Fangen und Speichern von neutralen Cäsium-Atomen in einer faseroptischen Dipolfalle

Diplomarbeit von Regine Schmidt

Institut für Physik AG QUANTUM Johannes Gutenberg-Universität Mainz Februar 2009

1. Gutachter: Prof. Dr. Arno Rauschenbeutel

2. Gutachter: Dr. Herwig Ott

Inhaltsverzeichnis

1	Einl	leitung	1			
2	Fan 2.1 2.2	agen und Speichern von Atomen Funktionsprinzip der magnetooptischen Falle Die optische Dipolfalle 2.2.1 Lorentz-Modell des klassischen gedämpften geladenen harmonischen Oszillators 2.2.2 Das Dipolpotential für Cäsium-Atome 2.2.3 Quantenmechanische Betrachtung von Mehr-Niveau-Systemen	5 9 10 12 13			
3	The	eorie der ultradünnen Glasfaser	17			
	3.1	Propagation von Laserlicht in Glasfasern	18			
4	The	eorie der faseroptischen Dipolfalle	27			
	$\begin{array}{c} 4.1 \\ 4.2 \end{array}$	Faseroptische Dipolfalle mit linear polarisiertem Licht	$\begin{array}{c} 27\\ 31 \end{array}$			
5	Beschreibung des experimentellen Aufbaus					
	5.1	Aufbau des Lasersystems: Kühl- und Rückpumperlaser	33			
		5.1.1 Der Kühllaser	35			
		5.1.2 Der Rückpumperlaser	35			
	5.2	5.2 Aufbau des Lasersystems: Dipolfallen- und Abfragelaser				
		5.2.1 Der Abfragelaser	37			
		5.2.2 Der rotverstimmte Dipolfallen-Laser: Nd:YAG	38			
		5.2.3 Der blauverstimmte Dipolfallen-Laser: Diodenlaser	40			
	5.3	Der Detektionsaufbau	40			
	5.4 Spektroskopie zur Frequenzstabilisierung					
		5.4.1 Sättigungsspektroskopie	41			
		5.4.2 Polarisations-Spektroskopie	42			
	5.5	Das Vakuumsystem	43			
	5.6	Das Magnetfeld				
	5.7	Die verjüngte Glasfaser	45			
		5.7.1 Vibrationen der Glasfaser	46			

6	Die	Freistrahl-Dipolfalle	49			
	6.1	Experimentelle Sequenz zum Fangen der Atome	50			
	6.2	Bestimmung der Atomzahl	54			
	6.3	Berechnung der Fallentiefe und der Fallenfrequenzen	54			
	6.4	4 Abschätzung der Fallentiefe				
	6.5 Messung der Speicherzeit					
		6.5.1 Messung der Speicherzeit mit und ohne ultradünne Faser	58			
		6.5.2 Messung der Speicherzeit unter Einfluss des repulsiven evaneszenten				
		Feldes	60			
7	Die faseroptische Dipolfalle					
	7.1	Optimierung der Ladesequenz	65			
	7.2	Spektroskopie von gefangenen Atomen	66			
		7.2.1 Vergleich verschiedener Absorptionsspektren	71			
		7.2.2 Abschätzung der Atomzahl in der Dipolfalle	74			
		7.2.3 Bestimmung der Fallentiefe	77			
	7.3	Messung der Speicherzeit	78			
8	Kamera zum Nachweis der Atome					
	8.1	Das Abbildungssystem	90			
	8.2	Abschätzung des Signals	91			
9	Aus	blick	93			
\mathbf{A}	Wał	nl der Kamera	95			

Kapitel 1 Einleitung

Die Entwicklung des Lasers im Jahre 1960 durch T. H. Maiman [1] ermöglichte zahlreiche unterschiedliche Ansätze zur Untersuchung der Wechselwirkung von Licht und Materie. Ein wichtiger Meilenstein in dieser Entwicklung war die Doppler-Kühlung, bei der Atome mit Hilfe von Laserlicht gekühlt werden. Das Prinzip der Doppler-Kühlung wurde bereits vor mehr als 30 Jahren von T. Hänsch und A. Schawlow [2] theoretisch beschrieben. Experimentell realisiert werden konnte die Doppler-Kühlung erstmals 1985 von S.Chu et al. [3]. Schon seit längerem bestand sogar die Idee Atome mit Hilfe von Laserlicht nicht nur zu kühlen, sondern auch zu fangen. Bereits 1962 schlug G. A. Askaryan vor, optische Dipolkräfte zum Fangen von Atomen zu nutzen [4]. Die erste Freistrahl-Dipolfalle konnte schließlich 1986 mit Hilfe eines fokussierten Laserstrahls durch S. Chu et al. realisiert werden [5]. Diese Art der optischen Dipolfalle findet bis heute nicht nur in der Physik, sondern z.B. auch in der Biologie in Form optischer Pinzetten Anwendung, um Makromoleküle oder einzelne Zellen für weitere Untersuchungen zu fixieren [6]. Aber auch in zahlreichen physikalischen Experimenten, in denen das Fangen und Kühlen von Atomen eine Rolle spielt, wie z.B. bei Einzel-Atom Experimenten oder der Bose-Einstein-Kondensation, sind optische Dipolfallen von essentieller Bedeutung [?]. Die zahlreichen verschiedenen Dipolfallentypen, die seit 1986 entwickelt wurden, wie z.B. optische Gitter [7], ermöglichen eine ganze Palette von verschiedenen Potentialformen und eine gezielte Manipulation der gespeicherten Atome. Je nachdem, ob die Laserfrequenz rot- oder blauverstimmt in Bezug auf den jeweiligen atomaren Übergang ist, hat die Dipolkraft dabei eine attraktive oder repulsive Wirkung auf die Atome.

