein Atomstrahl [Rosenberger *et al.*, 1991], bzw. eine kalte, im Schwerfeld beschleunigte Atomwolke [Sauer *et al.*, 2004], verwendet wird. Die erweiterte Theorie geht davon aus, dass sich die Atome in einem homogenen Atomstrahl bewegen, der die Resonator-Mode gleichmäßig durchdringt. Dies ist im vorliegenden Experiment offensichtlich nicht der Fall.

Für eine genauere, quantitative Untersuchung sind die gezeigten Daten sowohl vom Signal-zu-Rausch-Verhältnis, als auch von den Voraussetzungen her (z.B. Konstanz von N_{eff}) nicht geeignet.

4.3 Detektion einzelner Atome

Die Resonatorstabilisierung auf einen weit verstimmten Referenzlaser erlaubt es in einem Regime zu arbeiten, in dem im Mittel nur ein zum Atom resonantes Photon oder weniger im Resonator anwesend sind. Verdünnt man die Atomwolke nun so sehr, dass sich im Mittel auch nur ein einzelnes Atom im Resonator befindet, dann erhält man ein System, das sich in guter Näherung durch das Jaynes-Cummings Modell beschreiben lässt.

4.3.1 Erste Signale

In Abbildung 4.7 ist eine Messreihe zu sehen, bei der wie in den vorangegangenen Experimenten eine dünne Atomwolke in der Transportfalle durch die Resonatormode geführt wurde, wobei die Dichte der transportierten Wolke von oben nach unten immer weiter reduziert wurde. Die erste Spur zeigt eine Messung, bei der ab einer Zeit von etwa 60 ms nach Abschalten der MOT die mittlere Zahl der Atome im Resonator größer als eins ist. Wie zu erwarten bricht die Transmission komplett ein. Für die weiteren Messungen ist dies nicht mehr der Fall, und es treten mehr und mehr Strukturen auf, bis schließlich in der letzten Spur einzelne, kurze Einbrüche zu sehen sind, die von einzelnen Atomen hervorgerufen werden.

Die Tiefe der Einbrüche erreicht wie erwartet Werte von bis zu 85% (vgl. Kapitel 3.7.8). Die Dauer der Einbrüche liegt zwischen $300 \mu\text{s}$ und 1 ms , woraus man über die bekannte Taille der Mode Geschwindigkeiten in der Größenordnung von $0,1 \text{ m/s}$ erhält. Dies ist plausibel, da die Atome gerade innerhalb von etwa 100 ms über eine Strecke von 14 mm transportiert, und nahe am Umkehrpunkt schon abgebremst wurden. Es spricht also alles dafür, dass es sich bei den Transmissionseinbrüchen um Effekte einzelner Atome handelt.

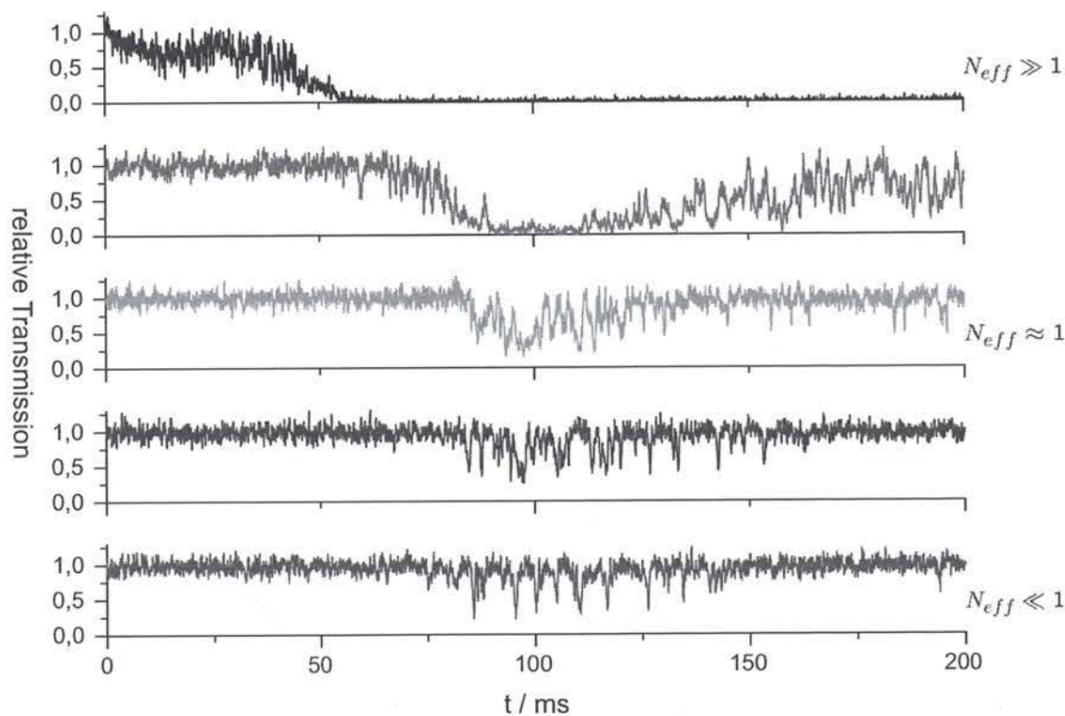


Abbildung 4.7: Transmission durch den Resonator beim Transit einer dünnen Atomwolke bei schwacher Sättigung ($\langle a^\dagger a \rangle \approx 0,14$). Bei den einzelnen Kurven wurde von oben nach unten die Dichte der geführten Atomwolke und somit die effektive Atomzahl N_{eff} schrittweise reduziert. Am Ende kann man einzelne Transmissionseinbrüche erkennen, die durch einzelne Atome hervorgerufen werden.

4.3.2 Messungen mit höheren Transversalmoden

Um letzte Zweifel auszuräumen, dass es sich tatsächlich um Signale von einzelnen Atomen handelt, wurde das Experiment auch mit höheren Transversalmoden des Resonators durchgeführt. D.h. der Resonator wurde so stabilisiert, dass nicht die TEM_{00} -Mode resonant zu Nachweislasers und Atom war, sondern beispielsweise die TEM_{01} -Mode. Dabei wurde bei der Einkopplung des Nachweislasers darauf geachtet, dass die Mode möglichst gut entlang der Dipolfalle ausgerichtet war, was ohnehin die durch die Lage des in Abschnitt 3.7.5 erwähnten Staubkorns begünstigte Ausrichtung ist.

Das Resultat dieser Messungen ist exemplarisch in Abbildung 4.8 zu sehen. Der Vergleich mit der theoretischen Erwartung (Abbildung 4.9) zeigt, dass sich die Struktur der jeweiligen Mode deutlich in der Transmissionskurve wiederfindet. Würden die Einbrüche durch mehrere Atome hervorgerufen, würde man ein Ausschmieren der Strukturen erwarten. Die Tatsache, dass es quantitativ leichte Abweichungen zur theoretischen Erwartung (siehe Abbildung 4.9) gibt, liegt daran, dass die Atome im Experiment nicht unbedingt einer Trajektorie folgen, die genau auf der Fallachse verläuft. Dass beispielsweise in keiner Spur einer höheren Mode die volle erwartete Einbruchtiefe erreicht wurde, legt die Vermutung nahe, dass bei diesen Messungen die Transportfalle etwas zu hoch, bzw. zu tief justiert war. Über den genauen Verlauf des Transmissionseinbruchs lässt sich die Trajektorie des Atoms rekonstruieren [Puppe *et al.*, 2004].

4.3.3 Versuch des kontrollierten Umladens in die Stehwellenfalle

Da man nun in der Lage ist, einzelne Atome im Durchflug zu detektieren, und die Durchflugzeit mit etwa $0,5 \text{ ms}$ relativ lang ist, lag es nahe, den Versuch zu unternehmen, das detektierte Atom im Resonator zu speichern, indem man getriggert durch einen Transmissionseinbruch auf die Stehwellenfalle umschaltet.

In der Sequenz wurde 100 ms nach Abschalten der MOT ein 20 ms langes Zeitfenster festgelegt, in dem bei Auftreten eines Transmissionseinbruchs unter Verwendung eines Pulsengenerators (SRS, Modell DG535) instantan auf die Stehwellenfalle umgeschaltet wurde. Im Anschluss blieb die Stehwellenfalle für eine festgelegte Speicherperiode aktiviert. Eine solche Messung ist in Abbildung 4.10 zu sehen. Die untere Kurve zeigt die Zeitspanne an, in der die Stehwellenfalle aktiviert ist. Die obere Kurve zeigt das Transmissionssignal während der Sequenz. Bei $t = -8,5 \text{ ms}$ kommt es zu einem Transmissionseinbruch. Dadurch getriggert wird die $6,2 \text{ mK}$ tiefe Stehwellenfalle aktiviert, was zur Folge hat, dass der Transmissionseinbruch aufgrund der hohen Stark-Verschiebung verschwindet. Bei $t = 0 \text{ ms}$, am Ende der Speicherperiode, wird die Stehwellenfalle abgeschaltet und die Transmission bricht wieder ein, bis das Atom dann aus der Mode verloren geht. In der gezeigten Messung konnte demnach ein einzelnes Atom kontrolliert eingeladen und über die vorgesehene Zeitdauer gespeichert werden.

Wie sich herausstellte, hat diese Methode aber eine Reihe schwerwiegender Nachteile. Zum einen ist sie nicht sehr erfolgreich. Es ist leider nicht gelungen eine vernünftige Einfang-Effizienz zu erzielen. In der Regel konnte das Atom durch das nichtadiabatische Um-

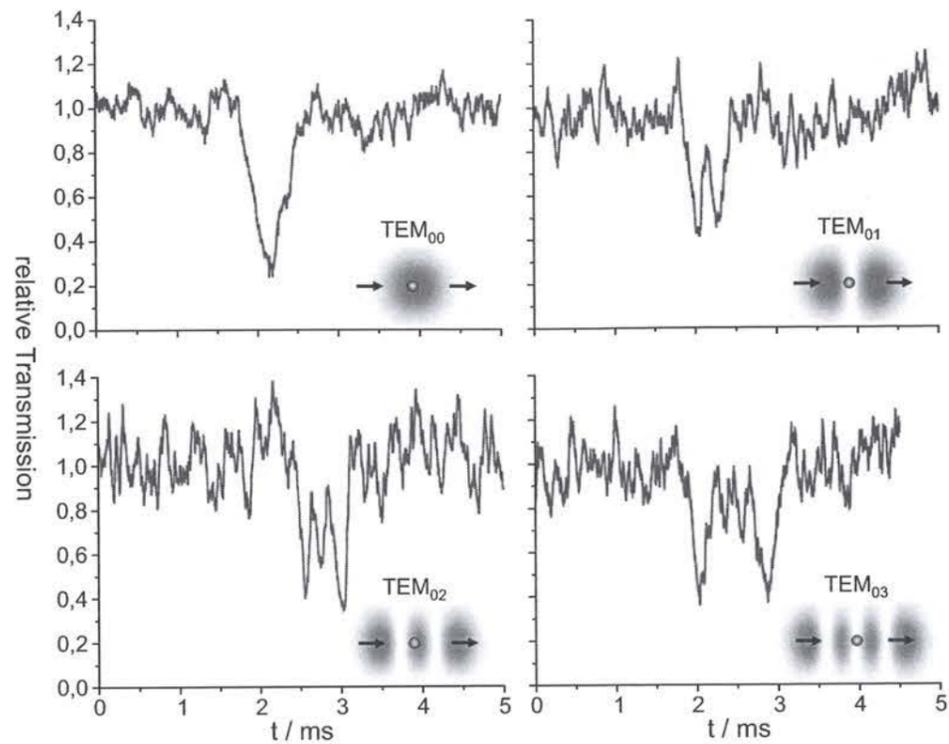


Abbildung 4.8: Transmission durch den Resonator beim Transit einzelner, geführter Atome durch vier verschiedene Transversalmoden.

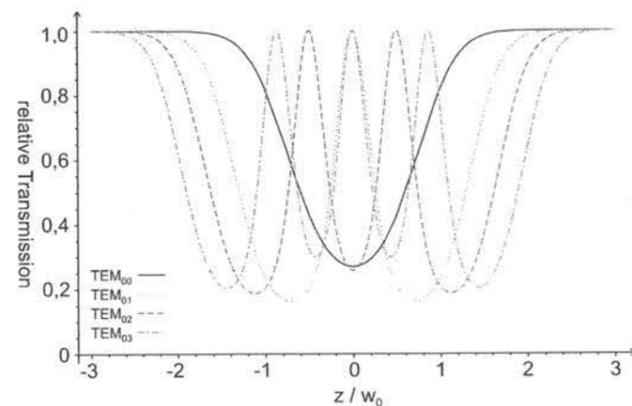


Abbildung 4.9: Theoretische Erwartung der Resonatortransmission bei der gleichförmigen Bewegung eines einzelnen Atoms auf der z -Achse (Fallenachse) für verschiedene Transversalmoden ($\Delta_c = 0, \Delta_a/2\pi = 3,6$ MHz). Die TEM_{00} -Mode besitzt wegen des in der Mode sitzenden Staubkorns (vgl. Kapitel 3.7.5) eine erhöhte Zerfallsrate κ . Die maximale Einbruchtiefe ist deshalb im Vergleich zu den höheren Moden etwas reduziert.

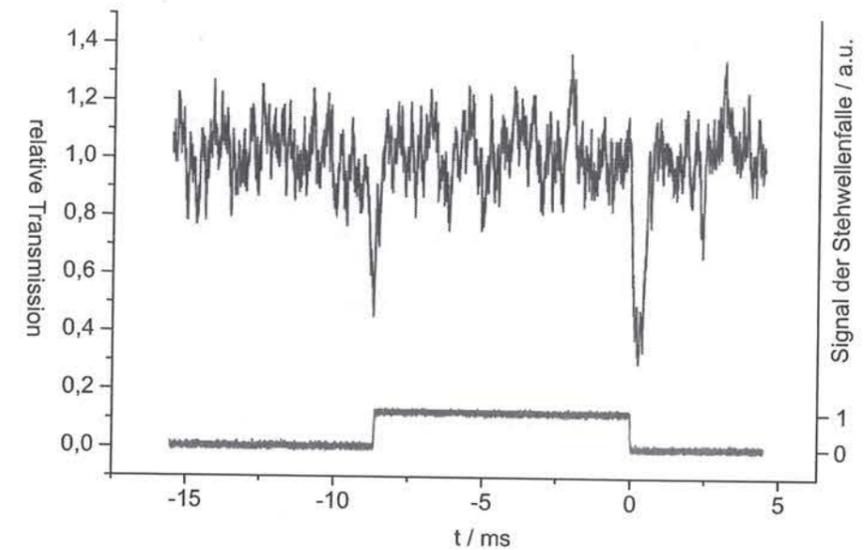


Abbildung 4.10: Ein einzelnes Atom wird kontrolliert in die Stehwellenfalle geladen. Ein erster Transmissionseinbruch triggert das Umschalten auf die Stehwellenfalle. Aufgrund der großen Stark-Verschiebung ist das Atom dann in der Transmission nicht mehr zu erkennen. Das Wiederauftreten des Einbruchs nach Abschalten der Stehwellenfalle beweist, dass das Atom die ganze Zeit über gespeichert war. Die untere Kurve zeigt den Intensitätsverlauf der Stehwellenfalle.

schalten auf die Stehwellenfalle nicht im Resonator gehalten werden. Wesentlich häufiger kam es jedoch trotz angeschalteter Stehwellenfalle während der Speicherphase zu Transmissionseinbrüchen. Dies bedeutet, dass es manchen Atomen möglich ist, sich über die Stehwellenstruktur hinweg, entlang der Dipolfalle zu bewegen. Die Einbrüche treten trotz Dipolfalle auf, da die Atome in den Knoten der Stehwelle keine Stark-Verschiebung erfahren.

Ein weiterer Nachteil der Methode ist, dass das Atom während der Speicherphase nicht beobachtet werden kann. Da die Temperatur und damit die mittlere Stark-Verschiebung eines gespeicherten Atoms nicht vorhersagbar ist, kann diese auch nicht einfach durch Verstärken von Resonator und Nachweislasern kompensiert werden.

Eine weitaus effizientere Methode zum Einladen einzelner Atome in die Stehwellenfalle wird im nächsten Kapitel vorgestellt.

