



Institut für Angewandte Physik
der Universität Bonn

Wegelerstraße 8
53115 Bonn

Ein Förderband für einzelne Atome

von
Dominik Schrader

Diplomarbeit in Physik

angefertigt im
Institut für Angewandte Physik

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
Bonn
im November 2000

Referent: Prof. Dr. D. Meschede
Korreferent: Prof. Dr. E. Klempt

„We **never** experiment with just **one** electron or atom...

*In thought experiments, we sometimes assume that we do; this invariably entails ridiculous consequences. In the first place it is fair to state that we are not **experimenting** with single particles any more than we can raise Ichthyosauria in the zoo. “*

Erwin Schrödinger, 1952

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Grundlagen	3
1.1 Überblick	3
1.2 Eine magneto-optische Falle als Quelle kalter Atome	4
1.2.1 Funktionsweise der MOT	5
1.2.2 Eine Cäsium-MOT	6
1.2.3 Einzelne Atome	7
1.3 Die optische Dipolfalle	8
1.3.1 Das klassische Dipolpotential	8
1.3.2 Das Dipolpotential im quantenmechanischen Bild	10
1.4 Optische Stehwellenfallen	12
1.4.1 Rotverstimmte Stehwellenfallen	13
1.4.2 Eine rotverstimmte Stehwellenfalle für Cäsium	14
1.4.3 Blauverstimmte Stehwellenfallen	17
1.5 Das Förderband	18
1.5.1 Die wandernde Stehwelle	18
1.5.2 Die Beschleunigung des Atoms	19
2 Experimenteller Aufbau	23
2.1 Die Einzelatom-MOT	23
2.1.1 Lasersystem	25
2.1.2 Die Beobachtung der Atome	26
2.2 Die Dipolfalle	27
2.2.1 Der Laser	27
2.2.2 Akusto-optische Modulatoren im Doppelpaß-Aufbau	32
2.2.3 Fokussierung in die MOT	38
3 Experimentelle Ergebnisse	39
3.1 Kühlen und Speichern einzelner Atome in der MOT	39
3.2 Speicherung in der Dipolfalle	40
3.2.1 Messung der Speicherquote	40
3.2.2 Verifikation der Stehwellenstruktur	43
3.2.3 Speicherzeiten	44
3.2.4 Einfluß des Phasenrauschens auf die Speicherzeit	46
3.3 Kontrollierter Transport einzelner Atome	51
3.3.1 Beobachtungsoptik zum Nachweis der verschobenen Atome	51
3.3.2 Nachweis des Transports	53

Zusammenfassung und Ausblick	57
Anhang	59
A Blauverstimmte Stehwellen	59
A.1 Eine blauverstimmte Stehwelle aus zwei TEM ₀₀ -Strahlen	59
A.2 Eine blauverstimmte Stehwellenfalle für Cäsium	63
A.2.1 Die Potentialtiefe	63
A.2.2 Streuraten	67
Literaturverzeichnis	71

Einleitung

Auch zu ihrem 100jährigen Jubiläum übt die Quantenphysik eine nach wie vor ungetrübte Faszination auf die Menschen aus. Während des letzten Jahrhunderts sind die Physiker den Gesetzen dieser mikroskopischen Welt mit einer Vielzahl von Methoden auf den Grund gegangen. Zu Beginn konnten viele dieser Phänomene nur durch „Gedankenexperimente“ untersucht werden.

Mittlerweile sind wir aber in der Lage, viele dieser Gedankenexperimente tatsächlich experimentell zu testen. So konnte sich Schrödinger im Jahr 1952 [SCH52] noch nicht vorstellen, daß es je möglich sein würde, mit einzelnen Teilchen zu experimentieren. Doch die Erfindungen der Ionenfallen und der Laserkühlung neutraler Atome, die 1989 (H. Dehmelt und W. Paul) bzw. 1997 (S. Chu, W. Phillips und C. Cohen-Tannoudji) mit Nobelpreisen ausgezeichnet wurden, haben die Grundlage für derartige Experimente geschaffen. Mit der weiteren Entwicklung dieser Techniken wurde es möglich, einzelne Ionen [NEU80] und neutrale Atome [HU94] zu speichern und nachzuweisen. Inzwischen ist es sogar gelungen, EPR-Paare und verschränkte Mehrteilchenzustände von Photonen [PAN00], von einzelnen Ionen [TUR98, SAC00] oder von Rydbergatomen in einem Mikrowellenresonator [RAU00, HAG97] zu erzeugen.

Ein weiterer Schritt zur gezielten Manipulation von Quantensystemen besteht in der Erzeugung einer kontrollierbaren Wechselwirkung zwischen einzelnen Atomen und Photonen im optischen Bereich. Ein geeignetes Werkzeug für die Durchführung derartiger Experimente bildet eine sogenannte Supercavity, ein optischer Resonator ultrahoher Finesse. Dieser ermöglicht aufgrund seiner geringen Verluste die erforderlichen langen Wechselwirkungszeiten.

Wesentliche Schwierigkeiten bestehen in der guten Lokalisierung und langen Speicherung der Atome in der Grundmode eines solchen Resonators, die typischerweise Durchmesser von wenigen $10\ \mu\text{m}$ hat. In den aktuellen Experimenten zu diesem Thema wird eine ganze Wolke mit bis zu 10^4 kalten Atomen durch den Superresonator geschickt [PIN00, HOO00], von denen sich dann nur zufällig eins

oder mehrere durch die Wechselwirkungszone bewegen. Die Anzahl der beteiligten Atome ist nicht kontrollierbar, und die Wechselwirkungszeiten sind kurz.

Die Überwindung dieser Nachteile erfordert eine Transportmöglichkeit für Atome, die eine definierte Anzahl von Atomen kontrolliert in die Mode des Resonators befördert und dort lokalisiert: ein Förderband für einzelne Atome. Durch die gezielte Bewegung und Positionierung der Atome werden ihre externen Freiheitsgrade kontrolliert. Die Entwicklung eines atomaren Förderbandes stellt damit einen wichtigen Schritt auf dem Weg der Kontrolle quantenmechanischer Systeme dar. Es bietet die einzigartige Möglichkeit, eine gewünschte Anzahl von neutralen Atomen zu einem bestimmten Zeitpunkt genau an den Ort zu befördern, an dem Experimente mit diesen durchgeführt werden sollen. Dieses Werkzeug könnte man daher sogar als deterministische Quelle kalter Atome bezeichnen.

Gegenstand dieser Arbeit ist die experimentelle Konstruktion eines solchen atomaren Förderbandes. Die Atome werden hierbei in Potentialtöpfen einer Stehwelle aus Licht gespeichert. Durch Bewegen der Potentialtöpfe werden sie in dieser sogenannten Dipolfalle kontrolliert mitgeführt. Ihre gute Lokalisierung zusammen mit langen Kohärenzzeiten in der Falle schaffen ideale Bedingungen zur weiteren Manipulation der Atome. Im Rahmen dieser Arbeit konnten die Speicherung in einem geeigneten Dipolpotential und der kontrollierte Transport einzelner Atome über eine Strecke von einem halben Millimeter erstmals nachgewiesen werden.

Kapitel 1

Grundlagen

1.1 Überblick

Um einzelne Atome kontrolliert im Raum zu bewegen, werden sie zunächst in Potentialtöpfen gespeichert. Wenn diese bewegt werden, werden die Atome mitgeführt. Dies ist die Grundidee des atomaren Förderbandes.

Erzeugt werden die Potentialtöpfe durch die Wechselwirkung des Atoms mit einer elektromagnetischen Welle, deren Frequenz stark verstimmt ist gegenüber der atomaren Resonanzfrequenz. Die Potentialtiefe dieser sogenannten Dipolfalle hängt von der Intensität der Lichtwelle ab. In einer geeigneten Stehwellenstruktur, die von zwei gegenläufigen Laserstrahlen gebildet wird, entsteht auf diese Weise eine Kette von Potentialtöpfen, in denen die Atome gespeichert werden können. Durch relative Verstimmung der beiden Laserstrahlen bewegen sich die Potentialtöpfe entlang der optischen Achse, und die gespeicherten Atome werden mitgeführt (vgl. Abbildung 1.1).

Um die Atome in den etwa 1 mK tiefen Potentialmulden speichern zu können, müssen sie gekühlt werden. Als Quelle kalter Atome dient eine magneto-optische Falle. Einzelne Atome werden von ihr auf die erforderlichen Temperaturen gekühlt und anschließend in die stationären Potentialtöpfe der Dipolfalle umgeladen. Um die Atome nun zu verschieben, wird die Kette von Potentialmulden gleichförmig beschleunigt und wieder abgebremst. Auf diese Weise stehen die Atome an einem gewünschten Ort entlang der optischen Achse des Dipolfallen-Lasers und in einigen Millimetern Entfernung zur magneto-optischen Falle für weitere Experimente zur Verfügung.

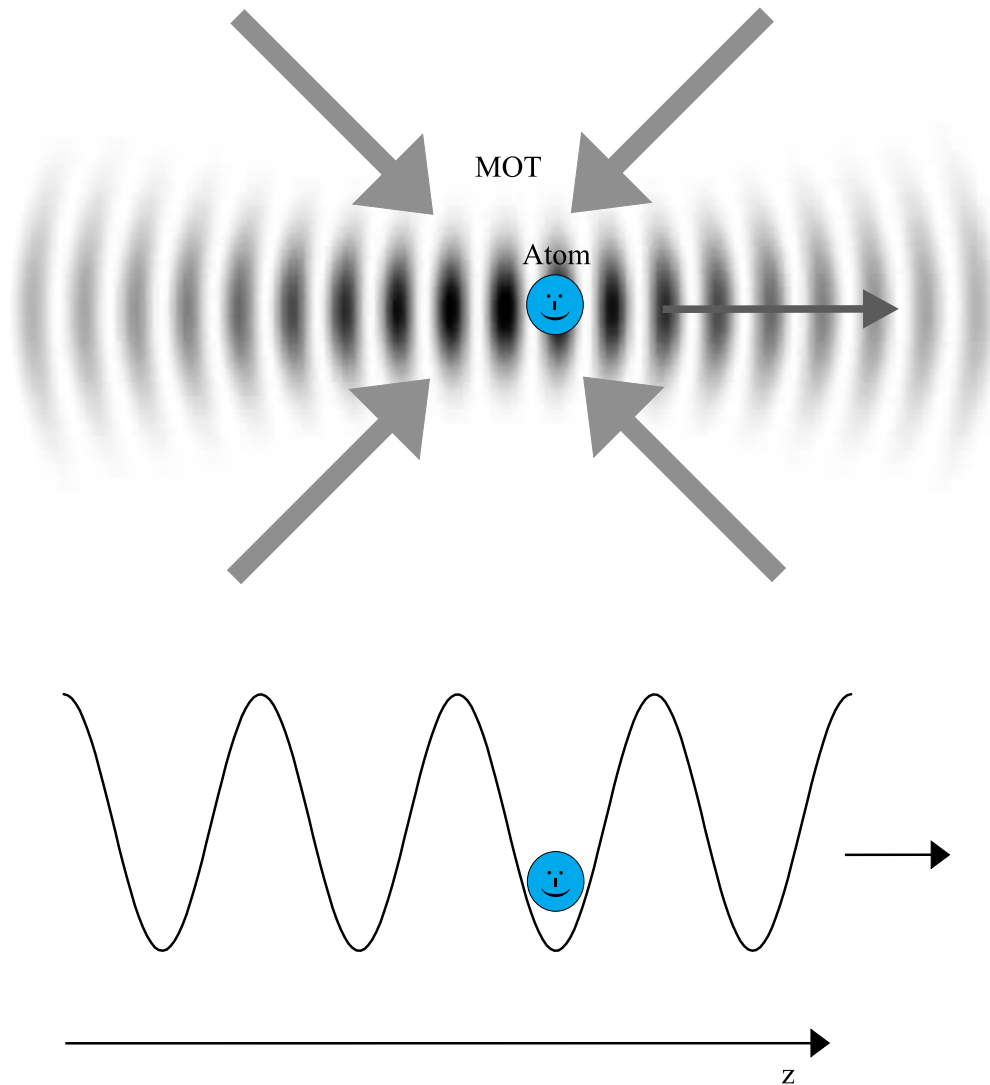


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung des Grundprinzips des atomaren Förderbandes. Ein Atom wird aus einer magneto-optischen Falle in die Dipolfalle einer optischen Stehwelle geladen. Dort wird es in einem der Potentialtöpfe gespeichert und folgt dessen Bewegung.

1.2 Eine magneto-optische Falle als Quelle kalter Atome

Magneto-optische Fallen (kurz: MOTs, nach engl.: magneto-optical trap) haben sich zu einem Standardinstrument zum Kühlen und Speichern von neutralen Atomen entwickelt, das heutzutage in vielen Labors eingesetzt wird [RAA87, TOW95, CHU98, COH98, PHI98]. Es dient auch in diesem Experiment als Quelle einzelner kalter

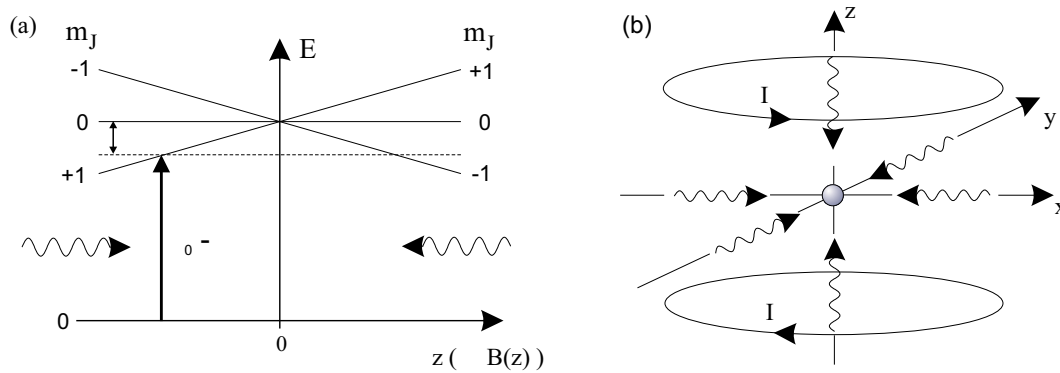


Abbildung 1.2: Links: Funktionsweise der MOT am Beispiel eines Atoms mit $J=0$ und $J'=1$. Das Magnetfeld spaltet den angeregten Zustand in Zeeman-Komponenten auf. Entfernt sich das Atom aus dem Zentrum, so gerät es mit dem Laser in Resonanz, der es wieder in die Mitte zurücktreibt. Rechts: Dreidimensionale Darstellung der MOT mit Angabe der Polarisierungen der Laserstrahlen.

Atome. Die Funktionsweise der MOT wird daher zu Beginn knapp erklärt. Im Anschluß werden die von uns verwendete Cäsium-MOT im speziellen und Details zur Speicherung von einzelnen Atomen vorgestellt.

1.2.1 Funktionsweise der MOT

Das Prinzip der MOT basiert auf dem orts- und geschwindigkeitsabhängigen Impulsübertrag von Photonen. Die Richtung des Strahlungsdrucks auf die Atome wird dabei so organisiert, daß diese gekühlt und in einem Punkt gespeichert werden. Der Kühlmechanismus der MOT beruht auf dem Prinzip der Dopplerkühlung. Bewegt sich ein Atom einem Laserstrahl entgegen, dessen Frequenz rotverstimmt ist gegenüber der atomaren Resonanzfrequenz, so gerät es in seinem Bezugssystem näher zur Resonanz mit der Laserfrequenz. Die spontan emittierten Photonen werden räumlich isotrop ausgesendet, so daß das Atom einen Netto-Impulsübertrag erfährt, der seiner Bewegungsrichtung entgegengerichtet ist. In einer Konfiguration von drei Paaren von entgegengesetzt propagierenden, rotverstimmt Laserstrahlen, die jeweils senkrecht zueinander stehen, wird ein Atom auf diese Weise gekühlt. Die resultierende Kraft ist für kleine $|\dot{\vec{r}}|$ linear in der Geschwindigkeit $\dot{\vec{r}}$:

$$\vec{F} = -\alpha \dot{\vec{r}} \quad (1.1)$$

α spielt hier die Rolle eines Reibungskoeffizienten.

Eine stabile Speicherung der gekühlten Atome erfordert eine Rückstellkraft, die von der Position der Atome abhängt. Hierzu dient ein magnetisches Quadrupolfeld,

dessen Feldstärke im Zentrum der Falle verschwindet und radial linear ansteigt. Zur Veranschaulichung des Funktionsprinzips betrachte man ein Atom mit den Quantenzahlen $J = 0$ im Grundzustand und $J' = 1$ im angeregten Zustand. Der letztere wird vom Magnetfeld in seine Zeeman-Komponenten aufgespalten. In einem eindimensionalen Modell (vgl. Abbildung 1.2) beleuchtet man das Atom mit einem σ^+ -polarisierten Laserstrahl von links und einem σ^- -polarisierten Strahl von rechts. Eine Abweichung der Position des Atoms von der Mitte resultiert nun in der favorisierten Absorption aus dem Laserstrahl, der das Atom wieder in die Mitte treibt. Durch entsprechende Wahl der Zirkularpolarisation der Laserstrahlen läßt sich diese Rückstellkraft auch im dreidimensionalen Fall erzeugen.

Die resultierende Kraftgleichung $F(\vec{r}) = m\ddot{\vec{r}} = -\alpha\dot{\vec{r}} - k\vec{r} - \xi(t)$ (mit der Federkonstanten $k \propto \alpha \frac{\partial B}{\partial r}$) beschreibt die Bewegung des Atoms in der MOT in erster Näherung durch die eines gedämpften harmonischen Oszillators. Die Impulsüberträge durch spontan emittierte Photonen bewirken die zeitlich fluktuierende Langevin-Kraft $\xi(t)$ und haben letztlich eine endliche Gleichgewichtstemperatur der Atome zur Folge. Diese wird Dopplertemperatur genannt:

$$k_B T_D = \hbar\Gamma/2 \quad (1.2)$$

und beträgt für Cäsium $T_D = 125 \mu\text{K}$. Auf Sub-Doppler-Kühlmechanismen, die in einer MOT auch niedrigere Temperaturen als T_D erzeugen können, wird hier nicht eingegangen [DAL89].

1.2.2 Eine Cäsium-MOT

Voraussetzung für eine effektive Dopplerkühlung ist ein geschlossener Zyklus, d.h. ein atomarer Übergang, dessen angeregter Zustand durch spontane Emission immer wieder in denselben Grundzustand zerfällt. Im Fall von Cäsium bietet sich der $F = 4 \rightarrow F' = 5$ -Übergang der D_2 -Linie an (siehe Niveauschema 1.3), der im folgenden als Kühlübergang bezeichnet wird. Durch den gegenüber diesem Übergang rotverstimmten Kühllaser wird das $F' = 4$ -Niveau aber immer noch mit einer Wahrscheinlichkeit von 10^{-3} angeregt, von wo aus das Atom in den $F = 3$ -Grundzustand fallen kann. Hier ist es wegen der starken Hyperfeinaufspaltung des Grundzustandes von 9,2 GHz für den Kühllaser unsichtbar. Ein Rückpumpplaser ($F = 3 \rightarrow F' = 4$) dient dazu, das Atom wieder in den Kühlzyklus zu überführen.

Das vereinfachende Modell der MOT behält für Cäsium trotz der höheren Spinquantenzahlen seine Gültigkeit, da die g-Faktoren für die Zeeman-Aufspaltung von Grund- und angeregtem Zustand verschiedene Vorzeichen besitzen. Die Energieverschiebung der Übergänge mit zunehmender Magnetfeldstärke folgt also einem

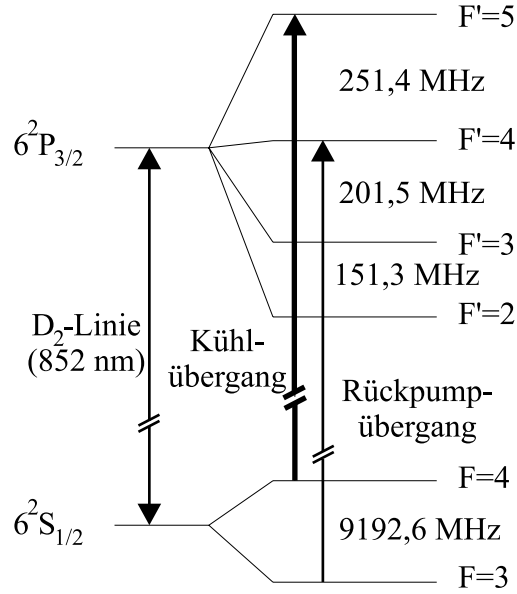


Abbildung 1.3: Energieniveauschema der D_2 -Linie von Cäsium. Die Hyperfeinstrukturaufspaltung ist nicht maßstabsgetreu dargestellt.

analogen Schema und resultiert in einer ortsabhängigen Kraft. Da durch optisches Pumpen überwiegend die äußeren Zeeman-Zustände ($m = \pm 4, m' = \pm 5$) bevölkert werden, ist die Reduktion auf $J' = 1$ keine Einschränkung des Modells.

1.2.3 Einzelne Atome

Während konventionelle MOTs dazu verwendet werden, viele Atome ($10^3 - 10^{10}$) zu speichern, lassen sich auch einzelne Atome mit langen Speicherzeiten fangen und nachweisen [HAU96, RUS96, GOM98B]. Unter Vernachlässigung von Stößen zwischen Atomen innerhalb der MOT kann man für die Anzahl N der in der MOT gespeicherten Atome eine Ratengleichung angeben:

$$\dot{N} = R_L - \frac{N}{\tau}, \quad (1.3)$$

mit der Laderate R_L und der durch Stöße mit dem Hintergrundgas begrenzten mittleren Speicherzeit τ . Um wenige Atome zu speichern, gilt es, die aus (1.3) folgende mittlere gespeicherte Atomanzahl \bar{N}

$$\bar{N} = R_L \cdot \tau \quad (1.4)$$

unter der Bedingung langer Speicherzeiten zu minimieren. Voraussetzung für letztere ist ein niedriger Hintergrundgasdruck. Der zur Minimierung von R_L

erforderliche niedrige Einfangquerschnitt läßt sich zum einen über einen kleinen Laserstrahldurchmesser [HU94], zum anderen über hohe Magnetfeldgradienten (> 100 G/cm) [HAU93] erreichen.

1.3 Die optische Dipolfalle

Die optische Dipolfalle bildet die Grundlage des atomaren Förderbandes. Ihr Potential ist konservativ und beruht auf der Wechselwirkung eines elektromagnetischen Feldes mit einem neutralen Atom. Da das Intensitätsprofil des Lichtfeldes den Potentialverlauf der Falle bestimmt, lassen sich durch dessen Formung verschiedene Fallenkonfigurationen erzeugen. Diese Flexibilität bietet erhebliche Vorteile für die Speicherung von kalten Atomen. Niedrige Photonenstreuraten ermöglichen lange Kohärenzzeiten und schaffen die Voraussetzung für weitere kontrollierte Manipulation der Atome in der Dipolfalle.

1.3.1 Das klassische Dipolpotential

Die Entstehung des Dipolpotentials läßt sich bereits im Lorentz-Modell des Atoms gut beschreiben [GRI00]. Das Modell liefert die Skalierungsgesetze für die Fallentiefe und die Photonensteurate. Die Linienstärken der atomaren Übergänge werden allerdings erst im quantenmechanischen Bild in 1.3.2 berücksichtigt.

Bei der Wechselwirkung eines Atoms mit einem elektromagnetischen Feld der Frequenz ω induziert das elektrische Feld ein Dipolmoment. Letzteres oszilliert - ebenfalls mit der Frequenz ω - parallel zur Polarisationsrichtung des Feldes. Seine Oszillation wird in diesem Modell durch einen vom elektrischen Feld $E(t)$ getriebenen, gedämpften harmonischen Oszillator beschrieben:

$$\ddot{x} + \Gamma_\omega \dot{x} + \omega_0^2 x = -eE(t)/m_e \quad (1.5)$$

ω_0 ist hier die atomare Resonanzfrequenz, und e, m_e bezeichnen Elementarladung und Elektronenmasse. Die Dämpfungsrate Γ_ω entspricht dem Energieverlust durch Abstrahlung des schwingenden Elektrons pro Zeiteinheit. Sie ist im Rahmen der klassischen Strahlungsdämpfung gegeben durch

$$\Gamma_\omega = \frac{e^2 \omega^2}{6\pi\epsilon_0 m_e c^3}. \quad (1.6)$$

Verknüpft werden die Amplituden des elektrischen Feldes \tilde{E} und des Dipolmoments \tilde{p} durch die komplexe Polarisierbarkeit α :

$$\tilde{p} = \alpha \tilde{E} \quad (1.7)$$

Diese läßt sich durch Lösen von (1.5) mit dem Ansatz $x = -\tilde{p}/e \cdot \exp(-i\omega t)$ ableiten:

$$\alpha = 6\pi\epsilon_0 c^3 \frac{\frac{\Gamma}{\omega_0^2}}{\omega_0^2 - \omega^2 - i \left(\frac{\omega^3}{\omega_0^2}\right) \Gamma}, \quad (1.8)$$

wobei Γ_ω durch die resonante Dämpfungsrate $\Gamma \equiv \Gamma_{\omega_0} = (\omega_0/\omega)^2 \Gamma_\omega$ ersetzt wurde, die im atomaren Bild der natürlichen Linienbreite des Dipolübergangs entspricht.

Nach diesen Vorüberlegungen kann man das Dipolpotential als zeitliches Mittel über das Skalarprodukt von elektrischem Feld und Dipolmoment ausdrücken:

$$U_{dip} = -\frac{1}{2} \langle \vec{p} \vec{E} \rangle = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\alpha) I \quad (1.9)$$

I ist die Intensität des Feldes. Der Faktor $1/2$ trägt hier der Tatsache Rechnung, daß es sich um ein *induziertes* Dipolmoment handelt.

Während das Dipolpotential proportional zum *dispersiven* Anteil, d.h. dem Realteil der Polarisierbarkeit ist, entspricht der Imaginärteil von α dem *absorptiven* Anteil. Dies ist nichts anderes als die bei der Wechselwirkung vom Lorentz-Oszillator absorbierte Leistung P_{abs} , die im quantenmechanischen Bild in Form von Photonen wieder abgestrahlt wird. Die Photonenstreurate Γ_{sc} ist demnach

$$\Gamma_{sc} = \frac{P_{abs}}{\hbar\omega} = \frac{\langle \dot{\vec{p}} \vec{E} \rangle}{\hbar\omega} = \frac{1}{\hbar\epsilon_0 c} \text{Im}(\alpha) I. \quad (1.10)$$

Für größere Verstimmungen $\Delta = \omega - \omega_0$ im Bereich $\omega_0 \gg |\Delta| \gg \Gamma$ ergeben sich folgende einfache Näherungsformeln für Potential und Streurate:

$$U_{dip}(\vec{r}) = \frac{\hbar\Gamma}{2} \frac{I(\vec{r})}{I_S} \frac{\Gamma}{4\Delta'} \quad (1.11)$$

$$\Gamma_{sc}(\vec{r}) = \frac{\Gamma}{2} \frac{I(\vec{r})}{I_S} \left(\frac{\Gamma}{2\Delta'} \right)^2 \quad (1.12)$$

Die Intensität wird hier in Einheiten der Sättigungsintensität I_S ausgedrückt. Außerdem wurde die effektive Verstimmung Δ' eingeführt:

$$\frac{1}{\Delta'} \equiv \frac{1}{\omega - \omega_0} + \frac{1}{\omega + \omega_0} \quad (1.13)$$

Schon aus diesen klassisch hergeleiteten Formeln lassen sich einige wesentliche Informationen ablesen:

- Das Vorzeichen der Verstimmung bestimmt, ob das Potential attraktiv oder repulsiv ist. Hierdurch kann man Dipolfallen in zwei Klassen einteilen: In rotverstimmten Fällen ($\Delta' < 0$) wird das Atom zum Maximum der Feldintensität gezogen. In blauverstimmten Fällen ($\Delta' > 0$) wird das Atom vom Lichtfeld abgestoßen. Also muß das Intensitätsprofil des Dipolfallenstrahls derart gestaltet sein, daß das Atom im Minimum der Intensität gehalten werden kann (siehe hierzu auch Abbildung 1.4). Die beiden Fallentypen werden zu einem späteren Zeitpunkt noch genauer diskutiert.
- Da man bei gegebener Fallentiefe an einer möglichst niedrigen Streurrate interessiert ist, um die Kohärenzzeiten des gespeicherten Atoms zu maximieren, ist es wegen

$$\Gamma_{sc}(\vec{r}) = \frac{\Gamma}{\hbar\Delta'} U_{dip}(\vec{r}) \quad (1.14)$$

sinnvoll, große Verstimmungen zu wählen und die gewünschte Fallentiefe durch entsprechend hohe Intensitäten zu realisieren.