Im Jahre 1982 schlugen R. K. Hill und R. J. Cook vor, das evaneszente Feld, das bei der Totalreflexion eines Laserstrahls an der Grenzfläche eines Dielektrikums zum Vakuum auf der Seite des Vakuums entsteht, zur Reflexion und auch zum Fangen von Atomen zu verwenden [8]. Hierzu sollte ein blauverstimmter Laserstrahl verwendet werden, der eine repulsive Kraft auf die Atome ausübt, so dass diese nicht in direkten Kontakt mit der Oberfläche des Dielektrikums kommen. Der Vorteil hierbei ist, dass die Atome gut lokalisiert und im Idealfall auch kontrolliert werden können, ohne dass direkte Wechselwirkungen mit der Oberfläche stattfinden. Der starke Intensitätsgradient dieses schnell abfallenden evaneszenten Feldes hat eine große Kraft auf die Atome zur Folge. V. I. Balykin et al. gelang es im Jahre 1988, die zustandsselektive Reflexion von Natriumatomen zu beobachten [9]. Je nachdem, in welchem Hyperfein-Zustand sich das Natriumatom befindet, übt das wie oben beschrieben erzeugte evaneszente Feld hier eine attraktive oder repulsive Kraft auf die Atome aus, da die Frequenzverstimmung des Lasers rot- oder blauverstimmt in Bezug auf den vom jeweiligen Hyperfein-Zustand ausgehenden Ubergang ist. V. I. Balykin und Y. B. Ovchinnikov schlugen 1991 schließlich zum ersten Mal das Fangen von Atomen mit Hilfe eines evaneszenten Feldes an der Oberfläche eines Dielektrikums durch ein aus zwei Laserstrahlen verschiedener Wellenlänge erzeugtes Potential vor [10]. Hierbei sollte aus einem attraktiven und einem repulsiven Potentialanteil ein Fallenpotential zum Fangen von Atomen gebildet werden. Das hieraus resultierende Fallenminimum hat einen geringen Abstand von der Oberfläche des Dielektrikums. Dieser Abstand liegt in der Größenordnung der Wellenlänge des verwendeten Laserlichts.Ein wichtiges Beispiel für eine mit Hilfe eines repulsiven evaneszenten Feldes erzeugte Dipolfalle ist die GOST (GOST=gravito-optical surface trap) Falle, bei der die Atome aufgrund der Gravitation auf das evaneszente Feld fallen. Sie wurde 1997 von R. Grimm et al. und Y. B. Ovchinnikov et al. entwickelt [11, 12]. Die Kühlung basiert in diesem Fall auf inelastischen Reflexionen der Atome am evaneszenten Feld durch die sogenannte Sisyphus-Kühlung. Die horizontale Beschränkung der Atome erfolgt durch einen blauverstimmten Hohlstrahl, der ringförmig um das evaneszente Feld angeordnet ist. Für gefangene Cäsium Atome liegt der Abstand von der Oberfläche bei etwa $1, 3 - 4 \,\mu m$. Bei einer Flugzeit-Messung konnte die Temperatur der Cäsium-Atome zu $3\,\mu\mathrm{K}$ bestimmt werden. Die Speicherzeit liegt im Sekundenbereich. Mittlerweile können sogar Bose-Einstein-Kondensate mit Hilfe der GOST erzeugt werden [13].

Aber auch verjüngte Glasfasern können zur Erzeugung eines evaneszenten Feldes verwendet werden, wenn Laserlicht durch sie geleitet wird. 1996 kam von J. P. Dowling der Vorschlag, Atome in einem Potential um eine ultradünne Glasfaser zu fangen, welches sich aus dem attraktiven Dipolpotential eines rotverstimmten evaneszenten Feldes und der repulsiven Drehimpulsbarriere bei nichtverschwindendem Drehimpuls der Atome bezüglich der Faserachse zusammensetzt [14]. Schließlich machte V. I. Balykin 2004 den Vorschlag, ein Fallenpotential aus dem evaneszenten Feld eines rot- und blauverstimmten Lasers zu erzeugen und dies zum Fangen von Atomen zu verwenden [15].