Kapitel 5

Fangen und Kühlen von einzelnen Atomen

Im vorangegangenen Kapitel wurde demonstriert, dass man einzelne Atome über die Resonator-Transmission detektieren kann. Hier wird gezeigt, dass die in den Kapiteln 2.2.3 und 3.7.8 vorgestellte Detektionsmethode über die transversale Anregung des Atoms für das vorliegende System mit der tiefen Stehwelldipolfalle die geeignetere Wahl ist, da sie einerseits auch bei großer Verstimmung Δ_a funktioniert und andererseits zur Kühlung der atomaren Bewegung verwendet werden kann.

Zunächst werden Messungen vorgestellt, die die prinzipielle Eignung der Methode zur Detektion einzelner Atome demonstrieren. Im Anschluss wird die Abhängigkeit des Detektionssignals von Resonator- und Nachweislaserverstimmung untersucht. Danach werden die wichtigsten Ergebnisse der vorliegenden Arbeit vorgestellt, nämlich die erstmalige Demonstration dreidimensionaler Resonator-Kühlkräfte und deren Anwendung zum Einfangen und Speichern einzelner Atome [Nußmann *et al.*, 2005b].

5.1 Erste Messungen mit transversalem Pumplaser

Der Pumplaser wird, wie in Kapitel 3.7.8 beschrieben, von oben unter 45° zur Dipolfalle in die Apparatur eingekoppelt und auf den Schnittpunkt von Dipolfalle und Resonatormode fokussiert. Die Optimierung der Justage erfolgt über das von einer Atomwolke in den Resonator gestreute Licht. Dabei hat sich herausgestellt, dass man die Atome bei einseitiger Beleuchtung aufgrund des Strahlungsdrucks schnell verliert (vgl. Kapitel 2.3.1). Nur bei exakter Retroreflexion ist es möglich die Atomwolke bei eingeschaltetem Pumplaser im Transit zu beobachten.

5.1.1 Detektion einzelner Atome im Transit

Um die prinzipielle Eignung des Verfahrens zur Detektion einzelner Atome zu demonstrieren, wurden das in Kapitel 4.3 vorgestellten Experimente wiederholt, mit dem Unterschied, dass dieses Mal nicht das transmittierte Licht des Nachweislasers, sondern das über die Atome in den Resonator gestreute Licht des Pumplasers beobachtet wurde. Die Ergebnisse der beiden Verfahren für den Transit einer dünnen, in der Transportfalle geführten Atomwolke sind in Abbildung 5.1 einander gegenübergestellt.

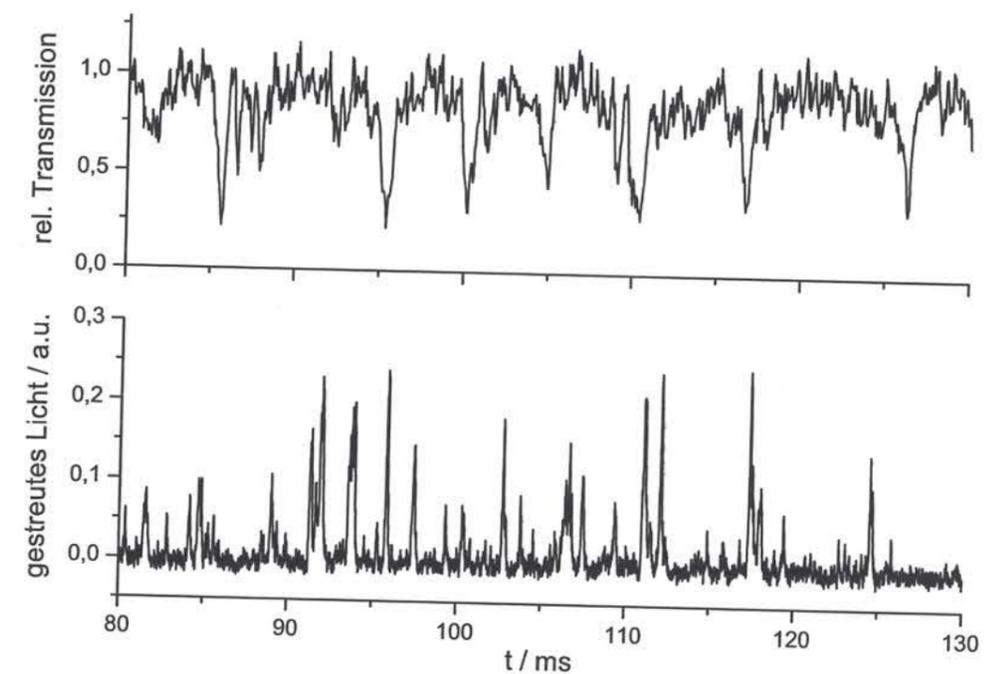


Abbildung 5.1: Vergleich der beiden Methoden zur Detektion einzelner Atome im Transit durch den Resonator. Oben: Durch einzelne Atome hervorgerufene Einbrüche in der Transmission des Nachweislasers (vgl. Kapitel 4.3). Unten: Licht, das vom Pumplaser über einzelne Atome in den Resonator gestreut wird, für $(\Delta_a, \Delta_c, \eta_a)/2\pi = (10, 5, 9)$ MHz.

Grundsätzlich ist zu erkennen, dass man mit beiden Verfahren mit gutem Signal-zu-Rausch-Verhältnis einzelne Atome im Transit beobachten kann. Bei genauerer Betrachtung fällt jedoch auf, dass die gemessenen Durchflugzeiten beim transversalen Pumpen deutlich kürzer sind als bei den Transmissionsmessungen. Offenbar werden die Atome durch den Pumplaserstrahl aus dem flachen Potential der Transportfalle herausgeheizt. Zur störungsfreien Detektion von Atomen mit bekannter atomarer Verstimmung ist die Detektionsmethode über die Resonator-Transmission daher besser geeignet.

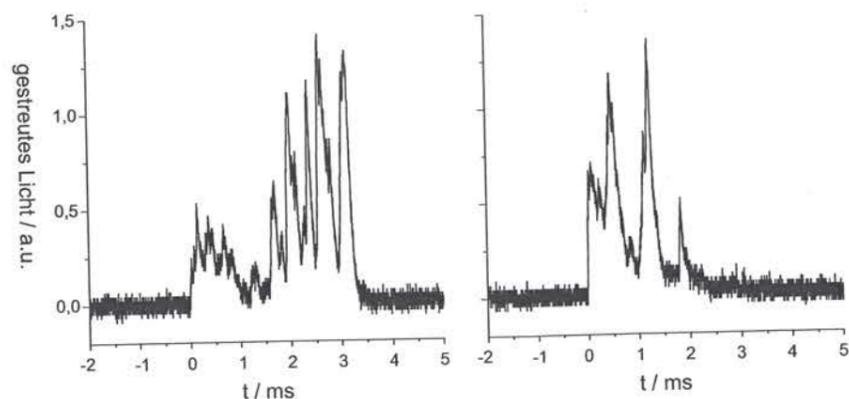


Abbildung 5.2: Atome in der Pumpstehwelle: Der stehwellenförmige Pumplaser wird bei $t=0$ ms angeschaltet. Ist dann gerade ein Atom im Resonator anwesend, kann es bei bestimmten experimentellen Parametern dazu kommen, dass es einige Millisekunden lang gespeichert bleibt (hier: $\Delta_a/2\pi=25$ MHz, $\Delta_c/2\pi=35$ MHz, $\eta_a/2\pi=18$ MHz (im Bauch)). In den beiden Beispielkurven sieht man Anzeichen für eine starke Oszillationsbewegung eines, oder zumindest weniger Atome.

Atomdetektion mit stehwellenförmigem Pumplaser

Zu Beginn wurden die Experimente mit parallelen Polarisationen für hin- und rücklaufenden Pumplaserstrahl, d.h. mit einer Stehwelle, durchgeführt. Bei bestimmten Parametern ist hierbei jedoch eine komplizierte Atomdynamik zu beobachten, da die Pumplaserstehwelle dann selbst als Dipolfalle wirkt und es auch in dieser Anordnung zu Resonator-Kühlkräften kommen kann [Domokos *et al.*, 2004].

In Abbildung 5.2 sind exemplarisch zwei solche Ereignisse dargestellt. Offensichtlich ist es möglich, Atome für einige Millisekunden in der Pumpstehwelle zu speichern, obwohl bei einer um nur wenige atomare Linienbreiten verstimmt Dipolfalle hohe Heizraten zu erwarten sind (vgl. Abschnitt 3.6.1). Der Einfluss des Resonators war für das Auftreten des Phänomens entscheidend.

Da das eigentliche Ziel des Projektes aber die Speicherung einzelner Atome in der tiefen Stehwellenfalle war, wurde dieses Phänomen nicht tiefer gehend untersucht. Zur Vermeidung des Effektes wurde die Polarisation des Pumplasers, wie erwähnt, vor der Retroreflexion um 90° gedreht (lin.Llin-Anordnung).

5.1.2 Abhängigkeit des Signals von den Verstimmungen

In einer Serie von Messungen wurde die Abhängigkeit der in den Resonator gestreuten Lichtintensität von den Verstimmungen Δ_a und Δ_c untersucht. Dazu wurde für jeden Parametersatz mehrere Atomwolken zum Resonator transportiert und dann jeweils die gestreuten Photonen über einen Zeitraum von 100 ms aufsummiert. Das Ergebnis ist als

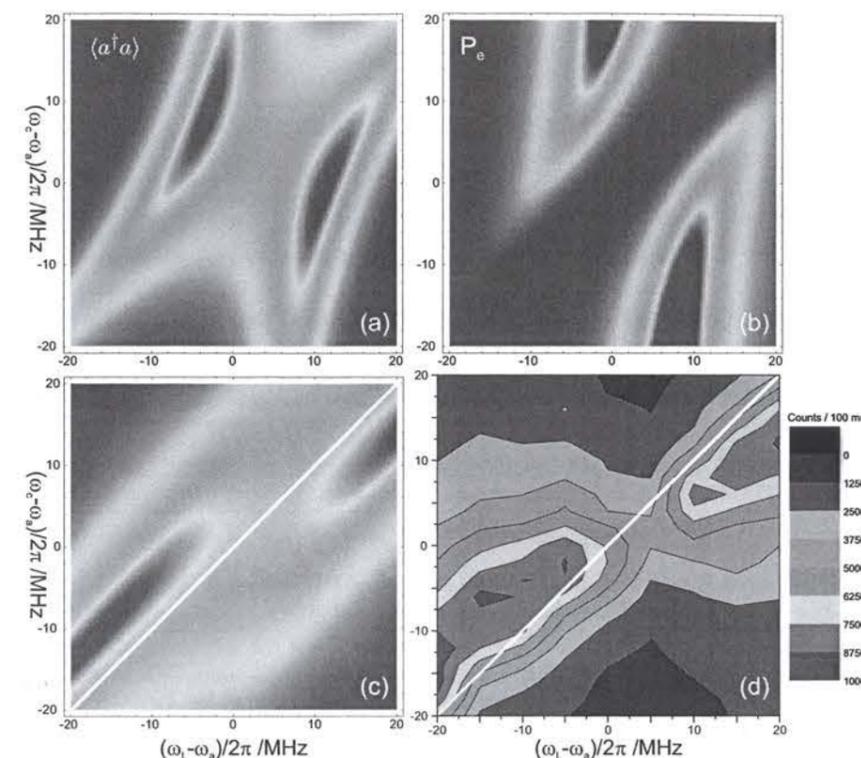


Abbildung 5.3: Vergleich der gemessenen Streuraten als Funktion der Verstimmungen (d) mit der Vorhersage aus einem einfachen Modell (c). Das Modell basiert auf dem theoretischen Ausdruck $\langle a^\dagger a \rangle$ für die Streuraten bei bekannter Atomzahl (a), korrigiert um Atomverluste, die von der Anregungswahrscheinlichkeit P_e der Atome (b) abhängen. Für die theoretischen Graphen (alle für $N_{eff} = 4$ und $\Delta_a/2\pi = 4$ MHz) wurde die gleiche Farbskala wie für die experimentellen Daten verwendet, jedoch mit willkürlicher Normierung.

Funktion der Verstimmungen in Abbildungen 5.3 (d) in Falschfarbendarstellung aufgetragen. Aus technischen Gründen wurde nicht Δ_a und Δ_c direkt variiert, sondern auf der x-Achse $\omega_L - \omega_a = -\Delta_a$ und auf der y-Achse $\omega_c - \omega_a = \Delta_c - \Delta_a$.

Das abgebildete Spektrum lässt sich qualitativ über ein einfaches Modell verstehen. Gäbe es keine Atomverluste, wäre die erwartete Streuratenfunktion $\langle a^\dagger a \rangle$ durch Gleichung (2.42b) gegeben, wobei für den Fall, dass sich mehrere Atome (N_{eff}) gleichzeitig im Resonator aufhalten können, die Kopplungskonstante wie folgt angepasst werden muss: $g \rightarrow g_{eff}$, mit $g_{eff} = \sqrt{N_{eff}} g$. $\langle a^\dagger a \rangle$ ist in Abbildung 5.3 (a) für die erwartete Stark-Verschiebung der Transportfalle von $\Delta_s/2\pi = 4$ MHz und $N_{eff} = 4$ dargestellt. Offensichtlich gibt es starke Abweichungen zur Messung, was durch den Verlust von Atomen bei bestimmten Parametern erklärt werden kann. Es wird angenommen, dass dieser Verlust proportional zur Anregungswahrscheinlichkeit P_e ist, die in Abbildung 5.3 (b) gemäß Gleichung (2.42a) für die selben Parameter dargestellt ist. Für die Wahrscheinlichkeit p_{atom} , dass ein einzelnes Atom nach der Zeit t noch nicht verloren wurde, wird folgende Annahme gemacht: $p_{atom}(t) \propto e^{-P_e \alpha t}$, wobei die Rate α der Anpassungsparameter des Modells ist. Für die

Wahrscheinlichkeit P_{atom} , dass ein Atom während der Durchflugszeit τ nicht verloren geht gilt dann:

$$P_{atom} \propto \int_0^\tau p_{atom}(t) dt = \frac{1}{P_e \alpha} (1 - e^{-P_e \alpha \tau}) \quad (5.1)$$

Mit $N_{eff} \cdot \langle a^\dagger a \rangle \cdot P_{atom}$ erhält man dann einen Ausdruck, der proportional zu der für Atomverluste korrigierten Streurrate ist. Diese ist für $\alpha=2/\tau$ in Abbildung 5.3 (c) dargestellt. Nun ist qualitativ eine gute Übereinstimmung mit der Messung festzustellen. Eine quantitative Prognose ist mit diesem Modell nicht möglich, da die verwendeten Ausdrücke für $\langle a^\dagger a \rangle$ und P_e nur im Grenzfall schwacher Sättigung gelten, der aber für die Graphen in Abbildung 5.3 nicht überall gegeben ist. Das Modell bietet aber phänomenologisch eine rechte Beschreibung des Experiments.

Die erwartete Stark-Verschiebung von $\Delta_s/2\pi \approx 4$ MHz in der Transportfalle (siehe Kapitel 3.6.2) konnte durch die Messung bestätigt werden, da bei $\omega_L - \omega_a \approx 2\pi \cdot 4$ MHz der Atomverlust am größten ist.

5.2 Vakuum-stimuliertes Resonatorkühlen

Für die in diesem Kapitel vorgestellten Experimenten wurden die in Kapitel 2.3.2 beschriebenen Kühlkräfte ausgenutzt, um Atome in der tiefen Stehwellenfalle im Zentrum der Resonatormode zu präparieren und sie dort über lange Zeit hinweg zu speichern. Zunächst werden die wesentlichen Schritte der Präparation einzelner Atome im Resonator erläutert. Danach wird die während der Speicherung der Atome aufgenommenen Photonenzählraten analysiert, und zwar im Hinblick auf die Speicherzeit und deren Abhängigkeit von der Resonator-Verstimmung, der Lokalisierung der Atome im Resonator sowie der Anzahl und der Temperatur der gespeicherten Atome.

5.2.1 Präparation einzelner Atome

Der Einladeprozess geht wie folgt vonstatten: Zunächst werden die Atome mit der Transportfalle in die Nähe des Resonators gebracht und dann in die Stehwellenfalle umgeladen. Gleichzeitig mit der Stehwellenfalle wird auch der Pumplaser aktiviert. Die Atome sind zunächst zufällig über die einzelnen Potentialtöpfe verteilt, wobei sich nur mit sehr kleiner Wahrscheinlichkeit schon ein Atom in der Resonatormode befindet. Das konservative Dipolpotential kann jedoch die axiale Bewegung der Atome nicht vollständig unterbinden. Es gibt also, wie sich in den Messungen von Abschnitt 4.3.3 schon angedeutet hat, eine ganze Reihe schlecht lokalisierter Atome, die sich über die Stehwellenstruktur hinweg bewegen können. Sobald aber ein solches Atom in den Bereich gelangt, in dem Resonatormode und Pumplaser überlappen, streut es Photonen in die Mode, wird somit gekühlt und erreicht binnen kurzer Zeit einen stationären Zustand.