1.3.2 Das Dipolpotential im quantenmechanischen Bild

Im quantenmechanischen Bild ist die AC-Stark-Verschiebung oder auch Lichtverschiebung der atomaren Niveaus für das Zustandekommen des Dipolpotentials verantwortlich. Bei der Wechselwirkung eines Atoms mit einem oszillierenden elektromagnetischen Feld wird der Grundzustand im rotverstimmten Fall abgesenkt, bei Blauverstimmung wird er angehoben (vgl. Abbildung 1.4). Da das Atom bestrebt ist, den für sich energetisch niedrigsten Zustand zu erreichen, wird es, sofern es im Grundzustand ist, in Bereiche hoher Intensität hineingezogen (rot) bzw. aus ihnen herausgestoßen (blau).

Dieses Resultat erhält man mit Hilfe zeitabhängiger Störungsrechnung, wobei sich die resultierende Energieverschiebung aus der Summe aller möglichen Dipol-Übergangsmatrixelemente ergäbe. Für die Verschiebung des Cäsium-Grundzustandes ($6S_{1/2}$) ist lediglich das für alle Alkali-Metalle typische D-Dublett relevant. Aus der Rechnung ergibt sich, daß die Beiträge der D_1 - und D_2 -Linie zur Energieverschiebung des Grundzustandes mit den entsprechenden Oszillatorstärken gewichtet werden, die in guter Näherung im Verhältnis 1:2 zueinander stehen. Für den Spezialfall linear polarisierten Lichts liefert die Rechnung [COR99]:

$$U(\vec{r}) = \frac{\hbar}{24} \left(\frac{\Gamma_{D_1}^2}{I_S(D_1)\Delta'_{D_1}} + 2 \frac{\Gamma_{D_2}^2}{I_S(D_2)\Delta'_{D_2}} \right) I(\vec{r}) \quad (1.15)$$

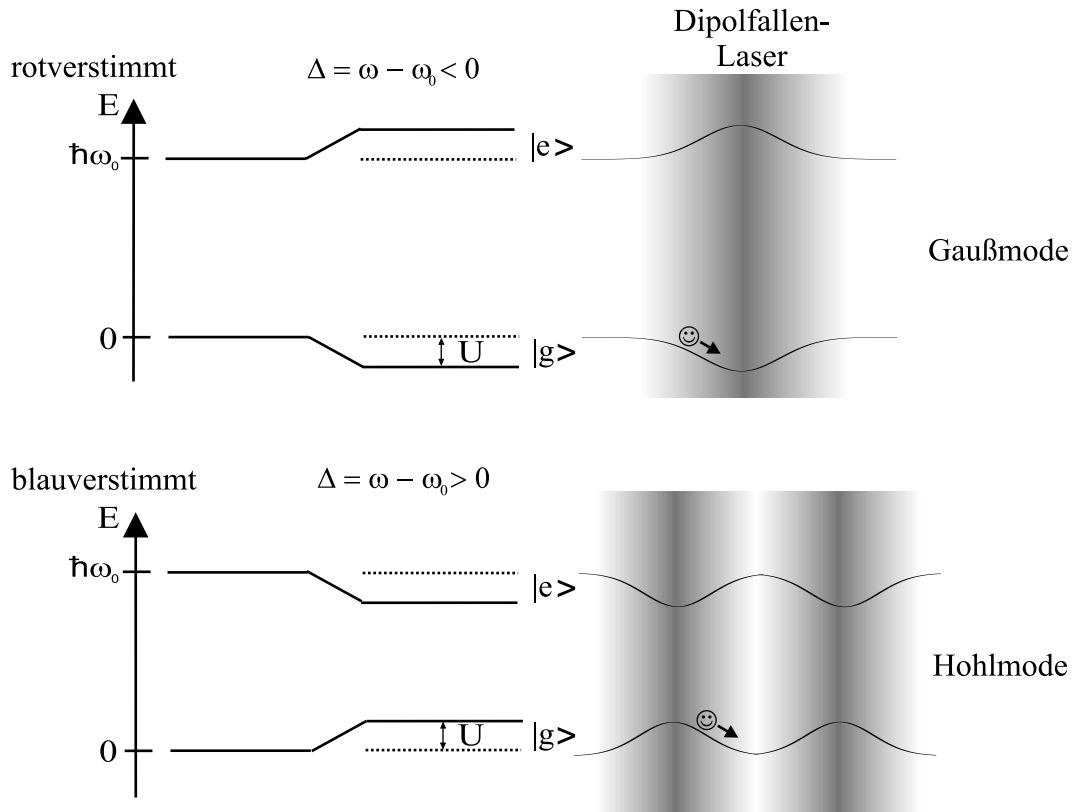


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung der Lichtverschiebung der Energielevel eines Zwei-Niveau-Atoms. Sie ist proportional zur Laserintensität, ihr Vorzeichen hängt von der Verstimmung Δ ab. Im rotverstimzten Fall wird das Atom in den Fokus eines Laserstrahls hineingezogen. Im blauverstimzten Fall lassen sich Atome in einer Hohlmode speichern. Sie werden auf diese Weise in einem Intensitätsminimum eingeschlossen.

Das quantenmechanische Ergebnis stimmt also bis auf die Gewichtung der beiden Linien mit dem klassischen Resultat (1.11) überein. Die Energieverschiebung, und damit das Dipolpotential, ist proportional zur Intensität des Lichtfeldes. Die auf das Atom wirkende konservative Dipolkraft \vec{F}_{dip} ist wegen $\vec{F}_{dip} = -\vec{\nabla}U_{dip}$ proportional zum Intensitätsgradienten $\vec{\nabla}I$.

Der Polarisierbarkeit im klassischen Modell entsprechen die Dipolübergangsmatrixelemente im quantenmechanischen Bild. Daher folgt aus den Kramers-Kronig-Relationen für die Matrixelemente das Skalierungsverhalten der Streuraten mit den Potentialen (1.14). Genauso wie jede der beiden D-Linien einen Beitrag zum Poten-

tial leistet, trägt auch jede zu den Streuraten bei:

$$\Gamma_{sc}(\vec{r}) = \frac{\Gamma_{D_1}}{\hbar\Delta'_{D_1}}U_{D_1}(\vec{r}) + \frac{\Gamma_{D_2}}{\hbar\Delta'_{D_2}}U_{D_2}(\vec{r}) \quad (1.16)$$

$$= \frac{1}{24} \left(\frac{\Gamma_{D_1}^3}{I_S(D_1)\Delta_{D_1}'^2} + 2\frac{\Gamma_{D_2}^3}{I_S(D_2)\Delta_{D_2}'^2} \right) I(\vec{r}) \quad (1.17)$$

1.4 Optische Stehwellenfällen

Die einfachste Dipolfalle läßt sich im Fokus eines gegenüber der atomaren Resonanzfrequenz rotverstimmten Laserstrahls erzeugen. Einen erheblichen Nachteil dieser Falle stellt allerdings die schwache Lokalisierung eines gespeicherten Atoms dar, da die axiale Ausdehnung der Potentialmulde etwa zwei Rayleighlängen umfaßt. Dieser Nachteil wird in einer Stehwellenkonfiguration vermieden, in der ein axialer Einschluß auf die halbe Wellenlänge des Dipolfallen-Lasers erreicht wird. Hohe Oszillationsfrequenzen der Atome in den Potentialtöpfen einer solchen Falle eröffnen überdies Möglichkeiten zur weiteren Kühlung der Atome [HAM98, PER98]. Wie in Abschnitt 1.3.1 erläutert, gibt es zwei grundsätzlich verschiedene Typen von Dipolfällen: rot- und blauverstimmte. Da eine rotverstimmte Stehwellenfalle als Werkzeug für das in 1.5 vorgestellte Förderband für einzelne Atome dient, werden ihre wesentlichen Eigenschaften in den folgenden beiden Abschnitten diskutiert. Der in diesem Kapitel angesprochene Vorschlag für eine blauverstimmte Stehwellenfalle wird im Anhang detaillierter ausgeführt. Beide Konfigurationen werden aus einfachen Gaußstrahlen (TEM_{00}) gebildet.

Das elektromagnetische Feld eines Gaußstrahls der Frequenz ω wird durch die Formel [SAL91]

$$E_i(\vec{r}, t) = A_0 \frac{w_{0i}}{w_i(z)} \exp\left(-\frac{\rho^2}{w_i^2(z)}\right) \cos\left(\mp kz + \omega t \mp \frac{k\rho^2}{2R_i(z)} \pm \eta_i(z)\right) \quad (1.18)$$

mit

$$\begin{aligned} w_i(z) &= w_{0i} \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_{0i}}\right)^2} && \text{Strahlradius} \\ R_i(z) &= z \left(1 + \left(\frac{z_{0i}}{z}\right)^2\right) && \text{Krümmungsradius der Wellenfronten} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \eta_i(z) &= \arctan\left(\frac{z}{z_{0i}}\right) && \text{Guoy-Phase} \\ w_{0i} &= \sqrt{\frac{\lambda z_{0i}}{\pi}} && \text{Radius der Strahltaile} \\ z_{0i} &&& \text{Rayleigh-Länge} \end{aligned}$$

beschrieben. A_0 bezeichnet hier die maximale Feldamplitude, die Ortsabhängigkeit wird in Zylinderkoordinaten dargestellt, $\vec{r} = (\rho, z)$. Während der Cosinus die Periodizität der Welle beinhaltet, beschreibt die Exponentialfunktion das radial gaußförmige Profil des Feldes. Der Index $i \in \{1, 2\}$ steht für einen Strahl, der sich in $+z$ bzw. $-z$ -Richtung ausbreitet.

1.4.1 Rotverstimmte Stehwellenfallen

Eine rotverstimmte Stehwellenfalle wird aus zwei gegenläufigen Gaußstrahlen gleicher Frequenz gebildet, die in denselben Punkt fokussiert werden.

Aus (1.18) erhält man mit $w_{01} = w_{02} =: w_0$ ihre Intensitätsverteilung

$$I(\vec{r}) = \frac{1}{2} c \epsilon_0 \langle (E_1(\vec{r}, t) + E_2(\vec{r}, t))^2 \rangle \quad (1.19)$$

$$= I_0 \frac{w_0^2}{w^2(z)} \exp\left(-\frac{2\rho^2}{w^2(z)}\right) \cos^2\left(-kz - \frac{k\rho^2}{2R(z)} + \eta(z)\right). \quad (1.20)$$

Die Intensitätsmaxima entstehen auf der optischen Achse ($\rho = 0$) an den Stellen

$$-kz + \eta(z) = \pi m, \quad m \in \mathbb{Z}. \quad (1.21)$$

Um den bis jetzt noch unbestimmten Vorfaktor I_0 in Abhängigkeit von der eingestrahlten Gesamtleistung zu bestimmen, integriert man das Intensitätsprofil über die Querschnittsfläche an einer beliebigen Stelle z . Es bietet sich natürlich an, $z=0$ zu wählen. Hierbei ist zu beachten, daß die Intensität mit der Periode $\lambda/2$ cosinusförmig zwischen 0 und ihrem jeweiligen Maximalwert schwankt. Mittelung über eine Periode liefert bei der folgenden Rechnung gerade den Faktor $1/2$. Für die Leistung P gilt nun:

$$P = \int I(\rho, z=0) dA \quad (1.22)$$

$$= 2\pi I_0 \int_0^\infty \rho d\rho \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{2\rho^2}{w_0^2}\right) \quad (1.23)$$

$$= \frac{1}{4} \pi I_0 w_0^2 \quad (1.24)$$

Hieraus erhält man schließlich

$$I(\vec{r}) = \frac{4P}{\pi w^2(z)} \exp\left(-\frac{2\rho^2}{w^2(z)}\right) \cos^2\left(-kz - \frac{k\rho^2}{2R(z)} + \eta(z)\right). \quad (1.25)$$

1.4.2 Eine rotverstimmte Stehwellenfalle für Cäsium

Die in Kapitel 1.3 vorgestellten charakteristischen Größen einer Dipolfalle wie Potential und Streuraten werden nun für die Speicherung von Cäsium-Atomen in der Intensitätsverteilung (1.25) detailliert diskutiert. Des weiteren wird auf die Bewegung der Atome in diesem Potential eingegangen.

In der Vorgängerarbeit dieses Experiments wurde bereits eine Dipolfalle für Cäsium realisiert, die aus einem einzelnen, stark fokussierten Nd:YAG-Laserstrahl bestand [FRE99]. Mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1064$ nm ist dieser Laser weit rotverstimmt gegenüber den niederenergetischen Dipolübergängen des Cäsium-Grundzustandes, der D_1 -Linie mit $\lambda = 894$ nm und der D_2 -Linie bei 852 nm. Er wird daher auch für die Realisierung der Stehwellendipolfalle eingesetzt.

Wir betrachten deshalb den Fall zweier entgegenlaufender, parallel linear-polarisierter fokussierter Nd:YAG-Strahlen gleicher optischer Leistung und gleichen Durchmessers.

Das Potential

Das Dipolpotential dieser Falle setzt sich aus (1.15) und (1.25) zusammen zu

$$\begin{aligned}
 U_{dip,rot}(\vec{r}) &= -\frac{2Pc^2}{w^2(z)} \left(\frac{\Gamma_{D_1}}{\omega_{0,D_1}^3 \Delta'_{D_1}} + 2 \frac{\Gamma_{D_2}}{\omega_{0,D_2}^3 \Delta'_{D_2}} \right) \times \\
 &\times \exp\left(-\frac{2\rho^2}{w^2(z)}\right) \cos^2\left(-kz - \frac{k\rho^2}{2R(z)} + \eta(z)\right). \quad (1.26)
 \end{aligned}$$

Dieses Potential ist für die weiter unten angegebenen Parameter in Abbildung 1.5 gegen die Koordinaten (z, ρ) aufgetragen. Die optische Wellenlänge wurde hierbei der Übersichtlichkeit halber um den Faktor 1000 gestreckt. Man erkennt deutlich die periodische Anordnung von Potentialtöpfen, in denen die Atome gespeichert werden können.

Für spätere Anwendungen sollen die Atome in dieser Stehwellenfalle entlang der optischen Achse verschoben werden. Aus diesem Grund ist es wichtig, daß die Tiefe der Potentialtöpfe innerhalb des Verschiebeweges groß genug ist, um die Atome zu halten. Diese haben in der MOT typischerweise Doppler-Temperatur ($T_D = 125\mu\text{K}$). Um trotz verschiedener Heizeffekte akzeptable Speicherzeiten in der Falle zu erzielen, ist es sinnvoll, eine Potentialtiefe von etwa $10T_D$ anzustreben. Bei einer Gesamtleistung des Nd:YAG-Lasers von $P = 5$ W erweist sich eine Strahltaile von $w_0 = 32\mu\text{m}$ als sinnvoller Wert. Die Rayleigh-Länge dieser Strahlen entspricht mit ca. 3 mm dem geplanten Verschiebeweg. Dort ist die Potentialtiefe auf die Hälfte ihres Maximalwertes von 1,6 mK im Fokus abgesunken (vgl. Abbildung 1.5),

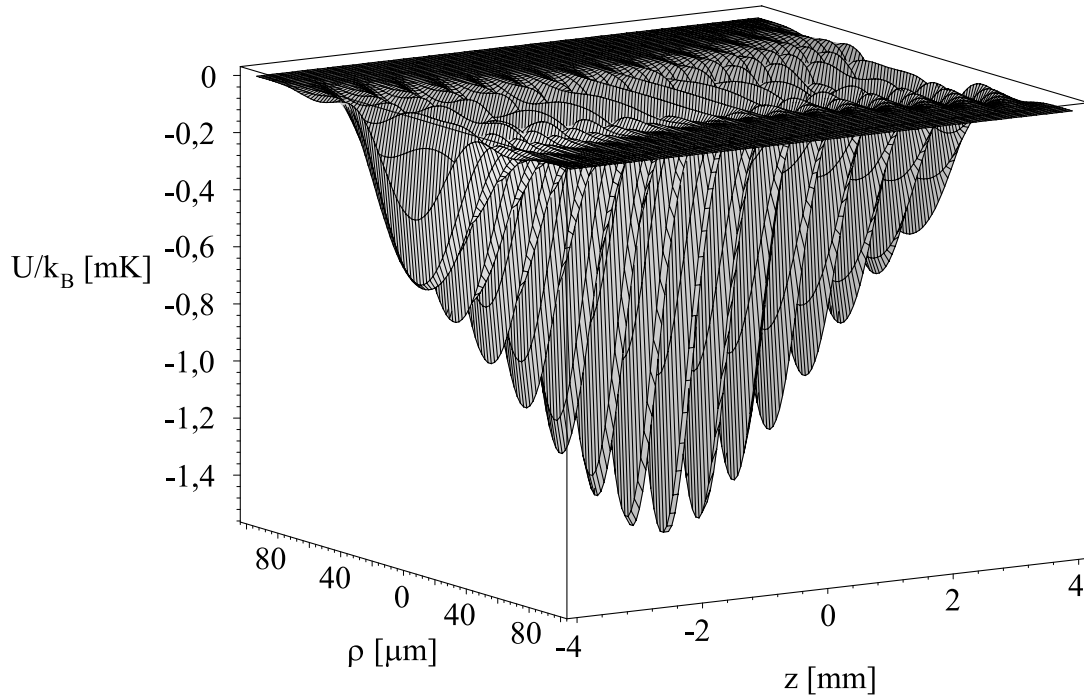


Abbildung 1.5: Räumliche Darstellung des Dipolpotentials in einer Stehwellenkonfiguration für typische Parameter. Die Potentialtiefe ist in Abhängigkeit von den radialen und axialen Koordinaten aufgetragen. Zur besseren Übersichtlichkeit ist die optische Wellenlänge um den Faktor 1000 gestreckt. Die Fokussierung auf $w_0 = 32 \mu\text{m}$ bewirkt, daß die Potentialtiefe in der Entfernung des geplanten Verschiebeweges der Atome von 3 mm nur um den Faktor 2 abgenommen hat.

sie liegt aber immer noch deutlich über der Dopplertemperatur.

Die Bewegung des Atoms im Potentialtopf

Die in der Stehwelle gespeicherten Atome oszillieren in Potentialtöpfen mit axial cosinus- und radial gaußförmigem Verlauf. Ist die kinetische Energie der Atome klein gegen die Potentialtiefe, so läßt sich das Potential im entsprechenden Minimum entwickeln. Sowohl axial als auch radial ist die niedrigste Ordnung harmonisch (x stehe im folgenden für z bzw. ρ):

$$U_D(x) = \kappa x^2 + O(x^4) \quad (1.27)$$

Die Koeffizienten der Taylor-Entwicklung lauten:

$$\kappa_{ax} = U_{dip,rot}(0) \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \quad (1.28)$$

$$\kappa_{rad} = \frac{2U_{dip,rot}(0)}{w_0^2} \quad (1.29)$$

Mit dem Potential eines harmonischen Oszillators

$$V_{harm}(x) = \frac{1}{2} m \omega_{osz}^2 x^2 \quad (1.30)$$

folgt aus (1.27) durch Koeffizientenvergleich für die Oszillationsfrequenz:

$$\nu_{osz} = \frac{\omega_{osz}}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2\kappa}{m_{Cs}}} \quad (1.31)$$

Mit den obigen Parametern ($P = 5 \text{ W}$, $w_0 = 32 \text{ }\mu\text{m}$) und $m_{Cs} = 2,2 \cdot 10^{-25} \text{ kg}$ erhält man für die Oszillationsfrequenzen der Cäsium-Atome in den Potentialtöpfen in der Nähe der Strahltaile: $\nu_{osz,ax} = 420 \text{ kHz}$ axial und $\nu_{osz,rad} = 3,2 \text{ kHz}$ radial.

Die Streuraten

Die Streuraten sind über (1.14) mit der Potentialtiefe verknüpft. Beide sind proportional zur Laserintensität. Da das Atom in einem Potentialtopf oszilliert, ist es sinnvoll, die über eine Oszillationsperiode gemittelten Streuraten anzugeben. Eine obere Abschätzung hierfür ist die Streuraten, die das Atom erfahren würde, wenn es sich ausschließlich im Maximum der Intensität aufhalten würde. Diese maximale Streuraten $\Gamma_{sc,max}$ ist lediglich abhängig von der axialen Entfernung z des Atoms vom Fokus des Laserstrahls. Für sie folgt aus (1.16) und (1.25)

$$\Gamma_{sc,max}(z) = \frac{2Pc^2}{\hbar w^2(z)} \left(\frac{\Gamma_{D_1}^2}{\omega_{0,D_1}^3 \Delta_{D_1}'^2} + 2 \frac{\Gamma_{D_2}^2}{\omega_{0,D_2}^3 \Delta_{D_2}'^2} \right). \quad (1.32)$$

Befindet sich das Atom in einem Potentialtopf in der Nähe der Strahltaile, erfährt es bei gleichen Parametern wie oben eine Streuraten von 34 Photonen/s.

Je größer die Oszillationsquantenzahl n des Atoms im Potentialtopf ist, desto kleiner ist die Laserintensität, der es im Mittel ausgesetzt ist. Um diese Korrektur zu $\Gamma_{sc,max}$ anzugeben, hilft der Virialsatz weiter: Potentielle und kinetische Energie teilen sich im harmonischen Oszillator zu gleichen Teilen auf:

$$\langle T \rangle = \langle V \rangle = \frac{1}{2} E_{tot} \quad (1.33)$$

Im n -ten Oszillatorniveau hat das Atom demnach die mittlere potentielle Energie:

$$\langle V_n \rangle = \frac{1}{2} \hbar \omega_{osz} \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad (1.34)$$

Zieht man nun (1.34) von der maximalen Tiefe des Dipolpotentials ab, so lassen sich wiederum über (1.14) die mittleren Streuraten angeben:

$$\langle \Gamma_{sc}(z) \rangle = \Gamma_{sc,max}(z) - \frac{\Gamma}{\hbar \Delta'} \langle V_n \rangle \quad (1.35)$$

Für ein Atom mit Dopplertemperatur sind die Streuraten für unsere Parameter etwa 5% niedriger als $\Gamma_{sc,max}$.

1.4.3 Blauverstimmte Stehwellenfalle

Im Fall einer blauverstimmten Dipolfalle werden die Atome in Bereiche minimaler Intensität gedrückt. Um sie dort zu halten, muß man also dafür sorgen, daß sie dreidimensional von Intensitätswällen eingeschlossen sind. Bei schwierigerer experimenteller Umsetzung bietet die blauverstimmte gegenüber der rotverstimmten Dipolfalle zwei prinzipielle Vorteile:

- Da sich Atome im Intensitätsminimum befinden, sind die Streuraten bei gleicher eingestrahelter optischer Leistung und gleichem Betrag der Verstimmung deutlich niedriger als bei einer rotverstimmten Dipolfalle.
- Die AC-Stark-Verschiebung ist aus dem gleichem Grund im allgemeinen wesentlich kleiner als im rotverstimmten Fall. Dies ist insofern experimentell interessant, als man die Atome leicht resonant anregen und auf diese Weise durch ihr Fluoreszenzlicht beobachten kann. In einer rotverstimmten Dipolfalle hängt die Resonanzfrequenz stark von der Intensität am jeweiligen Aufenthaltsort des Atoms ab, welches deswegen wesentlich schwieriger zu beobachten ist.

Es gibt eine Reihe von Möglichkeiten, eine solche blauverstimmte Dipolfalle zu realisieren. Geeignete Intensitätsverteilungen lassen sich zum Beispiel von verschiedenen Strahlkonfigurationen mit Hohlmoden [GRI00] oder mit Hilfe einer Phasenplatte [OZE99] erzeugen. Im Anhang A wird eine blauverstimmte Stehwellenfalle vorgestellt, da sie auch als atomares Förderband dienen könnte.

Zur Realisierung einer solchen Stehwellenfalle für Cäsium bietet sich der im Labor vorhandene Titan:Saphir-Laser als Dipolfallenlaser an. Durch entsprechende Wahl sinnvoller Parameter für diese Falle (siehe A.2) lassen sich mit diesem Laser maximale Falltiefen von etwa 400 μK erreichen.

Eine Abschätzung zeigt allerdings, daß die Streuraten in der blauverstimmten Falle für diese Parameter in derselben Größenordnung sind wie die der rotverstimmten Falle, obwohl sich das Atom dort im Maximum der Intensität aufhält. Dieser Umstand ist darauf zurückzuführen, daß der Titan:Saphir-Laser deutlich leistungsschwächer ist als der Nd:YAG-Laser. Daher muß man mit erheblich kleineren Verstimmungen arbeiten als bei der rotverstimmten Falle, um vergleichbare Fallentiefen zu erreichen. Dies führt dementsprechend zu höheren Streuraten. Würde man einen leistungsstärkeren Laser für die blauverstimmte Falle einsetzen, könnte man erheblich niedrigere Streuraten erzielen.

Der oben angesprochene Vorteil der einfacheren Detektion der Atome wegen vernachlässigbarer Lichtverschiebung in der blauverstimmten Falle könnte dennoch ein Anreiz sein, diese Falle in Zukunft experimentell zu realisieren.

1.5 Das Förderband

1.5.1 Die wandernde Stehwelle

Die Strahlkonfiguration der Dipolfalle eignet sich optimal, die in den Potentialtöpfen der Stehwelle gefangenen Atome entlang der optischen Achse zu verschieben. Indem man die Frequenzen der beiden gegenläufigen Strahlen leicht gegeneinander verstimmt, beginnt die Stehwelle zu wandern und kann auf diese Weise die Atome mit sich ziehen.

Dies kann man im folgenden Bild leicht intuitiv verstehen [MAD97]. Angenommen der von links kommende Strahl werde um $+\delta\nu$ gegenüber seiner ursprünglichen Frequenz verstimmt, der von rechts kommende um $-\delta\nu$. In einem Bezugssystem, das sich mit der Geschwindigkeit $v = \lambda\delta\nu$ nach rechts bewegt, haben beide Strahlen aufgrund des Dopplereffekts die gleiche Frequenz, und die Stehwelle ruht. Dies bedeutet, daß die Stehwelle im Laborsystem mit der obigen Geschwindigkeit entlang der optischen Achse wandert. Experimentell ist es natürlich einfacher, den einen Strahl um $2\delta\nu$ gegenüber dem anderen zu verstimmen und den letzteren nicht zu verändern. Zum besseren Verständnis sei im folgenden mit $\delta\nu$ bzw. $\delta\omega$ daher die Gesamtverstimmung der beiden Strahlen gegeneinander gemeint.

Eine genauere Rechnung ergibt für die Amplitude des elektrischen Feldes entlang der optischen Achse:

$$\begin{aligned} E(z, t) &\propto \cos(\omega_1 t - k_1 z) + \cos(\omega_2 t - k_2 z) \\ &= 2 \cos\left(\bar{\omega} t - \frac{\Delta k}{2} z\right) \cos\left(\frac{\Delta\omega}{2} t - \bar{k} z\right) \end{aligned} \quad (1.36)$$

Dabei sind $\bar{\omega} = (\omega_1 + \omega_2)/2 \approx \omega_1 =: \omega$ der Mittelwert der Frequenzen, $\bar{k} = (k_1 - k_2)/2 \approx k_1 =: k$ die mittlere Wellenzahl (k_2 ist negativ) und

$\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$, $\Delta k = k_1 + k_2$ die Differenzen der Frequenzen bzw. Wellenzahlen.