Die Vorteile einer solchen faseroptischen gegenüber einer Freistrahl-Dipolfalle sind die hohen Intensitäten des evaneszenten Feldes über den gesamten Bereich der Fasertaille. Schon bei 6 pW Laserleistung erhält man z.B. bei einer 500 nm dicken Faser nahe der Oberfläche die Sättigungsintensität für Cäsium-Atome $I_S = 1,1 \,\mathrm{mW/cm^2}$ [16]. Die Freistrahl-Dipolfalle ist hingegen durch die Rayleigh-Länge beschränkt.

Ein weiterer Vorteil ist die Beschränkung der einzelnen Atome auf ein kleines Volumen wenige hundert Nanometer von der Faseroberfläche entfernt aufgrund des starken Gradienten des evaneszenten Feldes. Dies ermöglicht eine starke Kopplung der Atome an die Fasermode, wodurch effiziente Licht-Materie Wechselwirkungen erreicht werden kann.

Kurzbeschreibung unseres Experiments

Der Grundgedanke hinter unserem Projekt ist es, die Wechselwirkung von Licht und Materie zu untersuchen. In unserem Fall handelt es sich um die Wechselwirkung von Cäsium-Atomen im evaneszenten Feld einer verjüngten Glasfaser, durch die Laserlicht propagiert. Insbesondere nutzen wir diese Wechselwirkung, um Cäsium-Atome in einem Dipolfallenpotential zu fangen, das durch dieses evaneszente Feld erzeugt wird [17]. Hierzu werden die Cäsium Atome zunächst in einer magnetooptischen Falle (MOT) gefangen und gekühlt. Zum Erzeugen des Potentials der faseroptischen Dipolfalle werden zwei weit verstimmte Laser verschiedener Frequenzen verwendet, von denen der eine eine attraktive Kraft und der andere eine repulsive Kraft auf die Atome ausübt. Durch Kombination dieser Felder wird ein Potential zum Fangen von Atomen im Abstand einiger hundert Nanometer von der Faseroberfläche erzeugt. Hierbei kann die Tiefe des Fallenminimums und sein Abstand von der Faseroberfläche über die Laserleistungen variiert werden. Für die Detektion der gefangenen Atome verwenden wir einen resonanten Abfragelaser, der ebenfalls durch die Faser geleitet wird. Das Detektionsprinzip beruht auf der Absorptionsmessung des Abfragelaserstrahls.

Ein Teil des Laserlichts des rotverstimmten Laserstrahls wird genutzt, um eine Freistrahl-Dipolfalle zu bilden, die mit der faseroptischen Dipolfalle überlagert wird. Ursprünglich sollten die Atome aus dieser Falle in die faseroptische Dipolfalle geladen werden, da die Vermutung bestand, dass die Doppler-Kühlung durch die Faser gestört wurde und somit die MOT-Strahlen in der Nähe der Faser nicht mehr ausreichend ausbalanciert waren. Wir befürchteten, dass daher kein direktes Umladen von der MOT-Atomwolke in die Faserdipolfalle möglich wäre. Nach mehrfachen Versuchen die Umladeeffizienz in die Freistrahl-Dipolfalle zu optimieren, gelang uns jedoch letztendlich ein direktes Umladen aus der MOT in die faseroptische Dipolfalle.

Sowohl die Charakterisierung und der Aufbau der Freistrahl-Dipolfalle und die Detektion der in ihr gefangenen Atome, als auch die Charakterisierung und Detektion der gefangenen Atome der faseroptischen Dipolfalle sind der Hauptbestandteil meiner Diplomarbeit. Außerdem werde ich über die Wahl der richtigen Kamera zur Detektion der Fluoreszenz der gefangenen Atome berichten und das hierfür entworfene Abbildungssystem näher erläutern.

Kapitel 2

Theorie über das Fangen und Speichern von neutralen Atomen

Für neutrale Teilchen stehen drei verschiedene Wechselwirkungensmechanismen zur Verfügung, die bzw. deren Kombination als Fangmechanismus eingesetzt werden: das Kühlen durch Doppler-Kühlung, das Fangen mit Hilfe eines Magnetfeldes und das Fangen mit einer optischen Dipolfalle, das auf der Gradientenkraft, die das Atom im Lichtfeld eines Lasers erfährt, basiert [11]. Bei der magnetooptischen Falle (MOT, von engl.: magneto optical trap) werden Atome in einem inhomogenen Magnetfeld mit zirkular polarisierten Laserlicht über die Doppler-Kühlung gefangen und gekühlt. Da in unserem Experiment sowohl die MOT, als auch die optische Dipolfalle zum Einsatz kommen, werde ich hier das Funktionsprinzip beider Fallentypen näher erläutern.