Abbildung 5.4 zeigt diese Situation: einzelne Atome tauchen plötzlich im Resonator auf und streuen Photonen mit konstanter Rate solange sie gefangen sind. Wird ein zweites Atom im Resonator eingefangen, so ist auch die detektierte Zählrate doppelt so groß.

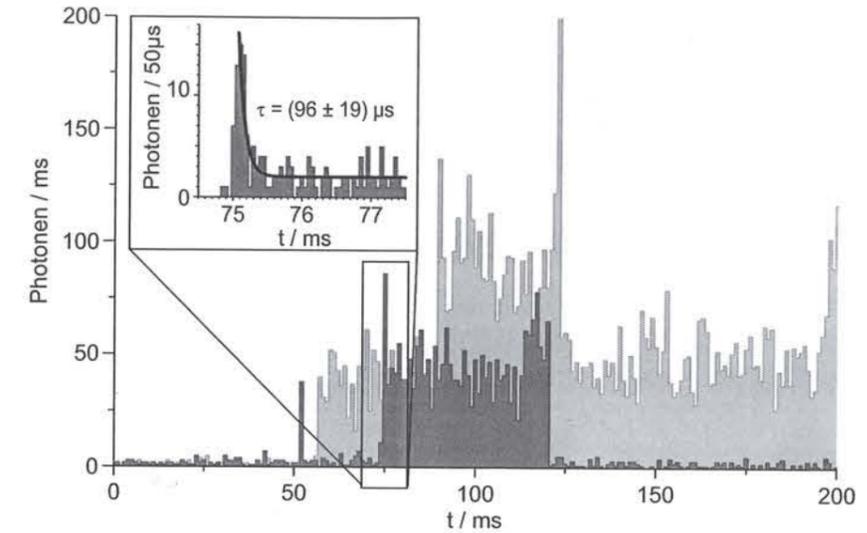


Abbildung 5.4: Photonenzählrate nach dem Anschalten von Stehwellenfalle und Pumplaser bei $t=0$. Die schwarze Spur zeigt ein erstes Atom nach 52 ms. Ein weiteres Atom, das nach 75 ms eingefangen wurde, bleibt 45 ms lange gespeichert. Die graue Spur zeigt eine Messung bei der zwei Atome nacheinander eingefangen wurden. Im kleinen Bild (links oben) ist der Einfangprozess der Atome mit genauerer Zeitauflösung dargestellt.

In dieser Einfangphase wird mit folgenden Parametern gearbeitet: $\Delta_c/2\pi=+2$ MHz, $\omega_L = \omega_a$. Die optimale Tiefe der Stehwellenfalle wurde auf experimentellem Wege ermittelt. Bei einer Leistung vom 2 W im YAG-Laserstrahl und der daraus folgenden Potentialtiefe von $\hbar\Delta_s/2 = 2\pi\hbar 50$ MHz wurden die besten Resultate erzielt. Die Pumprate η_a für die in Abbildung 5.4 gezeigten Spuren betrug $2\pi \cdot 25$ MHz. Für niedrigere Pumpraten verlängert sich die Speicherzeit. Als bester Kompromiss zwischen langer Speicherzeit und ausreichendem Signal-zu-Rauschverhältnis bei der Detektion, wurde für die folgenden Experimente ein Wert von $2\pi \cdot 15$ MHz gewählt.

Dauer des Einfangprozesses

In Abbildung 5.4 (links oben) ist der Anfang der Einzel-Atom-Spur nochmals mit besserer Zeitauflösung ($50\mu\text{s}$) dargestellt. Unmittelbar nach Erscheinen des Atoms in der Mode ist die Photonenzählrate hoch, da das anfangs noch heiße Atom nicht tief im Potential der Falle sitzt, und nur eine geringe Stark-Verschiebung Δ_s erfährt. Dies ändert sich, sobald das Atom kälter wird und besser im Potentialtopf lokalisiert ist. Nach $\Delta t \approx 100\mu\text{s}$ erreicht es seine Endtemperatur und streut nun mit wesentlich kleinerer, aber konstanter Rate Photonen in den Resonator, da es nun, in der Nähe der Potentialminimums, eine wesentlich größere Stark-Verschiebung Δ_s erfährt.

Ausgehend von der vereinfachenden Annahme, dass die gesamte kinetische Energie E des Atoms während Δt verloren geht ($\dot{E} \approx E/\Delta t$), erhält man einen mittleren Reibungskoeffizienten $\beta = \dot{E}/2E \approx 1/2\Delta t$ zwischen 5/ms (aus den Rohdaten) und 25/ms (unter

Berücksichtigung des „Blinkens“, siehe Abschnitt 3.7.8).

Dies stimmt relativ gut mit dem erwarteten Wert von $\beta = 14/\text{ms}$ überein, den man aus den Gleichungen (2.56c) und (2.57) mit $F = -\beta mv$ erhält, wobei m die Masse des Atoms ist.

Entfernen überschüssiger Atome

Mit dem beschriebenen Verfahren werden mit der Zeit immer mehr Atome im Resonator gekühlt und gespeichert. Daher ist ein weiterer Präparationsschritt nötig, in dem alle nicht in der Mode sitzenden Atome ausgefiltert werden.

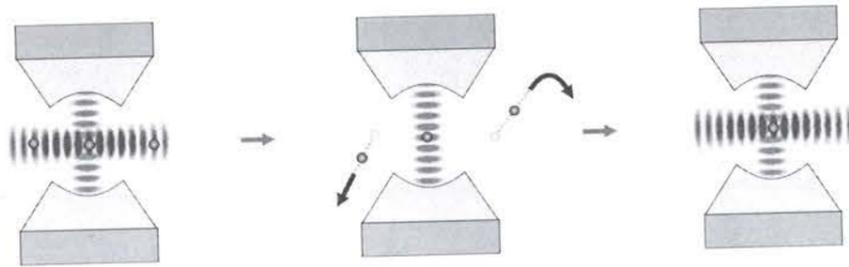


Abbildung 5.5: Schematische Darstellung der Filterphase. Um zu verhindern, dass während eines Experiments weitere Atome in den Resonator gelangen, wird die Stehwellenfalle 10 ms lang unterbrochen. Nur die Atome, die in der Resonator-Dipolfalle zwischengespeichert wurden, bleiben erhalten.

Der Ablauf dieser Filterphase ist schematisch in Abbildung 5.5 dargestellt. Zunächst wird bei aktiviertem Pumplaser und Stehwellenfalle 80 ms lang gewartet, bis im Mittel ein einzelnes Atom eingefangen wurde. Danach wird die Stehwellenfalle unterbrochen und nach 10 ms adiabatisch wiederangeschaltet. Während dieser Zeit bleiben nur diejenigen Atome erhalten, die kalt und lokalisiert genug in der Mode sitzen, um in der flachen Resonator-Stehwellenfalle zwischengespeichert zu werden (vgl. Abschnitt 3.8). Alle anderen Atome gehen verloren. Somit können nach der Filterphase keine zusätzlichen Atome mehr eingeladen werden. Bei adiabatischem Ab- und Wiederanschalten der Falle überlebt ein einzelnes gespeichertes Atom die Filterphase mit einer Wahrscheinlichkeit von über 50%. Diese hohe Überlebenswahrscheinlichkeit impliziert, dass die Atome fast bis zum Minimum des 2,5 mK tiefen Potentials gekühlt werden. Dies ist ein erstes Zeichen für das Erreichen von Sub-Doppler-Temperaturen, denn die Resonator-Stehwellenfalle ist nur etwa $30 \mu\text{K}$ tief.

5.2.2 Speichern der Atome

Abbildung 5.6 zeigt vier Beispielspuren, bei denen jeweils die Streurrate aus dem Resonator unmittelbar nach der Filter-Phase aufgezeichnet wurde. Bereits hier sind einige Merkmale zu erkennen, auf die im Folgenden noch genauer eingegangen wird: Die Lebensdauer ist mehrere Sekunden lang und das Signal zeigt nur wenig Variationen, d.h. die Atom-

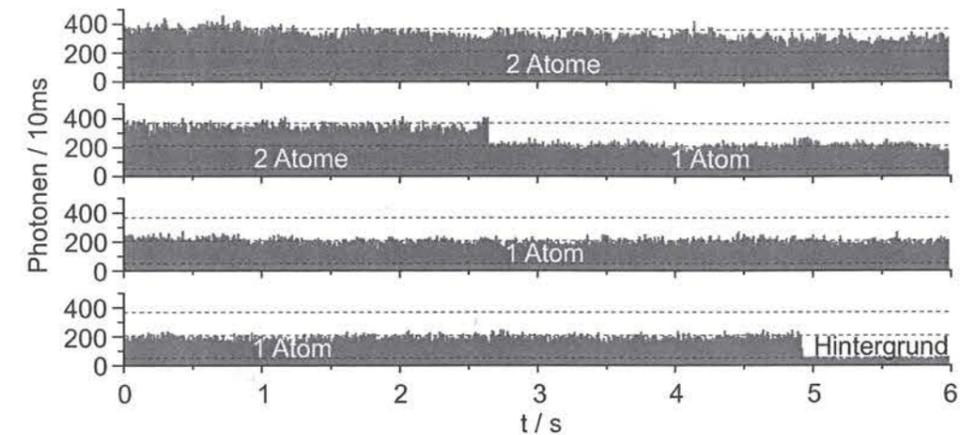


Abbildung 5.6: Messreihe, bei der die Photonenzählrate im Anschluss an die Filterphase aufgezeichnet wurde. Die gemessenen Spuren zeigen eine sehr lange Speicherzeit und erlaubt es, Ereignisse mit zwei, einem oder keinem Atom zu unterscheiden.

Resonator-Kopplung ist weitgehend konstant. Deutliche Sprünge in der Zählrate treten nur dann auf, wenn ein Atom verloren geht. Außerdem sind die Zählraten für ein bzw. für zwei Atome immer gleich groß.

Der letzte Aspekt ist sehr nützlich, da es damit genügt, nach der Filter-Phase kurz die Zählrate zu bestimmen, um zu erfahren, wie viele Atome gespeichert sind. Dies ist innerhalb eines Bruchteils der Speicherzeit möglich, so dass man auf die gemessene Anzahl der gespeicherten Atome reagieren kann. Daher kann man von der deterministischen Präparation einer wohl bekannten Zahl von Atomen im Resonator sprechen.

Bestimmung der Lebensdauer

Die mittlere Lebensdauer eines einzelnen gefangenen Atoms wurde aus einer Serie von Spuren ermittelt, wie sie in Abbildung 5.6 dargestellt sind. Dazu wurden zunächst anhand der anfänglichen Zählrate alle Ein-Atom-Ereignisse selektiert und dann jeweils die Speicherzeit ermittelt. Daraus lässt sich die Überlebenswahrscheinlichkeit als Funktion der Zeit bestimmen. Für $\Delta_c = 0$ ergab sich für Atome, die permanent Photonen streuen, eine Lebensdauer von 17 s (siehe Abbildung 5.7), bei einem offensichtlich exponentiellen Zerfallsverhalten. Für $\Delta_c \geq 0$ erhält man noch längere Lebensdauern von über 20 s. Dies sind die längsten, je gemessenen Speicherzeiten für Neutralatome in einem Resonator unter ständiger Beobachtung.

Im Gegensatz dazu weisen einzeln präparierte Atome, die dem Pumplicht nicht ausgesetzt sind, eine Lebensdauer von weniger als 3 s auf. Zum Nachweis, ob das präparierte Atom überlebt hat, wird in diesem Fall der Pumplaser nach der Speicherzeit wieder angeschaltet und die Zählrate bestimmt. Aus dem Vergleich folgt zum einen, dass die Lebensdauer im Dunkeln nicht durch Stöße mit dem Hintergrundgas begrenzt ist, sondern durch parametrisches Heizen, etwa durch verbleibendes Intensitätsrauschen des YAG-Lasers. Zum

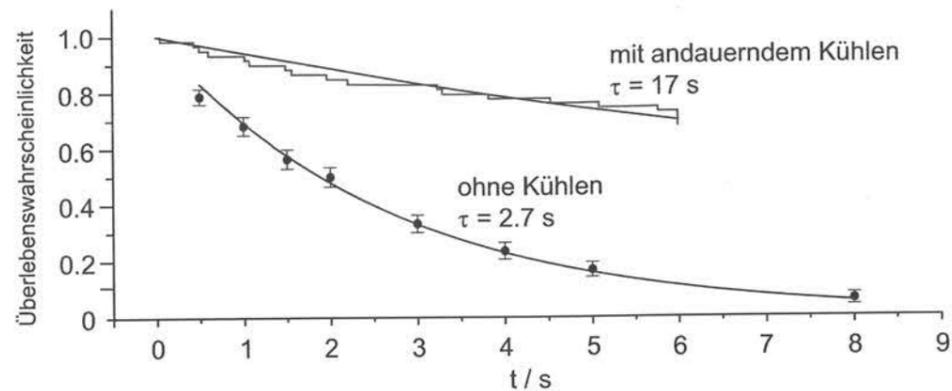


Abbildung 5.7: Die statistische Analyse von 50 Spuren, die jeweils mit einem einzelnen gespeicherten Atom starten, ergibt eine Lebensdauer von 17 s. Im Vergleich dazu ist die Lebensdauer von einzelnen Atomen die nicht dem Pumplaser ausgesetzt sind mit 2,7 s kurz.

anderen beweist die erheblich verlängerte Lebensdauer mit Pumplaser die Existenz eines starken Kühlmechanismus.

Die Lebensdauer ohne Pumplaser ist in diesen Experimenten wesentlich geringer (3 s) als bei den Messungen von Kapitel 4.1.2 (19 s). Hierbei sind zwei mögliche Ursachen zu nennen: Zum einen war das Stehwellenpotential dort 2,5 mal tiefer, zum anderen ist nun die Justage des retroreflektierten YAG-Strahls über das von den Atomen gestreute Licht wesentlich exakter möglich, als zuvor. Dies hat aber zur Folge, dass trotz Faraday-Isolator mehr Licht in den YAG-Resonator zurückgekoppelt wird und der Laser somit unruhiger läuft.

Die hier vorgestellte Methode zu Bestimmung der mittleren Speicherzeiten ist nicht sehr exakt, da diese die eigentliche Beobachtungsdauer der Atome weit überschreiten. Die Schwierigkeit bei der Verlängerung des Beobachtungsintervalls auf eine Minute oder mehr, sind technischer Natur. Das Piezo-Röhrchen, das zur Stabilisierung des Resonator-Spiegelabstandes verwendet wird, wird in der Speicherphase durch Streulicht des YAG-Lasers erwärmt, und die resultierende thermische Ausdehnung muss durch die Stabilisierung kompensiert werden. Bei sehr langen Speicherzeiten gelangt man an die Grenzen des Regelbereichs. Es gibt zwar Möglichkeiten, dieses technische Limit zu überwinden, etwa über ständiges, gleichmäßiges Heizen des Piezos außerhalb der Speicherzeiten. Doch aufgrund weiterer Schwierigkeiten, die im folgenden Abschnitt angesprochen werden, wurde darauf verzichtet.

Da die meisten Atome während des vollen Beobachtungsintervalls gespeichert blieben und es in einem stichprobenartigen Test auf Anhieb gelungen ist, in einem 20 s langen Messintervall eine 20 s lange Ein-Atom-Spur zu beobachten, kann man davon ausgehen, dass die oben bestimmten Lebensdauern eher als untere Grenzwerte zu interpretieren sind.

5.2.3 Frequenzabhängigkeit der Kühlkräfte

Eine systematische Untersuchung der Speicherzeiten als Funktion der Resonator- und Laserparameter erwies sich aus verschiedenen Gründen als schwierig. Zum einen erfordert die genaue Bestimmung der Lebensdauer, wie erwähnt, Beobachtungszeiten, die diese wesentlich übersteigen. Eine systematische Untersuchung mit minutenlangen Zyklus-Zeiten bringt sehr lange Messdauern mit sich. Unglücklicherweise hat sich herausgestellt, dass der immer vorhandene parametrische Heizprozess, der für die kurze Lebensdauer im Dunkeln sorgt, mit der Zeit stark variiert, so dass die Ergebnisse über mehrere Stunden hinweg nicht reproduzierbar sind.