Der zweite Cosinus in Gleichung 1.36 beschreibt eine „stehende“ Welle der Periode $\lambda = 2\pi/k$, die sich mit der Phasengeschwindigkeit $\Delta\omega/2k = \lambda\delta\nu/2$ bewegt. Der erste Cosinus drückt die Amplitudenmodulation der Stehwelle aus, deren Einhüllende eine Periode von $4\pi/\Delta k$ besitzt und sich mit der Phasengeschwindigkeit $2\omega/\Delta k \gg c$ bewegt (vgl. Abbildung 1.6). Diese schnelle Einhüllende hat auf die Bewegung der Atome in der Stehwellenfalle keine Auswirkungen. Man mittelt daher über eine optische Periode und erhält die Intensität:

$$\begin{aligned} I(z, t) &= I_0 \cos^2 \left(\frac{\Delta\omega}{2} t - kz \right) \\ &= I_0 \frac{1}{2} (1 - \sin(\Delta\omega t - 2kz)) \end{aligned} \quad (1.37)$$

An einem festen Punkt z schwankt die Intensität also zwischen 0 und ihrem Maximalwert I_0 mit der Periode $T = 2\pi/\delta\omega$, die Stehwelle bewegt sich.

1.5.2 Die Beschleunigung des Atoms

Die in der MOT gekühlten Atome werden zunächst in eine ruhende Stehwelle umgeladen, um maximale Transfereffizienz zu garantieren. Um sie in der wandernden Stehwelle zu transportieren, ist es nötig, diese auf eine bestimmte Geschwindigkeit zu beschleunigen und später entsprechend wieder abzubremesen. Die Beschleunigung wird durch eine kontinuierliche Änderung der relativen Verstimmung der beiden Dipolfallenstrahlen erreicht.

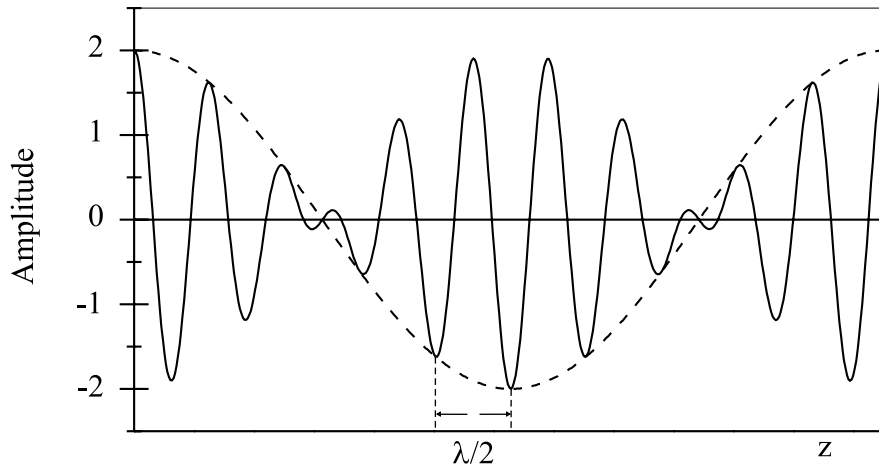


Abbildung 1.6: Momentaufnahme der Amplitude der wandernden Stehwelle. Die gestrichelt dargestellte Einhüllende bewegt sich mit einer Geschwindigkeit $\gg c$, so daß sie die Bewegung der gespeicherten Atome nicht beeinflusst.

Das Potential, das die Atome während der Beschleunigung spüren, ist die Summe aus dem periodischen Dipolpotential und einer Geraden, deren Steigung gerade die beschleunigende Kraft ist (vgl. Abbildung 1.7):

$$U(z') = U_0 \cos^2(kz') + maz' \quad (1.38)$$

z' ist hier die Ortskoordinate im beschleunigten Bezugssystem. Je größer die Beschleunigung a ist, desto steiler wird die Gerade, bis die lokalen Minima der Potentialtöpfe verschwinden. Dies ist die klassische Maximalbeschleunigung, bei der die Atome nicht mehr in den Töpfen gehalten werden können. Sie läßt sich leicht ausrechnen über die Bedingung, daß lokale Minima existieren:

$$\frac{dU(z')}{dz'} = 0 \quad \Rightarrow \quad ma - kU_0 \cos(2kz') = 0 \quad (1.39)$$

Für die maximal mögliche Beschleunigung ergibt sich hieraus:

$$a_{max} = \frac{kU_0}{m} \quad (1.40)$$

Mit den Werten $m_{Cs} = 2,2 \cdot 10^{-25}$ kg, $U_0/k_B = 1,6$ mK erhält man eine Maximalbeschleunigung von $a_{max} \approx 5,9 \cdot 10^5$ m/s².

Es ist sinnvoll, für den kontrollierten Transport einzelner Atome weit unter dieser Maximalbeschleunigung zu bleiben. Eine Arbeitsgruppe an der University of Texas hat in den letzten Jahren detaillierte Untersuchungen zu Tunneleffekten von Natrium-Atomen in optischen Dipol-Stehwellenfallen gemacht [NIU96, BHA97]. Ein wichtiges Ergebnis dieser Forschungsarbeiten war, daß die Tunnelwahrscheinlichkeit

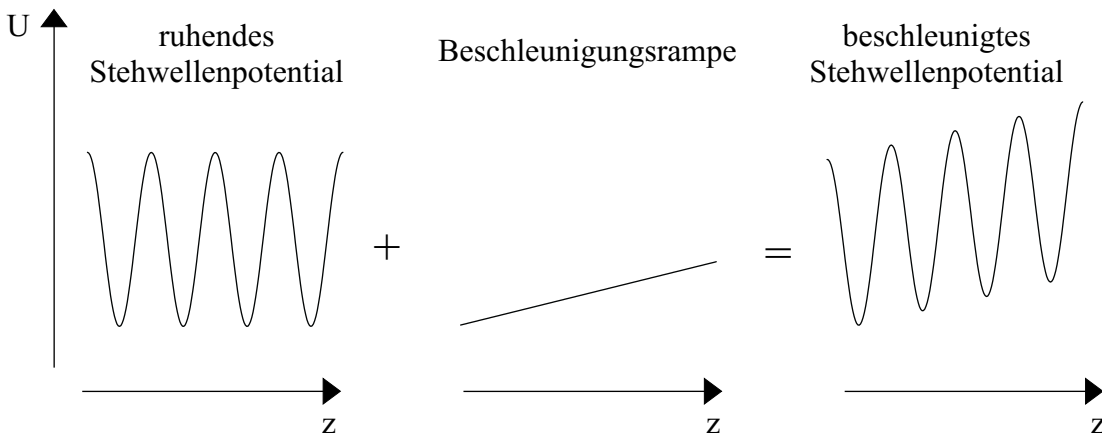


Abbildung 1.7: Das Potential der beschleunigten Stehwelle setzt sich zusammen aus den Potentialtöpfen der ruhenden Stehwelle und der beschleunigenden Rampe.

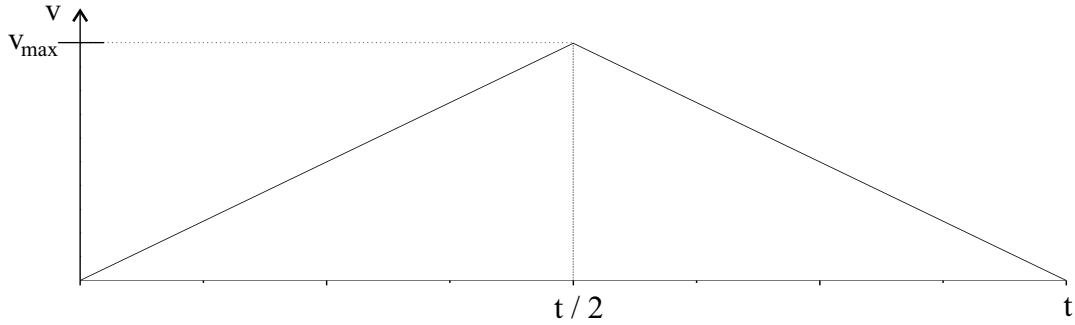


Abbildung 1.8: Geschwindigkeit der Stehwelle in Abhängigkeit von der Zeit. Um ein Atom bei gegebener Maximalbeschleunigung in möglichst kurzer Zeit um eine bestimmte Strecke zu verschieben, wird man es zunächst maximal beschleunigen und auf der zweiten Hälfte der Strecke maximal abbremsen.

der Atome in höhere Oszillationsniveaus des benachbarten Potentialtopfs erst bei Beschleunigungen, die unterhalb von 10% der klassischen Maximalbeschleunigung liegen, vernachlässigbar klein wurde.

In der folgenden Abschätzung wird aus diesem Grund mit einer Beschleunigung von $a = 0,01 * a_{max}$ ein hoher Sicherheitsfaktor angenommen. Unter dieser Bedingung möchte man die Atome möglichst schnell verschieben, um die Speicherzeit in der Dipolfalle für weitere Experimente nutzen zu können. Daher wird man sie auf der ersten Hälfte des Weges maximal beschleunigen, um sie auf der zweiten Hälfte maximal abzubremesen. Dies illustriert Abbildung 1.8.

Für einen Verschiebeweg von $l = 3$ mm benötigt man folgende Zeit t :

$$\frac{l}{2} = \frac{1}{2}a \left(\frac{t}{2}\right)^2 \quad \Rightarrow \quad t = \sqrt{\frac{4l}{a}} = 1,4 \text{ ms} \quad (1.41)$$

Die maximale Geschwindigkeit der Atome beträgt dann $v_{max} = at/2 = 4,2$ m/s bei $a = 5,9 \cdot 10^3$ m/s². Die Laserstrahlen müssen hierfür kontinuierlich bis auf einen Wert von $\delta\nu = 2v_{max}/\lambda = 7,9$ MHz gegeneinander verstimmt werden.

Kapitel 2

Experimenteller Aufbau

Die Beschreibung des experimentellen Aufbaus der im ersten Kapitel vorgestellten Stehwellenfalle für Cäsium konzentriert sich auf die wesentlichen optischen Elemente im Strahlengang des Dipolfallenlasers. An erster Stelle sind hier die akusto-optischen Modulatoren zu erwähnen, die es ermöglichen, die einzelnen Strahlarme getrennt gegeneinander zu verstimmen. Wesentliche Voraussetzung für die Experimente mit einzelnen Atomen ist die magneto-optische Falle, deren neuartiger Aufbau eine Fülle von experimentellen Möglichkeiten bietet. In ihr lassen sich einzelne gespeicherte Atome über ihr Fluoreszenzlicht mit Photonendetektoren beobachten.

2.1 Die Einzelatom-MOT

Für spätere Experimente mit der Dipolfalle ist die magneto-optische Falle unverzichtbare Voraussetzung, um einzelne Atome einzufangen und auf Dopplertemperatur zu kühlen. Die MOT befindet sich inmitten einer länglichen Glaszelle mit quadratischem ($30 \times 30 \times 120 \text{ mm}^3$) Querschnitt (siehe Abbildung 2.2). Diese ersetzt den Vakuumtopf des Vorgängerexperiments und erlaubt weitere geometrische Freiheitsgrade in der Beobachtung der Atome und deren Manipulation mittels Laserstrahlen. Das sich anschließende Vakuumsystem besteht aus einer Ionengetter- und einer Titansublimationspumpe, die ein Ultrahochvakuum von $< 10^{-10}$ mbar erzeugen. Aus einem Reservoir diffundiert Cäsium in die Apparatur, dessen Zustrom über ein Ventil gesteuert werden kann.

Bisher wurde das Quadrupolmagnetfeld von zwei Permanentmagneten erzeugt. Diese wurden im neuen Aufbau durch zwei Spulen ersetzt, die etwa 1 mm ober- bzw. unterhalb der Glaszelle angebracht sind. Dies eröffnet die Möglichkeit, das Magnetfeld während der Speicherung der Atome in der Dipolfalle abschalten zu können. Auf diese Weise erleichtert man den Nachweis der verschobenen Atome, da

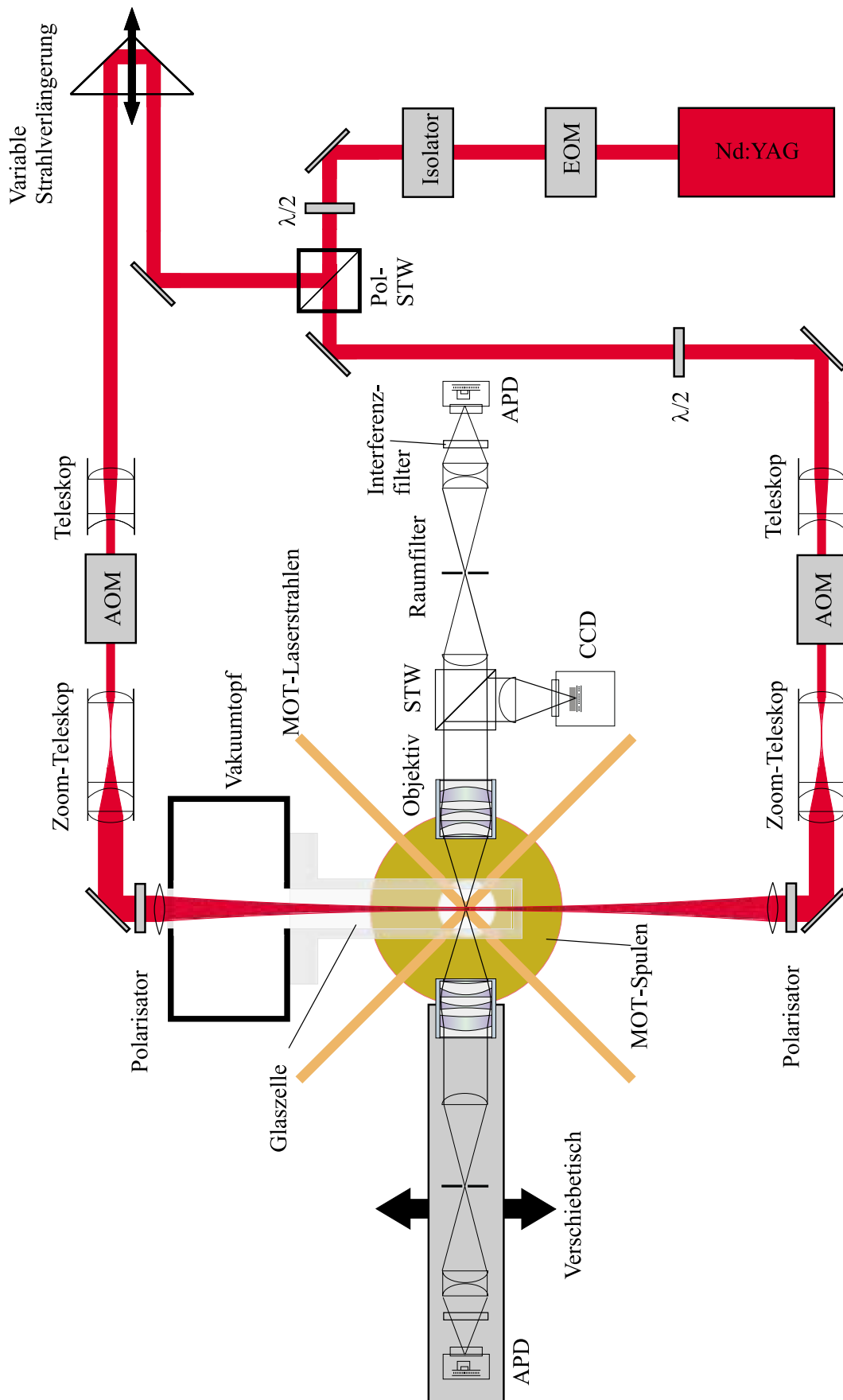


Abbildung 2.1: Übersicht über den experimentellen Aufbau der Stehwellenfalle

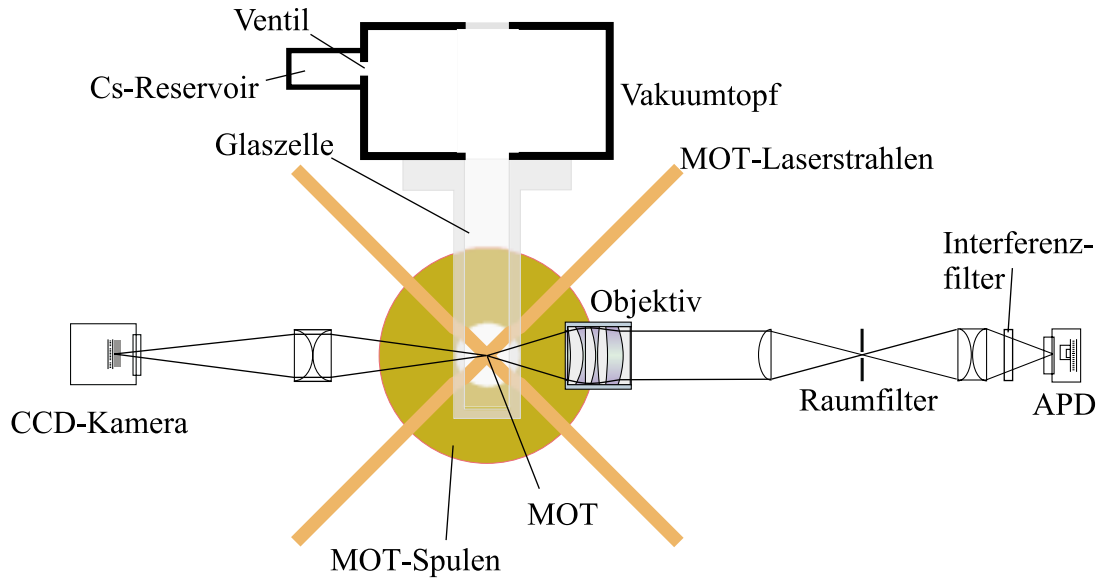


Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau der magneto-optischen Falle mit Beobachtungsoptik. Die CCD-Kamera dient zunächst zur Justage der Abbildungsoptik der Avalanche-Photodiode (APD). Sie wird zur Beobachtung der verschobenen Atome durch eine weitere APD ersetzt (vgl. Abbildung 2.1.)

deren Übergangsfrequenzen nicht mehr durch das Magnetfeld verschoben werden. In Anti-Helmholtzkonfiguration erzeugt das Spulenpaar ein Quadrupolmagnetfeld, dessen Gradient linear von der Spulenstromstärke abhängt. Bei den für Einzelatomexperimente erforderlichen Magnetfeldgradienten von etwa 350 Gauß/cm fließen Stromstärken von etwa 14 A. Um die Spulen vor Überhitzung zu schützen, werden sie mit Wasser gekühlt.

2.1.1 Lasersystem

Alle für den MOT-Betrieb verwendeten Laser (Kühl- und Rückpump Laser, siehe Abbildung 1.3) sind Diodenlaser in Littrow-Konfiguration.

Die Verstimmung des Kühllasers zu einem Referenzlaser wird über eine heterodyne Phasenstabilisierung gesteuert. Letzterer ist ein Diodenlaser im Hollberg-Aufbau, der mittels einer Polarisationspektroskopie auf den $F = 4 \rightarrow F' = 5$ - Übergang der Cäsium- D_2 -Linie stabilisiert wird [HAU95]. Seine Linienbreite von < 10 kHz überträgt sich durch die Phasenstabilisierung auf den Kühllaser.

Verlassen die Atome den Kühlzyklus, so ist der Rückpump Laser dafür verantwortlich, sie wieder in diesen zurückzuführen (vgl. (1.2)). Eine Polarisationspektroskopie stabilisiert ihn daher auf den $F = 3 \rightarrow F' = 4$ - Übergang der D_2 -Linie.

Die sechs Strahlen des Kühllasers kreuzen sich im Nullpunkt des Quadrupolfeldes. Der Strahl des Rückpumpasers ist dem Kühllaserstrahl in der Richtung der in Abbildung 2.2 nicht eingezeichneten z-Achse überlagert.

2.1.2 Die Beobachtung der Atome

Die in der MOT fluoreszierenden Atome strahlen eine Leistung von wenigen Picowatt ab. Um sie beobachten zu können, bedarf es daher Detektoren mit hoher Empfindlichkeit im Wellenlängenbereich von 852 nm sowie einer guten Abschirmung, die den Untergrund des Streulichts möglichst weit reduziert.

Optik und Detektoren

Die Beobachtungsoptik ist entlang einer Achse aufgebaut, die im Winkel von 45° zu den MOT-Laserstrahlen in der Tischebene steht (vgl. Abbildung 2.2). Ihre Komponenten bilden einen Teil des Fluoreszenzlichts auf verschiedene Detektoren ab.

Ein aus vier Linsen bestehendes, auf sphärische Aberrationen korrigiertes Objektiv ($f = 36$ mm, $NA = 0,29$) sammelt und kollimiert etwa 2% des in den 4π -Raumwinkel emittierten Fluoreszenzlichts. Dieses wird von einer weiteren Linse durch eine 150 μm große Lochblende fokussiert. Dieser sogenannte Raumfilter trennt das Fluoreszenzlicht aus der MOT von Licht aus Streulichtzentren, die sich nicht unmittelbar im Beobachtungskegel des Objektivs befinden. Anschließend wird das Licht von einer Doppellinse - wiederum um sphärische Aberrationen zu minimieren - auf eine Avalanche-Photodiode (kurz: APD) abgebildet. Die APD wird im „single photon counting mode“ betrieben, in dem einzelne Photonen mit einer Effizienz von etwa 50% detektiert werden können. Peltierelemente kühlen die APD auf eine Temperatur von -10°C , wodurch eine Dunkelzählrate von weniger als 20 s^{-1} erreicht wird.

Durch sorgfältige Justage der Beobachtungsoptik wird für ein einzelnes Atom ein Signal von etwa $7,5 \cdot 10^4$ Zählereignissen pro Sekunde gewonnen. Der Streulichtuntergrund konnte auf einen außerordentlich niedrigen Wert gesenkt werden, der weniger als die Hälfte des Fluoreszenzlichtbeitrags eines Atoms beträgt. Neben der angesprochenen Raumfilterung des Fluoreszenzlichts werden die Reflexe der MOT-Laserstrahlen an der Glaszelle abgefangen, um das Streulicht auf derart niedrige Werte zu reduzieren. Hierzu werden die Laserstrahlen kurz vor der Glaszelle durch Aluminiumröhrchen geführt, die an einem Ende mit Ruß geschwärzt sind und bis auf etwa 1 mm dicht an der Glaszelle abschließen. Auf diese Weise werden die meisten Reflexe der MOT-Laser geblockt, bevor sie das Objektiv der Beobachtungsoptik treffen können.

Ein weiterer Detektor, der für die Beobachtung einzelner Atome eingesetzt wird, ist eine CCD-Kamera. Sie wird zur Verringerung des Dunkelstroms ebenfalls mit Peltierelementen gekühlt und liefert eine Quantenausbeute von etwa 40%. Mit ihrer Hilfe lassen sich Position und Größe der Einzelatom-MOT bestimmen. Die Kamera befindet sich zunächst gegenüber der APD, wo zwei Sammellinsen einen Teil des Fluoreszenzlichts auf den CCD-Chip abbilden. An dieser Position eignet sie sich hervorragend zur Justage der Optik der APD, indem man zunächst die Lochblende des Raumfilters und anschließend die APD selbst so positioniert, daß beide scharf auf den gleichen Punkt wie die MOT auf dem CCD-Chip abgebildet werden. Danach wird die Beobachtungsachse der CCD-Kamera durch eine weitere APD-Achse ersetzt, die zur Beobachtung der verschobenen Atome auf einem Verschiebetisch montiert ist (vgl. Abbildung 2.1). Dies wird in Abschnitt 3.3.1 näher erläutert.

2.2 Die Dipolfalle

Man möchte nun die in der MOT gekühlten Atome in eine Stehwellenfalle umladen, in der sie dann entlang der optischen Achse verschoben werden können. Hierzu wird der Dipolfallenlaser in zwei Arme gleicher Leistung aufgeteilt, die gegeneinander frequenzverstimmt werden können und schließlich aus entgegengesetzten Richtungen in die MOT fokussiert werden. Der erforderliche experimentelle Aufbau wird im folgenden Kapitel detailliert beschrieben.

2.2.1 Der Laser

Grundvoraussetzung für die Dipolfalle ist ein Laser, dessen Eigenschaften in Bezug auf Wellenlänge, Leistung, Polarisation und Kohärenz den diskutierten Erfordernissen genügt. Neben einer Modifikation des verwendeten Nd:YAG-Lasers sind weitere optische Komponenten vor der Aufteilung des Strahls in zwei Arme vonnöten, um die entsprechenden Kriterien zu erfüllen.

Das optische Medium des Nd:YAG-Lasers besteht aus einem länglichen, mit Nd^{3+} -Ionen dotierten Yttrium-Aluminium-Granat-Kristall, der von einer Blitzlampe kontinuierlich optisch gepumpt wird (siehe Abbildung 2.3). Zur effizienten Beleuchtung des Kristalls stehen Blitzlampe und Kristall in jeweils einer Brennpunktlinie eines elliptischen Spiegels. Der Laserübergang des Nd:YAG-Kristalls hat eine Wellenlänge von 1064 nm. Niveauschemata findet man z.B. in [SIE86, KNE91]. Der Laser liefert eine optische Ausgangsleistung von etwa 10 W.

Zwei konvex-gekrümmte Spiegel bilden den Resonator, in dem sich dennoch stabile

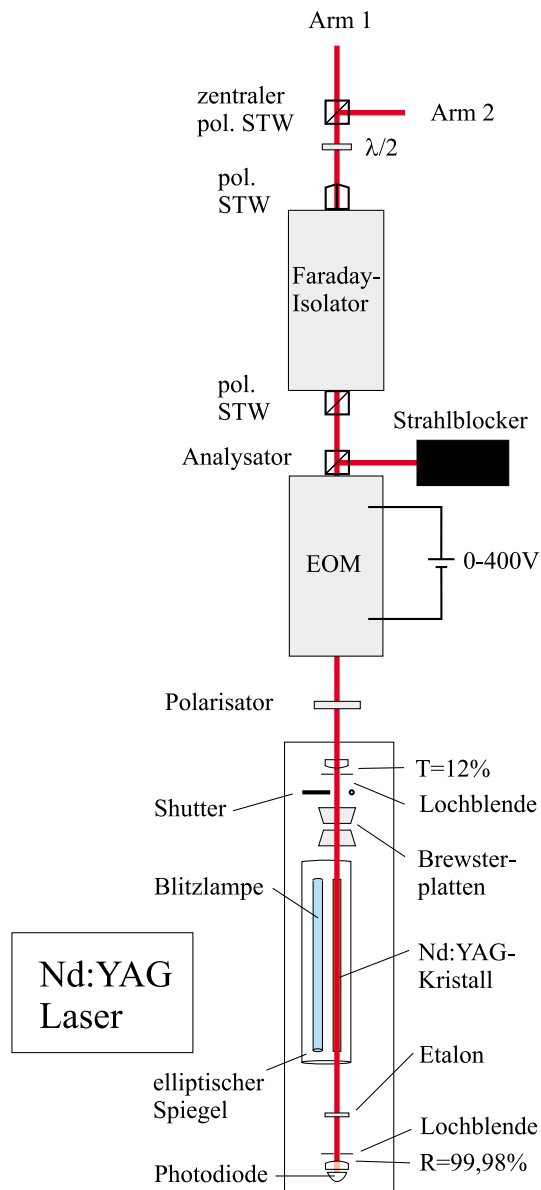


Abbildung 2.3: Aufbau des Nd:YAG-Lasers und optische Elemente vor dem zentralen Strahlteilerwürfel (STW)

Moden bilden können, da der gepumpte Kristall thermische Linseneigenschaften besitzt, die fokussierend wirken. Einer der beiden Spiegel fungiert mit einer Transmission von etwa 12% als Auskoppelspiegel, während der andere mit einer Reflektivität von 99,98% hochreflektierend ist. Die Resttransmission dieser Seite wird genutzt, um die momentane Leistung im Resonator mittels einer Photodiode zu bestimmen, so daß der Laser über eine Rückkopplung leistungsstabilisiert werden kann. Zwei im Brewsterwinkel orientierte Glasfenster im Resonator garantieren eine gute Linearpolarisation des Laserstrahls. An- und Abschalten läßt sich der Laser mit einem Intracavity-Shutter.