2.1 Funktionsprinzip der magnetooptischen Falle

Das Funktionsprinzip der Doppler-Kühlung macht man sich am Besten im eindimensionalen Fall deutlich:

Bewegt sich ein Atom auf einen entgegenkommenden Laserstrahl zu, der in Bezug auf den anzuregenden atomaren Übergang rotverstimmt ist, so ist der Laserstrahl wegen des Dopplereffekts in Bezug auf das Atom blauverschoben. Aufgrund seiner Bewegungsrichtung ist das Atom somit stärker in Resonanz mit dem Laserstrahl, absorbiert mehr Photonen aus diesem gegenläufigen Laserstrahl und emittiert sie wieder, siehe Abb. 2.1 a). Durch die gerichtete Absorption eines Photons erhält das Atom einen Impulsübertrag von $p = \hbar k$ und erfährt somit eine Beschleunigung entgegen seiner ursprünglichen Bewegungsrichtung. Die anschließende spontane Emission erfolgt isotrop in alle Raumrichtungen, so dass das Atom hierdurch im Mittel keine Kraft erfährt. Je stärker der Laserstrahl in Resonanz mit dem atomaren Übergang ist, desto mehr Photonen werden gestreut und desto schneller wird die Bewegung des Atoms abgebremst. Betrachtet man nun in Abb. 2.1 b) den Fall zweier gegenläufiger Laserstrahlen, so sieht man, dass durch die Doppler-Kühlung eine ge-



Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Laserkühlung: a) isotrope Streuung der aus einem gegenläufigen Laserstrahl absorbierten Photonen;

b) Funktionsprinzip der eindimensionalen Laserkühlung durch zwei Laserstrahlen

schwindigkeitsabhängige Kraft auf die Atome ausgeübt wird. Je nach Geschwindigkeit der Atome in Bezug auf die Richtung des Laserstrahls, variiert aufgrund des Dopplereffekts die Verstimmung zum Kühlübergang und es werden somit mehr oder weniger viele Photonen gestreut. Egal, ob sich das Atom nach links oder rechts bewegt, es bewegt sich jeweils auf einen Laserstrahl zu, ist mit diesem Laserstrahl stärker in Resonanz und wird somit abgebremst.

Dieses Funktionsprinzip lässt sich nun auf drei Dimensionen übertragen, wobei in diesem Fall drei zueinander orthogonale Paare solcher gegenläufiger Strahlen benötigt werden. Die Konfiguration dieser Strahlenpaare wird optische Melasse genannt.

Für die Photonenstreurate Γ_{Str} in Abhängigkeit von der Verstimmung des Laser gegenüber der atomaren Resonanz $\Delta = \omega - \omega_0$ gilt [18]:

$$\Gamma_{Str} = \frac{I}{I_S} \frac{\Gamma}{2} \left(1 + \frac{I}{I_S} + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma}\right)^2 \right)^{-1}, \qquad (2.1)$$

wobei Γ die natürliche Linienbreite des anzuregenden Übergangs ist, I_S die Sättigungsintensität und I die eingestrahlte Intensität. Die spontane Photonenstreuung verursacht jedoch nicht nur eine Abbremsung der Atome, sondern auch eine fluktuierende Kraft, die zum Aufheizen eines Atom-Ensembles führt. Aufgrund des Rückstoßes, den das Atom bei der Reemission eines einzelnen Photons erhält, führen die Atome eine Zufallsbewegung im Impulsraum aus. Die hierdurch entstehende Temperaturgrenze wird auch Dopplertemperatur genannt [19]:

$$k_B T_D = -\frac{\hbar\Gamma}{2} \frac{1 + (2\Delta/\Gamma)^2}{4\Delta/\Gamma}$$
(2.2)

Ihren niedrigsten Wert hat die Dopplertemperatur bei $2\Delta/\Gamma = -1$. Somit gilt:

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}.\tag{2.3}$$

Beim Cäsium-Atom, das eine natürliche Linienbreite der D_2 -Linie von $\Gamma = 2\pi \cdot 5, 22 \text{ MHz}$ besitzt [16], liegt die Dopplertemperatur bei $T_D = 125 \,\mu\text{K}$. Um eine tiefere Temperatur der Atome zu erreichen sind zusätzliche Subdoppler-Kühlmethoden, wie z.B. die Polarisationsgradientenkühlung [20], nötig.

Die Atome werden bei der Doppler-Kühlung zwar gekühlt, aber nicht an einem festen Ort gefangen. Um die Atome an einem festen Ort zu fangen, ist eine zusätzliche ortsabhängige Kraft durch ein inhomogenes Magnetfeld und eine geeignete Wahl der Polarisation der Laserstrahlen nötig [21].