Der Ausweg aus der Problematik war die Einführungen eines zusätzlichen Heizprozesses, der alle anderen dominiert und somit für konstante Ausgangsbedingungen sorgt. Dazu wurde das Fallenpotential mit 7 kHz und 30% Hub sinusförmig moduliert. Dieser Heizprozess limitiert die Lebensdauer im Dunkeln auf (22 ± 5) ms (durchgezogene Linie in Abbildung 5.8).

Unter diesen Bedingungen wurden dann mit der Methode von Abbildung 5.7 die Lebensdauer für verschiedene Resonator-Verstimmungen Δ_c bestimmt, und zwar sowohl für festgehaltene Resonatorfrequenz als auch für festgehaltene Pumplaserfrequenz.

In Abbildung 5.8 sieht man deutlich, dass die Lebensdauer zunimmt, sobald der Pumplaser an ist, sogar für den Fall, dass Δ_c so groß ist ($2\pi \times 50$ MHz), dass der Resonator keinen Einfluss mehr hat. Die gleiche Lebensdauer wird bei $\Delta_c = 0$ erreicht, wo ebenfalls keine Resonatorkühlkräfte zu erwarten sind. Für den blauverstimmten Resonator erhält man

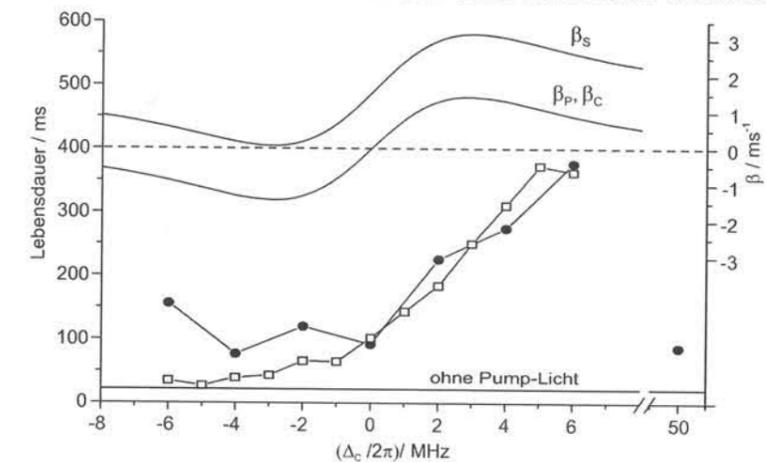


Abbildung 5.8: Die Einzel-Atom-Lebensdauer ist als Funktion von Δ_c aufgetragen (untere Kurven, linke y-Achse), und zwar für $\omega_L = \omega_a$ (Kreise) und $\omega_c = \omega_a$ (Quadrate). Der Graph zeigt die Lebensdauer von Atomen, die starkem parametrischen Heizen ausgesetzt waren. Mit Pump-Licht ist für fast alle Verstimmungen eine Verlängerung der Speicherzeit zu beobachten. Die maximale Speicherzeit wird für den Fall einer leichten Blau-Verstimmung des Resonator erreicht. Qualitativ entspricht dies genau der theoretischen Erwartung. Zum Vergleich sind die Reibungskoeffizienten der Kühlkräfte $\beta = -F/mv$ aus Abschnitt 2.3 eingezeichnet.

jedoch für $\Delta_c \simeq +\kappa$ eine Verlängerung der Lebensdauer um den Faktor 20. Die geringsten Lebensdauern wurden wie erwartet für den rotverstimmten Resonator beobachtet. Dort konkurrieren die nun heizend wirkenden Resonator-Kräfte mit der kühlenden Sisyphus-Kraft.

Zum Vergleich mit der Theorie sind in Abbildung 5.8 auch die Reibungskoeffizienten der in Kapitel 2.3 diskutierten Kräfte eingezeichnet. Ein direkter Vergleich ist natürlich nicht möglich, qualitative Schlussfolgerungen können aber gezogen werden. Zum einen ist die resonatorunabhängige Sisyphus-Kraft, die nur auf der Stehwellenachse wirkt, verantwortlich für den resonatorunabhängigen Anstieg der Lebensdauer im Vergleich zur Situation ohne Pumplaser. Die Variation der Lebensdauer mit Δ_c folgt in etwa dem Verlauf der Reibungskoeffizienten der drei Resonatorkühlkräfte (Gleichungen (2.56a)-(2.56c)). Die Resonator-Kühlkräfte verlängern die Lebensdauer im Vergleich zu ausschließlichem Sisyphus-Kühlen um einen Faktor 4. Ausgehend von der gemessenen Speicherzeit von 17s für $\Delta_c=0$ ohne zusätzlichen Heizprozess, kann man daher Speicherzeiten von bis zu einer Minute für $\Delta_c=\kappa$ erwarten.

5.2.4 Streurrate und Lokalisierung

Der eben besprochene Datensatz wurde auch im Hinblick auf die mittlere Photonenzählrate analysiert. Abbildung 5.9 zeigt ein Zählraten-Histogramm für 10 ms lange Intervalle. Die deutlich ausgeprägten *Peaks* stammen von Spuren mit keinem, einem oder zwei gespei-

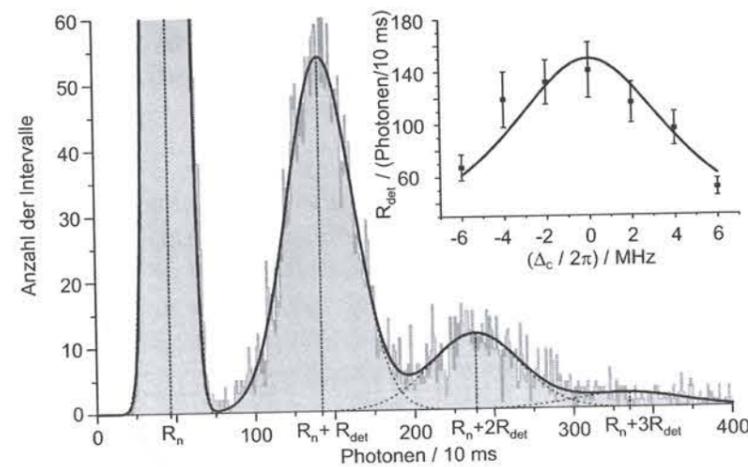


Abbildung 5.9: Histogramm der Photonenzählrate mit $\Delta_c/2\pi = +4$ MHz für 10 ms lange Intervalle. Die auftretenden Maxima stammen vom Hintergrund-Rauschen (Rate: R_n) und von einem, zwei oder mehr Atomen im Resonator. Für die durchgezogene Linie wurde die Summe aus vier Gauß-Kurven (jeweils gestrichelt eingezeichnet) an die Daten angepasst. Daraus wurde u.a. R_{det} bestimmt, die gemessene Photonenzählrate pro Atom, welche rechts oben als Funktion der Resonator-Verstimmung aufgetragen ist. Hier entspricht die durchgezogene Linie der theoretischen Erwartung aus Gleichung (2.43), wobei nur die Höhe angepasst wurde.

cherten Atomen.

Durch die Anpassung einer Summe von Gauß-Kurven an die Daten konnten die mittlere Zählrate pro Atom, R_{det} , und deren Varianz, $\sigma_{R_{det}}$, bestimmt werden. Die Kurven sitzen bei $R_n + j \cdot R_{det}$ und sind $(R_n + j \cdot R_{det} + j \cdot \sigma_{R_{det}}^2)^{1/2}$ breit ($j = 0, 1, 2, 3$), wobei R_n die Rate des Hintergrundsignals ist. Bei diesem Verfahren ist der Einfluss des Schrotrauschens auf die Breite der Peaks bereits herausgerechnet. Die Ergebnisse ($R_{det} \pm \sigma_{R_{det}}$) sind in Abbildung 5.9 rechts oben als Funktion von Δ_c zu sehen.

Nimmt man an, dass alle Variationen von der schwankenden Atom-Resonator-Kopplung stammen und nicht etwa von einer variierenden Stark-Verschiebung, dann folgt daraus mit Gleichung (2.43) $\Delta g/g = \sigma_{R_{det}}/2R_{det} = \pm 8.6\%$ (für $\Delta_c/2\pi = +4$ MHz). Dies bedeutet u.a., dass die räumliche Verteilung der Atome auf die verschiedenen Potentialtöpfe entlang der Stehwellenfalle schmäler ist als $\pm 9 \mu\text{m}$.

5.2.5 Abschätzung der Temperatur

Im Rahmen der hier vorgestellten Messungen ist es leider nicht gelungen, einen verlässlichen Wert für die Temperatur der gespeicherten Atome abzuleiten. Es gibt jedoch eine ganze Reihe von Indizien, die alle darauf hinweisen, dass die tatsächliche Temperatur der Atome etwa eine Größenordnung unter der Doppler-Temperatur liegt, die das theoretisch Modell aus Kapitel 2.3 als minimale Temperatur vorhersagt.

Der erste Hinweis wurde bereits genannt, nämlich die hohe Überlebenswahrscheinlichkeit bei der Filterphase. In der Resonator-Dipolfalle sind die Atome sicher kälter als $30 \mu\text{K}$, da dies die Falltiefe ist. Es ist zwar denkbar, dass die Atome beim Wiederanschalten der tiefen Stehwellenfalle etwas aufgeheizt werden, doch ändert sich der Einschluss nur entlang der Stehwellen-Achse signifikant.

Aus der oben genannte Verteilung der Atome auf nur $\pm 9 \mu\text{m}$ entlang der Stehwellen-Achse lässt sich sogar auf eine wesentlich niedrigere Temperatur von nur $6 \mu\text{K}$ in der Filterphase schließen. Es ist jedoch unklar, in wie weit diese beim adiabatischen Transfer aus der Filterphase in die Stehwellenfalle erhalten bleibt.

Um eine Abschätzung der Temperatur im tiefen 2D-Gitter zu bekommen, wurde die Autokorrelationsfunktion des Photonstroms analysiert. Abbildung 5.10 zeigt die Summe der Autokorrelationen aus insgesamt neun 6 s langen Ein-Atom-Speicherereignissen. Das deutlichste Merkmal dieses Graphen ist der nur etwa $4 \mu\text{s}$ breite *Peak* um $t = 0 \mu\text{s}$. Dieser hat nichts mit der Bewegung des Atoms zu tun, sondern stammt vom „Blinken“ der Atome, d.h. von der Tatsache, dass die Atome nach einer gewissen Zeit (offensichtlich nach etwa $4 \mu\text{s}$) in den $F=2$ -Grundzustand fallen und solange kein Licht mehr in den Resonator streuen, bis sie wieder in den $F=3$ -Zustand zurück gepumpt werden.

Außerdem finden sich im Signal auf jeder Seite zwei weitere *Peaks* bei etwa $8 \mu\text{s}$ und $16 \mu\text{s}$, die von einer Oszillation der Atome in der Resonator-Dipolfalle stammen. Wie in Abschnitt 3.8 beschrieben, ändert sich die Streurrate sobald sich das Atom bewegt, und zwar für jede Richtung. Aus der Lage der Peaks (bei $1/2\nu_{cav}$ und $1/\nu_{cav}$) kann man auf

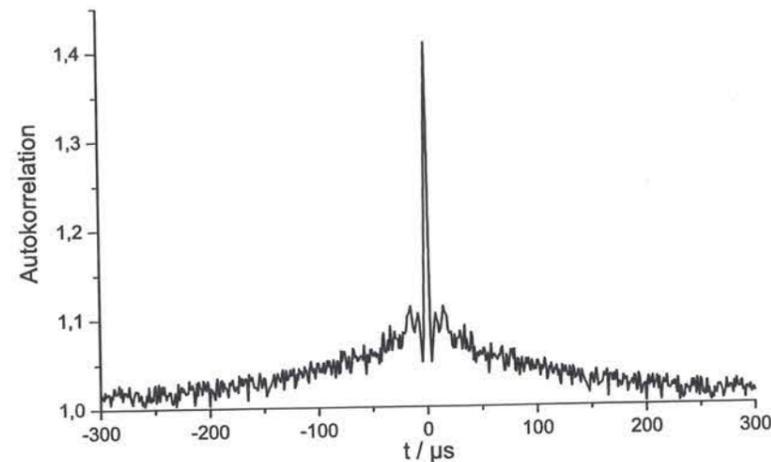


Abbildung 5.10: Autokorrelation des Photonensignals (Auflösung: $1 \mu\text{s}$) gemittelt über neun 6 s lange Einzel-Atom-Spuren. Der zentrale Peak geht auf das Blinken der Atome zurück. Die kleineren Peaks direkt neben dem Hauptmaximum kommen von der Oszillation des Atoms in der Resonator-Dipolfalle.

eine Fallenfrequenz von etwa 65 kHz schließen, was hinreichend nahe an der theoretischen Erwartung von 100 kHz für eine $30 \mu\text{K}$ tiefe Falle ist, da die Oszillation der Atome über den harmonischen Bereich des Potentials hinaus gehen kann. Zur Absicherung wurde die Falltiefe in mehreren Stichproben variiert, was zu einer entsprechenden Verschiebung der Peaks geführt hat. Die Tatsache, dass der Peak bei $16 \mu\text{s}$ höher ist, als der bei $8 \mu\text{s}$ kann auf einen nicht optimalen Überlapp der Resonator-Dipolfalle mit der zum Atom resonanten Mode zurückgeführt werden (vgl. Abbildung 3.26).

Die Oszillation entlang der tiefen Stehwellenfalle kann aufgrund der hohen Fallenfrequenzen nicht aufgelöst werden. Bemerkenswert ist, dass keine Hinweise auf eine Bewegung senkrecht zu Resonator- und Stehwellen-Achse erkennbar ist ($\nu_{\perp} \approx 10 \text{ kHz}$). Entweder die Bewegung ist aufgrund des Impulsübertrages bei der Streuung ausgewaschen, oder ihre Amplitude ist so klein, dass sie in der Autokorrelation nicht erkennbar ist, was wiederum auf kleine Temperaturen zurückzuführen wäre.

Eine Oszillationsbewegung entlang der Resonator-Stehwellenfalle ist nur möglich, wenn die Atome nie die Knoten der Stehwelle erreichen. Die Falltiefe der Resonator-Stehwellenfalle von $k_B \cdot 30 \mu\text{K}$ kann daher als oberer Grenzwert für die atomare Bewegungsenergie interpretiert werden. Die mittlere kinetische Energie kann nicht größer sein als 50% dieses Wertes, was einer Temperatur von $15 \mu\text{K}$ entspricht. Nimmt man an, die Temperatur ist für alle Richtungen die selbe, bedeutet das, dass die mittlere Bewegungsquantenzahl entlang der tiefen Stehwellenfalle nur $\bar{n} = 0.13$ beträgt, d.h. das Atom befindet sich mit einer Wahrscheinlichkeit von 88% im Bewegungsgrundzustand.

Wie erwähnt sind die abgeschätzten Temperaturen wesentlich niedriger als die minimale Temperatur des im Theoriekapitel vorgestellten Modells von $\hbar\kappa/2k_B \simeq 120 \mu\text{K}$ (siehe Abschnitt 2.3.4). Mögliche Ursachen und die entsprechenden Erweiterungen des theoretischen Modells wurden bereits in Kapitel 2.3.5 diskutiert.

Kapitel 6

Deterministische Kontrolle der Atom-Resonator Kopplung

Der im vorhergehenden Kapitel vorgestellte Lademechanismus erlaubt es, eine bekannte Anzahl an Atomen im Zentrum der Resonatormode zu präparieren und sie dort zu speichern. Für manche Anwendungen ist es jedoch wichtig, dass man die Atom-Resonator-Kopplung gezielt einstellen bzw. variieren kann [Marr *et al.*, 2003]. Dies kann durch Verschieben der Atome entlang der Stehwellen-Achse erreicht werden, indem man die Bäuche der Stehwellen-Achse kontrolliert bewegt, also eine Art Förderband für die gefangenen Atome realisiert [Kuhr *et al.*, 2001].