Die für die Dipolfalle äußerst wichtigen Eigenschaften der longitudinalen Kohärenz und des Strahlprofils des Lasers werden nun etwas genauer untersucht.

Kohärenzlänge

Der Interferenzkontrast $K := (I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min})$ der beiden gegenläufigen Laserstrahlen am Ort der Dipolfalle bestimmt entscheidend die Qualität der Dipolfalle. Je größer er ist, desto tiefer sind die Potentialtöpfe und desto ausgeprägter die Potentialwälle zwischen ihnen.

Die Kohärenzlänge des Nd:YAG-Lasers ohne Modifikation wurde mit einem Michelson-Interferometer (siehe hierzu z.B. [MES99]) zu etwa 6 mm bestimmt. Dies würde bedeuten, daß man selbst bei exaktem Abgleich der optischen Weglängen der beiden Strahlarme der Dipolfalle keinen zufriedenstellenden Interferenzkontrast innerhalb des gesamten geplanten Verschiebeweges der Atome von 3 mm erreicht. Daher ist es sinnvoll, die Kohärenzlänge mit Hilfe eines Etalons im Resonator zu vergrößern. Dieses besteht aus einem unbeschichteten Glasplättchen und bildet somit einen Miniresonator, der die Verluste für alle die Moden, die nicht seine Resonanzbedingung erfüllen, so hoch treibt, daß sie im Laser nicht anschwingen können. Bei nur geringem Verlust an optischer Ausgangsleistung (< 5%) erzielen wir auf diese Weise Kohärenzlängen von über 8 cm, der maximal realisierbaren Weglängendifferenz des verwendeten Michelson-Interferometers.

Um bei der Justage der einzelnen Strahlarme der Dipolfalle in der Lage zu sein, die optische Weglängendifferenz feinabzustimmen, wird die Strahlweglänge eines Arms mit Hilfe eines retroreflektierenden Prismas auf einem Verschiebetisch variabel gemacht (siehe hierzu Abbildung 2.1).

Strahlprofil

Um eine ausreichende Dipolfallentiefe über eine gewisse Distanz entlang der optischen Achse zu erzielen, ist es notwendig, die zur Verfügung stehende Laser-

leistung über diese Distanz möglichst gut zu bündeln. Dies wurde schon in (1.4.2) ausführlich diskutiert. Hierzu möchte man die beugungsbedingte Divergenz des Strahls möglichst klein halten.

Zur Untersuchung der Divergenzeigenschaften von Strahlen mit verschiedenen transversalen Intensitätsprofilen ist es nützlich, sie in Hermite-Gauß oder in radialsymmetrische Laguerre-Polynome zu entwickeln. In jedem Fall stellt man fest, daß die Grundmode, die sogenannte TEM_{00} -Mode mit ihrem radial Gauß-förmigen Strahlprofil, schwächer divergiert als die höheren Moden [KNE91]. Eine einfache Ursache hierfür liegt in der Tatsache begründet, daß höhere Moden kleinere Strukturen im Intensitätsprofil aufweisen. Diese werden aufgrund der Unschärferelation zwischen transversaler Ausdehnung und transversalem Impuls stärker gebeugt als der Gaußstrahl, der die Unschärferelation minimal erfüllt.

Für die Dipolfalle möchte man einen möglichst reinen TEM_{00} -Strahl verwenden. Hierzu ist es wichtig, schon im Laserresonator das Anschwingen der Grundmode gegenüber höheren Transversalmoden zu unterstützen. Dieses Ziel wird durch die große Verstärkung des Nd:YAG-Kristalls insbesondere für höhere Moden erschwert. Da der Kristall radial von außen gepumpt wird, ist die Verstärkung am Rand des Kristalls größer als in der Mitte. Um die Verstärkung höherer Moden nun unter die Schwellenverstärkung zu drücken, dienen Lochblenden im Resonator dazu, die Grundmode als einzige Transversalmode anschwingen zu lassen.

Es bedarf der sorgfältigen Justage des Lasers, um die ausgekoppelte optische Laserleistung zu optimieren. Hierzu gehören die Einstellung der Resonatorspiegel, die Ausrichtung des Nd:YAG-Kristalls derart, daß die stabilen Resonatormoden radialsymmetrisch verstärkt werden, und letztlich die Positionierung der Lochblenden. Hier ließ sich eine Ausgangsleistung von 10,5 W erzielen. Zur Untersuchung und Optimierung des Strahlprofils lenkten wir den um einen Faktor 10^9 abgeschwächten Laserstrahl direkt auf den CCD-Chip einer Kamera.

Trotz der Polarisation des Laserstrahls durch die Brewsterplatten im Resonator konnten wir mit diesem Verfahren eine TEM_{11} -Mode nachweisen, die orthogonal zur Grundmode polarisiert ist und einen Anteil von etwa 1,5% an der Gesamtleistung hat. Aus diesem Grund wird der Laserstrahl direkt hinter dem Auskoppelspiegel nachpolarisiert.

EOM

Um Atome aus der MOT in die Dipolfalle laden zu können, ist es erforderlich, den Laser im Mikrosekundenbereich zu schalten. Dies geschieht mit Hilfe eines

elektro-optischen Modulators (kurz: EOM). Der Intracavity-Shutter ist ungeeignet für das schnelle Schalten der Laserintensität. Aufgrund thermischer Effekte im Nd:YAG-Kristall relaxiert die Divergenz des aus dem Resonator ausgekoppelten Laserstrahls erst nach einigen Sekunden auf ihren Gleichgewichtswert. Innerhalb dieser Zeit nach dem „Anschalten“ des Lasers mit dem Shutter ändert sich daher der Strahlengang durch den anschließenden Aufbau entscheidend.

Der Laserstrahl wird daher durch einen EOM zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren geschickt. Dieser fungiert als elektronisch steuerbare $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte, welche die durch den zweiten Polarisator transmittierte Intensität regelt. Der EOM besteht aus einem Kristall, dessen Grad der Doppelbrechung von der auf seinen Seitenflächen angelegten Spannung abhängt. Richtet man die optische Achse des Kristalls im Winkel von 45° zur Polarisation des Laserstrahls aus, so gibt es eine Spannung, die sogenannte Halbwellenspannung U_{HW} , bei der der EOM wie eine $\lambda/2$ -Platte wirkt. In diesem Fall dreht er die Polarisation gerade um 90° . Legt man andererseits keine bzw. eine geringe Offset-Spannung U_{off} an, hat der Kristall keine doppelbrechenden Eigenschaften, und der Strahl wird ohne Polarisationsdrehung transmittiert. Durch Anlegen der Spannungen U_{HW} oder U_{off} entscheidet man, ob der Strahl durch den Analysator vollständig transmittiert oder in einen Strahlblocker abgelenkt (vgl. Abbildung 2.3) wird. Im ersten Fall stehen dem Experiment aufgrund geringer Streu- und Absorptionsverluste im EOM etwa 10 W zur Verfügung. Die geringe Resttransmission von etwa 25 mW im zweiten Fall läßt sich auf Inhomogenitäten des EOM-Kristalls zurückführen.

Da man die anliegende Spannung elektronisch innerhalb von wenigen Nanosekunden ändern kann, fungiert der EOM somit als schneller Schalter für den Nd:YAG-Laser.

Faraday-Isolator

Eine optimale Justage der optischen Stehwelle bedingt, daß beide Strahlarme exakt symmetrisch zueinander aufgebaut werden. Daher wird der Laserstrahl des einen Strahlarmes den Weg des anderen in der Apparatur zurücklaufen. Dies führt dazu, daß die gesamte Laserleistung abzüglich ihrer Verluste an den optischen Elementen wieder in den Laserresonator eingekoppelt wird. Diese optische Rückkopplung kann bewirken, daß Amplitude und Frequenz der Resonatormode instabil werden oder weitere Moden anschwingen, was wiederum negative Auswirkungen auf die Kohärenzlänge hat. Um dies zu vermeiden, läßt eine optische Diode den Strahl nur in einer Richtung passieren.

Ein Faraday-Isolator ist eine solche optische Diode. Er besteht aus einem Kristall, der die Polarisationsebene des Laserstrahls in einem longitudinalen Magnetfeld

dreht. Der Drehwinkel ist proportional zur Magnetfeldstärke [MES99, SAL91]. Die Richtung des Drehwinkels wird von der Orientierung der magnetischen Feldlinien bestimmt und ist unabhängig von der Richtung der Strahlpropagation durch den Kristall. Bei richtiger Einstellung der Magnetfeldstärke wird die Polarisationssebene des beim Eintritt linear nachpolarisierten Laserstrahls um 45° gedreht und durch den Austrittspolarisator transmittiert (Abbildung 2.3). Die Polarisationssebene des rücklaufenden Strahls wird durch den letzteren vorgegeben und um weitere 45° im Kristall gedreht. Da dieser Strahl nun orthogonal zum einlaufenden polarisiert ist, wird er vom ersten Polarisator abgelenkt und kann dann geblockt werden. In unserem Fall erreichen wir eine Abschwächung des rücklaufenden Strahls von etwa 25 dB, was die angesprochenen Probleme vermeidet.

Im Anschluß an den Faraday-Isolator wird der Nd:YAG-Strahl mittels eines polarisierenden Strahlteilerwürfels (kurz: Pol. STW) in die zwei Arme aufgeteilt, die nach Durchlaufen weiterer optischer Elemente in die MOT fokussiert werden. Die Leistungsaufteilung wird mit einer $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte exakt abgeglichen, um maximalen Kontrast der Stehwellenstruktur zu erreichen.

2.2.2 Akusto-optische Modulatoren im Doppelpaß-Aufbau

Um die Atome, wie in Abschnitt 1.5 beschrieben, in der Stehwelle zu verschieben, muß man die Frequenzen der beiden Nd:YAG-Strahlen kontinuierlich um einige MHz gegeneinander verstimmen. Hierzu dienen akusto-optische Modulatoren, die in unserem Fall einen Laserstrahl um eine Frequenz im Bereich von 80 – 115 MHz verstimmen können. In diesem Abschnitt werden die wesentlichen Eigenschaften der AOMs und ihres Aufbaus beschrieben.

Funktionsweise eines AOM

Ein akusto-optischer Modulator besteht aus einem Kristall mit hohem Brechungsindex, in den über ein Piezoelement an einer Seitenfläche eine Ultraschallwelle der Frequenz ν_S eingestrahlt wird. Die periodischen, durch diese Welle hervorgerufenen Kontraktionen und Dilatationen des Kristallgitters bewirken Brechungsindexmodulationen mit der Periode $\Lambda = c_S/\nu_S$ und erzeugen so ein Phasengitter [SAL91]. Hier bezeichnet c_S die Schallgeschwindigkeit im Kristall. Gegenüberliegende Kanten des Kristalls stehen in einem kleinen Winkel zueinander, um die Ausbildung von Stehwellen zu vermeiden.

Senkrecht zur Ausbreitungsrichtung dieser Ultraschallwelle wird nun ein Laserstrahl der Frequenz ν_L durch den Kristall geschickt, der an dem Phasengitter gebeugt wird (vgl. Abbildung 2.4). Die Ablenkwinkel $\sin \varphi = m\lambda_L/\Lambda$ der einzelnen Beugungsordnungen $m \in \mathbb{Z}$ hängen daher von der Frequenz der Ultraschallwelle ab. Um die

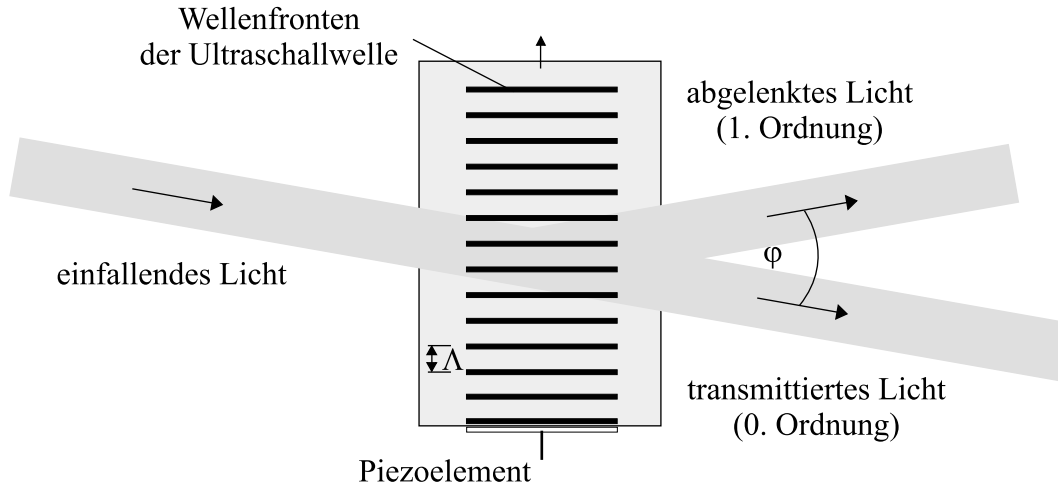


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau eines AOMs: Das Piezoelement erzeugt eine Ultraschallwelle im Kristall, an deren Wellenfronten der eintretende Laserstrahl gebeugt wird.

Ablenkeffizienz des Laserstrahls für eine bestimmte Ordnung zu optimieren, empfiehlt es sich, unter dem Bragg-Winkel zur Ausbreitungsrichtung der Ultraschallwelle einzufallen. Die Bragg-Bedingung ist gerade das Kriterium dafür, daß die einzelnen Beiträge der an der Gitterstruktur gebeugten Teilwellen für die gewünschte Ordnung konstruktiv miteinander interferieren. Aus Gründen der Energieerhaltung verschwinden in diesem Fall die anderen Beugungsordnungen. Der Bragg-Winkel entspricht gerade dem halben Gesamtablenkwinkel φ :

$$\alpha_{Br} = \frac{\varphi}{2} = \frac{m\lambda_L}{2\Lambda} \quad (2.1)$$

Eine sehr wichtige Eigenschaft des AOMs ist nun, daß die Frequenzen der abgelenkten Lichtstrahlen um den Betrag $m\nu_S$ verschoben sind. Dies kann man in dem folgenden Bild leicht verstehen: Der Laserstrahl wird von einem Spiegel reflektiert, der sich gerade mit der Geschwindigkeit c_S bewegt. Dann beträgt die Frequenz des reflektierten Strahls mit (2.1) aufgrund des Dopplereffekts

$$\nu_{refl} = \nu_L \left(1 + \frac{2\alpha_{Br}c_S}{c} \right) = \nu_L + m\nu_S \quad (2.2)$$

In der 1. bzw. -1. Ordnung wird die Laserfrequenz also gerade um die Ultraschallfrequenz blau- bzw. rotverschoben.

Dieser Effekt eignet sich daher hervorragend dazu, die Frequenzen der beiden Stehwellenstrahlen kontinuierlich gegeneinander zu verstimmen. Diese werden beide in 1. Ordnung durch jeweils einen AOM geschickt, wobei die AOMs zunächst bei

der gleichen Frequenz getrieben werden. In diesem Fall ist die Stehwelle stationär. Verstimmt man nun den einen AOM phasenkontinuierlich um immer höhere Frequenzen, so wird die Stehwelle, wie in Abschnitt 1.5.1 beschrieben, beschleunigt.

Da die Fallentiefe der Stehwellenfalle proportional zur Laserleistung ist, muß man bei der Justage der AOMs darum bemüht sein, die Ablenkeffizienz in die erste Ordnung zu maximieren. Hierbei sind im wesentlichen vier Parameter entscheidend:

- Zunächst ist es wichtig, die AOMs mit ausreichender **Hochfrequenzleistung** zu versorgen. Das Signal des Frequenztreibers wird daher intern verstärkt. Eine optimale Ablenkeffizienz des AOMs ergibt sich bei einer Signalleistung von etwa 3 W.
- Weiterhin kommt es darauf an, den **Einfallswinkel** möglichst genau dem Bragg-Winkel anzupassen. Über zwei Spiegel hat man die nötigen Freiheitsgrade, um den Strahl im optimalen Winkel auf den AOM zu lenken. Mit Hilfe einer Photodiode, auf die man den abgelenkten Strahl fokussiert, kann man dann leicht auf maximale Ablenkeffizienz optimieren. Natürlich erreicht man die Bragg-Bedingung nur für eine Ultraschallfrequenz. Wird der eine Laserstrahl gegenüber dem anderen verstimmt, trifft er den AOM nicht mehr perfekt unter dem Bragg-Winkel, so daß die Ablenkeffizienz sinkt. Um nach wie vor in beiden Strahlen gleiche Leistungen am Ort der Dipolfalle zu haben, damit die Stehwelle voll durchmoduliert bleibt, muß die Leistung des anderen Strahls in gleichem Maße abgeschwächt werden, wie die Ablenkeffizienz des einen sinkt. Dies kann z.B. über eine geringe Verminderung der Hochfrequenzleistung des AOMs geschehen.
- Da das Piezoelement flacher ist als die Seitenfläche des Kristalls, divergiert die von ihm erzeugte Ultraschallwelle beugungsbedingt. Dies hat zur Folge, daß sich die Wellenfronten der Ultraschallwelle nicht perfekt parallel zueinander ausbreiten, so daß die Bragg-Bedingung nicht überall im Kristall gleichzeitig erfüllt werden kann. Wählt man den **Durchmesser** des einfallenden Laserstrahls zu groß, sinkt die Ablenkeffizienz, da Teilbereiche des Strahls den Kristall nicht mehr unter dem Bragg-Winkel treffen. Den gleichen Effekt beobachtet man, wenn der Strahl konvergent oder divergent durch den AOM propagiert, da die Randbereiche des Strahls den Kristall unter einem anderen Winkel treffen als die Strahlmitte. Wählt man den Durchmesser des Laserstrahls hingegen zu klein, so sinkt die Ablenkeffizienz ebenfalls, da nun zu wenige Ultraschall-Wellenfronten beleuchtet werden. Weil jede Wellenfront nur einen gewissen Bruchteil des optischen Strahls in die 1. Ordnung beugt, steigt in diesem Fall der transmittierte Anteil (0. Ordnung).

Zwischen diesen Extremfällen in der Wahl des Strahldurchmessers gilt es, das Optimum zu finden, was wohl den schwierigsten Teil der Justage darstellt. Mit Hilfe eines aus zwei Linsen bestehenden Teleskops (siehe Abbildung 2.1) läßt sich ein Gaußstrahl mit beliebigem Durchmesser und beliebiger Divergenz bzw. Konvergenz genau in den AOM fokussieren, wobei die Strahltaile w_0 den gewünschten Wert hat. Durch mehrfache Variation der Linsenkombinationen konnte die Ablenkeffizienz schrittweise optimiert werden.

- Auch die **Polarisation** des Laserstrahls beeinflusst die Ablenkeffizienz. Hierbei wurde durch Drehen der Linearpolarisation mit Hilfe eines $\lambda/2$ -Plättchens ein Optimum gefunden, wenn die Polarisation des Laserstrahls senkrecht zu seiner Ablenkebene stand (s-Polarisation). Dies ist nicht verwunderlich, da die Reflektivität von optischen Grenzflächen für s-polarisiertes Licht maximal wird.

Nach sorgfältiger Optimierung der genannten Parameter erzielten wir Ablenkeffizienzen von etwa 88% bei einer Ultraschallfrequenz von 100 MHz, was nur knapp unter der Spezifikation von 90% liegt.

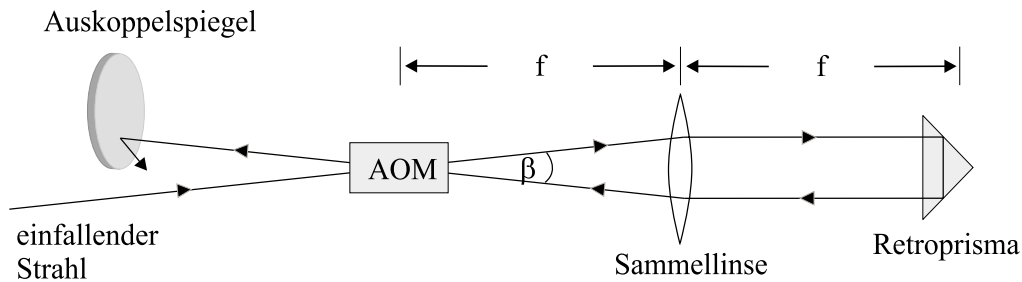
Doppelpaß-Aufbau

Werden die Strahlen nun mit Hilfe der AOMs gegeneinander verstimmt, so bleibt ein Problem: Der Ablenkwinkel des Laserstrahls im AOM ändert sich mit der Frequenz um $\Delta\varphi = \Delta\nu_S/\nu_L \cdot c/c_S$. Dies entspricht einer Winkeländerung von etwa 0,3 mrad bei einer Verstimmung von 1 MHz und würde unweigerlich zur völligen Dejustage der Stehwelle führen.

Diesen unerwünschten Effekt kann man kompensieren, indem man die Strahlen nach der ersten Ablenkung durch den AOM noch einmal in umgekehrter Richtung durch den AOM schickt (vgl. Abbildung 2.5). Durch die zweimalige Ablenkung wird erreicht, daß der rücklaufende dem hinlaufenden Strahl wieder überlagert wird, unabhängig vom Ablenkwinkel φ . Hierzu trifft der einfach abgelenkte Strahl auf eine Linse, die sich in der Entfernung ihrer Brennweite f zum AOM befindet. Dadurch wird der Strahl unabhängig von φ parallel zur optischen Achse gebrochen und von einem retroreflektierenden Prisma zurückgeworfen. Die Position des Retroprismas hinter der Linse ist für diesen Zweck beliebig. Die Linse bricht den Strahl in jedem Fall wieder in den AOM zurück. Die Resttransmission der 0. Ordnung wird jeweils geblockt. Damit man die 1. Ordnung gut von der 0. Ordnung trennen kann, wurde die Brennweite der Linse mit 200 mm groß genug gewählt. In dieser Entfernung vom AOM haben die Strahlen dann bereits einen Abstand von 10 mm, der dem Vielfachen ihres Durchmessers entspricht.

Die Gesamtverstimmung des den AOM doppelt passierenden Strahls ist natürlich

Ansicht von der Seite



Ansicht von oben

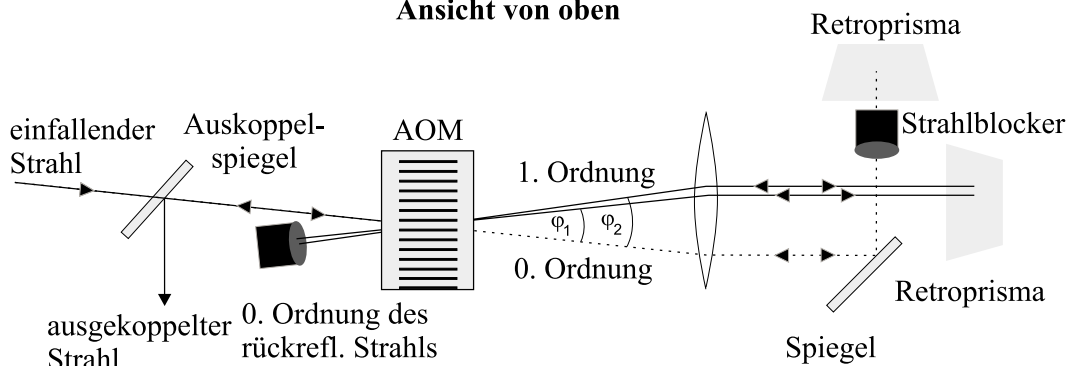


Abbildung 2.5: Doppelpaß-Aufbau der AOMs: Während die obere Abbildung eine Seitenansicht des Aufbaus zeigt, gibt die untere Abbildung den Strahlverlauf in der Tischebene an. Die transmittierte 0. Ordnung ist hier gestrichelt gezeichnet. Die zweimalige Passage des Laserstrahls durch den AOM kompensiert den Effekt, daß der Ablenkwinkel von der Ultraschallfrequenz abhängt.

doppelt so groß wie die Ultraschallfrequenz.

Möchte man die Stehwellenfalle ohne die angesprochene Verstimmung untersuchen, kann man die AOMs abschalten und die nun vollständig (bis auf geringfügige Verluste) transmittierte 0. Ordnung mit einem Spiegel in sich zurückwerfen, indem man den eingezeichneten Strahlblocker entfernt. Dies hat den enormen Vorteil, daß man den weiteren Strahlengang nicht neu justieren muß, wenn man ohne die AOMs arbeiten möchte.

Auch bei der Justage des rückreflektierten Strahls müssen die oben genannten Parameter, die für eine hohe Ablenkeffizienz entscheidend sind, optimiert werden.

- Die beschriebene Kombination aus Sammellinse und Retroprisma bewirkt, daß der Strahl den AOM unter dem gleichen Winkel trifft, unter dem er beim ersten Passieren ausgetreten ist. Im Idealfall ist dies der Bragg-Winkel, der optimale Ablenkeffizienz garantiert.
- Der rücklaufende Strahl sollte seinen Fokus wie der hinlaufende Strahl im AOM haben, wobei die Strahlteile ebenfalls den gleichen Radius von etwa $500 \mu\text{m}$ haben sollte. Diese Bedingung läßt sich folgendermaßen erfüllen. Der hinlaufende Strahl hat wegen $w_0 = 500 \mu\text{m}$ eine Rayleighlänge von etwa 75 cm . Im Bereich zwischen AOM und Sammellinse ist er also in guter Näherung kollimiert. Die Sammellinse bewirkt dann, daß der Gaußstrahl konvergiert, wobei seine Taille etwa in einer Entfernung von f hinter der Linse entsteht (siehe hierzu auch [SIE86]). Plaziert man das Retroprisma an diese Stelle, so verhalten sich die Strahldurchmesser des rücklaufenden Strahls perfekt symmetrisch zu denen des hinlaufenden: Der Gaußstrahl divergiert vom Prisma ausgehend bis hin zur Sammellinse, von der er wiederum kollimiert wird. Die Taille des rücklaufenden Strahls liegt dann wieder im AOM und hat den gleichen Wert wie die des hinlaufenden.
- Um die Polarisation des rücklaufenden Strahls gegenüber der des hinlaufenden beizubehalten, muß man auf eine angenehme Standardtechnik verzichten, den doppelt abgelenkten Strahl von dem einfallenden zu separieren: Eine $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte zwischen AOM und Retroprisma würde die lineare Polarisation des Laserstrahls bei zweifacher Passage um 90° drehen, so daß man die Strahlen mit Hilfe eines polarisierenden Strahlteilerwürfels trennen könnte. Diese Methode hat Einbußen in der Ablenkeffizienz zur Folge, da nicht beide Strahlen die optimale Polarisation beim Durchgang durch den AOM haben können. Dieser Nachteil kann vermieden werden, indem man die Strahlen geometrisch voneinander trennt (vgl. hierzu den oberen Teil von Abb.2.5). Der Strahl wird unter einem kleinen Winkel β von unten in den AOM geschickt und von der Sammellinse parallel zur Tischebene gebrochen. Das Retroprisma, dessen Kante sich auf Höhe des AOMs befindet, sorgt anschließend dafür, daß der Strahl mit Strahlversatz parallel zurückreflektiert wird. Die Linse bricht ihn dann unter dem gleichen Winkel β zurück in den AOM. In ausreichender Entfernung kann der zurücklaufende Strahl dann mit Hilfe eines Spiegels aus dem Strahlengang des hinlaufenden ausgekoppelt werden.