Durch das Hinzufügen eines inhomogenen Magnetfeldes zur optischen Melasse findet eine ortsabhängige Zeeman-Aufspaltung der einzelnen atomaren Energieniveaus statt. Auch dies macht man sich zunächst am besten im eindimensionalen Fall klar. Der Zustand mit der Quantenzahl J spaltet im Magnetfeld in 2J + 1 Zustände m_J auf. Die Aufspaltung der Energieniveaus ist von der am jeweiligen Ort herrschenden Flussdichte des Magnetfelds Babhängig und ist gegeben durch:

$$\Delta E = m_J g_J \mu_B B, \qquad (2.4)$$



Abbildung 2.2: Funktionsprinzip der MOT im eindimensionalen Fall anhand eines Zwei-Niveau-Systems:

a) die Anregung eines Atoms von J = 0 nach J = 1 kann nach der Auswahlregel $\Delta m_J = -1, 0, +1$ nur über $\sigma^- -, \pi -$ und $\sigma^+ -$ polarisiertes Licht erfolgen

b) Absenkung/Anhebung der m_J -Unterzustände im Magnetfeld; Laserlicht der richtigen Polarisation "schiebt" die Atome zum Fallenzentrum zurück

wobei g_J der Landé-g-Faktor und μ_B das Bohrsche Magneton ist. Betrachtet man z.B. den Übergang J = 0 nach J = 1 eines Zwei-Niveau-Systems, so sieht man, dass die Aufspaltung der Energieniveaus ΔE direkt proportional zur Verstimmung Δ ist, da der Grundzustand J = 0 keine Zeeman-Aufspaltung aufweist, siehe Abb. 2.2 b). Die Verstimmung der Laserfrequenz gegenüber dem atomaren Übergang ist somit proportional zur Zeeman-Aufspaltung und ist aufgrund des inhomogenen Magnetfeldes abhängig vom Ort. Im Folgenden betrachten wir zunächst wieder den eindimensionalen Fall. Hierbei hat die Flussdichte des Magnetfelds im Zentrum den Wert B(z = 0) = 0 T und steigt zu beiden Seiten hin linear mit dem Abstand z vom Fallenzentrum an, siehe Abb. 2.2 b). Für dieses Magnetfeld gilt

$$B(z) = \frac{dB}{dz}z.$$
(2.5)

Betrachtet man nun die Zeeman-Aufspaltung der Energieniveaus in diesem Magnetfeld und setzt Glg. 2.5 in Glg. 2.4 ein, so sieht man, dass zu einer Seite hin der Zustand $m_J = +1$ und zur anderen Seite $m_J = -1$ linear zunehmend abgesenkt wird. Nun kommt die Polarisation der Laserstrahlen zum Tragen, denn σ^+ -polarisiertes Licht regt im Beispiel eines Zwei-Niveau Systems den Übergang $|J = 0, m_J = 0\rangle$

nach $|J = 1, m_J = +1\rangle$ und σ^- -polarisiertes Licht den Übergang $|J = 0, m_J = 0\rangle$ nach $|J = 1, m_J = -1\rangle$ an, siehe Abb. 2.2 a). Um die Atome im Zentrum der Falle zu fangen, strahlt man dementsprechend von der Seite mit dem abgesenkten Zustand $m_J = +1$ leicht



Abbildung 2.3: Funktionsprinzip der MOT im dreidimensionalen Fall: die Kühlstrahlen unterschiedlicher Polarisation sind rot dargestellt, in der Mitte der Falle befindet sich die MOT-Atomwolke, der Verlauf der Magnetfeld ist durch Pfeile angedeutet, die Spulen zur Erzeugung des Quadrupolfeldes sind oben und unten zu sehen

rotverstimmtes σ^+ -polarisiertes Licht und von der Seite, auf der der Zustand $m_J = -1$ abgesenkt ist, leicht rotverstimmtes σ^- -polarisiertes Licht ein. Die Atome erfahren somit eine Kraft zum Fallenzentrum hin. Die Absorption von Photonen variiert nun in Abhängigkeit von der jeweiligen Magnetfeldstärke an einem Ort und der Polarisation des Laserlichtes.

Für das Fangen der Atome an einem festen Ort wird im dreidimensionalen Fall ein magnetisches Quadrupolfeld, das im Zentrum eine Feldstärke von B(z = 0) = 0 T hat und dessen Feldstärke vom Zentrum aus betrachtet in alle Raumrichtungen linear zunimmt, gewählt. Diese Magnetfeldkonfiguration wird durch ein Antihelmholtzspulenpaar erreicht. In Abb. 2.3 wird das Funktionsprinzip der MOT dreidimensional dargestellt, wobei hier auch das Antihelmholtzspulenpaar zu sehen ist.

2.2 Die optische Dipolfalle

Im Gegensatz zur MOT kommt beim Fangen der Atome mit einer optischen Dipolfalle weit verstimmtes Laserlicht in Bezug auf die atomare Resonanz zum Einsatz. Somit ist die Photonenstreurate sehr klein. Dies führt dazu, dass die in der optischen Dipolfalle auf die Atome wirkenden Kräfte als konservativ angesehen werden können [22], wohingegen die in einer MOT auf die Atome wirkenden Kräfte einen dissipativen Charakter haben.

Eine genauere Beschreibung des Dipolpotentials liefert das Lorentz-Modell eines klassi-

schen gedämpften geladenen harmonischen Oszillators, das im folgenden Abschnitt näher erläutert wird [11].