Wie in diesem Kapitel gezeigt wird, ist dieses Ziel im Rahmen der vorliegenden Arbeit erfolgreich verwirklicht worden [Nußmann *et al.*, 2005a]. Zunächst werden die experimentelle Realisierung des Förderbandes für Atome erläutert und erste Messungen vorgestellt, welche die prinzipielle Funktionsweise demonstrieren. Danach folgt eine Analyse der Ortsreproduzierbarkeit, sowie des Einflusses des kontrollierten Atomtransports auf die Lebensdauer der Atome. Schließlich wird die Erweiterung des Verfahrens auf eine höhere Transversalmode mit zwei gefangenen Atomen diskutiert, die es ermöglicht, nur durch Verschieben der Atome entweder jedes der Atome einzeln zu adressieren, oder beide Atome gleichzeitig an die Resonatormode zu koppeln. Dies ist ein Ergebnis, dass für die Anwendung zur Quanteninformationsverarbeitung von großer Wichtigkeit ist.

6.1 Funktionsweise des Förderbandes für Atome

Die Positionierung der Atome relativ zur Resonatormode wird durch das Drehen einer Glasplatte im Strahlengang der Stehwellenfalle bewerkstelligt. Dadurch ändert sich die optische Weglänge zwischen Endspiegel und Resonator und somit die absolute Lage der Potentialbäuche. Da die gefangenen Atome der Bewegung folgen, können diese in beliebige Positionen entlang der Fallachse geschoben werden, gerade so, als säßen sie auf einem Förderband. Dies erlaubt ein präzises Einstellen der Kopplung an den Resonator. Die

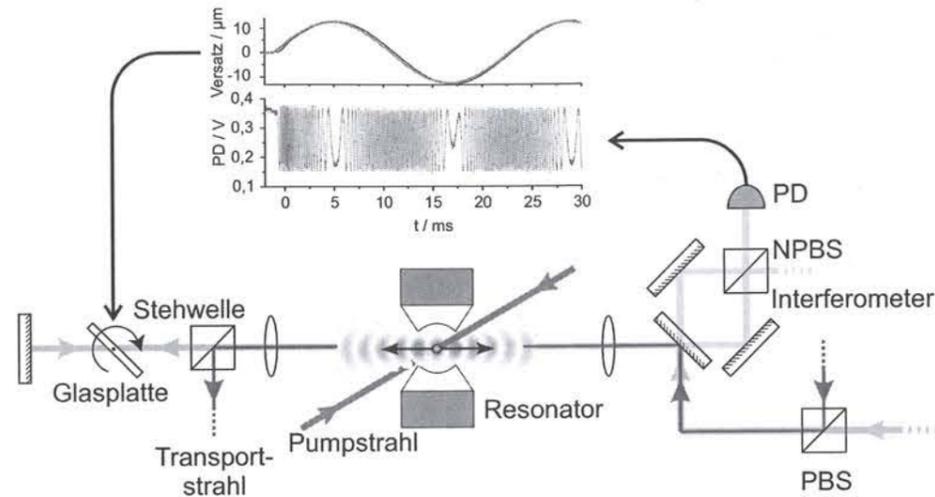


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung der verwendeten Dipolfallen. Die Stehwellenfalle ermöglicht es, die Position eines Atoms bezüglich der Resonatormode frei einzustellen, indem man eine Glasscheibe im Strahlengang vor dem retroreflektierenden Spiegel verdreht. Die in den Bäuchen gefangenen Atome werden auf diese Weise kontrolliert verschoben. Über ein Interferometer kann diese Verschiebung beobachtet und kalibriert werden.

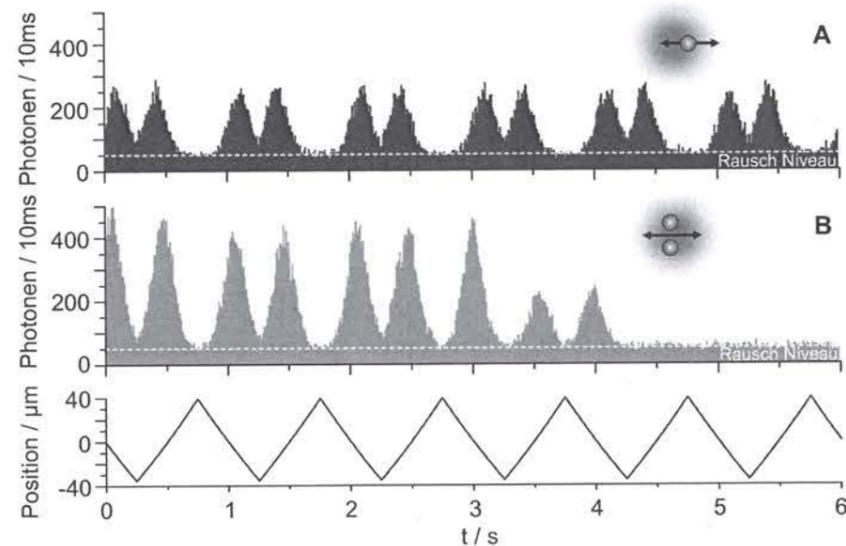


Abbildung 6.2: Photonenzählrate aus der TEM_{00} -mode des Resonators, während (A) ein einzelnes Atom einmal pro Sekunde über eine Strecke von $75 \mu\text{m}$ hin und her bewegt wird. (B) Gleiche Situation, jedoch hier mit anfänglich zwei Atomen, die nacheinander verloren gehen. Der Rauschpegel von 5 kHz stammt hauptsächlich vom Licht der Resonator-Dipolfalle.

3.1 mm dicke BK7 Platte ist antireflexbeschichtet und auf einen kommerziellen *Galvo Scanner* (Modell *M3-H* der Firma *General Scanning*) montiert. Dieser Aufbau gewährleistet mit $\pm 15 \text{ nm}$ eine sehr hohe Ortsreproduzierbarkeit und eine im Vergleich zur Mode großen Hub von bis zu $500 \mu\text{m}$. Zur Beobachtung der Position der Stehwellenbäuche und der damit möglichen Eichung des Systems, wurde der Aufbau hinter dem letzten Umlenkspiegel des YAG-Strahlengangs zu einem Michelson-Interferometer erweitert (siehe Abb. 6.1). Für weitere Details und technische Daten sei auf Anhang C verwiesen.

Wird nun ein Atom ins Zentrum der Resonatormode geladen, kann man es durch Drehen der Glasplatte verschieben und somit die Atom-Resonator-Kopplung beliebig einstellen. Dies wird in der in Abbildung 6.2 A gezeigten Messung demonstriert. Ein einzelnes Atom wird über eine Strecke von $75 \mu\text{m}$ vor- und zurückbewegt und durchläuft dabei einmal pro Sekunde die Resonatormode. Abbildung 6.2 B zeigt die gleiche Situation, nur dass hier zu Beginn zwei Atome im Resonator gespeichert waren (doppelte Zählrate), welche dann eines nach dem anderen verloren gehen.

6.2 Charakterisierung der Positionierung

6.2.1 Präzision der Positionierung

Zur Analyse der Präzision der Positionierungsmethode wurde eine Versuchsreihe durchgeführt, bei der die Atomposition mit unterschiedlichen Frequenzen und Amplituden sinusförmig moduliert wurde. Anschließend wurde das Atom wieder in die Ausgangssituation gebracht. Abbildung 6.3 zeigt zwei solche Messungen, wobei das Atom in Spur A schon zu Beginn auf der Resonatorachse sitzt, während das Atom in Spur B vom Resonatorzentrum verschoben startet und erst nach dem Transport die volle Kopplung an die Mode erfährt. Die Datenaufnahme erfolgt unmittelbar nach der Filterphase, d.h. bei $t=0 \text{ ms}$ wird die Stehwelldipolfalle wieder angeschaltet. 100 ms darauf wird die Atomposition für 500 ms mit einer Frequenz von 20 Hz und einer Amplitude von $25 \mu\text{m}$ durch Variation des Drehwinkels der Glasplatte zwischen 32.3° und 36.1° moduliert. Nach Abschluss der Modulation erhält man, wie erwartet, die gleiche Zählrate wie vor der Modulation. Dies beweist, dass die Atome wieder in die Ausgangsposition überführt wurden.

Zur Analyse der Präzision der Positionierung wurden die Messungen von Abbildung 6.3 in 25 ms lange Intervalle unterteilt, in denen die Atome jeweils nur in eine Richtung verschoben werden. Über die Berechnung des gewichteten Mittels wird die Lage des jeweiligen Maximums im Intervall bestimmt. Mit der bekannten Modulationsfunktion der Galvo-Spannung $U=U(t)$ und den Zusammenhang $\Delta d(U)$ zwischen Eingangsspannung und Auslenkung (siehe Anhang C) kann dann jeweils die Position des Atoms relativ zur Mode bestimmt werden. Die mittlere quadratische Abweichung von der Ausgangsposition der Atome, d.h. von der Lage im ersten, bzw. zweiten Intervall, ist in Abbildung 6.3 C für die darauf folgenden Transits durch die Mode eingezeichnet. Die begrenzte Auflösung des Systems sorgt für eine Streuung von $\pm 2 \mu\text{m}$, die bereits in Transit drei und vier zu erkennen ist. Die Zunahme der Streuung von 135 nm pro Durchgang kann als die Repositionierungsgenauigkeit des Systems interpretiert werden.

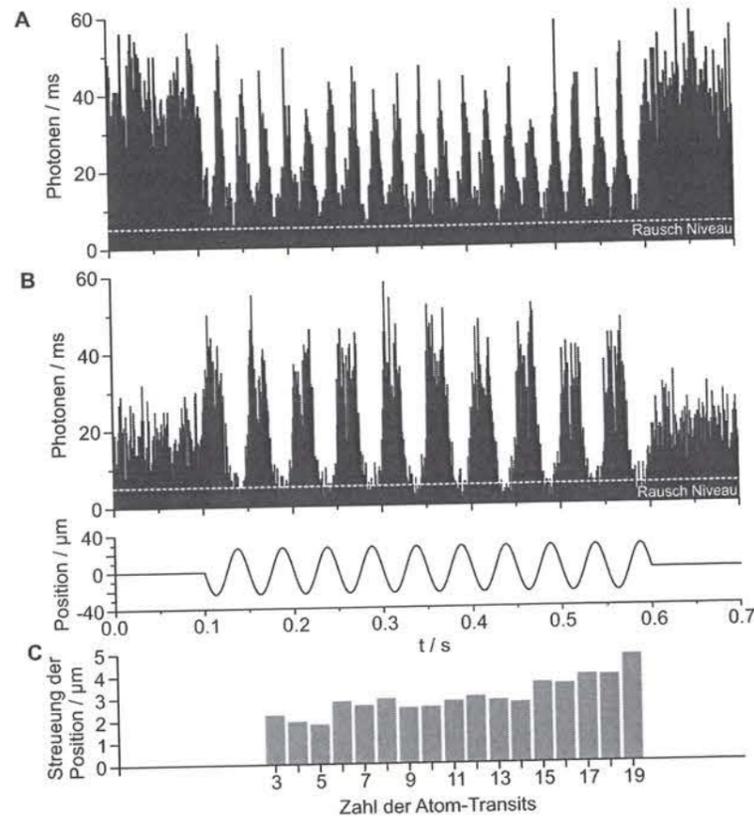


Abbildung 6.3: Systematische Untersuchung der Präzision der Positionierungsmethode in der TEM_{00} -Mode. Für diese Messreihe wurde die Atomposition 0,5 s lang mit unterschiedlichen Frequenzen und Amplituden (hier: 20 Hz, $\pm 25 \mu\text{m}$) sinusförmig moduliert. Das Atom in der oberen Spur (A) ist von Anfang an maximal gekoppelt, das in der zweiten Spur (B) erst nach dem Transport ins Zentrum der Mode. Das letzte Bild zeigt die mittlere quadratische Abweichung von der Ausgangsposition der Atome (Position im ersten bzw. zweiten Transit), gemittelt über 71 Spuren. Die begrenzte Auflösung sorgt für eine Streuung von $\pm 2 \mu\text{m}$. Die Zunahme der Streuung von 135 nm pro Durchgang entspricht der Repositionierungsgenauigkeit des Systems.

6.2.2 Analyse der anfänglichen Atomverteilung - Startbedingungen

Die gleiche Methode wurde zur Untersuchung der anfänglichen Verteilung der Atome entlang der Stehwellen-Achse, d.h. ihrer anfänglichen Kopplung an den Resonator nach der Filterphase angewandt. Dazu wurden 68 Kurven selektiert, die alle während der Transportphase ein Atom aufweisen. Die statistische Untersuchung ergibt eine Streuung der Anfangsposition von $\pm 7.7 \mu\text{m}$ entlang der Stehwellenfalle, was gut mit den $\pm 9 \mu\text{m}$ übereinstimmt, die aus der Statistik der Ein-Atom-Photonenzählrate in Kapitel 5.2.4 abgeleitet wurde. Dies unterstreicht auch die daraus resultierenden Schlussfolgerungen für die Temperatur der Atome während der Filterphase (siehe Kapitel 5.2.5).

6.2.3 Lebensdauer der Atome bei Modulation der Position

Der Einfluss des kontrollierten Atomtransports auf die Lebensdauer der Atome in der Falle wird hier sowohl mit als auch ohne Pumplaser untersucht. Abbildung 6.4 zeigt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Atom eine 0,5 s andauernde periodische Ortsmodulation überlebt, als Funktion der Frequenz für verschiedene Amplituden. Ohne Pumplaser ist die Überlebenswahrscheinlichkeit hoch, solange die Modulation moderat bleibt. Sobald das Produkt aus Frequenz und Amplitude aber einen Wert von $500 \text{ Hz} \cdot \mu\text{m}$ überschreitet, tritt ein schneller Verlust auf. Dies entspricht bei einer sinusförmigen Modulation einer maximalen Transportgeschwindigkeit von 6100 Potentialtöpfen pro Sekunde im Nulldurchgang, da:

$$x(t) = x_0 \cdot \sin(2\pi ft) \quad (6.1a)$$

$$\Rightarrow v(t) = 2\pi f x_0 \cdot \cos(2\pi ft) \quad (6.1b)$$

$$\Rightarrow v_{max} = 2\pi f x_0. \quad (6.1c)$$

Verbleibende Rückreflexe des Laserstrahls bewirken eine Intensitätsmodulation mit dieser Frequenz. Daher lässt sich der Verlust auf parametrisches Heizen zurückführen, das auftritt, sobald die Modulationsfrequenz in die Nähe der langsamsten Fallenfrequenz kommt [Alt *et al.*, 2003]. Das selbe Experiment mit Pumplaser zeigt zwei wesentliche Unterschiede. Zum einen ist die Überlebenswahrscheinlichkeit ohne Modulation (0 Hz) zwar hoch, doch sobald das Atom aus der Mode heraus bewegt wird hat dies selbst bei kleinen Frequenzen einen erheblichen Verlust zur Folge. Zum anderen wirkt die Kühlkraft im Zentrum der Mode dem parametrischen Heizen entgegen, so dass die Atome auch bei hohen Modulationsfrequenzen eine signifikant größere Überlebenschance haben. Dennoch zeigen die Daten, dass ein verlustfreier kontrollierter Transport am besten ohne Pumplicht und mit moderaten Geschwindigkeiten erreicht wird.

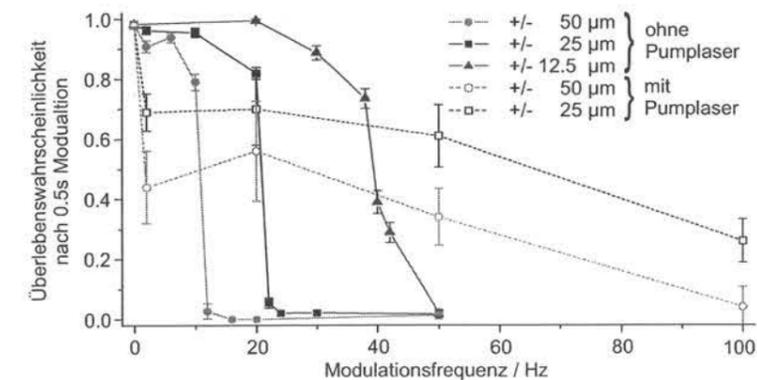


Abbildung 6.4: Überlebenswahrscheinlichkeit des Atoms bei einer 0,5 s langen, sinusförmigen Modulation als Funktion der Modulationsfrequenz für unterschiedlich Amplituden und für die Modulation mit (offene Symbole) und ohne Pumplicht (geschlossene Symbole). Das unterschiedliche Verhalten verdeutlicht den Einfluss des Pumplasers auf die Dynamik der Atome.