Für die Gesamt-Ablenkeffizienz des Doppelpaß-Aufbaus erwartet man das Quadrat der Ablenkeffizienz bei einfacher Passage. In der Tat konnten wir bei Berücksichtigung aller genannten Parameter eine Effizienz von 75% erreichen.

2.2.3 Fokussierung in die MOT

Bei der Fokussierung der Dipolfallenstrahlen in die MOT müssen sich die Strahlen perfekt überlappen, mit gleich großen Strahltaillen am Ort der MOT, um eine völlig durchmodulierte Stehwellenstruktur zu bilden.

Zoomteleskop

Ein Zoomteleskop dient dazu, den Laserstrahl auf einen bestimmten Durchmesser zu kollimieren, bevor er in die MOT fokussiert wird. Dieser legt damit fest, welchen Durchmesser die Strahltaille am Ort der MOT haben wird und welche Fallentiefe auf diese Weise erreicht werden kann.

Die aus dem Doppelpaß des AOMs austretenden Strahlen werden hierzu zunächst von einer Sammellinse fokussiert. Der von dem Fokus aus divergierende Strahl kann nun von einem zweilinsigen Zoomteleskop kollimiert werden, wobei die Strahlradien w des austretenden Strahls in einem Bereich von 2 – 5 mm kontinuierlich variiert werden können (vgl. Abbildung 2.6). Eine weitere Linse, die im Abstand ihrer Brennweite f zur MOT positioniert ist, fokussiert den Strahl anschließend genau in die MOT, wobei sich der Strahlradius w_0 im Fokus durch folgende Abschätzung ergibt:

$$w_0 = \frac{\lambda}{\pi\theta} = \frac{\lambda f}{\pi w} \quad (2.3)$$

Hierbei ist λ die Wellenlänge und θ der Divergenzwinkel des in die MOT fokussierten Strahls. Mit den genannten einstellbaren Strahlradien und einer Brennweite von $f = 300$ mm lassen sich somit Radien der Strahltaille zwischen 20 und 50 μm realisieren. Diese Möglichkeit der Variation ist deshalb sinnvoll, da es zur Justage der Dipolfallenstrahlen einfacher ist, mit einer möglichst tiefen Falle zu beginnen, d.h. mit einem kleinen Fokus in der MOT. Zum späteren Verschieben der Atome ist es aber notwendig, größere Rayleighlängen des fokussierten Strahls zu erreichen (vgl. Abschnitt 1.4.2), was größere Foki erfordert. Durch die Variationsmöglichkeit des Strahldurchmessers kann man sich diesem Ziel langsam nähern.

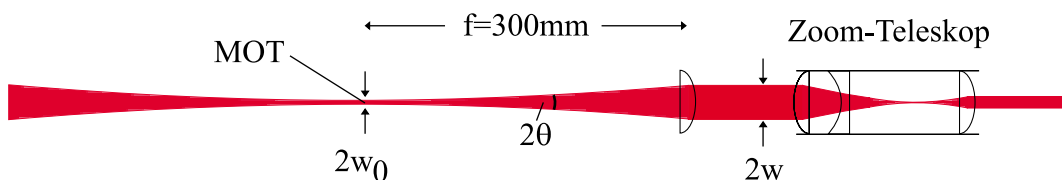


Abbildung 2.6: Das Zoomteleskop kollimiert den Strahl und ermöglicht eine variable Einstellung des Strahldurchmessers, bevor der Strahl in die MOT fokussiert wird.

Kapitel 3

Experimentelle Ergebnisse

3.1 Kühlen und Speichern einzelner Atome in der MOT

Die MOT dient in diesem Experiment lediglich als Quelle für kalte Atome, die anschließend in die Dipolfalle umgeladen werden. Zur Messung der Speichereffizienz der Dipolfalle ist es daher zunächst wichtig, die Anzahl der in der MOT gespeicherten Atome genau bestimmen zu können.

Diese Information läßt sich sogar in Echtzeit aus dem Fluoreszenzlicht der Atome gewinnen, wie Abbildung 3.1 illustriert. Die Anzahl der detektierten Photonen wird jeweils über 100 ms integriert und gegen die Zeit aufgetragen. Das Signal zeigt einen stufenförmigen Verlauf, der einfach erklärt werden kann. Jedes in der MOT gespeicherte Atom liefert einen konstanten Fluoreszenzlichtbeitrag zum gesamten Signal. Durch Abzählen der Stufen läßt sich also die Atomanzahl zu jedem Zeitpunkt mit absoluter Sicherheit bestimmen, solange die statistischen Fluktuationen im Signal deutlich kleiner als eine Stufe sind. Für kleine Atomzahlen ($1 - 10$), mit denen in diesem Experiment gearbeitet wird, ist dies immer der Fall.

Verschiedene Eigenschaften der Einzelatom-MOT wurden bereits in früheren Experimenten untersucht [GOM98A, GOM98B]. Diese MOT konnte nun in einem deutlich veränderten Aufbau realisiert werden, der zusätzliche Freiheitsgrade in der Beobachtung und Manipulation der Atome erlaubt. Im Gegensatz zum vorherigen Aufbau [FRE99] ist es möglich, den Dipolfallenlaser senkrecht zu der Beobachtungsrichtung einzustrahlen. So konnte durch Einsatz eines einzelnen Interferenzfilters vor der APD (vgl. Abbildung 2.2) das Streulicht des Dipolfallenlasers fast völlig unterdrückt werden. Dies war im früheren Aufbau unmöglich und eröffnet sogar die prinzipielle Möglichkeit der Detektion eines einzelnen in der Dipolfalle gespeicherten Atoms.

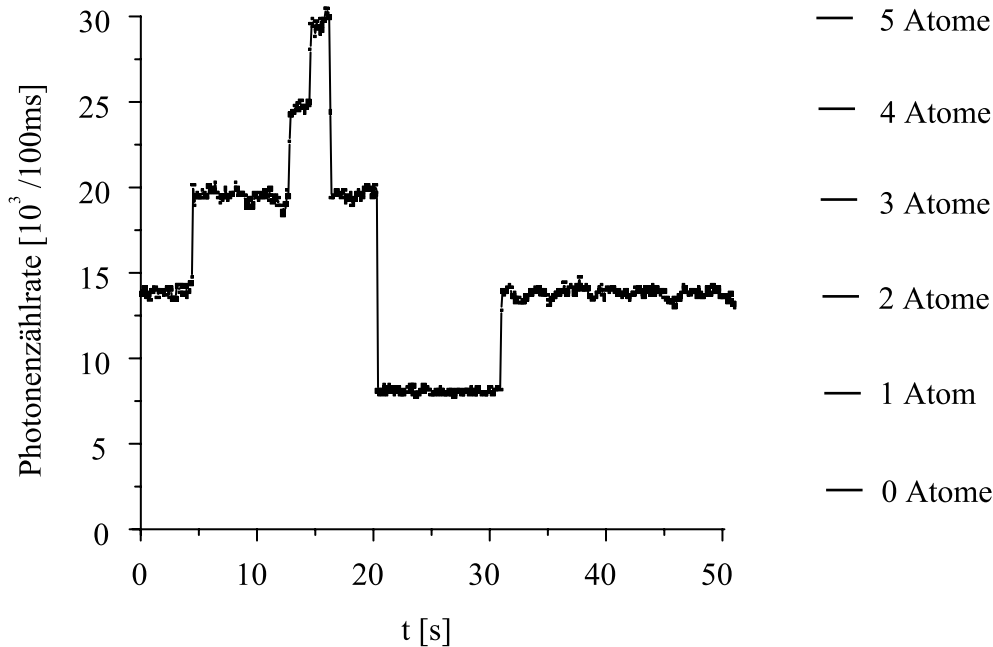


Abbildung 3.1: Dynamik der Atomanzahlen in der MOT. Eine Stufe im Fluoreszenzsignal der APD entspricht dem Fluoreszenzlichtbeitrag eines einzelnen Atoms.

Des weiteren konnte das Fluoreszenzsignal der APD durch eine wesentliche Optimierung der Beobachtungsoptik auf eine Photonenzählrate von 75 kHz pro Atom bei einer Kühllaserverstimmung von zwei Linienbreiten erhöht werden.

3.2 Speicherung in der Dipolfalle

Der nächste Schritt ist der gezielte Transfer der in der MOT gespeicherten Atome in die Dipolfalle. Von besonderem Interesse für weiterführende Experimente ist es, hier eine hohe Transfereffizienz zu erzielen. Die Speicherzeiten der Atome in der Dipolfalle setzen natürliche Grenzen für die Dauer möglicher späterer Experimente. Insbesondere ist zu untersuchen, in welcher Weise die Verstimmung der Stehwelle durch die AOMs ein Aufheizen der Atome bewirken könnte.

3.2.1 Messung der Speicherquote

Um die Speichereffizienz der Dipolfalle zu messen, werden die Atome aus der MOT in die Dipolfalle geladen und wieder zurück. Die präzise Bestimmung der Atomanzahl in der MOT über das Fluoreszenzsignal ermöglicht hierbei die Messung der Speicherquoten nach einem einfachen Schema.

Zunächst werden einige Atome N_{in} in der MOT gespeichert. Sie werden in die Dipolfalle umgeladen, indem der Dipolfallenlaser mit Hilfe des EOM (siehe 2.2.1) eingeschaltet wird. Um maximale Transfereffizienz der Atome in die Dipolfalle zu garantieren, werden die MOT-Laserstrahlen erst nach einem zeitlichen Überlapp von 100 ms ausgeschaltet (vgl. Abbildung 3.2). Das APD-Signal reduziert sich dann auf einen Streulichtuntergrund von etwa 1000 Photonen/s. Dieser Untergrund wird hauptsächlich von Lichtquellen im Labor verursacht. Nach variabler Speicherzeit der Atome in der Dipolfalle t_D werden diese durch Umkehrung der beschriebenen Lasersequenz in die MOT zurückgeladen. Aus dem Fluoreszenzsignal kann man nun wieder die Anzahl der in der MOT gespeicherten Atome N_{out} ermitteln. Das Verhältnis $Q_D := N_{out}/N_{in}$ liefert die Quote der in der Dipolfalle gespeicherten Atome. Durch mehrmalige Messung von Q_D für verschiedene Speicherzeiten t_D läßt sich auf diese Weise die mittlere Speicherzeit eines Atoms in der Dipolfalle bestimmen (3.2.3).

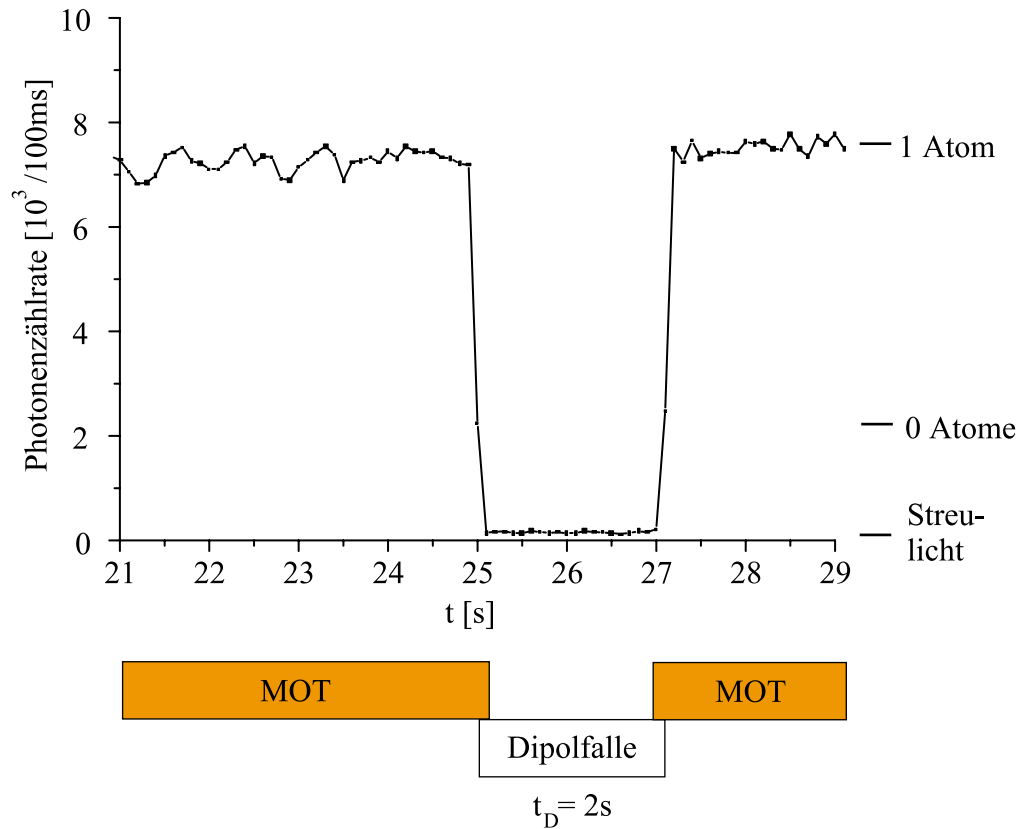


Abbildung 3.2: Typische Sequenz zur Bestimmung der Speicherquote der Dipolfalle. Die Kurve zeigt das Fluoreszenzsignal der Atome während des Transfers von der MOT in die Dipolfalle und zurück.

Dieser Interpretation geht die Annahme voraus, daß man während der Transferprozesse der Atome zwischen den Fallen keine Atome verliert. Die Auswertung der Messungen, die in Abschnitt 3.2.3 vorgestellt werden, wird ergeben, daß die Atome mit einer Effizienz von 100% umgeladen werden. Diese Annahme kann also im nachhinein gerechtfertigt werden. Des weiteren wird vorausgesetzt, daß während des Transfers keine zusätzlichen Atome aus dem Hintergrundgas in die MOT geladen werden. Da die MOT während der Messungen im Mittel etwa alle 10 s ein Atom fängt (vgl. auch Abbildung 3.1), also auf einer Zeitskala, die zwei Größenordnungen über der Transferzeit liegt, wird dieser Effekt vernachlässigt. Letztlich wird angenommen, daß die Speicherquote Q_D unabhängig von der Anzahl der Atome ist, da sich die Messung von Q_D aus Einzelmessungen mit verschiedenen Atomanzahlen zusammensetzt. Diese Annahme wird durch eine Analyse an der Dipolfalle des Vorgängerexperiments gerechtfertigt [FRE00]. Dort stellte sich heraus, daß die Speicherquote bei fester Zeit t_D keine Abhängigkeit von der Zahl der Atome (für $N_{in} = 1 - 7$) zeigte.

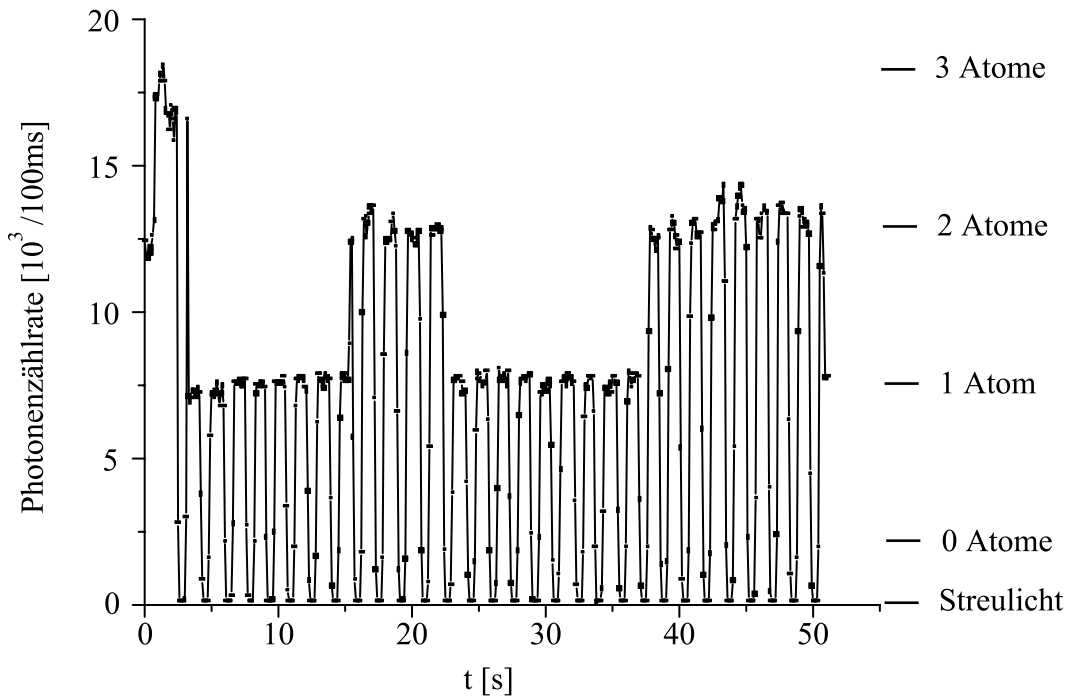


Abbildung 3.3: Mehrfache Speicherung von ein bzw. zwei Atomen in der Stehwellenfalle für jeweils 500 ms. Die Einbrüche im Fluoreszenzsignal markieren die Zeiten, zu denen die MOT ausgeschaltet ist und die Atome in der Dipolfalle gespeichert werden.

3.2.2 Verifikation der Stehwellenstruktur

Es ist wichtig sicherzustellen, daß die Atome tatsächlich in den Potentialtöpfen der Stehwellenfalle gespeichert werden. Diese Tatsache kann auf einfache Weise bestätigt werden, indem man die Atome in einer Dipolfalle speichert, die aus einem einzelnen fokussierten Strahl besteht, aber ansonsten gleiche Strahlparameter hat.

Hierzu wird die gesamte zur Verfügung stehende Nd:YAG-Leistung, etwa 4,5 W am Ort der Falle, aus einer Richtung in die MOT fokussiert (vgl. Abbildung 3.4). Die Cs-Atome können dann in dieser Dipolfalle gespeichert werden, deren Ausdehnung in axialer Richtung von der Rayleigh-Länge z_0 des Strahls bestimmt wird. Nach einer Speicherzeit von 500 ms in dieser Dipolfalle werden jedoch nur $(20 \pm 7)\%$ der Atome wieder in die MOT zurückgeladen. Diese niedrige Quote im Vergleich zu einer Rückfangquote von $(98 \pm 1)\%$ aus der Stehwellenfalle entspricht den Erwartungen: Die Rayleighlänge des Strahls für $w_0 = 20 \mu\text{m}$ beträgt etwa $z_0 = 1,2 \text{ mm}$ und ist damit deutlich größer als der Einfangquerschnitt der MOT, der zu etwa $100 \mu\text{m}$ grob abgeschätzt werden kann. Gleichzeitig bestätigt diese Messung, daß der Interferenzkontrast der Stehwellenfalle groß genug ist, um die Atome in den Potentialtöpfen zu lokalisieren.

An dieser Stelle sei angemerkt, daß die axiale Positionierung der Atome innerhalb der Stehwelle trotz der hervorragenden Lokalisierung auf $< 500 \text{ nm}$ nicht perfekt kontrolliert werden kann. Ihre Genauigkeit wird durch den MOT-Durchmesser limitiert, da die Atome während des Transfers in die Dipolfalle in beliebige Potentialtöpfe innerhalb des MOT-Volumens überführt werden.

Außerdem wurde der Einfluß der Magnetfalle untersucht, da man zum Zeitpunkt der Messung der Speicherquoten die MOT-Spulen noch nicht schnell genug schalten konnte, um während der Speicherung der Atome in der Dipolfalle das Quadru-

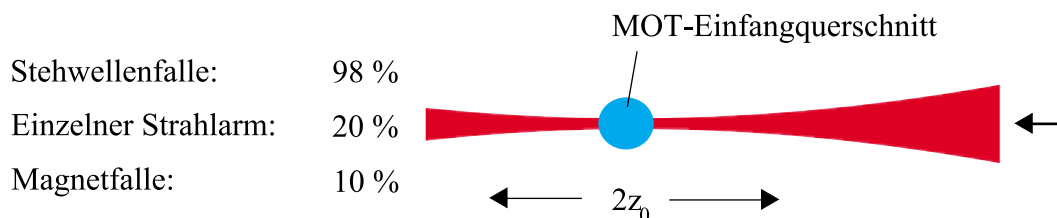


Abbildung 3.4: Eine Dipolfalle, die von einem einzelnen Strahlarm gebildet wird, ist mit einer axialen Ausdehnung von etwa $2z_0$ bei Strahltaillen von $\gtrsim 20 \mu\text{m}$ deutlich größer als der Einfangquerschnitt der MOT. Die Tabelle stellt die Wiedereinfangquoten der MOT bei einer Speicherzeit von 500 ms in verschiedenen Fallentypen zusammen.

polmagnetfeld abzuschalten. Da die Atome ein magnetisches Moment besitzen, werden sie je nach dessen Orientierung in Bereiche minimaler bzw. maximaler Magnetfeldstärke gezogen. Ein gewisser Anteil der Atome kann also im Zentrum des Quadrupolfeldes gespeichert werden. Um den Einfluß dieser Magnetfalle zu testen, wurden die MOT-Laser aus- und nach einer bestimmten Zeit wieder eingeschaltet. Während dieser Zeit wurden einige Atome in der Magnetfalle gespeichert. Für eine Speicherzeit von 500 ms ergab die Messung eine Rückfangquote von $(10 \pm 5)\%$. Diese liegt ebenfalls deutlich unter der Quote von $(98 \pm 1)\%$ bei Speicherung in der Stehwellenfalle. Dieses Ergebnis zeigt, daß die Messung der Speicherkurven durch den Einfluß der anwesenden Magnetfalle nicht wesentlich beeinflusst worden sein kann.

3.2.3 Speicherzeiten

Von entscheidendem Interesse ist nun die Messung der mittleren Speicherzeit der ruhenden Stehwellenfalle, da weiterführende Experimente letztlich von der Lebensdauer der Atome in der Falle limitiert werden. Diese Messung wird sowohl ohne als auch mit AOMs durchgeführt, die dann beide Strahlarme um den gleichen Betrag verstimmen.

Hierzu wurde die Speicherquote für verschiedene Speicherzeiten gemessen (vgl. Abbildung 3.5). Jeder Punkt wurde aus einer Reihe von Einzelmessungen mit einer Gesamtzahl von 100-300 Atomen bestimmt. Die quadratischen Meßpunkte zeigen hierbei die Speicherquoten der Stehwellenfalle, deren einzelne Strahlarme mit den AOMs jeweils phasenstabil um $2 \cdot 100$ MHz verstimmt wurden. Die Speicherquoten der Falle, die unter gleichen experimentellen Bedingungen wie Hintergrunddruck, Magnetfeldgradient, Laserleistung etc. aber mit ausgeschalteten AOMs betrieben wurde, sind durch die runden Meßpunkte markiert. Die Leistung des Fallenlasers betrug bei allen Messungen 2,2 W pro Strahlarm. Die Strahltaillen wurden mit Hilfe der Zoomteleskope (2.2.3) auf einen Wert von $20 \mu\text{m}$ eingestellt, so daß theoretisch eine maximale Falltiefe von etwa 3,6 mK erreicht werden kann. Diese wird im Experiment möglicherweise dadurch vermindert, daß man die Strahltaillen der beiden Strahlarme nicht perfekt überlagert hat. Eine nicht perfekt parallele Linearpolarisation der beiden Strahlen hätte ebenfalls Einbußen in der Falltiefe zur Folge.

Die zwei Kurven aus der Messung der Speicherquoten mit und ohne AOMs zeigen einen deutlich unterschiedlichen Verlauf. Dennoch stellt man bei der Extrapolation beider Kurven für kurze Speicherzeiten fest, daß die Umladeeffizienz beim Transfer der Atome zwischen den beiden Fallentypen 100% beträgt. Das bedeutet, daß alle in der MOT gekühlten Atome auch tatsächlich in die Dipolfalle geladen werden.

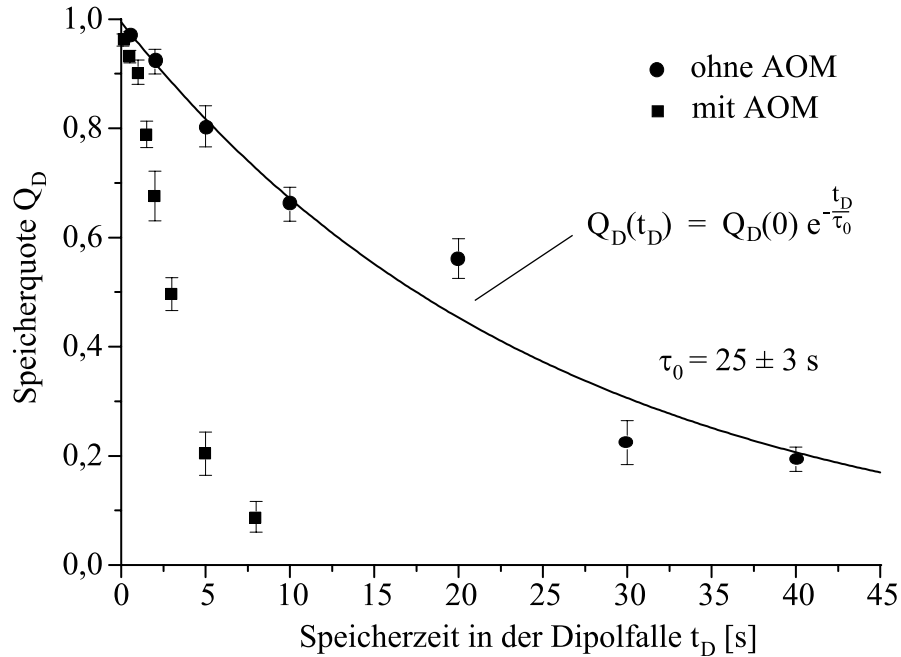


Abbildung 3.5: Die Speicherquote ist gegen die Speicherzeit in der Dipolfalle aufgetragen. Die runden Symbole zeigen die Speicherquoten, die in einer Stehwellenfalle ohne verstimzte Strahlarme aufgenommen wurden. Werden die Strahlarme von den AOMs verstimzt (quadratische Symbole), führt das Phasenrauschen des Doppelfrequenztreibers innerhalb weniger Sekunden zum Verlust der Atome aus der Falle.

Mit der Stehwellenfalle kann in dieser Hinsicht das gleiche Resultat wie in der Dipolfalle des Vorgängerexperiments erzielt werden. Dieses Ergebnis ist deswegen von großer Bedeutung, weil man nun in der Lage ist, in der Dipolfalle eine genau bestimmte Anzahl von Atomen für weitere Experimente zur Verfügung zu stellen. Sobald das Fluoreszenzsignal der APD anzeigt, daß die gewünschte Atomanzahl in der MOT gespeichert ist, kann man sie in die Dipolfalle umladen.

Zur Bestimmung der mittleren Speicherzeit in der Stehwellenfalle ohne AOM-Betrieb τ_0 wurde eine Exponentialkurve an die entsprechenden Meßpunkte gefittet:

$$Q_D(t_D) = Q_D(0)e^{-\frac{t_D}{\tau_0}} \quad (3.1)$$

Es fällt auf, daß die Punkte vor allem für längere Speicherzeiten nicht besonders gut auf der Kurve liegen. Eine entscheidende Ursache hierfür liegt in der Tatsache begründet, daß die Justagestabilität der Falle noch nicht über den Meßzeitraum von mehr als zwölf Stunden für die Aufnahmen der Speicherkurven ausreicht. Die Stehwellenfalle muß aufgrund verschiedener Effekte etwa alle zwei Stunden neu justiert

werden, wodurch sich das Potentialprofil und die Falltiefe natürlich jedesmal etwas verändern können.