2.2.1 Lorentz-Modell des klassischen gedämpften geladenen harmonischen Oszillators

Das Modell des geladenen harmonischen Oszillators beschreibt ein System aus einem geladenen Teilchen, das mit einer linearen Rückstellkraft an eine große Masse gebunden ist und mit einem elektrischen Feld wechselwirkt, wobei zusätzlich eine Dämpfung berücksichtigt werden muss. Dieses Modell lässt sich auf ein Atom, das mit Licht wechselwirkt, übertragen. In diesem Modell folgt aus der Bewegungsgleichung eines klassischen harmonischen Oszillators

$$\ddot{x} + \Gamma_{\omega}\dot{x} + \omega_0^2 x = -\frac{eE(t)}{m_e},$$
(2.6)

die Bewegungsgleichung für das induzierte atomare Dipolmoment $\mathbf{d}(\mathbf{r},t) = e\mathbf{r}$

$$\ddot{\mathbf{d}}(\mathbf{r},t) + \Gamma_{\omega} \dot{\mathbf{d}}(\mathbf{r},t) + \omega_0^2 \mathbf{d}(\mathbf{r},t) = -\frac{e^2 \mathbf{E}(\mathbf{r},t)}{m_e}, \qquad (2.7)$$

wobei

$$\Gamma_{\omega} = \frac{e^2 \omega^2}{6\pi\epsilon_0 m_e c^3} \tag{2.8}$$

die klassische Dämpfungskonstante aufgrund von strahlungsbedingten Energieverlusten und $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ das treibende elektrische Feld ist. Die Größe m_e ist die Elektronenmasse und die Konstante *e* entspricht der Elementarladung.

Zwischen den Amplituden $\tilde{E}(\mathbf{r})$ und $\tilde{d}(\mathbf{r})$ des mit der Frequenz ω oszillierenden elektrischen Feldes $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \hat{\mathbf{e}}\tilde{E}(\mathbf{r})\exp(-i\omega t) + c.c.$ und des entsprechend oszillierenden induzierten Dipolmoments $\mathbf{d}(\mathbf{r}, t) = \hat{\mathbf{e}}\tilde{d}(\mathbf{r})\exp(-i\omega t) + c.c.$ besteht folgender Zusammenhang:

$$\tilde{d}(\mathbf{r}) = \alpha(\omega) \tilde{E}(\mathbf{r}).$$
 (2.9)

In den Gleichungen des elektrischen Feldes und des induzierten Dipolmoments beschreibt $\hat{\mathbf{e}}$ jeweils den Polaristaions-Einheitsvektor und der Ausdruck *c.c.* den komplex konjugierten Anteil. Durch Integration von Glg. 2.7 erhält man die komplexe Polarisierbarkeit

$$\alpha\left(\omega\right) = \frac{e^2}{m_e} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_\omega}.$$
(2.10)

Mit Hilfe der Substitution $\frac{e^2}{m_e} = \frac{6\pi\epsilon_0 c^3 \Gamma_\omega}{\omega^2}$ und der Einführung der Dämpfungsrate in Resonanz $\Gamma = \Gamma_{\omega_0} = \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 \Gamma_\omega$ erhält man folgenden Ausdruck für die Polarisierbarkeit:

$$\alpha\left(\omega\right) = 6\pi\epsilon_0 c^3 \frac{\Gamma/\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\left(\omega^3/\omega_0^2\right)\Gamma}.$$
(2.11)

2.2. DIE OPTISCHE DIPOLFALLE

Da das Dipolpotential durch die Wechselwirkung zwischen dem induzierten Dipolmoment $\mathbf{d}(\mathbf{r}, t)$ und dem elektrischen Feld $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ entsteht, gilt aufgrund der Zeitabhängigkeit des elektrischen Feldes für das Dipolpotential gemäß dem zeitlichen Mittelwert einer Periode

$$U_{\rm dip} = -\frac{1}{2} \left\langle \mathbf{d} \cdot \mathbf{E} \right\rangle = - \left| \tilde{E} \right|^2 \operatorname{Re} \left(\alpha \right).$$
(2.12)

Der Faktor 1/2 berücksichtigt, dass das Dipolmoment nur induziert und nicht permanent ist. Insgesamt ergibt sich so mit der Intensität $I = 2\epsilon_0 c \left|\tilde{E}\right|^2$ für das Dipolpotential:

$$U_{\rm dip}\left(r\right) = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} {\rm Re}\left(\alpha\right) I\left(r\right).$$
(2.13)

Die durchschnittliche Leistung, die von den Atomen aus dem Dipolfallenlaserstrahl absorbiert wird, entspricht $P = \left\langle \dot{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E} \right\rangle = \frac{\omega I(r)}{\epsilon_0 c} \text{Im}(\alpha)$. Die Reemission dieser Leistung erfolgt kontinuierlich mit der Rate

$$\Gamma_{\rm Str}\left(r\right) = \frac{P}{\hbar\omega} = \frac{I\left(r\right)}{\hbar\epsilon_0 c} {\rm Im}\left(\alpha\right).$$
(2.14)