Welcher Mechanismus für den Verlust der Atome bei kleinen Modulationsfrequenzen und eingeschaltetem Pumplaser verantwortlich ist, konnte nicht vollständig aufgeklärt werden. Dieses Phänomen führt vermutlich auch dazu, dass die Atome nur im Zentrum der Resonatormode in die Stehwellenfalle eingeladen werden können, wie dies die Ergebnisse der Kapitel 5.2.4 und 6.2.2 nahe legen.

Eine mögliche Ursache ist die Tatsache, dass die Strahltaile des Pumplasers ($35 \mu\text{m}$) etwas größer ist als die der Resonatormode ($30 \mu\text{m}$). Hinzu kommt, dass es nicht sicher ist, wie gut die Mode im Fokus der beiden gegenläufigen Laserstrahlen sitzt. Dies hat zur Folge, dass das Verhältnis von Diffusions- und Reibungskräften am Rand der Mode größer ist als in der Mitte, was die erhöhte Verlustwahrscheinlichkeit erklären kann (vgl. Kapitel 2.3.4).

6.3 Positionskontrolle in der TEM_{01} -Mode

In diesem Abschnitt wird die Positionierung von einem oder zwei Atomen in höheren Transversalmoden des Resonators demonstriert, was zu vielversprechenden Anwendungen in der Quanteninformationsverarbeitung führt.

Abbildung 6.5 A zeigt eine Spur, in der ein einzelnes Atom mit einer Frequenz von 20 Hz wiederholt über die TEM_{01} -Mode geführt wird, und zwar über eine Strecke von $250 \mu\text{m}$. Die Resonatormode weist zwei transversale Intensitätsmaxima auf und man kann klar die Kopplung des Atoms an diese beiden Maxima voneinander unterscheiden.

Interessanter ist die Situation, wenn zwei Atome in der Mode präpariert werden (Siehe Abbildung 6.5 B). Der im Kapitel 5 vorgestellte Lademechanismus führt bei zwei gefangenen Atomen mit einer Wahrscheinlichkeit von 50% zu einer Situation, in der jedes Atom in einem anderen Maximum des TEM_{01} -Modenprofils sitzt. Nun genügt es, die Atome entlang der Dipolfalle hin und her zu bewegen, um entweder jedes der Atome einzeln oder beide Atome gemeinsam an die Resonatormode zu koppeln. Die Atome können somit einzeln über der Resonatormode adressiert werden. Alternativ dazu ist eine Adressierung von der Seite mittels unabhängiger Laserpulse ebenfalls leicht durchführbar, da der Abstand der beiden Maxima der Mode mit $42 \mu\text{m}$ weit über der üblichen Auflösung eines optischen Mikroskops liegt.

Die Möglichkeit Quantenobjekte einzeln adressieren und paarweise zur Wechselwirkung bringen zu können ist eine der wesentlichen Voraussetzungen zur Realisierung eines Quantencomputers [DiVincenzo, 2000].

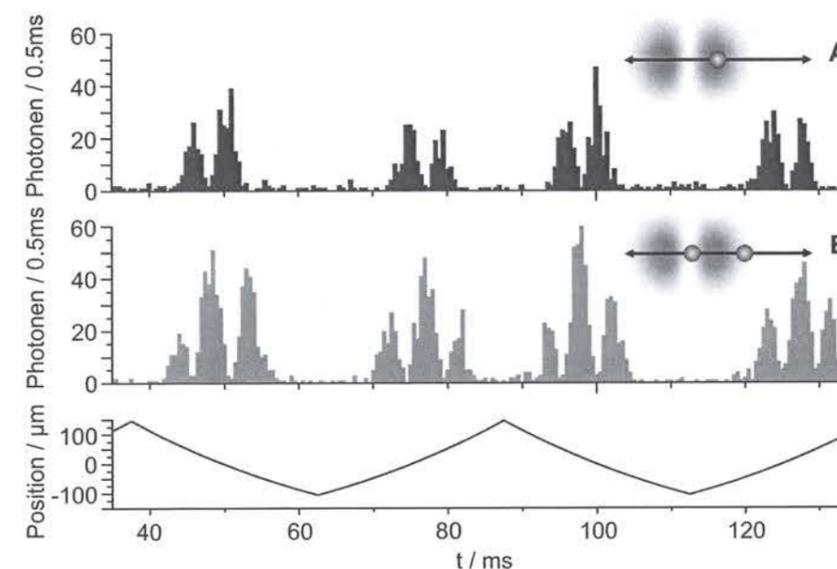


Abbildung 6.5: Kontrollierte Kopplung an eine TEM_{01} -Mode: (A) Photonenzählrate aus der TEM_{01} -Mode während ein einzelnes Atom mit einer Frequenz von 20 Hz über eine Strecke von $250 \mu\text{m}$ durch die Mode vor- und zurückgeschoben wird. (B) Gleiche Situation mit zwei Atomen, deren Abstand gerade mit dem Abstand der Maxima der Mode übereinstimmt. Die Wahrscheinlichkeit für eine solche Anordnung wird durch Lademechanismus begünstigt.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine neue Apparatur geplant und aufgebaut, die es nun erlaubt, ein einzelnes Atom deterministisch in die Mode eines Resonators hoher Finesse zu transportieren und es dort dauerhaft festzuhalten.

Eine magneto-optische Falle (MOT) stellt kalte Rubidium-Atome bereit, die in eine flache Dipolfalle eingeladen werden, deren Potentialminimum sich zwischen der MOT und dem optischen Resonator befindet. Die Atome oszillieren in diesem Potential bis sie nach einer halben Oszillationsperiode in eine tiefe, vom Resonator unabhängige Stehwelldipolfalle umgeladen werden. Dort können sie gut lokalisiert und gespeichert werden.

Im Resonator werden die Atome transversal zur Resonatorachse von einem Laserstrahl angeregt und können über die in die Resonatormode gestreuten Photonen detektiert werden. Außerdem kommt es in dieser Anordnung aus Pumplaser, Stehwellenfalle und dem Vakuumfeld des Resonators zu in allen Raumrichtungen wirkenden Resonator-Kühlkräften, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstmals demonstriert wurden [Nußmann *et al.*, 2005b]. Die experimentellen Ergebnisse sind dabei qualitativ in guter Übereinstimmung mit den Vorhersagen des in der Arbeit vorgestellten theoretischen Modells für ein Zwei-Niveau-Atom.

Auf Grundlage dieser Kühlkräfte wurde ein effizientes Verfahren zur Präparation einzelner Atome in der Stehwellenfalle im Zentrum der Resonatormode entwickelt. Aus der Analyse der Photonenstreurate der gespeicherten Atome lässt sich darauf schließen, dass diese im Mittel 17 s im Resonator gefangen bleiben. Zudem sind die Atome gut lokalisiert, bei Temperaturen weit unter dem Doppler-Limit, d.h. nahe am Bewegungsgrundzustand der Atome im Dipolpotential. Die Streurate nimmt zudem nur diskrete Werte an, so dass man Ereignisse mit keinem, einem, zwei, oder mehr als zwei Atomen eindeutig voneinander unterscheiden kann.

Desweiteren ist es durch präzises Verschieben der Stehwellenfalle auf der Nanometerskala gelungen, die Atom-Resonator-Kopplung gezielt zu variieren [Nußmann *et al.*, 2005a]. Dabei konnte über die Photonenstreurate eine Repositionierungsgenauigkeit von 135 nm nachgewiesen werden. Außerdem wurde durch die Erweiterung der Methode auf die TEM₀₁-Mode mit zwei gespeicherten Atomen die individuelle Adressierung und die gemeinsame Kopplung der beiden Atome an die Resonator-Mode demonstriert.

Mit einem einzelnen, permanent an die Resonatormode gekoppelten Atom sind nun gute Voraussetzungen zur Realisierung einer deterministischen Einzelphotonenquelle gegeben. Mit dem Verfahren von Hennrich *et al.* [2004] sollte sich ein kontinuierlicher Fluss einzelner Photonen erzeugen lassen.

Mit einer Umstellung des Systems auf das Isotop ⁸⁷Rb kann man auf der Basis von Zeeman-Übergängen mit einfachen Mitteln eine Atom-Photon Verschränkung erzeugen. Gelingt dies mit zwei voneinander unabhängigen Systemen, die in naher Zukunft in unserer Arbeitsgruppe zur Verfügung stehen, so kann man durch Überlagerung der beiden Photonen auf einem Strahlteiler zwei Atome in verschiedenen Labors miteinander verschränken. Das zugrunde liegende Schema dieser Verschränkungsexperimente ist in [Legero, 2005] ausgearbeitet worden.

Auch die Teleportation eines atomaren Quantenzustands von einem System zum anderen ist mit der Kombination zweier solcher Systeme möglich [Cirac *et al.*, 1997].

Die Möglichkeit des kontrollierten Verschiebens der Atome im Resonator kann dazu benutzt werden, die von Horak *et al.* [2002] vorgeschlagene Methode des optischen Kaleidoskops zum Vermessen atomarer Trajektorien zu demonstrieren.

Da die in dieser Arbeit beschriebene Präparationsmethode für einzelne Atome im Resonator bei hoher atomarer Verstimmung auch auf noch stärker gekoppelte Atom-Resonator-Systeme ($g \gg \kappa, \gamma$) angewendet werden kann, ist es gut möglich, dass sich die Methode als Standardverfahren etablieren kann. Der erreichte Grad an Kontrolle über die Atom-Resonator-Kopplung stellt einen großen Schritt in Richtung eines Quantenregisters dar, das aus neutralen atomaren Qubits besteht, wobei jedes einzeln über die Resonatormode adressiert werden kann. Durch die gemeinsame Kopplung an die Resonatormode können Gatteroperationen zwischen nächsten Nachbarn durchgeführt werden [Pellizari *et al.*, 1995]. Das System ist skalierbar, da einerseits das Ladeverfahren durch den Übergang zu höheren Transversalmoden auf weit mehr als zwei Atome erweitert werden kann. Andererseits ist es inzwischen gelungen, mit Hilfe zweier bewegbarer Stehwellenfallen eine Kette von Atomen in einer der Fallen umzusortieren [Meschede, 2005]. So können komplexe Rechenoperationen durch Gatteroperationen zwischen nächsten Nachbarn und anschließendem Umsortieren verwirklicht werden. Hinzu kommt die erwähnte Möglichkeit, den Quantenzustand eines Atoms auf einen anderen Knotenpunkt im Netzwerk zu teleportieren.

Die Resonator-basierte Quanteninformationsverarbeitung mit einzelnen Atomen besitzt also ein großes Entwicklungspotenzial. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte dazu ein wichtiger Beitrag geleistet werden.

Anhang A

Der Purcell-Faktor für verschiedene Resonatoren

Der Purcell-Effekt wurde erstmals in [Purcell, 1946] vorhergesagt, allerdings für an einen Radiofrequenz-Schwingkreis gekoppelte Kernspins. In dieser Arbeit findet sich folgender Ausdruck für den Purcell-Faktor:

$$f = \frac{3 Q \lambda^3}{4 \pi^2 V}, \quad (\text{A.1})$$

wobei Q der Gütefaktor des Resonators ist. Der Purcell-Effekt ist in diesem System so groß, dass der spontane Zerfall in die Umgebung vernachlässigt werden kann. Eine ähnliche Situation findet man beispielsweise für Rydberg-Atome in Mikrowellen-Resonatoren vor [Haroche und Raimond, 1985]. Dort gilt aufgrund der großen Wellenlänge: $\lambda^3 \sim V$. Damit ist f auf der Größenordnung von Q , d.h. $f \gg 1$.

Bei Resonatoren im optischen Wellenlängenbereich ist die spontane Emission in die Umgebung nicht vernachlässigbar. Wie erwähnt deckt die Mode des Resonators nur einen verschwindenden Teil des gesamten Raumwinkels ab, und daher gilt für $\Delta_c = 0$

$$f_{opt} = 1 + 2C. \quad (\text{A.2})$$

(vgl. Gleichung (2.45)). Für den Gütefaktor gilt:

$$Q = \omega_a / 2\kappa, \quad (\text{A.3})$$

die spontane Zerfallsrate γ ergibt sich aus der Weisskopf-Wigner-Theorie [Meystre und Sargent III, 1998] zu:

$$\Gamma = 2\gamma = \frac{\omega_a^3 \mu_{ge}^2}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3}. \quad (\text{A.4})$$

Für die Atom-Resonator-Kopplung g gilt Gleichung (2.2). Löst man (A.3) nach κ und (A.4) nach μ_{ge} auf, erhält man durch Einsetzen:

$$f_{opt} - 1 = 2C = \frac{g^2}{\kappa\gamma} = \frac{3 Q \lambda^3}{4 \pi^2 V} = f \quad (\text{A.5})$$

Die unterschiedlichen Ausdrücke für den Purcell-Faktor sind also äquivalent. Der Gütefaktor des in dieser Arbeit beschriebenen, optischen Resonators liegt für die TEM₀₀-Mode bei $Q = 3,8 \cdot 10^7$.

Anhang B

Linienstärken von ⁸⁵Rb

Die spontane Zerfallsrate ist durch Ausdruck (A.4) bestimmt. Über die gemessene Rate ($\Gamma = 2\pi \cdot 6$ MHz) lässt sich so das reduzierte Dipolmatrixelement μ_{ge} bestimmen. Je nach angeregtem Zustand kann es jedoch mehrere Zerfallskanäle geben. Wie in Abbildung B.1 dargestellt, besitzen diese Hyperfeinstruktur-Übergänge unterschiedliche Übergangsstärken, die durch die eingezeichneten Clebsch-Gordan-Koeffizienten charakterisiert sind (zur Herleitung, siehe z.B. [Farrell und MacGillivray, 1995]). Damit alle Koeffizienten durch ganze Zahlen wiedergegeben werden können, sind sie mit dem Faktor 3780 multipliziert worden. Für den Zustand ($F'=4, m_{F'}=4$) gibt es nur einen Zerfallskanal (über ein σ^+ -Photon nach ($F=3, m_F=3$)), daher hat er die Übergangsstärke 1. Für den Zustand ($F'=4, m_{F'}=3$) gibt es zwei Kanäle (über ein σ^+ -Photon nach ($F=3, m_F=2$), oder ein π -Photon nach ($F=3, m_F=3$)) deren Linienstärken sich wieder zu 1 addieren ($(2835 + 945)/3780 = 1$), usw. .

Mit Hilfe der Werte C_{ij} aus der Abbildung lassen sich so die Dipolmatrixelemente μ_{ij} der einzelnen Übergänge bestimmen:

$$\mu_{ij}^2 = C_{ij} \cdot \mu_{ge}^2 / 3780 = C_{ij} \cdot 1,68 \cdot 10^{-61} \text{ C}^2 \text{ m}^2 \quad (\text{B.1})$$

Damit können nun über Gleichung (2.2) die Atom-Resonator-Kopplungen für die einzelnen Übergänge bestimmt werden.

Zur Berechnung der resonanten Rabi-Frequenz eines Lasers benötigt man ebenfalls das Dipolmatrixelement des entsprechenden Übergangs. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [Farrell und MacGillivray, 1995]. Mit Hilfe der tabellierten Clebsch-Gordan-Koeffizienten erhält man die Rabi-Frequenz über:

$$\Omega_{ij} = \sqrt{\frac{3\lambda^3 I}{4\pi^2 c \hbar}} \cdot \sqrt{C_{ij}/3780}, \quad (\text{B.2})$$

Wobei man die Peak-Intensität I im Fokus eines Gauß'schen Laserstrahls der Leistung P über $I = 2P/(\pi w_0^2)$ erhält.