Die aus der Kurve bestimmte Speicherzeit in der Stehwellenfalle beträgt

$$\tau_0 = (25 \pm 3)s. \quad (3.2)$$

Werden beide Strahlarme von den AOMs um den gleichen Betrag verstimmt, ist die mittlere Speicherzeit wesentlich kürzer. Während die Speicherquote innerhalb einer Speicherzeit von 1 s noch über 90% beträgt, ist sie nach 5 s schon auf 20% gefallen. Der Kurvenverlauf ist nicht exponentiell. Es handelt sich möglicherweise um einen Heizprozeß, der sich erst auf einer Zeitskala von wenigen Sekunden bemerkbar macht. Eine genauere Betrachtung in Abschnitt 3.2.4 wird zeigen, daß sich dieser wahrscheinlich auf elektronisches Phasenrauschen des Frequenztreibers der AOMs zurückzuführen läßt. Diese Hypothese wird durch eine numerische Simulation unterstützt, die ebenfalls Speicherzeiten in dieser Größenordnung von 1 s liefert.

Das atomare Förderband ist natürlich auf den permanenten Betrieb der AOMs angewiesen, so daß seine Speicherzeiten durch den genannten Heizprozeß limitiert werden. Dennoch ist es wichtig festzuhalten, daß sämtliche geplanten Experimente mit den Atomen in dem Förderband auf Zeitskalen ablaufen, die deutlich kleiner sind als die Speicherzeit. Man beachte, daß es nur etwa 1,4 ms dauert, um ein Atom über eine Entfernung von 3 mm zu transportieren (1.5.2).

3.2.4 Einfluß des Phasenrauschens auf die Speicherzeit

Die Messung der Speicherquoten der Stehwellenfalle ergab, daß die mittlere Lebensdauer der Atome in der Falle bei Betrieb der AOMs deutlich kleiner ist als bei ausgeschalteten AOMs. Diese Beobachtung kann durch die folgenden Überlegungen erklärt werden.

Voraussetzung für lange Speicherzeiten in der Dipolfalle ist eine phasenstabile Stehwelle. Treten Phasensprünge zwischen den beiden entgegenlaufenden Dipolfallenstrahlen auf, die die Stehwelle bilden, kann dies zum sofortigen Verlust der Atome aus den Potentialtöpfen und damit aus der Falle führen. In der Tat hat sogar schon ein Zittern der Phase, dessen Amplitude deutlich kleiner als 2π ist, ein Aufheizen der Atome in der Falle zur Folge, was die Speicherzeiten erheblich verkürzen kann.

Hauptverursacher eines solchen Phasenrauschens ist neben Instabilitäten der Strahlweglängen beispielsweise durch Vibrationen von Spiegeln, ein elektronisches Rauschen des Frequenztreibers der akusto-optischen Modulatoren. Dieser besteht aus

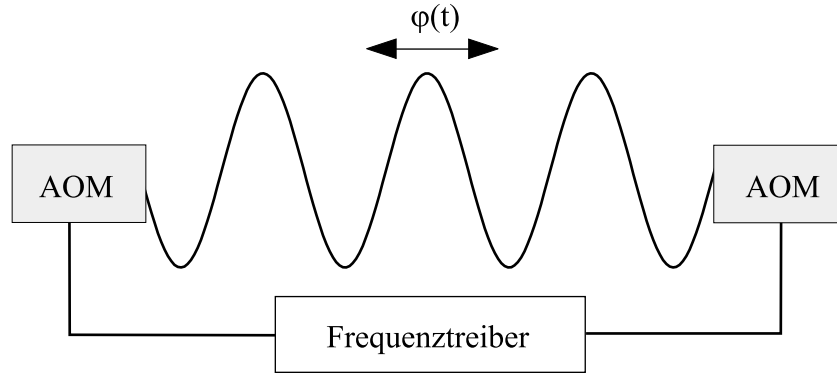


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der von den AOMs verstimzten Stehwelle. Das relative Phasenrauschen des Frequenztreibers überträgt sich über die AOMs auf die Laserstrahlen und resultiert in einer Zitterbewegung der Stehwelle.

zwei Oszillatoren, die auf einen gemeinsamen Referenzoszillator stabilisiert sind. Er gestattet die phasenkontinuierliche Verstimmung des einen Oszillators gegenüber dem anderen. Zwischen diesen beiden Ausgängen des Hochfrequenztreibers lassen sich Phasenschwankungen messen, deren Spektrum dem eines weißen Rauschens entspricht. Dieses Phasenrauschen wird nun über die AOMs direkt der Lichtphase des jeweiligen Strahlarms des Dipolfallenlasers aufaddiert (vgl. Abbildung 3.6). Es überträgt sich auf diese Weise direkt auf die optische Stehwelle. In diesem Abschnitt wird eine numerische Simulation vorgestellt, mit der die Speicherzeiten in Abhängigkeit von der Rauschamplitude abgeschätzt werden können.

Zur Veranschaulichung des genannten Heizeffekts durch das Phasenrauschen betrachten wir zunächst Atome in einem eindimensionalen harmonischen Potential. Da sich in unserem Fall ausreichend viele oszillatorische Niveaus in einem Potentialtopf befinden, ist eine klassische Abschätzung durch das Korrespondenzprinzip gerechtfertigt, zumal eher die Größenordnung der Heizrate als ein exakter Wert von Interesse ist. In Bild 3.7 ist das Atom zu einem bestimmten Zeitpunkt als Kugel auf einer klassischen Oszillatorbahn dargestellt. Bewegt sich der Potentialtopf nun als Folge eines, in diesem Modell angenommenen, instantanen Phasensprungs der Stehwelle um den Betrag ϵ , so hat das Atom in diesem Moment je nach Vorzeichen von ϵ potentielle Energie gewonnen oder verloren. Da das Potential konvex gekrümmt ist, gewinnt das Atom bei einem Sprung von $+\epsilon$ mehr Energie als es im Falle von $-\epsilon$ verliert. Da das Vorzeichen der Schwankungen statistisch gleichverteilt ist, nimmt die potentielle Energie des Atoms U also im Mittel über viele Sprünge der Größe ϵ zu, das Atom wird geheizt:

$$\langle \Delta U \rangle = \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \cdot \frac{\epsilon^2}{2} > 0 \quad (3.3)$$

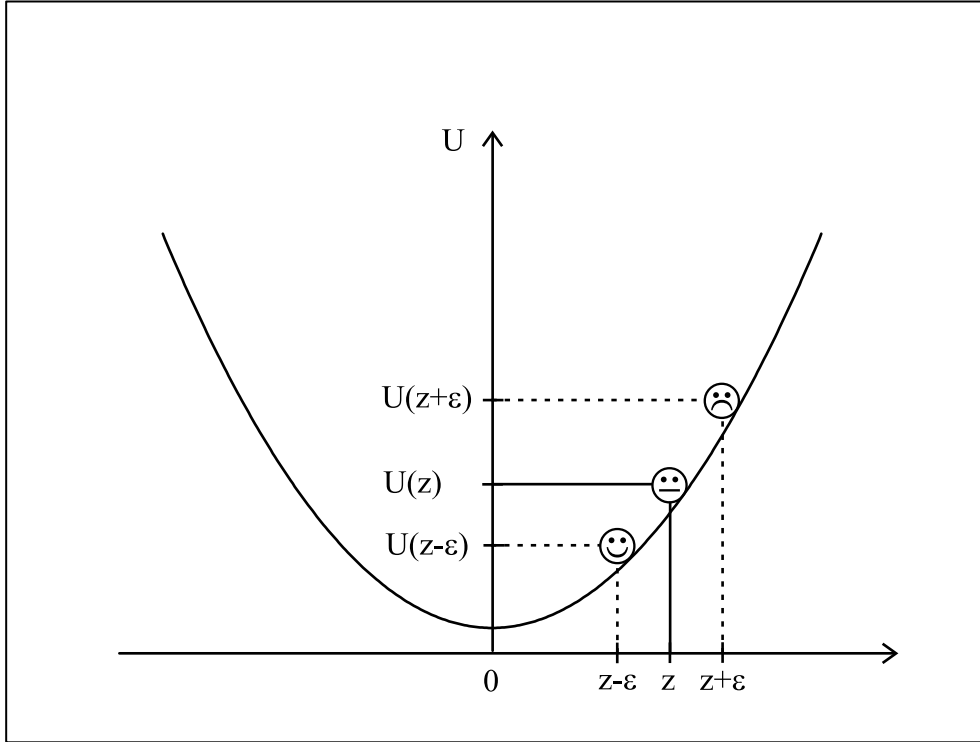


Abbildung 3.7: Einfaches Modell zum Heizeffekt durch Phasenrauschen des Potentials. Verschiebt sich das Potential instantan von z nach $z - \epsilon$, so gewinnt das Atom mehr potentielle Energie als es verliert, wenn sich der Potentialtopf um den gleichen Betrag in die andere Richtung bewegt.

Diese vereinfachte Betrachtung vermag zwar den prinzipiellen Effekt zu erklären, eine quantitative Abschätzung ist jedoch komplizierter. Zum einen gehen die spektralen Eigenschaften des Rauschens in die obige Betrachtung nicht ein. Zum anderen kann man das \cos^2 -förmige Potential nicht mehr harmonisch nähern, sobald das Atom den unteren Bereich des Topfes verlassen hat. Daher scheint es praktikabel, die Größenordnung dieses Effekts numerisch abzuschätzen.

Numerische Simulation

Hierzu wurde die Differentialgleichung eines Oszillators numerisch integriert, dessen Potential mit einer zeitabhängigen Phase $\varphi(t)$ rauscht. Die Zitterbewegung der Stehwelle in lediglich axialer Richtung rechtfertigt die Reduktion auf eine eindimensionale Gleichung:

$$\ddot{z} + \frac{\omega_{osz,ax}^2}{2k} \sin(2kz - \varphi(t)) = 0 \quad (3.4)$$

mit der axialen Oszillationsfrequenz $\omega_{osz,ax}$ und der Wellenzahl k . Als Anfangsbedingung wurde ein im Minimum des Potentials ruhendes Atom gewählt:

$$z(0) = \dot{z}(0) = 0 \quad (3.5)$$

Dies ist eine optimistische Wahl und liefert daher eine obere Abschätzung der Lebensdauer des Atoms in der Stehwellenfalle.

Um das weiße Rauschen der relativen Phase $\varphi(t)$ der beiden Strahlarme zu modellieren, wurde für äquidistante Zeitpunkte eine Reihe von gaußverteilten Zufallszahlen $\varphi(t_1) \dots \varphi(t_n)$ erzeugt. Zur Interpolation dieser Werte diente ein sogenannter Spline-Fit, ein stückweise zusammengesetztes Polynom dritter Ordnung, um eine glatte Funktion zu erhalten. $\varphi(t)$ wird hierbei von zwei Parametern charakterisiert: Zum einen bestimmt die Breite der Gaußverteilung $\sigma := \sqrt{\langle (\delta\varphi)^2 \rangle}$ die Amplitude des relativen Phasenrauschens. Zum anderen resultiert die Bandbreite des Rauschens aus der Anzahl der Zufallszahlen, die pro Zeiteinheit generiert werden. Dies kann man sich als Umkehrung des Abtast-Theorems vorstellen, welches besagt, daß man beim diskreten Abtasten einer beliebigen Funktion deren höchste Frequenz im Fourierspektrum nur durch eine Abtastrate erfassen kann, die mindestens doppelt so groß wie diese Frequenz ist. In unserem Fall bedeutet dies, daß eine Erzeugung von n Zufallszahlen pro Sekunde für $\varphi(t)$ etwa eine Bandbreite von $n/2$ Hz liefert.

Dieses Modell beschreibt einen von einer stochastischen Kraft getriebenen ungedämpften Oszillator. Es ist daher naheliegend anzunehmen, daß Anregungsfrequenzen in der Größenordnung der Resonanzfrequenz den Hauptbeitrag zum Heizprozeß liefern. Um die Rechenzeit in einem akzeptablen Bereich zu halten, wurden 2 Mio. Zufallszahlen für eine Sekunde Realzeit erzeugt. Die Bandbreite der Phase ist mit einem Wert von 1 MHz daher auf einen Wert begrenzt, der deutlich über der axialen Oszillationsfrequenz von etwa 400 kHz liegt.

Von Interesse ist nun zu erfahren, nach welcher Zeit das Atom das Potentialmaximum bei $z = \pm\lambda/8$ erreicht, denn dann wird es der Falle entweichen. Diese Zeit wurde für verschiedene Rauschamplituden σ jeweils 30 mal berechnet und die entsprechenden Mittelwerte gebildet. Diese Lebensdauer des Atoms in der Falle ist in Abbildung 3.8 gegen σ aufgetragen. Der Fit zeigt, daß die Lebensdauer umgekehrt proportional zum Quadrat der Rauschamplitude σ ist. Dieses Skalierungsverhalten erhält man schon aus der einfachen Überlegung zu Beginn dieses Abschnitts. Durch die Ersetzung $\langle \epsilon^2 \rangle \rightarrow \sigma^2$ folgt aus (3.3), daß die Heizrate, und damit der Kehrwert der Lebensdauer, proportional zu σ^2 ist.

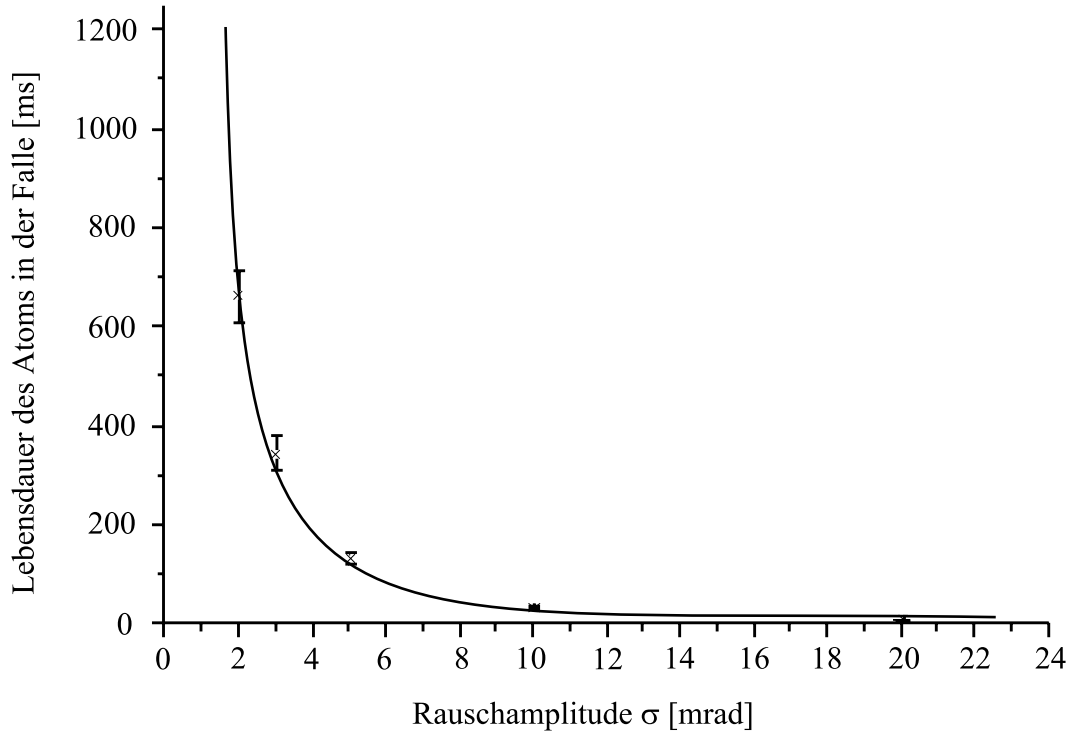


Abbildung 3.8: Simulierte Lebensdauer eines Atoms im Stehwellenpotential unter Einfluß von axialem Phasenrauschen der Amplitude σ . Die Fitkurve zeigt, daß die Lebensdauer $\propto 1/\sigma^2$ ist.

Messung der Rauschamplitude des Frequenztreibers

An diese Modellierung des Heizeffekts durch Phasenrauschen schloß sich ein Test des von uns verwendeten Doppelfrequenztreibers an. Hierzu wurden dessen beiden Ausgänge nach Abschwächung auf einen Phasendetektor (vom Typ RPD1 von MiniCircuits) gegeben, dessen Ausgangssignal proportional zum Sinus der Differenzphase φ der beiden Eingangssignale ist: $U_{out} = U_{0,out} \sin(\varphi)$. Verstimmt man die Frequenzen der beiden Kanäle um $\Delta\omega$ gegeneinander, so oszilliert das Ausgangssignal $U_{out}(t) = U_{0,out} \sin(\varphi + \Delta\omega t)$ zwischen seinen Maximalwerten $\pm U_{0,out}$. Liefern beide Ausgänge des Frequenztreibers die gleiche Frequenz, so wird das relative Phasenrauschen $\varphi(t)$ auf dem Oszilloskop sichtbar. Dessen mittlere Amplitude betrug etwa 1/1000 der Maximalamplitude.

Die Extrapolation der numerischen Simulation auf $\sigma = 10^{-3}$ rad liefert für diese Rauschamplitude eine mittlere Lebensdauer des Atoms in der Stehwellenfalle von etwa 1 s. Dieser Wert liegt in der gleichen Größenordnung wie die gemessene Speicherzeit der Atome in der von den AOMs verstimmt Stehwellenfalle. Die Reduktion der Speicherzeit auf wenige Sekunden läßt sich somit auf das Phasentrauschen des Frequenztreibers der AOMs zurückführen.

3.3 Kontrollierter Transport einzelner Atome

Vor kurzer gelang es uns, einzelne Atome erstmals über eine Strecke von einem halben Millimeter zu transportieren. Mit einer eigens für diesen Zweck entwickelten Nachweismethode war es möglich, die Atome an ihrem Zielort mit hoher Ortsauflösung zu detektieren. Die hier vorgestellte Messung beweist damit die prinzipielle Funktion des atomaren Förderbandes. Detailliertere Untersuchungen und quantitative Messungen werden in der nächsten Zeit folgen.

3.3.1 Beobachtungsoptik zum Nachweis der verschobenen Atome

Um die Funktionsweise des atomaren Förderbandes zu testen, ist es erforderlich, die um eine bestimmte Strecke verschobenen Atome ortsaufgelöst nachzuweisen.

Hierzu wird die CCD-Kamera (vgl. Abbildung 2.2) durch eine weitere Avalanche-Photodiode (APD) ersetzt. Sie wird einschließlich ihrer Abbildungsoptik auf einen Verschiebetisch montiert, wie in Abbildung 3.9 dargestellt. Zur Justage dieser Optik wird ein Teil des Fluoreszenzlichts der MOT mit Hilfe eines Strahlteilers aus dem Strahlengang der Optik der ersten APD ausgekoppelt und auf eine CCD-Kamera abgebildet. Letztere ermöglicht die präzise Positionierung des Raumfilters und der APD auf dem Verschiebetisch nach dem gleichen Schema wie in Abschnitt 2.1.2 erläutert. In ihrer Ausgangsposition befindet sich diese Abbildungsoptik entlang derselben Achse wie die der stationären APD.

Die zweite APD dient zum Nachweis der mit dem Förderband verschobenen Atome. Sie wird um die gleiche Strecke von der Ausgangsposition verschoben, um die die Atome in der Stehwellenfalle transportiert werden sollen. Ihre Ortsauflösung wird durch den Raumfilter bestimmt, dessen Lochblende einen Durchmesser von $200 \mu\text{m}$ hat. Da die Abbildungsoptik um den Faktor zwei vergrößert, beträgt die Ortsauflösung $100 \mu\text{m}$. In der Tat beobachtet man, daß das charakteristische Fluoreszenzsignal der MOT auf der APD (vgl. Abbildung 3.1) verschwindet, wenn

man den Verschiebetisch um nur $\pm 50 \mu\text{m}$ relativ zur Ausgangsposition bewegt. Somit ist eine Transportstrecke von $500 \mu\text{m}$ völlig ausreichend zum Beweis der Funktion des atomaren Förderbandes.

Zur Beleuchtung der aus der MOT verschobenen Atome dient ein Nachweislaser, der dem Dipolfallenlaser überlagert (vgl. Abbildung 3.9) und auf diese Weise ebenfalls fokussiert wird. Dies reduziert den Streulichtuntergrund, da schon eine geringe optische Leistung von etwa $100 \mu\text{W}$ ausreicht, um die Atome zu sättigen. Dieser Nachweislaser ist ein Diodenlaser, der mittels einer Polarisationspektroskopie auf den Cs-Kühlübergang der MOT stabilisiert ist. Ihm wird ein Strahl des Rückpump lasers überlagert, um die Atome aus dem $F = 3$ -Grundzustand wieder in den Fluoreszenzzyklus zurückzuführen.

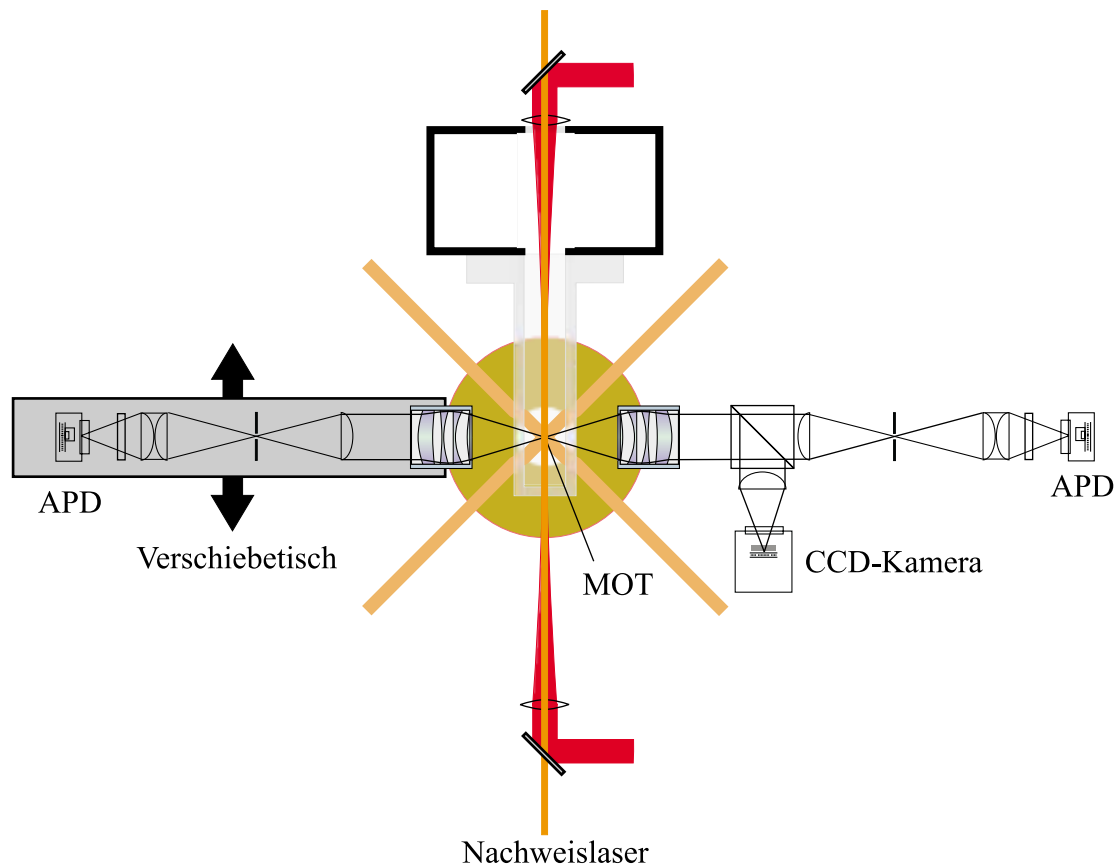


Abbildung 3.9: Die auf dem Verschiebetisch montierte APD ermöglicht die ortsaufgelöste Detektion des Fluoreszenzlichts der verschobenen Atome. Letztere werden hierzu von einem Nachweislaser beleuchtet, der dem Dipolfallenstrahl überlagert ist.

3.3.2 Nachweis des Transports

Zum Test des atomaren Förderbandes werden nun einige Atome (2-4) in der MOT gefangen und analog zu dem in Abschnitt 3.2.1 erläuterten Schema in die Dipolfalle umgeladen. Gleichzeitig wird das Magnetfeld der MOT ausgeschaltet. Anschließend werden die Atome innerhalb von 200 ms um $500 \mu\text{m}$ verschoben, indem die AOMs phasenkontinuierlich auf einen Maximalwert von 5 kHz gegeneinander verstimmt werden und wieder zurück. Dadurch werden die Atome auf der ersten Hälfte der Strecke gleichförmig beschleunigt und auf der zweiten Hälfte wieder abgebremst. Diese Parameter beinhalten wesentlich größere Sicherheitsfaktoren als die in Kapitel 1.5.2 angenommenen und dienen einem ersten Test der Funktion des Förderbandes. Nach einer weiteren Speicherung der Atome in der nun wieder stationären Dipolfalle während einer Zeit von 200 ms wird der Nachweislaser eingeschaltet. Das gleichzeitige Abschalten des Nd:YAG-Lasers erleichtert den Nachweis, da die Resonanzfrequenz der Atome nicht mehr lichtverschoben wird. Die Fluoreszenzlichtausbeute wird außerdem dadurch erhöht, daß die Atome durch optisches Pumpen vorher im $F = 4$ -Grundzustand präpariert werden. Dies geschieht beim Umladen der Atome aus der MOT in die Dipolfalle, indem der Rückpumplaser mit einigen Millisekunden Verzögerung nach dem Kühlaser ausgeschaltet wird. Die in einer Entfernung von ebenfalls $500 \mu\text{m}$ zur Ausgangsposition verschobene APD detektiert nun das Fluoreszenzlicht der Atome, solange sich letztere nicht aus dem Beobachtungsvolumen entfernt haben.

Die mit dieser APD aufgenommenen Signale sind in Abbildung 3.10 aus 60 Einzelmessungen aufaddiert; die beschriebene Lasersequenz ist ebenfalls illustriert. Die obere Kurve zeigt einen deutlichen Fluoreszenzpeak zu der Zeit, an der der Nachweislaser eingeschaltet wird. Dieses Signal belegt, daß die Atome tatsächlich in der Stehwellenfalle um einen halben Millimeter verschoben und an diesem Punkt gehalten wurden.

Die untere Kurve ist zur Kontrolle direkt nach dieser Messung aufgenommen worden, um die experimentellen Bedingungen nicht zu ändern. Der einzige Unterschied zur vorhergehenden Messung besteht in der Tatsache, daß die Atome nicht mit Hilfe der AOMs verschoben wurden. Sie wurden lediglich in der stationären Stehwellenfalle gespeichert. Wie erwartet, detektierte die APD auch kein Fluoreszenzsignal beim Anschalten des Nachweislasers, da die Ortsauflösung der Beobachtungsoptik deutlich besser als der Verschiebeweg von $500 \mu\text{m}$ ist. Die erhöhte Photonenzählrate während der Nachweisphase ist auf das Streulicht des Nachweislasers zurückzuführen.