Diese Rate wird Streurate genannt und führt zum Aufheizen der Atome und somit zur Limitierung der Speicherzeit. Unter Berücksichtigung von Glg. 2.11 erhält man im Fall großer Verstimmung $\Delta = \omega_0 - \omega$ ($\Delta \gg \Gamma$) und geringer Sättigung, für das Dipolpotential $U_{\text{dip}}(r)$ und für die Streurate $\Gamma_{\text{Str}}(r)$:

$$U_{\rm dip}\left(\mathbf{r}\right) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega}\right) I\left(\mathbf{r}\right)$$
(2.15)

$$\Gamma_{\rm Str}\left(\mathbf{r}\right) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega}\right)^2 I\left(\mathbf{r}\right).$$
(2.16)

Da jedoch in den meisten Fällen die Verstimmung des Lasers Δ gegenüber der Resonanz und die natürliche Linienbreite Γ sehr klein im Vergleich zur Resonanzfrequenz ω_0 und Laserfrequenz ω sind, kann man zum einen den zweiten Term in Glg. 2.15 und Glg. 2.16 vernachlässigen und zum anderen aufgrund von $|\Delta| \ll \omega_0$ die Annahme $\frac{\omega}{\omega_0} \approx 1$ treffen. Diese Näherung wird Rotating-Wave-Aproximation genannt. Somit vereinfachen sich Glg. 2.15 und Glg. 2.16 zu:

$$U_{\rm dip}\left(\mathbf{r}\right) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right) I\left(\mathbf{r}\right) \tag{2.17}$$

$$\Gamma_{\rm Str}\left(\mathbf{r}\right) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^2 I\left(\mathbf{r}\right)$$
(2.18)

Beim Betrachten von Glg. 2.17 und Glg. 2.18 werden wichtige Eigenschaften der optischen Dipolfalle sichtbar. Zunächst einmal spielt das Vorzeichen der Verstimmung Δ eine große Rolle. Ist $\Delta < 0$, ist der Laser rot verstimmt gegenüber dem resonanten Fall, so ist das

Dipolfallenpotential U_{dip} negativ und die Atome werden in den Dipolfallenstrahl hineingezogen, da das Potentialminimum am Ort des Intensitätsmaximums liegt. Für eine blaue Verstimmung des Laserstrahls gegenüber der Resonanz $\Delta > 0$ ist das Dipolfallenpotential entsprechend positiv. Die Dipolwechselwirkung schiebt die Atome in diesem Fall aus dem Dipolfallenstrahl heraus, da das Potentialminimum am Ort der minimalen Laserintensität liegt.

Wie sich leicht überprüfen lässt, ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen dem Dipolpotential U_{dip} und der Streurate Γ_{Str} :

$$\hbar\Gamma_{\rm Str} = \frac{\Gamma}{\Delta} U_{\rm dip}.$$
 (2.19)

Die Kohärenzzeit ist die Zeit, in der sich ein Atom in einem bestimmten präparierten Zustand befindet. Durch Streuung eines Photons wird dieser Zustand zerstört. Die Kohärenzzeit $\tau_{\rm K}$ berechnet sich daher aus dem Kehrwert der Streurate $\Gamma_{\rm Str}$

$$\tau_{\rm K} = \frac{1}{\Gamma_{\rm Str}}.\tag{2.20}$$

Die Absorption von Photonen aus dem Laserstrahl hat ein Heizen der Atome zur Folge, wodurch sich die Speicherzeit in der Dipolfalle verkürzt. Berücksichtigt man hier nur Heizprozesse, die durch Aufnahme der Rückstoßenergie $E_{\rm R} = (\hbar\beta)^2/2m$ bei der Absorption eines Photons erfolgen, wobei β die Propagationskonstante der Fasermode und m die Masse des Atoms ist, so kann die Lebenszeit über

$$\tau_{\rm L} = \frac{U_{\rm dip}}{2NE_{\rm R}\Gamma_{\rm Str}} \tag{2.21}$$

berechnet werden, wobei U_{dip} der Fallentiefe und N der Anzahl der absorbierten Photonen entspricht. Betrachtet man das Verhältnis aus Streurate Γ_{Str} und Dipolfallenpotential U_{dip} , so ergibt sich folgende Proportionalität:

$$\frac{\Gamma_{Str}}{U_{dip}} \propto \frac{1}{\Delta}.$$
(2.22)

Für lange Speicher- und Kohärenzzeiten der Dipolfalle sollte die Streurate gering und die Dipolfalle tief sein, d.h. das Verhältnis in Glg. 2.22 sollte klein sein. Um eine möglichst kleine Streurate für ein gegebenes Potential zu erhalten, muss die Verstimmung Δ entsprechend groß sein.