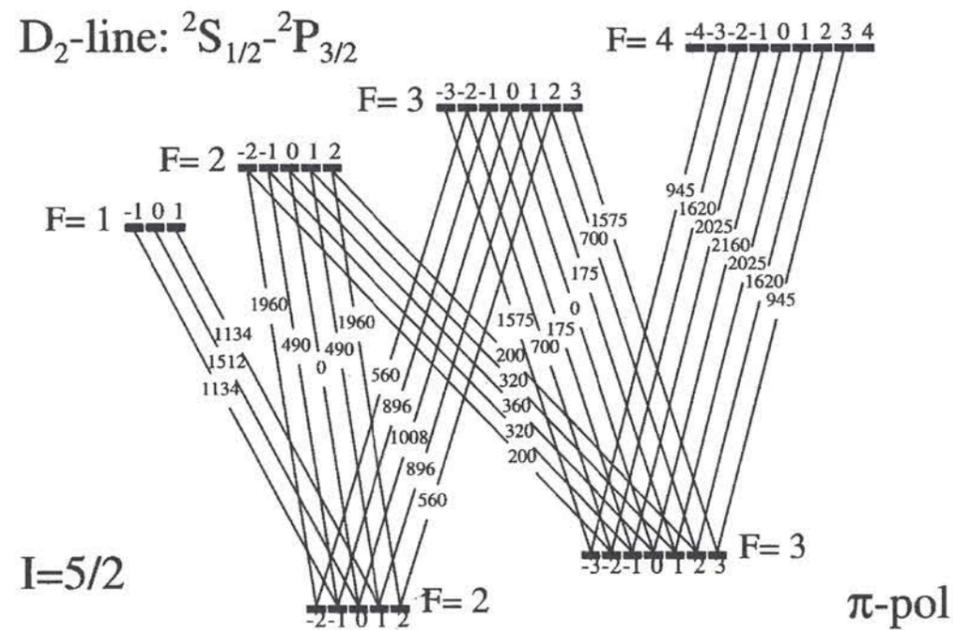
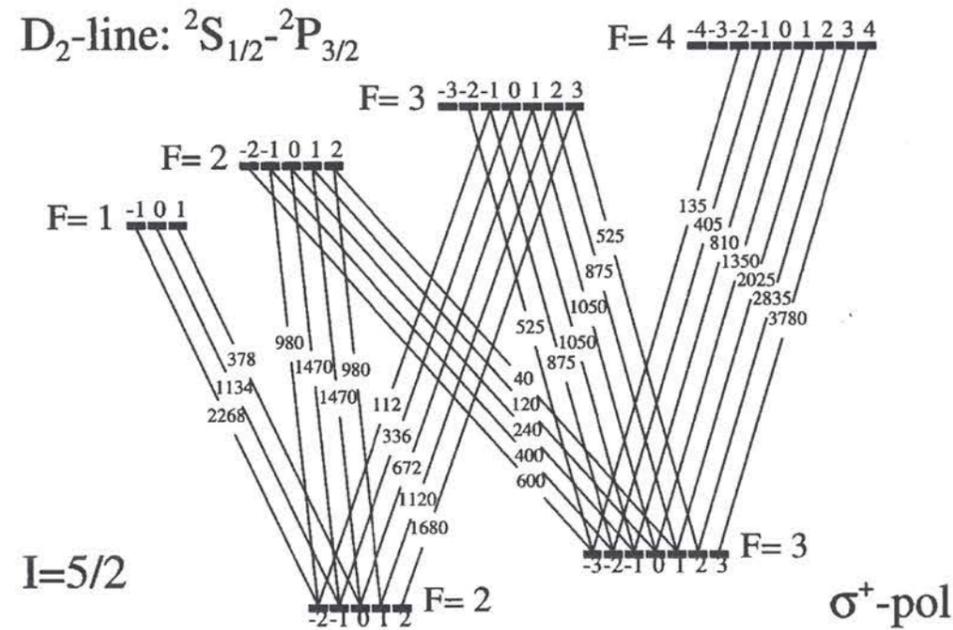


Abbildung B.1: Übergangsstärken für σ^+ -Licht (oben) und π -Licht (unten).
Quelle: [Metcalf und van der Straten, 1999].

Anhang C

Abhängigkeit der Atomposition vom Winkel der Glasplatte

Durch Drehen der Glasplatte in der YAG-Stehwelle von Abb. 6.1 verändert sich einerseits die optische Weglänge im Medium aufgrund der Brechung und andererseits der Weg zwischen Medium und Spiegel durch den seitlichen Versatz des Strahlengangs (siehe Abbildung C.1). Die gesamte Änderung der optischen Weglänge berechnet sich wie folgt:

Vor Drehung ($\alpha=0$): $d_o = n \cdot d + (g - d)$
 Nach Drehung ($\alpha \neq 0$): $d_\alpha = n \cdot e + (g - f)$
 $\Rightarrow \Delta d = d_\alpha - d_o = n \cdot e - f + d(1 - n)$

mit dem Brechungsgesetz: $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c}{c'} = n \Rightarrow \beta = \arcsin \left[\frac{\sin \alpha}{n} \right]$
 und: $e = \frac{d}{\cos \beta}$ und $f = e \cdot \cos(\alpha - \beta)$
 folgt:

$$\Delta d(\alpha) = -d \left(n - 1 + \cos \alpha - n \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n^2}} \right) \quad (C.1)$$

Da der Endspiegel des Interferometers eine feste Randbedingung an das elektrische Feld vorgibt (Knoten), entspricht Δd auch dem winkelabhängigen Versatz der Maxima im Interferometer und somit dem Transportweg der gefangenen Atome. Zwischen angelegter Spannung U am Galvo-Treiber und Auslenkungswinkel wurde experimentell folgender Zusammenhang bestimmt:

$$\alpha(U) = 34.22^\circ - 1.91^\circ/V \cdot U \quad (C.2)$$

Über das in Abbildung 6.1 abgebildete Interferometer lässt sich der Transportweg exakt beobachten. Abbildung C.1 (unten) zeigt exemplarisch die Interferenzstreifen beim sinusförmigem Schieben. Im oberen Teil ist der berechnete Sollwert dem durch Zählen der Fringe bestimmten, tatsächlichen Wert der Auslenkung gegenübergestellt. Bis auf eine geringfügige Verzögerung stimmen die beiden Kurven überein.

Die in Abbildung C.1 (rechts) aufgetragene Beziehung zwischen Transportweg und angelegter Spannung $\Delta d(U)$ (aus Gleichungen (C.1) mit (C.2)) wurde mit experimentellen

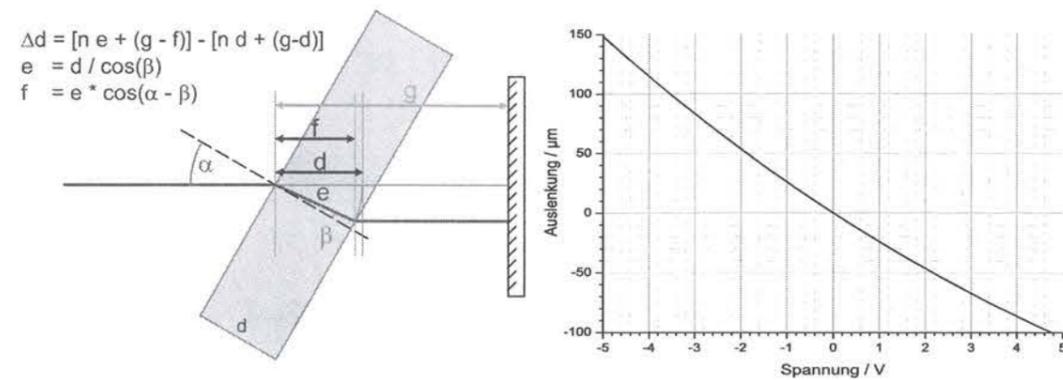


Abbildung C.1: Änderung der optischen Weglänge durch Drehen der Glasplatte im Strahlengang.

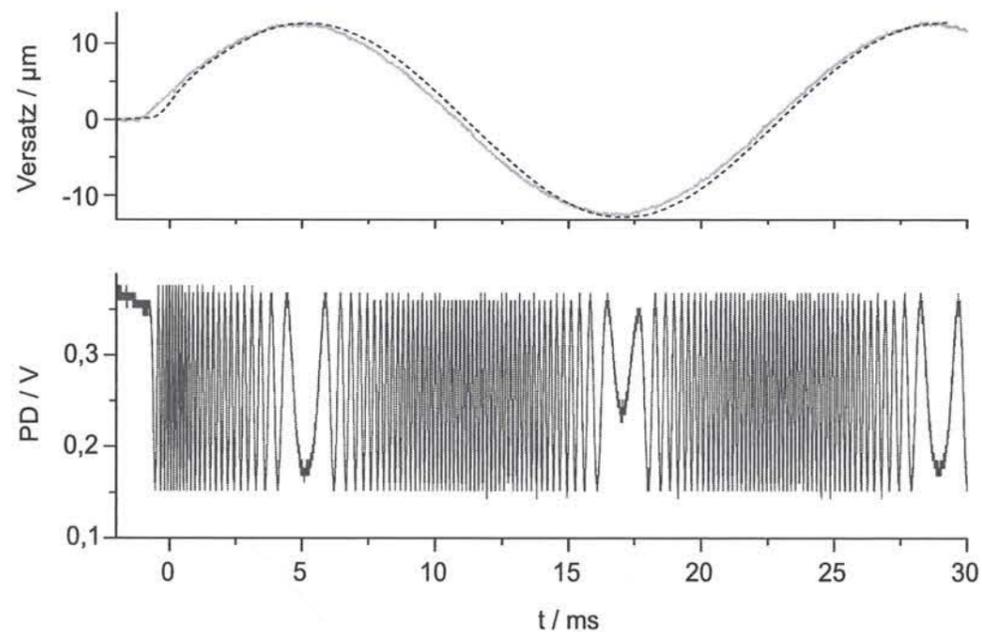


Abbildung C.2: Eichung der Positionierung. Der untere Graph zeigt die Fringe des Interferometers bei sinusförmiger Ortsmodulation. Oben sind zum Vergleich Soll- (durchgezogene Linie) und Istwert (gestrichelte Linie) der Position abgebildet, die über die Galvo-Spannung bzw. durch Abzählen der Fringe bestimmt wurden. Die leichte Verzögerung ist durch mechanische Trägheit des Systems bedingt. Sie tritt bei langsamerer Modulation nicht auf.

Daten, die durch Abzählen der Fringe des Interferometers (vgl. Abb. C.2) beim Schieben gewonnen wurden, abgeglichen. Die beste Übereinstimmung wurde für eine Dicke der Glasscheibe von $d=3,25$ mm gefunden. Die Abweichung von den Herstellerdaten (3,1 mm) lässt sich über eine leichte Verkipfung der Drehachse erklären.

Da sowohl Winkel als auch Temperatur des kommerziellen *Galvo Scanners* (Modell *M3-H* der Firma *General Scanning*) aktiv stabilisiert werden, ist die Reproduzierbarkeit mit $\pm 20 \mu\text{rad}$ sehr hoch. Über Gleichung (C.1) ergibt sich daraus eine Reproduzierbarkeit für die Lage der Interferenzmaxima von ± 15 nm. Modulationsbandbreite und Amplitude sind aufgrund der mechanischen Eigenschaften des Systems auf 200 Hz und $500 \mu\text{m}$ begrenzt.

Literaturverzeichnis

- C. S. Adams und E. Riis. Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Prog. Quant. Electr.*, **21** (1997).
- W. Alt, D. Schrader, S. Kuhr, M. Müller, V. Gomer, und D. Meschede. Single atoms in a standing-wave dipole trap. *Phys. Rev. A*, **67**, 033403 (2003).
- T. Beth und G. Leuchs, editors. *Quantum Information Processing*. Wiley-VCH, Berlin (2003).
- G. C. Bjorklund, M. D. Levenson, W. Lenth, und C. Ortiz. Frequency modulation (FM) spektroskopie. *Appl. Phys. B*, **43**, 145–152 (1983).
- A. T. Black, H. W. Chan, und V. Vuletić. Observation of collective friction forces due to spatial self-organization of atoms: From Rayleigh to Bragg scattering. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 203001 (2003).
- A. Boca, R. Miller, K. M. Birnbaum, A. D. Boozer, J. McKeever, und H. J. Kimble. Observation of the vacuum Rabi spectrum for one trapped atom. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 233603 (2004).
- D. Bouwmeester, A. Ekert, und A. Zeilinger, editors. *The Physics of Quantum Information*. Springer, Berlin (2000).
- H. W. Chan, A. T. Black, und V. Vuletić. Observation of collective-emission-induced cooling of atoms in an optical cavity. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 063003 (2003).
- J. I. Cirac, R. Blatt, A. S. Parkins, und P. Zoller. Laser cooling of trapped ions with polarisation gradients. *Phys. Rev. A*, **48**, 1434–1445 (1993).
- J. I. Cirac, M. Lewenstein, und P. Zoller. Laser cooling a trapped atom in a cavity: Bad-cavity limit. *Phys. Rev. A*, **51**, 1650–1655 (1995).
- J. I. Cirac, P. Zoller, H. J. Kimble, und H. Mabuchi. Quantum state transfer and entanglement distribution among distant nodes in a quantum network. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 3221–3224 (1997).
- C. Cohen-Tannoudji. Atomic motion in laser light. In J. Dalibard, J. M. Raimond, und J. Zinn-Justin, editors, *Fundamental Systems in Quantum Optics, Les Houches, Session LIII, 1990*, page 1. Elsevier Science, North-Holland (1992).

- C. Cohen-Tannoudji. Nobel lecture: Manipulating atoms with photons. *Rev. Mod. Phys.*, **70**, 707 (1998).
- C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, und F. Laloë. *Quantenmechanik - Teil 1*. Walter de Gruyter (1997).
- J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji. Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: The dipole force revisited. *J. Opt. Soc. Am. B*, **2**, 1707 (1985).
- J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the Doppler limit by polarisation gradients: simple theoretical models. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 2023 (1989).
- D. Deutsch. Quantum theory, the church-turing principle and the universal quantum computer. *Proc. R. Soc. Lond. A*, **400**, 97–117 (1985).
- D. Deutsch. Quantum computational networks. *Proc. R. Soc. Lond. A*, **425**, 79–90 (1989).
- D. P. DiVincenzo. The physical implementation of quantum computation. *Fortschr. Phys.*, **48**, 771 (2000).
- P. Domokos und H. Ritsch. Collective cooling and self-organization of atoms in a cavity. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 253003 (2002).
- P. Domokos, A. Vukics, und H. Ritsch. Anomalous Doppler-effect and polariton-mediated cooling of two-level atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 103601 (2004).
- S. J. Van Enk, J. McKeever, H. J. Kimble, und J. Ye. Cooling of a single atom in an optical trap inside a resonator. *Phys. Rev. A*, **64**, 013407 (2001).
- P. M. Farrell und W. R. MacGillivray. On the consistency of Rabi frequency calculations. *J. Phys. A: Math. Gen.*, **28**, 209–221 (1995).
- R. Feynman. Simulating physics with computers. *Int. J. Theor. Phys.*, **21**, 467–488 (1982).
- T. Fischer. *Controlling the motion of an atom in an optical cavity*. Dissertation, Technische Universität München (2002).
- T. Fischer, P. Maunz, P. W. H. Pinkse, T. Puppe, und G. Rempe. Feedback on the motion of a single atom in an optical cavity. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 163002 (2002).
- T. Fischer, P. Maunz, T. Puppe, P. W. H. Pinkse, und G. Rempe. Collective light forces on atoms in a high-finesse cavity. *New Journal of Physics*, **3**, 11.1–11.20 (2001).
- J. Fortagh, A. Grossmann, T. W. Hänsch, und C. Zimmermann. Fast loading of a magneto-optical trap from a pulsed thermal source. *J. Appl. Phys.*, **84**, 6499–6501 (1998).
- D. Frese, B. Ueberholz, S. Kuhr, W. Alt, D. Schrader, V. Gomer, und D. Meschede. Single atoms in an optical dipole trap: Towards a deterministic source of cold atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 3777–3780 (2000).
- H. M. Gibbs. *Optical Bistability: Controlling Light with Light*. Academic Press, Inc. (1985).