Die Messung bestätigt die Funktion des atomaren Förderbandes eindeutig. Ent-

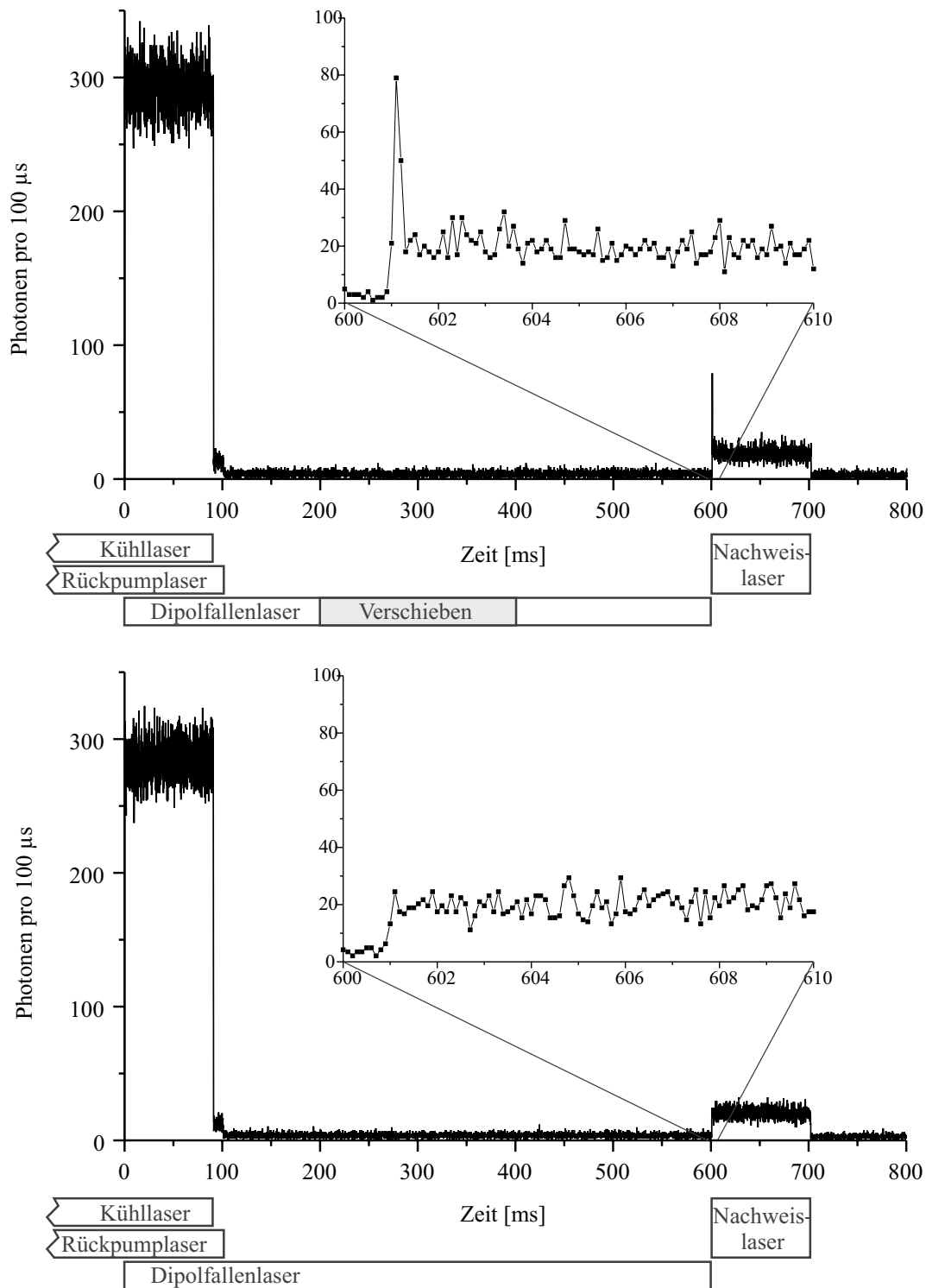


Abbildung 3.10: Signal der auf dem Verschiebetisch montierten APD. Der vergrößert dargestellte Peak zeigt das Fluoreszenzlicht der über eine Strecke von einem halben Millimeter transportierten Atome. Die untere Messung dient der Kontrolle. Da die Atome hier nicht verschoben wurden, detektiert die APD hier auch kein Fluoreszenzlicht. Für beide Messungen sind die entsprechenden Lasersequenzen angegeben.

scheidender Nachteil dieser Art des Nachweises ist allerdings die Tatsache, daß die Dipolfalle zur Detektion der Atome ausgeschaltet wird und letztere dadurch verlorengehen. Ein wichtiges Ziel für die nahe Zukunft ist daher, die Atome in der Dipolfalle nachzuweisen. Hierzu muß der Nachweislaser so weit verstimmt werden, daß er die lichtverschobenen Übergänge der Atome resonant anregt.

Aussagen über den tatsächlichen Anteil der verschobenen Atome lassen sich an dieser Stelle noch nicht treffen. Ein weiteres Ziel wird daher sein, durch genauere Justage und optimale Einstellung der Intensität des Nachweislasers das Signal/Rauschen-Verhältnis zu verbessern. Es bestehen gute Chancen, diese Messung bald mit einem einzelnen Atom durchzuführen.

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Apparatur entwickelt und aufgebaut, mit der neutrale Atome über eine makroskopische Strecke im Millimeterbereich transportiert werden können. Um dieses Ziel zu erreichen, werden die Atome im Dipolpotential einer optischen Stehwelle gespeichert, welche von zwei gegenläufigen fokussierten Laserstrahlen gebildet wird. Durch relative Verstimmung dieser beiden Strahlen wird die Stehwellenstruktur bewegt und die Atome in deren Potentialtöpfen mitgeführt.

Bei der Planung dieser Apparatur wurden verschiedene Realisierungsmöglichkeiten gegeneinander abgewogen. Konkrete Rechnungen und Abschätzungen wurden sowohl für eine rotverstimmte als auch für eine blauverstimmte Dipolfalle durchgeführt. Hier wurde sich zunächst für die experimentelle Realisierung der ersten, einfacheren Variante entschieden. Die für den Verschiebevorgang notwendige relative Verstimmung der Stehwellenstrahlen wurde mit Hilfe von akusto-optischen Modulatoren realisiert, deren Ansteuerung rein elektronisch erfolgt. Im Vergleich zu mechanischen Aufbauten können sowohl eine bessere Stabilität als auch vielfach höhere Verschiebegeschwindigkeiten erreicht werden.

Als Quelle kalter Atome dient eine magneto-optische Falle, die in einem verbesserten Aufbau realisiert wurde. Die Verwendung einer Glaszelle anstelle eines geschlossenen Vakuumtopfes gestattet im Vergleich zum Vorgängerexperiment größere experimentelle Freiheiten. Durch die Möglichkeit, den Dipolfallenlaser nun senkrecht zur Beobachtungsrichtung einzustrahlen, konnte der Streulichtuntergrund drastisch reduziert werden.

In einem ersten Schritt konnten wichtige Ergebnisse des Vorgängerexperiments reproduziert werden. So gelang es auch mit diesem Aufbau, einzelne Atome mit 100%-iger Effizienz in die Dipolfalle zu transferieren. Die gemessenen Speicherzeiten betragen einige Sekunden und sind damit deutlich länger als die Zeitskalen, auf denen weitere Experimente mit den gespeicherten Atomen durchgeführt werden können. Es wurde ein deutlicher Einfluß der akusto-optischen Modulation der Steh-

welle auf die Speicherzeit nachgewiesen. Numerische Simulationen unterstützen die Vermutung, daß relative Phasenschwankungen ein Aufheizen der Atome bewirken.

Das entscheidende Resultat ist jedoch die Tatsache, daß es erstmalig gelang, einzelne Atome über eine Strecke von einem halben Millimeter zu transportieren und am Zielort nachzuweisen. Damit ist die prinzipielle Möglichkeit demonstriert, eine definierte Anzahl von Atomen an einem gewünschten Ort entlang der Strahlachse in einigen Millimetern Entfernung von der MOT zu positionieren. Die Genauigkeit dieser Positionierung wird vom MOT-Durchmesser bestimmt und beträgt somit etwa $20 \mu\text{m}$.

In der nahen Zukunft wird es möglich sein, die Frequenz des Nachweislasers der Lichtverschiebung des atomaren Übergangs anzupassen. Dies sollte den direkten Nachweis eines einzelnen Atoms mit einer einzigen Messung erlauben.

Ein interessantes Experiment, das mit dem Förderband relativ bald durchgeführt werden könnte, ist das kontinuierliche Laden der Atome aus der MOT in die Stehwellenfalle, ohne den Dipolfallenlaser dabei abzuschalten. Auf diese Weise könnte man die Potentialtöpfe schrittweise mit einzelnen Atomen füllen, die dann jeweils definierte Abstände zueinander hätten. Durch kollektive Bewegung aller gespeicherten Atome entstünde so ein Atomstrahl mit hochgradig nicht-Poisson'scher Statistik.

Die Stehwellenfalle eignet sich hervorragend, die Kontrolle über die atomaren Bewegungsfreiheitsgrade weiter zu verbessern. Die hohen axialen Oszillationsfrequenzen in den Potentialtöpfen erlauben es, Raman-Übergänge zwischen den quantisierten Oszillationsniveaus spektral aufzulösen. Durch geeignete Sequenzen von Laserpulsen [HAM98, PER98, VUL98] können die Atome schrittweise in tiefere Niveaus gekühlt werden, bis sie den Grundzustand erreicht haben.

Eine naheliegende Anwendung der hier entwickelten Technik sind Experimente zur Cavity-QED. Die wichtigste Voraussetzung hierfür ist die gezielte Positionierung und Speicherung eines oder mehrerer Atome in einem Superresonator. Durch die starke, kontrollierbare Wechselwirkung mit der Feldmode des Resonators könnte die Verschränkung zweier Atome durch den Austausch von Photonen realisiert werden [PEL95].

Das Förderband für einzelne Atome ermöglicht die gezielte Positionierung und lange Speicherung neutraler Atome. Dieses Werkzeug leistet somit einen wichtigen Beitrag zur experimentellen Kontrolle von Quantensystemen.

Anhang A

Blauverstimmte Stehwellen

In Kapitel 1.4 wurde bereits eine Stehwellenkonfiguration zum Transport von Atomen vorgestellt. Die experimentell realisierte rotverstimmte Dipolfalle für Cäsium hat allerdings den entscheidenden Nachteil, daß die Resonanzfrequenz der gespeicherten Atome lichtverschoben wird. Der Betrag dieser Lichtverschiebung ist proportional zur Intensität und hängt damit vom momentanen Aufenthaltsort des Atoms in der Dipolfalle ab. Nachweis und eventuelle weitere Manipulation der in der Falle gespeicherten Atome werden dadurch erheblich erschwert.

Eine blauverstimmte Dipolfalle vermeidet diesen Nachteil, da die Atome in Minima der Intensität gespeichert werden. Außerdem bietet sie den weiteren Vorteil, daß die Streuraten im Falle gleicher Laserleistung und gleichem Betrag der Verstimmung erheblich niedriger sind als in einer rotverstimmten Dipolfalle. Als Konsequenz würden sich die Kohärenzzeiten der gespeicherten Atome entsprechend verlängern.

Da die experimentelle Realisierung eines atomaren Förderbandes mit blauverstimmtem Dipolpotential aus den genannten Gründen für zukünftige Anwendungen interessant sein könnte, wird an dieser Stelle ein Vorschlag für eine derartige Falle diskutiert.

A.1 Eine blauverstimmte Stehwelle aus zwei TEM₀₀-Strahlen

Analog zur Konstruktion der rotverstimmten Stehwellenfalle (1.4.1) werden auch in diesem Fall zwei gegenläufige Gaußstrahlen gleicher Frequenz auf denselben Punkt fokussiert (vgl. Abbildung A.1). Im Unterschied zur rotverstimmten Falle wählt man hier die Strahltaillen w_{0i} verschieden groß [ZEM98]. Die Leistungen der beiden Strahlen werden dabei so aufgeteilt, daß die jeweiligen Feldamplituden im Fokus den gleichen Betrag haben. Auf diese Weise wird erreicht, daß die Amplituden in den Minima vollständig destruktiv interferieren. Der Einfachheit halber verschiebt

man die zurücklaufende Welle noch um die Phase π , was zur Folge hat, daß direkt in der Strahlmitte der beiden Strahlen ein Minimum entsteht, und nicht bei $z = \pm\lambda/4$. Dies hat physikalisch keine Konsequenzen, aber vereinfacht die Rechnung erheblich. Die eingeführte Phasenverschiebung von π überführt $E_2(\vec{r})$ in $-E_2(\vec{r})$. Für die Intensitätsverteilung ergibt sich nun:

$$\begin{aligned} I(\vec{r}) &= \frac{1}{2}c\epsilon_0 \langle (E_1(\vec{r}, t) - E_2(\vec{r}, t))^2 \rangle \\ &= I_0 \left[(W_1(\vec{r}) - W_2(\vec{r}))^2 + 4W_1(\vec{r})W_2(\vec{r}) \sin^2 \left(\frac{\varphi_1(\vec{r}) + \varphi_2(\vec{r})}{2} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

mit

$$\begin{aligned} \varphi_i(\vec{r}) &= kz + \frac{k\rho^2}{2R_i(z)} - \eta_i(z) \\ W_i(\vec{r}) &= \frac{w_{0i}}{w_i(z)} \exp \left(-\frac{\rho^2}{w_i^2(z)} \right) \end{aligned}$$

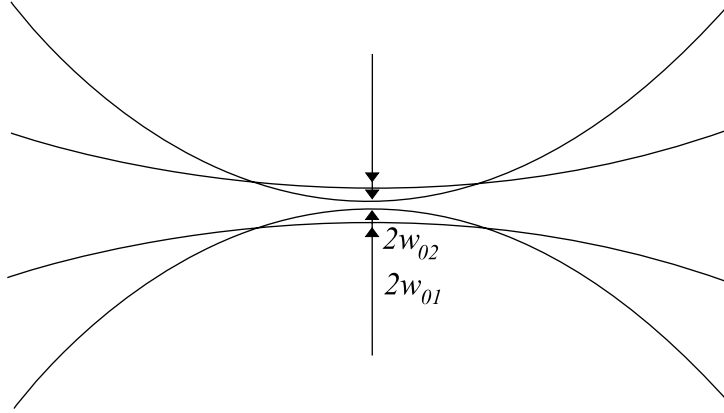


Abbildung A.1: Zur Realisierung einer blauverstimmtten Stehwellenfalle werden zwei Gaußstrahlen mit unterschiedlichen Strahldurchmessern in denselben Punkt fokussiert.

Für I_0 ergibt eine zur rotverstimmtten Stehwelle analoge Rechnung

$$I_0 = \frac{2P}{\pi (w_{01}^2 + w_{02}^2)}. \quad (\text{A.2})$$

Das Dipolpotential ist in Abbildung A.2 gegen die Raumkoordinaten (ρ, z) im Bereich des geplanten Verschiebewegs der Atome für typische Parameter (siehe A.2) aufgetragen. Hierbei ist die Wellenlänge der Übersichtlichkeit halber um den Faktor 1000 gestreckt. Man erkennt deutlich die periodisch auftretenden Potentialminima, die von Potentialwällen eingeschlossen sind.

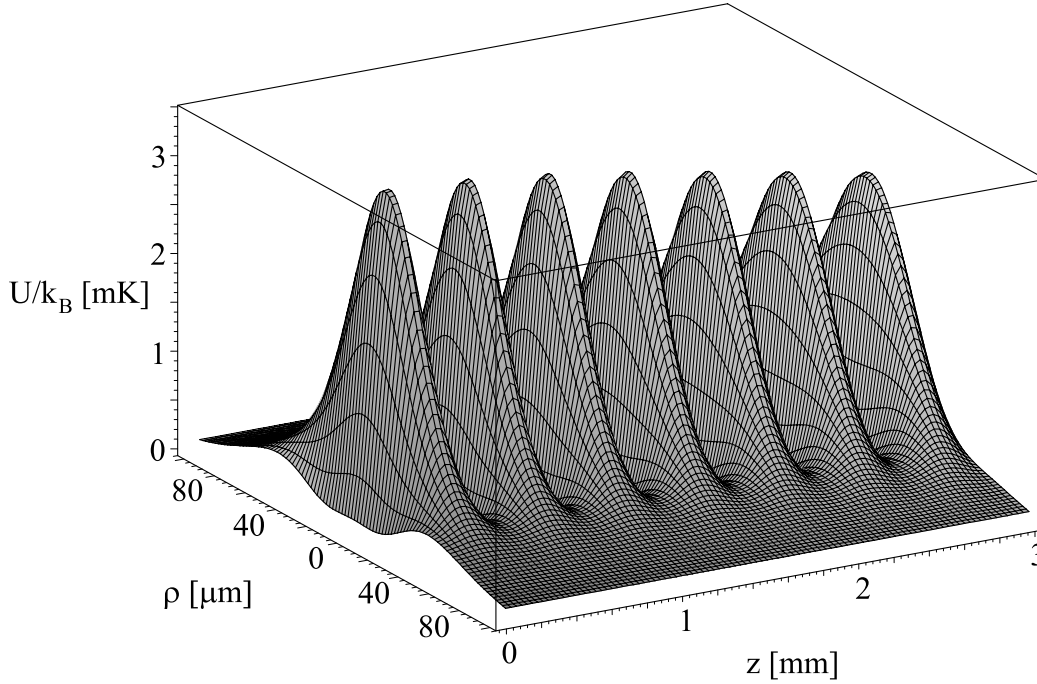


Abbildung A.2: Räumliche Darstellung des Dipolpotentials in der im Text beschriebenen Stehwellenkonfiguration einer blauverstimmt Dipolfalle. Die Potentialtiefe ist in Abhängigkeit von den radialen und axialen Koordinaten aufgetragen. Zur besseren Übersichtlichkeit ist die optische Wellenlänge um den Faktor 1000 gestreckt. Die Tiefe der Potentialtöpfe wird vom radialen Potentialwall bestimmt. Die um etwa eine Größenordnung höheren axialen Potentialwälle bilden die Stehwellenstruktur.

Die effektive Fallentiefe, die das Atom spürt, ist dann proportional zur Differenz der Intensität im Sattelpunkt des niedrigsten Potentialwalls und der im Potentialminimum. Wie man an der Grafik sehen kann, ist der Potentialwall in radialer Richtung deutlich niedriger als der axiale und bestimmt somit die Fallentiefe dieser Stehwellenfalle. Um die Fallentiefe zu berechnen, werden im folgenden analytische Ausdrücke für die Minima und radialen Maxima der Intensität angegeben.

Hierzu betrachten wir die radiale Intensitätsverteilung $I(\rho, z_{min})$ für diejenigen z_{min} , bei der auf der optischen Achse Minima existieren (vgl. Abbildung A.3). Aus (A.1) und (A.2) folgt dann bei Vernachlässigung der Krümmung der Wellenfronten

$$I(\rho, z_{min}) = I_0(W_1(\vec{r}) - W_2(\vec{r}))^2. \quad (\text{A.3})$$

Die Maxima in radialer Richtung lassen sich nun durch die Bedingung

$$\frac{dI(\rho, z_{min})}{d\rho} \stackrel{!}{=} 0 \quad (\text{A.4})$$

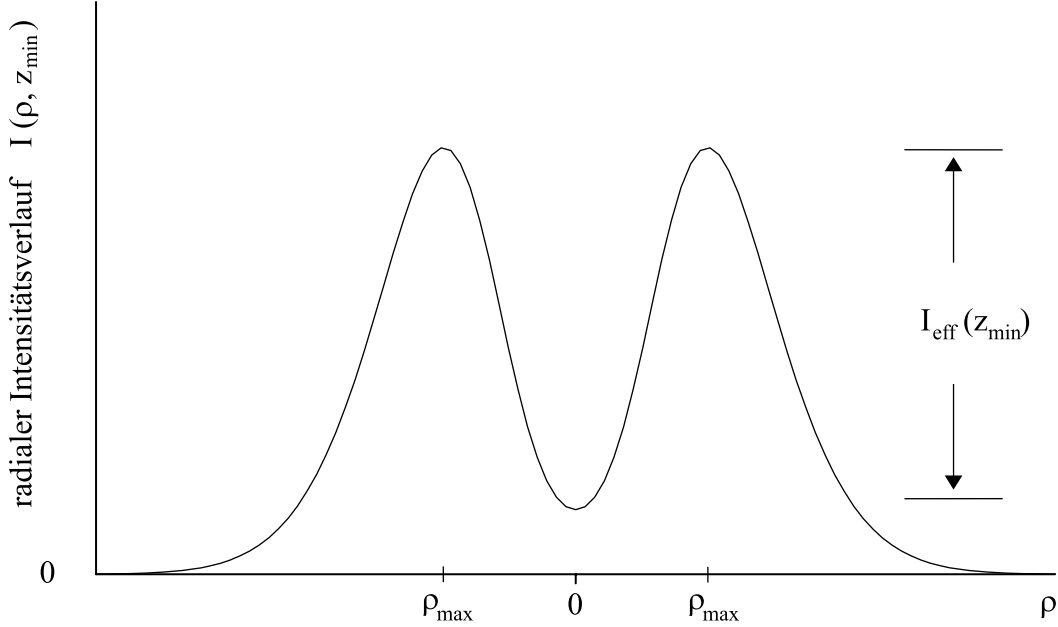


Abbildung A.3: Typische radiale Intensitätsverteilung an den Stellen z_{\min} , an denen auf der optischen Achse Minima existieren. Die Potentialtiefe der blauverstimmtten Dipolfalle wird von I_{eff} bestimmt.

bestimmen. Nach einiger Rechnung ergibt sich für die Intensität in diesen Maxima

$$I(\rho_{\max}, z_{\min}) = I_0 \left[\frac{w_{01}}{w_1(z)} \left(\frac{w_2^3(z_{\min})w_{01}}{w_1^3(z_{\min})w_{02}} \right)^{\left(\frac{w_2^2(z_{\min})}{w_1^2(z_{\min}) - w_2^2(z_{\min})} \right)} - \frac{w_{02}}{w_2(z)} \left(\frac{w_2^3(z_{\min})w_{01}}{w_1^3(z_{\min})w_{02}} \right)^{\left(\frac{w_1^2(z_{\min})}{w_1^2(z_{\min}) - w_2^2(z_{\min})} \right)} \right]^2 \quad (\text{A.5})$$

Hiermit läßt sich die Intensitätsdifferenz, die für die effektive Potentialtiefe verantwortlich ist,

$$I_{\text{eff}}(z_{\min}) := I(\rho_{\max}, z_{\min}) - I(0, z_{\min}) \quad (\text{A.6})$$

berechnen. Da die Intensität in den Minima entlang der optischen Achse größer und die dazugehörigen radialen Wälle kleiner werden, verschwinden die Potentialtöpfe in einer Entfernung

$$z_{\text{maximal}} = \frac{\alpha^{\frac{4}{3}}}{\sqrt{1 + \alpha^{\frac{4}{3}}}} z_{01} = \frac{(z_{01}z_{02})^{\frac{2}{3}}}{\sqrt{(z_{01})^{\frac{2}{3}} + (z_{02})^{\frac{2}{3}}}} \quad (\text{A.7})$$

vom Fokus. Hierbei ist

$$\alpha = \frac{w_{02}}{w_{01}} > 1 \quad (\text{A.8})$$

das Verhältnis der Tailen beider Strahlen und z_{01} die Rayleigh-Länge des stärker fokussierten Strahls. Für $\alpha = 3$ beispielsweise ist der radiale Einschluß der Intensitätsminima in einer Entfernung von $1,87 * z_{01}$ vom Strahlfokus verschwunden.

A.2 Eine blauverstimmte Stehwellenfalle für Cäsium

Obwohl die experimentelle Realisierung einer blauverstimmten Stehwellenfalle für Cäsium nicht Teil dieser Arbeit ist, wird an dieser Stelle ein Vorschlag mit konkreten Abschätzungen für die Parameter einer solchen Falle gemacht. Er kann als Grundlage für einen eventuellen zukünftigen Aufbau einer solchen Falle dienen.

Als Fallenlaser eignet sich der im Labor vorhandene, in einem Wellenlängenbereich von etwa $\lambda = 700 - 1000$ nm kontinuierlich durchstimbare Titan:Saphir (kurz Ti:Sa)-Laser. Blauverstimmt gegenüber einer der Cäsium-D-Linien könnte er in der in A.1 beschriebenen Strahlkonfiguration eine Stehwellen-Dipolfalle für Cäsium erzeugen. Analog zu 1.4.2 werden auch hier die für die Falle charakteristischen Größen wie Potentialtiefe, Streuraten und Oszillationsfrequenzen angegeben.

A.2.1 Die Potentialtiefe

Aus (1.15), (A.1) und (A.2) ergibt sich der folgende Ausdruck für das Potential der blauverstimmten Falle:

$$U_{dip,blau}(\vec{r}) = \frac{Pc^2}{w_{01}^2 + w_{02}^2} \left(\frac{\Gamma_{D_1}}{\omega_{0,D_1}^3 \Delta'_{D_1}} + 2 \frac{\Gamma_{D_2}}{\omega_{0,D_2}^3 \Delta'_{D_2}} \right) \times \quad (A.9)$$

$$\times \left[(W_1(\vec{r}) - W_2(\vec{r}))^2 + 4W_1(\vec{r})W_2(\vec{r}) \sin^2 \left(\frac{\varphi_1(\vec{r}) + \varphi_2(\vec{r})}{2} \right) \right]$$

Dieses Potential hängt, abgesehen von der Leistung P , von drei freien Parametern ab:

- der Strahlteile des stärker fokussierten Strahls w_{01} ,
- der Strahlteile des schwächer fokussierten Strahls w_{02} bzw. dem Verhältnis $\alpha = \frac{w_{02}}{w_{01}}$,
- der Verstimmung. Ist $\Delta'_{D_1} \ll \Delta_{FS} = \omega_{D_2} - \omega_{D_1}$, kann der Beitrag von Δ'_{D_2} praktisch vernachlässigt werden (vgl. Abbildung A.4).

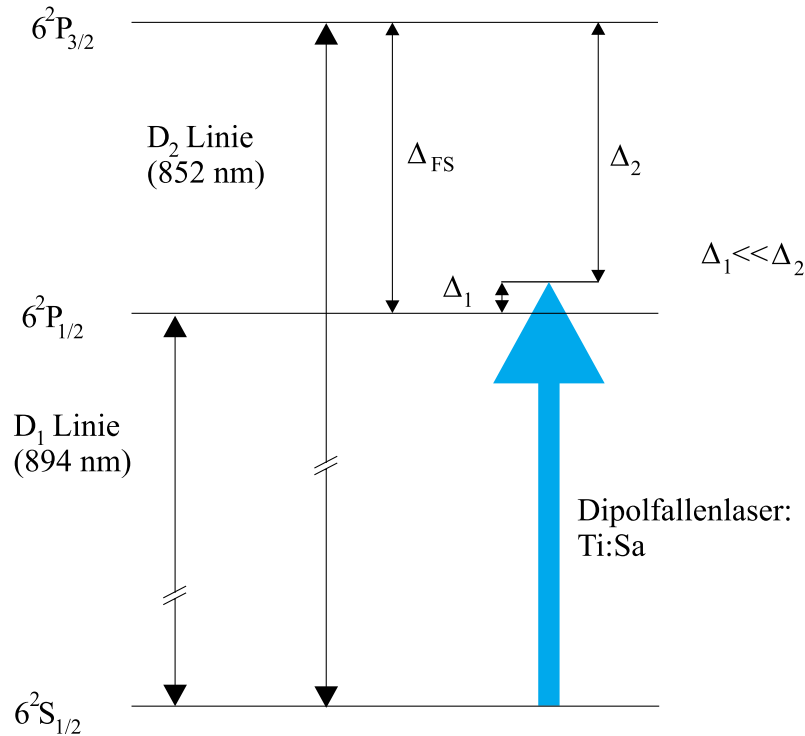


Abbildung A.4: Sinnvolle Wahl der Wellenlänge für eine blauverstimmete Falle für Cäsium. Gezeigt sind die Cäsium D-Linien. Der Dipolfallenlaser wird blauverstimmt zur D_1 -Linie betrieben.

Im folgenden wird diskutiert, wie man diese Parameter sinnvoll wählen sollte, um optimale Bedingungen für eine blauverstimmete Falle zu erreichen. Hierbei ist man interessiert an einer möglichst großen Fallentiefe bei möglichst großer Verstimmung, um die Streuraten klein zu halten (siehe auch (1.14)). Die Fallentiefe ist, wie schon in 1.4.3 diskutiert, proportional zu $I_{eff}(z_{min})$ in Abbildung A.3. Dieses effektive Potential ist in Bild A.5 diesmal ohne Darstellung des axialen Stehwellenmusters gegen die Raumkoordinaten skizziert.