- J. P. Gordon und A. Ashkin. Motion of atoms in a radiation trap. *Phys. Rev. A*, **21**, 1606–1617 (1980).
- M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hänsch, und I. Bloch. Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms. *Nature*, **415**, 39–44 (2002).
- A. Griessner, D. Jaksch, und P. Zoller. Cavity-assisted nondestructive laser cooling of atomic qubits. *J. Phys. B*, **37**, 1419–1432 (2004).
- R. Grimm, M. Weidemüller, und Y. B. Ovchinnikov. Optical dipole traps for neutral atoms. *Adv. Atom Mol. Opt. Phys.*, **42**, 95–170 (2000).
- S. Haroche und J. M. Raimond. Radiative properties of Rydberg states in resonant cavities. *Adv. At. Mol. Phys.*, **20** (1985).
- D. Haubrich, H. Schadwinkel, F. Strauch, B. Ueberholz, R. Wynands, und D. Meschede. Observation of individual neutral atoms in magnetic and magneto-optical traps. *Europhys. Lett.*, **34**, 663–668 (1996).
- G. Hechenblaikner, M. Gangl, P. Horak, und H. Ritsch. Cooling an atom in a weakly driven high-Q cavity. *Phys. Rev. A*, **58**, 3030–3042 (1998).
- M. Hennrich, T. Legero, A. Kuhn, und G. Rempe. Vacuum-stimulated Raman scattering based on adiabatic passage in a high-finesse optical cavity. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 4872–4875 (2000).
- M. Hennrich, T. Legero, A. Kuhn, und G. Rempe. Photon statistics of a non-stationary periodically driven single-photon source. *New Journal of Physics*, **6**, 86 (2004).
- C. J. Hood, M. S. Chapman, T. W. Lynn, und H. J. Kimble. Real-time cavity qed with single atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 4157 (1998).
- C. J. Hood und H. J. Kimble. Characterization of high-finesse mirrors: Loss, phase shifts, and mode structure in an optical cavity. *Phys. Rev. A*, **64**, 033804 (2001).
- C. J. Hood, T. W. Lynn, A. C. Doherty, A. S. Parkins, und H. J. Kimble. The atom-cavity microscope: Single atoms bound in orbit by single photons. *Science*, **287**, 1477 (2000).
- P. Horak, G. Hechenblaikner, K. M. Gheri, H. Stecher, und H. Ritsch. Cavity-induced atom cooling in the strong coupling regime. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 4974 (1997).
- P. Horak, H. Ritsch, T. Fischer, P. Maunz, T. Puppe, P. W. H. Pinkse, und G. Rempe. Optical kaleidoscope using a single atom. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 043601 (2002).
- Z. Hu und H. J. Kimble. Observation of a single atom in a magneto-optical trap. *Opt. Lett.*, **19**, 1889–1890 (1994).
- E. T. Jaynes und F. W. Cummings. Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser. *Proc. IEEE*, **51**, 89–109 (1963).

- M. Keller, B. Lange, K. Hayasaka, W. Lange, und H. Walther. Continuous generation of single photons with controlled waveform in an ion-trap cavity system. *Nature*, **431**, 1075–1078 (2004).
- M. V. Klein und T. E. Furtak. *Optik*. Springer (1989).
- E. Knill, R. Laflamme, und G. J. Milburn. A scheme for efficient quantum computing with linear optics. *Nature*, **409**, 46–52 (2001).
- H. Kogelnik und T. Li. Laser beams and resonators. *Appl. Opt.*, **5**, 1550 (1966).
- D. Kruse, C. von Cube, und C. Zimmermann. Observation of lasing mediated by collective atomic recoil. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 183601 (2003).
- A. Kuhn, M. Hennrich, und G. Rempe. Deterministic single-photon source for distributed quantum networking. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 067901 (2002).
- S. Kuhr, W. Alt, D. Schrader, M. Müller, V. Gomer, und D. Meschede. Deterministic delivery of a single atom. *Science*, **293**, 278–280 (2001).
- S. J. M. Kuppens, K. L. Corwin, K. W. Miller, T. E. Chupp, und C. E. Wieman. Loading an optical dipole trap. *Phys. Rev. A*, **62**, 013406 (2000).
- T. Legero. *Zeitaufgelöste Zwei-Photonen-Interferenz*. Dissertation, Technische Universität München (2005).
- T. Legero, T. Wilk, M. Hennrich, G. Rempe, und A. Kuhn. Quantum beat of two single photons. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 070503 (2004).
- H. Mabuchi, Q. A. Turchette, M. S. Chapman, und H. J. Kimble. Real-time detection of individual atoms falling through a high-finesse optical cavity. *Optics Lett.*, **21**, 1393 (1996).
- C. Marr, A. Beige, und G. Rempe. Entangled state preparation via dissipation-assisted adiabatic passages. *Phys. Rev. A*, **68**, 033817 (2003).
- F. De Martini und C. Monroe, editors. *Experimental Quantum Computation and Information*, volume 148. IOS-Press (2002).
- P. Maunz, T. Puppe, I. Schuster, N. Syassen, P. W. H. Pinkse, und G. Rempe. Cavity cooling of a single atom. *Nature*, **428**, 50–52 (2004).
- P. Maunz, T. Puppe, I. Schuster, N. Syassen, P. W. H. Pinkse, und G. Rempe. Normal-mode spectroscopy of a single bound atom-cavity system. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 033002 (2005).
- J. McKeever, A. Boca, A. D. Boozer, R. Miller, J. R. Buck, A. Kuzmich, und H. J. Kimble. Deterministic generation of single photons from one atom trapped in a cavity. *Science*, **303**, 1992–1994 (2004).
- D. Meschede. *Optik, Licht und Laser*. Teubner (1999).

- D. Meschede (2005). Private communication.
- H. J. Metcalf und P. van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Springer, New York (1999).
- P. Meystre und M. Sargent III. *Elements of quantum optics*. Springer-Verlag, 3rd edition (1998).
- P. W. Milonni und J. H. Eberly. *Lasers*. Wiley-Interscience (1998).
- B. R. Mollow. Power spektrum of light scattered by two-level systems. *Physical Review*, **188**, 1969–1975 (1969).
- P. Münstermann, T. Fischer, P. Maunz, P. W. H. Pinkse, und G. Rempe. Dynamics of single-atom motion observed in a high-finesse cavity. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 3791–3794 (1999a).
- P. Münstermann, T. Fischer, P. W. H. Pinkse, und G. Rempe. Single slow atoms from an atomic fountain observed in a high-finesse optical cavity. *Opt. Comm.*, **159**, 63–67 (1999b).
- K. Murr. On the suppression of the diffusion and the quantum nature of a cavity mode. Optical bistability: forces and friction in driven cavities. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **36**, 2515–2537 (2003).
- K. Murr (2005). Private communication.
- K. Murr, P. Maunz, P.W.H. Pinkse, T. Puppe, I. Schuster, D. Vitali, und G. Rempe. Momentum diffusion for coupled atom-cavity oscillators. *submitted* (2005).
- K. Murr, S. Nußmann, T. Puppe, M. Hijlkema, B. Weber, S. Webster, A. Kuhn, und G. Rempe. Three-dimensional cavity cooling and trapping in an optical lattice (). In preparation.
- B. Nagorny, Th. Elsasser, und A. Hemmerich. Collective atomic motion in an optical lattice formed inside a high finesse cavity. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 153003 (2003).
- W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. E. Toschek, und H. Dehmelt. Localized visible Ba⁺ mono-ion oscillator. *Phys. Rev. A*, **22**, 1137–1140 (1980).
- 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 (2005a).
- S. Nußmann, K. Murr, M. Hijlkema, B. Weber, A. Kuhn, und G. Rempe. Vacuum-stimulated cooling of single atoms in three dimensions. *Nature Physics*, **1**, 122–125 (2005b).
- 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**, 3788–3791 (1995).
- H. Perrin. *Refroidissement d'atomes de Césium confinés dans un piège dipolaire très désaccordé*. Dissertation, Université de Paris VI (1998).

- W.D. Philips. Nobel lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Rev. Mod. Phys.*, **70**, 721 (1998).
- P. W. H. Pinkse, T. Fischer, P. Maunz, und G. Rempe. Trapping an atom with single photons. *Nature*, **404**, 365–368 (2000).
- T. Puppe, P. Maunz, T. Fischer, P. W. H. Pinkse, und G. Rempe. Single-atom trajectories in higher-order transverse modes of a high-finesse optical cavity. *Physica Scripta*, **T112**, 7–12 (2004).
- E. M. Purcell. Spontaneous emission probabilities at radio frequencies. *Phys. Rev.*, **69**, 681 (1946).
- E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, und D. E. Pritchard. Trapping of neutral Sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 2631 (1987).
- U. D. Rapol, A. Wasan, und V. Natarajan. Loading of a Rb magneto-optic trap from a getter source. *Phys. Rev. A*, **64**, 023402 (2001).
- J. Reichel, W. Hänsel, und T.W. Hänsch. Atomic micromanipulation with magnetic surface traps. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 3398–3401 (1999).
- T. Rieger. *Aufbau einer Quelle kalter Moleküle*. Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Quantenoptik (2002).
- F. Rohde. *Ein optischer Resonator hoher Finesse als Atomdetektor*. Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Quantenoptik (2003).
- A. T. Rosenberger, L. A. Orozco, und H. J. Kimble. Absorptive optical bistability in two-state atoms. *Phys. Rev. A*, **43**, 6284 (1991).
- F. Ruschewitz, D. Bettermann, J. L. Peng, und W. Ertmer. Statistical investigations on single trapped neutral atoms. *Europhys. Lett.*, **34**, 651–656 (1996).
- 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).
- N. Schlosser, G. Reymond, I. Protsenko, und P. Grangier. Sub-poissonian loading of single atoms in a microscopic dipole trap. *Nature*, **411**, 1024–1027 (2001).
- S.Chu. Nobel lecture: The manipulation of neutral particles. *Rev. Mod. Phys.*, **70**, 685 (1998).
- P. Shor. Algorithms for quantum computation: Discrete logarithms and factoring. In *Proc. 35th Annual Symposium on Foundations of Computer Science*. IEEE Press (1994).
- R. Taïeb, R. Dum, J.I. Cirac, P. Marte, und P. Zoller. Cooling and localization of atoms in laser-induced potential wells. *Phys. Rev. A*, **49**, 4876–4887 (1994).
- V. Vuletić, H. W. Chan, und A. T. Black. Three-dimensional cavity doppler cooling and cavity sideband cooling by coherent scattering. *Phys. Rev. A*, **64**, 033405 (2001).

- V. Vuletić und S. Chu. Laser cooling of atoms, ions, or molecules by coherent scattering. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 3787–3790 (2000).
- B. Weber. *Transport von Atomen in einer optischen Dipolfalle*. Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Quantenoptik (2002).
- D. J. Wineland, J. Dalibard, und C. Cohen-Tannoudji. Sisyphus cooling of a bound atom. *J. Opt. Soc. Am. B*, pages 32–42 (1992).
- D. J. Wineland und W. M. Itano. Spectroscopy of a single Mg^+ ion. *Phys. Lett.*, **82A**, 75–78 (1981).
- J. Ye, D. W. Vernooy, und H. J. Kimble. Trapping of single atoms in cavity QED. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 4987–4990 (1999).
- S. Zippilli, G. Morigi, und H. Ritsch. Suppression of Bragg scattering by collective interference of spatially ordered atoms with a high-Q cavity mode. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 123002 (2004).
- S. Zippilli, G. Morigi, und H. Ritsch. Cooling trapped atoms in optical resonators. *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 143001 (2005).

Publikationen

Publikationen in Zusammenhang mit dieser Dissertation:

- S. Nußmann, K. Murr, M. Hijlkema, B. Weber, A. Kuhn und G. Rempe, Vacuum-stimulated cooling of single atoms in three dimensions, *Nature Physics* **1**, 122-125 (2005).
- S. Nußmann, M. Hijlkema, B. Weber, F. Rohde, G. Rempe und A. Kuhn, Submicron Positioning of Single Atoms in a Microcavity, *Physical Review Letters*, **95**, 173602 (2005).

Sonstige Publikationen:

- M. Kemmann, I. Mistrik, S. Nußmann, H. Helm, C. J. Williams und P. S. Julienne, Near-threshold photoassociation of $^{87}\text{Rb}_2$, *Physical Review A*, **69**, 022715 (2004).
- M. Kemmann, I. Mistrik, S. Nußmann und H. Helm, Near-Threshold Photoassociation of Rb_2 at Very High Resolution, "Interactions in Ultracold Gases", M. Weidemüller, C. Zimmermann (Eds). Wiley-VCH, Weinheim, (2003).
- M. Erhard, S. Nußmann und H. Helm, Power Broadening and Doppler Effects of Coherent Dark Resonances in Rb, *Physical Review A*, **62**, 061802 (2000).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich noch all jenen meinen Dank aussprechen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

An erster Stelle ist hier mein Doktorvater Prof. Gerhard Rempe zu nennen, der mir die Möglichkeit gab, an einem so spannenden Projekt zu arbeiten. Er hat mir großes Vertrauen beim Aufbau des Experiments entgegengebracht und mich immer großzügig unterstützt. Seine große Begeisterung für die Physik war stets sehr motivierend.

Ein großes Dankeschön an Axel Kuhn, der mir große Freiheit beim Experimentieren lies, aber immer da war, wenn ich mal nicht weiter wusste. Durch stetes Hinterfragen gab er oft den entscheidenden Tipp zur Lösung kniffliger Probleme.

Ganz besonders möchte ich mich bei meinem Labor-Team bedanken: Bei meinem Diplomanden und Mitdoktoranden Berhard Weber, für seinen großen Einsatz beim Aufbau diverser Fallen, vor allem aber bei der Computersteuerung und bei der Auswertung unserer Daten. Bei meinem Diplomanden Felix Rohde, der mit viel Enthusiasmus unter teils widrigen Bedingungen (im Raumanzug) den Resonator aufgebaut hat und bei meinem Mitdoktoranden Markus Hijlkema für seine große Unterstützung beim Aufbau des Experiments. Allen Mitgliedern des QGate-Teams nochmals vielen Dank für die schöne gemeinsame Zeit im Labor und für die spannenden Diskussionen, die angenehmerweise auch oft über den Bereich der Physik hinausgingen. Ich wünsche Euch viel Erfolg für die Zukunft des QGate-Experiments.

Herzlichen Dank an Karim Murr, für die Nachhilfestunden und *exercises* zur theoretischen Quantenoptik und für viele fruchtbare und immer unterhaltsame Diskussionen über Atome, Cavities, *Oscillators* und *Chickens*. Simon Webster sei für das Aufpolieren meiner englischen Schriftstücke gedankt.

Desweiteren möchte ich mich bei unseren Praktikanten und Hiwis für ihre Unterstützung bedanken: bei Alex Grothe, Niels Syassen, Thomas Schwartz und Holger Specht.

Der Beitrag „unserer Techniker“ am Gelingen meiner Arbeit ist wohl nicht zu überschätzen. Josef Bayerl ist mit seinem großen Sachverstand dafür verantwortlich, dass in unserer schönen, kleinen Vakuumkammer auch noch der sechzehnte Laserstrahl ungehindert sein Ziel erreichen kann. Franz Denk und Helmuth Stehbeck hatten für alle kleinen und großen

Probleme im Labor immer die perfekte Lösung parat. Tom Wiesmeier hat mit viel Interesse am Geschehen so manche clevere Elektroniklösung beige-steuert. Euch allen ein großes Dankeschön. Herzlichen Dank auch an unsere Sekretärin Odette Gori, für ihre große Hilfsbereitschaft.

Meinen Labornachbarn, den Herrn Junglen und Rieger, sei für die stets freundschaftliche Zusammenarbeit, das Ertragen meiner musikalischen Vorlieben und den ein oder anderen Tratsch, der das Laborleben stets aufgelockert hat, gedankt. Die Forderung einer massiven Wand zwischen unseren Labors habe ich trotz Giftgasangriffen und elektromagnetischem Störfeuer natürlich nie ernst gemeint.

Zu großem Dank bin ich den Altmeistern der Remppe-Gruppe verpflichtet: Peter Maunz für seine große Hilfsbereitschaft in Sachen Cavities, Elektronik, Computerproblemen und in allen anderen Bereichen des Laborlebens, Johannes Schuster für seinen umfassenden Grundkurs zur Vakuumtechnik, Markus Hennrich und Thomas Legero für die Einführung in die Welt der Photonen und deren Nachweis, Thomas Puppe für sein Cavity-Know-How sowie für den besten aller PID-Regler und Bernhard Sang für seine Starthilfe am MPQ und den Einblick in die Welt der Industrie-Physiker.

Auch an alle anderen Mitgliedern der Remppe-Gruppe ein herzliches Dankeschön für die angenehme Arbeitsatmosphäre, den ausgiebigen Wissens- und Materialtransfer und die schönen gemeinsamen Stunden auf Ringberg und Rechtegg, beim Skifahren und an den Grillabenden.

Meinen Eltern, Sieglinde und Josef Nußmann, werde ich für die Ermöglichung meines Studiums und ihre bedingungslose Unterstützung moralischer und finanzieller Natur immer dankbar sein. Zu guter Letzt möchte ich ein besonders großes Dankeschön an meine liebe Frau Miriam Nußmann richten, die mich in schwierigen Situationen immer aufzumuntern wusste und stets nachsichtig war, wenn es mal wieder länger gedauert hat oder ich zu Hause in Gedanken bei meinen Atomen war.