Da die optische Leistung des Ti:Sa-Lasers deutlich geringer (ca. 700 mW) als die des für die rotverstimmete Falle verwendeten Nd:YAG-Lasers (10 W) ist, ist es erforderlich, deutlich kleinere Verstimmungen Δ' zu wählen, um ausreichende Fallentiefen zu erzielen. Daher ist es sinnvoll, die Falle blauverstimmt gegenüber der D_1 -Linie zu betreiben, um das Licht der Dipolfalle vom Fluoreszenzlicht der Atome trennen zu können. Da man die Atome über die Fluoreszenz des geschlossenen Kühlübergangs der D_2 -Linie leicht detektieren kann, ist man auf diese Weise mit Hilfe von Interferenzfiltern in der Lage, dieses Licht vom Streulicht des Ti:Sa-Lasers zu trennen.

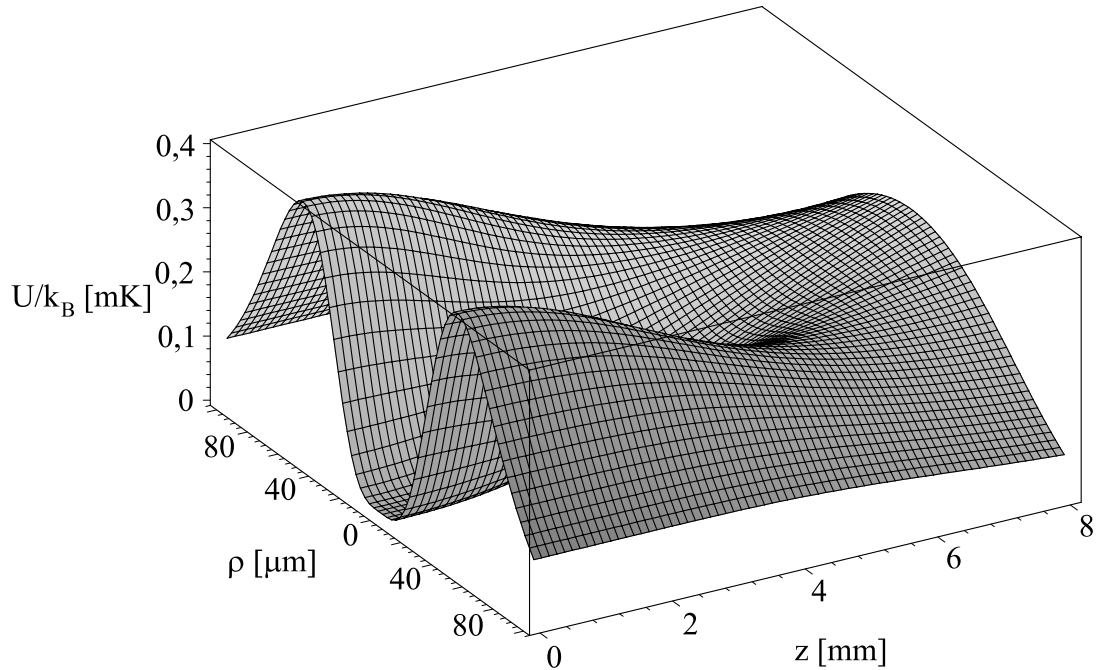


Abbildung A.5: Radialer Potentialverlauf an den Stellen der jeweiligen Potentialminima entlang der optischen Achse. Die axiale Stehwellenstruktur ist hier nicht dargestellt. Für die im Text genannten Parameter beträgt die maximale Falltiefe im Fokus etwa $400 \mu\text{K}$. Bei $z \simeq 6 \text{ mm}$ ist der radiale Einschluß verschwunden.

Das Problem, optimale Werte für die genannten Parameter zu finden, läßt sich iterativ lösen. Hierzu wird w_{01} und das Verhältnis der Strahltaillen α (vgl. Abbildung A.6) gegen λ aufgetragen, unter der Bedingung, daß die Potentialtiefe in einer Entfernung des geplanten Verschiebeweges von $z = 3 \text{ mm}$ vom Fokus noch der zweifachen Doppler-Temperatur der Cäsium-Atome ($250 \mu\text{K}$) entspricht. Als maximal am Ort der Atome zur Verfügung stehende Leistung wird hier von $P = 400 \text{ mW}$ ausgegangen.

Nach Optimierung der Parameter w_{01} und α wird eine maximale Verstimmung von $\Delta = 0,38 \text{ nm}$ bzw. $2\pi \cdot 143 \text{ GHz}$ gegenüber der D_1 -Linie erreicht. Es ergeben sich die Werte $w_{01} = 32 \mu\text{m}$ und $\alpha = 3$. Die bei der Wahl dieser Parameter resultierende Potentialtiefe ist in Abbildung A.7 in Abhängigkeit von der axialen Entfernung zur Strahltaille aufgetragen. Im Fokus der Strahlen ($z = 0$) erreicht man bei dieser Konfiguration eine Potentialtiefe von $400 \mu\text{K}$.

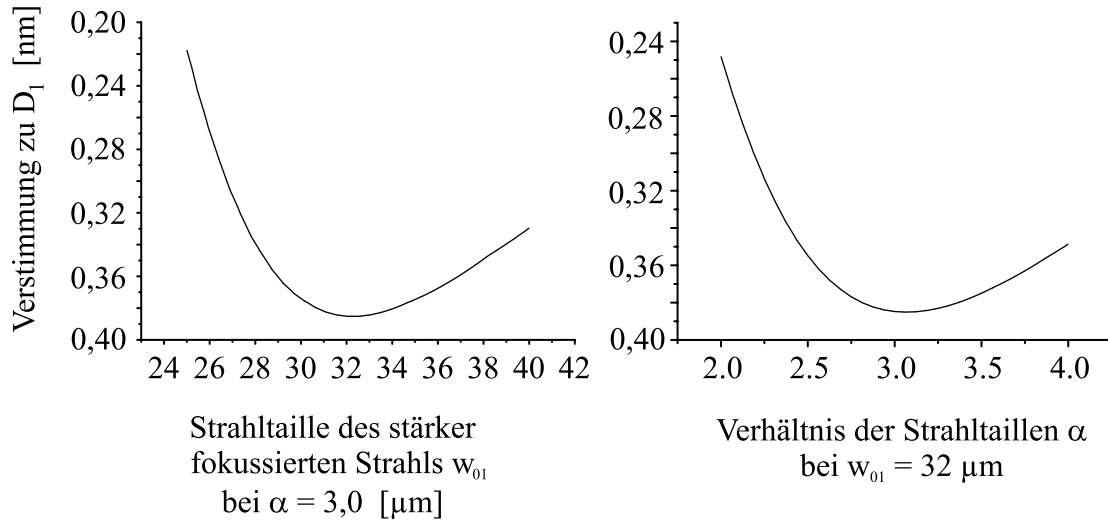


Abbildung A.6: Parameter der blauverstimmtten Falle für Cäsium bei fixierter Potentialtiefe von $2T_D$ bei $z = 3 \text{ mm}$. Entsprechend Gleichung (A.9) wurden w_{01} und α nach maximaler Verstimung Δ iterativ optimiert.

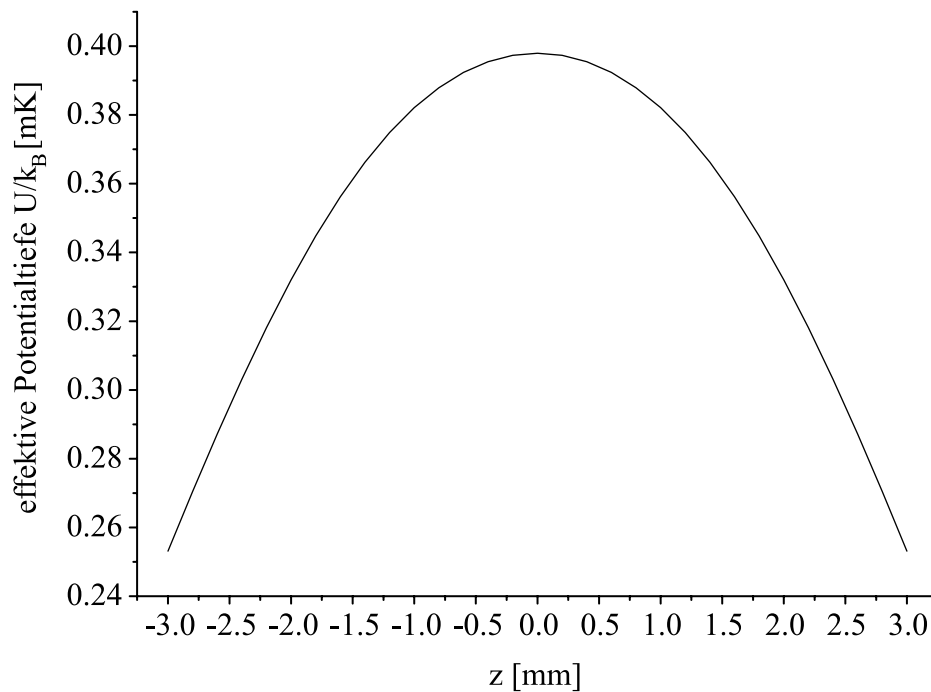


Abbildung A.7: Abhängigkeit der effektiven Potentialtiefe von der Position auf der optischen Achse, nach den Gleichungen (A.9) und (A.6). Bei $z = 3 \text{ mm}$ hat das Potential für die im Text genannten Parameter noch eine Tiefe von $2T_D$.

A.2.2 Streuraten

Da die Atome in der blauverstimmtten Stehwellenfalle in den Intensitätsminima gehalten werden, ist die Streurrate hier nicht wie im rotverstimmtten Fall proportional zur Potentialtiefe. Sie läßt sich aber über die hohe axiale Oszillationsfrequenz abschätzen. Die mittlere potentielle Energie des Atoms im harmonischen Potential bestimmt die Intensität, die das Atom im Mittel sieht, sofern die Intensität im Minimum des Potentials verschwindet. Entfernt man sich vom Fokus, muß man bei der Berechnung der Streuraten einen konstanten Betrag $\Gamma_{sc,min}(z)$ addieren, der von der Restintensität im Minimum des Potentialtopfs verursacht wird. Analog zu (1.35) ergibt sich für die mittlere Streurrate:

$$\langle \Gamma_{sc}(z) \rangle = \Gamma_{sc,min}(z) + \frac{\Gamma}{\hbar \Delta'} \langle V_n \rangle \quad (\text{A.10})$$

mit

$$\langle V_n \rangle = \frac{1}{2} \hbar \omega_{osz} \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad (\text{A.11})$$

Für die Parameter aus dem vorherigen Abschnitt ergibt sich die axiale Oszillationsfrequenz zu etwa 460 kHz. Dies folgt aus der Taylorentwicklung des Potentials wie bei (1.31). Mit den oben gewählten Parametern ergeben sich in der Strahltille Streuraten von ca. 40 Photonen/s für den oszillatorischen Grundzustand $n = 0$.

$\Gamma_{sc,min}(z)$ liefert in 3 mm Entfernung zusätzliche Streuraten von 200 Photonen/s. Dieser unerwünschte Effekt läßt sich allerdings durch einen Trick vermeiden, der im folgenden Abschnitt besprochen wird.

Leistungsanpassung der blauverstimmtten Stehwellenfalle

Um die Streuraten zu minimieren und den oben angesprochenen Offset im Potentialminimum zu vermeiden, bietet es sich an, die Leistung der beiden Strahlen während des Verschiebevorgangs gerade so anzupassen, daß sie am Aufenthaltsort des Atoms auf der optischen Achse immer vollständig destruktiv interferieren. Dies leistet folgender Ansatz:

$$I(\rho, z_{min}) = I_0 [\beta_1(z_{min})W_1(\rho, z_{min}) - \beta_2(z_{min})W_2(\rho, z_{min})]^2 \quad (\text{A.12})$$

Damit nun in den Minima ($\rho = 0$) gerade $I(\rho, z_{min}) = 0$ folgt, muß für die Koeffizienten $\beta_i(z)$ gelten:

$$\beta_1(z) = w_1(z) \sqrt{\frac{1 + \alpha^2}{w_1^2(z) + w_2^2(z)}} \quad (\text{A.13})$$

$$\beta_2(z) = \frac{w_2(z)}{\alpha} \sqrt{\frac{1 + \alpha^2}{w_1^2(z) + w_2^2(z)}} \quad (\text{A.14})$$

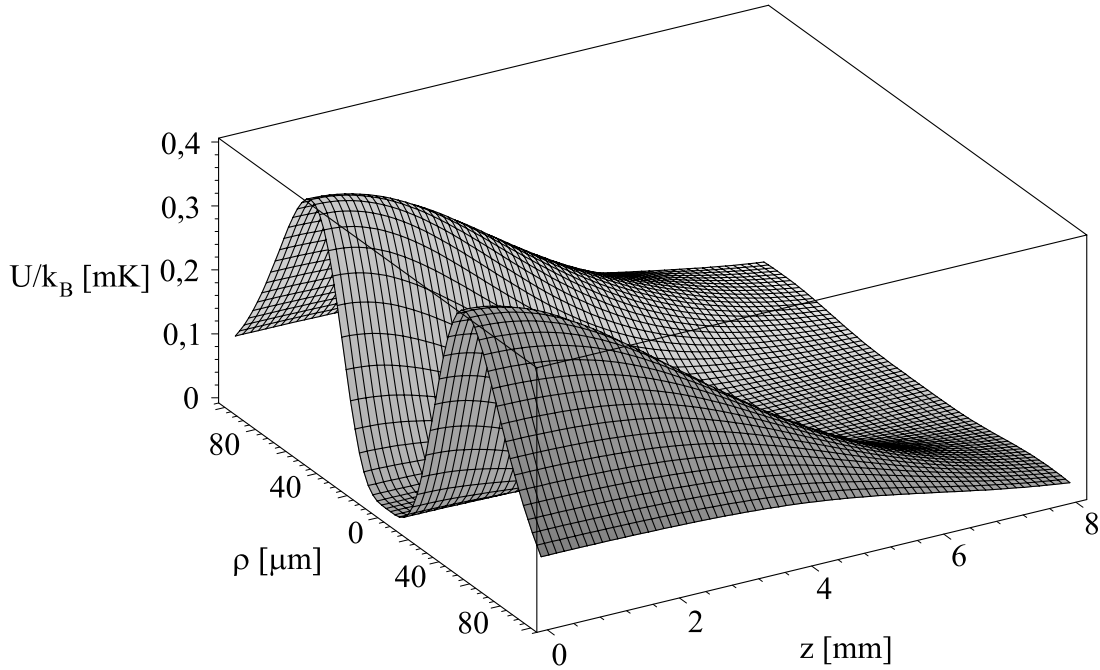


Abbildung A.8: Gleiche Darstellung wie in Abbildung A.5, hier bei angepaßter Leistung der beiden Strahlarme in Abhängigkeit von der axialen Position des Atoms. Durch diesen Trick kann die Photonenstreurate eines verschobenen Atoms drastisch reduziert werden.

Für die Leistungsaufteilung gilt dann:

$$\frac{P_1(z)}{P_2(z)} = \left(\frac{\beta_1(z)w_{01}}{\beta_2(z)w_{02}} \right)^2 \quad (\text{A.15})$$

In den Bildern A.5 und A.8 sind die effektiven radialen Potentiale (d.h. ohne Darstellung der axialen Stehwellenstruktur) jeweils für die Fälle mit und ohne Leistungsanpassung aufgetragen. Man erkennt deutlich, daß das Potential im ersten Fall auf der optischen Achse (und damit die Minimalintensität am Ort des Atoms) ansteigt mit zunehmender Entfernung zur Strahltaile. Im zweiten Fall bleibt das Minimum entlang der gesamten optischen Achse auf dem Wert Null. Während dieses Verfahren den angesprochenen Streulichtbeitrag $\Gamma_{sc,min}(z)$ verhindert, hat es innerhalb des Verschiebeweges keinen Einfluß auf die effektive Potentialtiefe.

Abschließende Bemerkung zur blauverstimmten Dipolfalle

Trotz Leistungsanpassung der einzelnen Strahlarme nach der Position der verschobenen Atome sind die abgeschätzten Streuraten in der gleichen Größenordnung wie

die der rotverstimzten Dipolfalle. Der erhoffte Vorteil einer drastischen Reduktion der Streuraten kann mit diesen Fallenparametern nicht erreicht werden. Dies ist ausschließlich auf die Tatsache zurückzuführen, daß der Titan:Saphir-Laser wesentlich weniger optische Leistung zur Verfügung stellt als der Nd:YAG-Laser. Um dennoch ausreichende Fallentiefen zu erreichen, ist man daher gezwungen, mit erheblich kleinerer Verstimmung zu arbeiten als im rotverstimzten Fall, was in erhöhten Streuraten resultiert. Für eine zukünftige Realisierung einer blauverstimzten Stehwellenfalle für Cäsium sollte man daher den Einsatz eines leistungsstärkeren Lasers in Betracht ziehen.

In jedem Fall bleibt ein erheblicher Vorteil blauverstimzter Dipolfallen bestehen. Da die Atome in den Intensitätsminima der Falle gespeichert werden, erfahren sie eine geringe Lichtverschiebung. Hierdurch werden sowohl Nachweis als auch weitere Manipulation der gespeicherten Atome deutlich erleichtert.

Literaturverzeichnis

- [BHA97] C. BHARUCHA, K. MADISON, P. MORROW, S. WILKINSON, B. SUNDARAM UND M. RAIZEN, *Observation of atomic tunneling from an accelerating optical potential*, Phys. Rev. A **55**(2), S. R857–R860 (1997)
- [CHU98] S. CHU, *The manipulation of neutral particles*, Rev. Mod. Phys. **70**(3), S. 685 (1998)
- [COH98] C. COHEN-TANNOUJDI, *Manipulating atoms with photons*, Rev. Mod. Phys. **70**(3), S. 707 (1998)
- [COR99] K. CORWIN, S. KUPPENS, D. CHO UND C. WIEMAN, *Spin-Polarized Atoms in a Circularly Polarized Optical Dipole Trap*, Phys. Rev. Lett. **83**(7), S. 1311–1314 (1999)
- [DAL89] J. DALIBARD UND C. COHEN-TANNOUJDI, *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*, J. Opt. Soc. Amer. B **6**(11), S. 2023–2045 (1989)
- [FRE99] D. FRESE, *Einzelne Atome in einer optischen Dipolfalle*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1999)
- [FRE00] D. FRESE, B. UEBERHOLZ, S. KUHR, W. ALT, D. SCHRADER, V. GOMER UND D. MESCHEDÉ, *Single Atoms in an Optical Dipole Trap: Towards a Deterministic Source of Cold Atoms*, Phys. Rev. Lett. **85**(18), S. 3777–3780 (2000)
- [GOM98A] V. GOMER, F. STRAUCH, B. UEBERHOLZ, S. KNAPPE UND D. MESCHEDÉ, *Single-atom dynamics revealed by photon correlations*, Phys. Rev. A **58**(3), S. 1657–1660 (1998)
- [GOM98B] V. GOMER, B. UEBERHOLZ, S. KNAPPE, F. STRAUCH, D. FRESE UND D. MESCHEDÉ, *Decoding the dynamics of a single trapped atom from photon correlations*, Appl. Phys. B **67**, S. 689–697 (1998)
- [GRI00] R. GRIMM, M. WEIDEMÜLLER UND Y. OVCHINNIKOV, *Optical dipole traps for neutral atoms*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **42**, S. 95 (2000)

- [HAG97] E. HAGLEY, X. MAITRE, G. NOGUES, C. WUNDERLICH, M. BRUNE, J. RAIMOND UND S. HAROCHE, *Generation of Einstein-Podolsky-Rosen Pairs of Atoms*, Phys. Rev. Lett. **79**(1), S. 1–5 (1997)
- [HAM98] S. HAMANN, D. HAYCOCK, G. KLOSE, P. PAX, I. DEUTSCH UND P. JESSEN, *Resolved Sideband Raman Cooling to the Ground State of an Optical Lattice*, Phys. Rev. Lett. **80**(19), S. 4149–4152 (1998)
- [HAU93] D. HAUBRICH, A. HÖPE UND D. MESCHEDE, *A simple model for optical capture of atoms in strong magnetic quadrupole fields*, Opt. Comm. **102**, S. 225–230 (1993)
- [HAU95] D. HAUBRICH, *Beobachtung und magnetische Speicherung einzelner neutraler Atome*, Dissertation, Universität Hannover (1995)
- [HAU96] 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**, S. 663 (1996)
- [HOO00] C. HOOD, T. LYNN, A. DOHERTY, A. PARKINS UND H. KIMBLE, *The Atom-Cavity Microscope: Single Atoms Bound in Orbit by Single Photons*, Science **287**, S. 1447–1453 (2000)
- [HU94] Z. HU UND H. J. KIMBLE, *Observation of a single atom in a magneto-optical trap*, Opt. Lett. **19**, S. 1888 (1994)
- [KNE91] F. KNEUBÜHL UND M. SIGRIST, *Laser*, Teubner, Stuttgart (1991)
- [MAD97] K. MADISON, C. BHARUCHA, P. MORROW, S. WILKINSON, Q. NIU, B. SUNDARAM UND M. RAIZEN, *Quantum transport of ultracold atoms in an accelerating optical potential*, Appl. Phys. B **65**, S. 693–700 (1997)
- [MES99] D. MESCHEDE, *Optik, Licht und Laser*, Teubner, Stuttgart (1999)
- [NEU80] W. NEUHAUSER, M. HOHENSTATT, P. TOSCHEK UND H. DEHMELT, *Localized visible Ba^+ mono-ion oscillator*, Phys. Rev. A **22**(3), S. 1137–1140 (1980)
- [NIU96] Q. NIU, X. ZHAO, G. GEORGAKIS UND M. RAIZEN, *Atomic Landau-Zener Tunnelling and Wannier-Stark Ladders in Optical Potentials*, Phys. Rev. Lett. **76**(24), S. 4504–4515 (1996)
- [OZE99] R. OZERI, L. KHAYKOVICH UND N. DAVIDSON, *Long spin relaxation times in a single-beam blue-detuned optical trap*, Phys. Rev. A **59**, S. R1750 (1999)
- [PAN00] J. PAN, D. BOUWMEESTER, M. DANIELL, H. WEINFURTER UND A. ZEILINGER, *Experimental test of quantum nonlocality in three-photon Greenberger-Horne-Zeilinger entanglement*, Nature **403**, S. 515 (2000)

- [PEL95] T. PELLIZARI, S. A. GARDINER, J. I. CIRAC UND P. ZOLLER, *Decoherence, Continous Observation and Quantum Computing: A Cavity QED Model*, Phys. Rev. Lett **75**, S. 3788 (1995)
- [PER98] H. PERRIN, A. KUHN, I. BOUCHOULE UND C. SALOMON, *Sideband cooling of neutral atoms in a far-detuned optical lattice*, Europhys. Lett. **42**(4), S. 395–400 (1998)
- [PHI98] W. PHILLIPS, *Laser cooling and trapping of neutral atoms*, Rev. Mod. Phys. **70**(3), S. 721 (1998)
- [PIN00] P. PINSKE, T. FISCHER, P. MAUNZ UND G. REMPE, *Trapping an atom with single photons*, Nature **404**, S. 365 (2000)
- [RAA87] E. L. RAAB, M. PRENTISS, A. CABLE, S. CHU UND D. E. PRITCHARD, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **59**, S. 2631–2634 (1987)
- [RAU00] A. RAUSCHENBEUTEL, G. NOGUES, S. OSNAGHI, P. BERTET, M. BRUNE UND S. HAROCHE, *Step-by-Step engineered multiparticle entanglement*, Science **288**, S. 2024 (2000)
- [RUS96] F. RUSCHEWITZ, D. BETTERMANN, J. L. FENG UND W. ERTMER, *Statistical investigations on single trapped neutral atoms*, Europhys. Lett. **34**, S. 651 (1996)
- [SAC00] C. A. SACKETT, D. KIELPINSKI, B. E. KING, C. LANGER, V. MEYER, C. J. MYATT, M. ROWE, Q. A. TURCHETTE, W. M. ITANO, D. WINELAND UND C. MONROE, *Experimental entanglement of four particles*, Nature **404**, S. 256 (2000)
- [SAL91] B. SALEH UND M. TEICH, *Fundamentals of Photonics*, Wiley, New York (1991)
- [SCH52] E. SCHRÖDINGER, *Are there quantum jumps?*, Br. J. Philos. Sci. **3**, S. 109–123 and 233–242 (1952)
- [SIE86] A. E. SIEGMAN, *Lasers*, University Science Books, Sausalito, California (1986)
- [TOW95] C. TOWNSEND, N. EDWARDS, C. COOPER, K. ZETIE UND C. FOOT, *Phase-space density in the magneto-optical trap*, Phys. Rev. A **52**, S. 1423 (1995)
- [TUR98] Q. A. TURCHETTE, C. S. WOOD, B. E. KING, C. J. MYATT, D. LEIBFRIED, W. M. ITANO, C. MONROE UND D. WINELAND, *Deterministic entanglement of two trapped ions*, Phys. Rev. Lett. **81**, S. 3631 (1998)
- [VUL98] V. VULETIC, C. CHIN, A. KERMNA UND S. CHU, *Degenerate Raman Sideband Cooling of Trapped Cesium Atoms at Very High Atomic Densities*, Phys. Rev. Lett. **81**(26), S. 5768–5771 (1998)

[ZEM98] P. ZEMANEK UND C. FOOT, *Atomic dipole trap formed by blue detuned strong Gaussian standing wave*, Opt. Comm. **146**, S. 119–123 (1998)

Danksagung

Ich möchte mich zum Schluß bei allen ganz herzlich bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Prof. Meschede hat mir die Möglichkeit gegeben, an einem wirklich faszinierenden Experiment zu arbeiten. Dafür bedanke ich mich ausdrücklich. Sein Optimismus ist auch wenige Tage vor Abgabe dieser Arbeit noch einmal voll bestätigt worden. Ich wünsche uns allen, daß das immer so bleibt! Prof. Klempt danke ich sehr für die Übernahme des Korreferats.

Ganz besonders herzlich bedanke ich mich bei meinen Mitexperimentatoren, Stefan Kuhr und Wolfgang Alt, am atomaren Förderband. Durch ihren unglaublichen Einsatz ist uns in letzter Sekunde noch der Durchbruch gelungen, die Atome zu verschieben. Ihr unermüdlicher Einsatz zu jeder Zeit ist wirklich bewundernswert. Bei Stefan bedanke ich mich für viele gemeinsame Meßnächte, die wirklich viel Spaß gemacht haben. Ohne ihn als Informatik-Gott müßten wir das Experiment wahrscheinlich komplett per Hand ansteuern. Wolfgang hat mit seinem unerschöpflichen Wissensschatz an Tricks und Kniffen überhaupt dafür gesorgt, daß wir so weit gekommen sind. Bei Daniel Frese und Margit Dornseifer, den beiden vom BEC, bedanke ich mich sehr für viele anregende Diskussionen.

Victor Gomer danke ich für seine Bereitschaft, sich immer und überall Zeit für Diskussionen zu nehmen. Von seiner Art, die kompliziertesten Probleme auf einfache Abschätzungen zu reduzieren, habe ich enorm viel gelernt.

Bei allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe und des Instituts, die ich hier nicht erwähnt habe, bedanke ich mich für die tolle Atmosphäre, die einen immer wieder gerne ins Institut kommen läßt.

Allen, die diese Arbeit kritisch gelesen und mir viele Anregungen gegeben haben, möchte ich noch einmal ganz ausdrücklich danken: Stefan Kuhr, Wolfgang Alt, Victor Gomer, Robert Wynands, Martin Müller und Christoph Juchem.

Meine Eltern haben mich bei allen meinen Aktivitäten immer voll unterstützt, wofür ich mich sehr bedanken möchte. Ihr Rückhalt bedeutet mir sehr viel, da ich mich in jeder Situation immer an sie wenden kann.

Meiner Freundin Nicola danke ich ebenfalls für ihre volle Unterstützung. Ich freue mich, daß ich nach der Abgabe der Arbeit wieder mehr Zeit mit ihr verbringen kann. Zu guter Letzt möchte ich mich noch bei Mikio für seine aufmunternden Worte aus Israel bedanken.