2.2.2 Das Dipolpotential für Cäsium-Atome

Das oben betrachtete klassische Modell zur Beschreibung des Dipolpotentials U_{dip} und der Streurate Γ_{Str} kann nicht ohne weiteres auf Mehr-Niveau-Atom, wie z.B. das Cäsium-Atom,

2.2. DIE OPTISCHE DIPOLFALLE

übertragen werden, da in diesem Fall mehrere verschiedene Übergänge und ihre jeweilige Übergangswahrscheinlichkeit berücksichtigt werden müssen. In einer Näherung erhält man jedoch die effektive Fallentiefe, indem man die Dipolpotentiale für die einzelnen Übergänge gewichtet mit der sogenannten Übergangs-Oszillationsstärke f_{Osz} aufaddiert. Es wird hier nur der D_1 - und D_2 -Übergang betrachtet, da die weiteren Übergänge im Wellenlängenbereich ab 400 nm liegen und somit die Verstimmung gegenüber dem Dipolfallen-Laser sehr groß ist. Daher ist der Beitrag dieser Übergänge zum effektiven Dipolfallenpotential vernachlässigbar klein. Somit ergibt sich das Dipolfallenpotential U_{dip} und die Streurate Γ_{Str} zu:

$$U_{\rm dip} = \frac{-3\pi c^2}{2} I \left[f_{\rm Osz,D1} \frac{\Gamma_{D1}}{\omega_{D1}^3} \left(\frac{1}{\omega_{D1} - \omega} + \frac{1}{\omega_{D1} + \omega_0} \right) + f_{\rm Osz,D2} \frac{\Gamma_{D2}}{\omega_{D2}^3} \left(\frac{1}{\omega_{D2} - \omega} + \frac{1}{\omega_{D2} + \omega} \right) \right]$$
(2.23)

$$\Gamma_{\rm Str} = \frac{3\pi c^2}{2\hbar} I \left[f_{\rm Osz,D1} \frac{\Gamma_{D1}^2 \omega^3}{\omega_{D1}^6} \left(\frac{1}{\omega_{D1} - \omega} + \frac{1}{\omega_{D1} + \omega} \right)^2 + f_{\rm Osz,D2} \frac{\Gamma_{D2}^2 \omega^3}{\omega_{D2}^6} \left(\frac{1}{\omega_{D2} - \omega} + \frac{1}{\omega_{D2} + \omega} \right)^2 \right].$$
(2.24)

Für die *D*-Übergänge des Cäsium Atoms kann f_{Osz} mit Hilfe der Linienbreite Γ bestimmt werden. Dies ist möglich, da in diesem Fall die angeregten Zustände $6P_{1/2}$ und $6P_{3/2}$ nur in den einen Grundzustand $6S_{1/2}$ zerfallen können. Der Zusammenhang zwischen der natürlichen Linienbreite Γ und der Übergangs-Oszillationsstärke f_{Osz} ist gegeben durch:

$$\Gamma = \frac{e^2 \omega^2}{2\pi \epsilon_0 m_e c^3} \frac{g_g}{g_a} f_{Osz}, \qquad (2.25)$$

wobei g_g und g_a die Entartungsgrade des Grundzustands und des angeregten Zustands sind. Sie lassen sich mit $g_g/g_a = (2J+1)/(2J'+1)$ aus den Quantenzahlen J und J' für das Anfangs- und Endniveau des Übergangs berechnen, so dass man für den D_1 -Übergang $g_g/g_a = 1$ und für den D_2 -Übergang $g_g/g_a = 1/2$ erhält. Die Linienbreiten der beiden Übergänge betragen $\Gamma_{D1} = 2\pi \cdot 4,56$ MHz und $\Gamma_{D2} = 2\pi \cdot 5,22$ MHz und die Wellenlängen $\lambda_{D1} = 894$ nm und $\lambda_{D2} = 852$ nm. Mit Hilfe der restlichen Konstanten lassen sich so die Übergangs-Oszillationsstärken zu $f_{Osz,D1} = 0,34$ und $f_{Osz,D2} = 0,71$ berechnen.

2.2.3 Quantenmechanische Betrachtung von Mehr-Niveau-Systemen

Betrachtet man den Fall eines Mehr-Niveau-Systems, so hängt das Dipolpotential von den einzelnen Unterzuständen des Atoms ab. Jeder Übergang kann mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit angeregt werden und trägt zur Tiefe des Dipolpotentials bei. Der Einfluss des Dipolfallenlasers auf die Atomniveaus kann mit Hilfe der zeitabhängigen Störungstheorie zweiter Ordnung betrachtet werden. Hiernach erfährt ein nicht entarteter Zustand i durch eine Wechselwirkung, die durch den Hamiltonoperator H_1 beschrieben werden kann, eine Energie-Verschiebung von

$$\Delta E_{i} = \sum_{j \neq i} \frac{|\langle j | H_{1} | i \rangle|^{2}}{E_{i} - E_{j}}, \qquad (2.26)$$

wobei hier E_i die ungestörte Energie des Zustands *i* und E_j die Energie des Zustands *j* ist und der Wechselwirkungshamiltonoperator aufgrund der Wechselwirkung des Atoms mit dem Dipolfallenlaser als $H_1 = -\hat{\mu} \cdot \mathbf{E}$ mit dem Dipoloperator $\hat{\mu} = -e\hat{r}$ geschrieben werden kann [11].

Es ist sinnvoll zur Behandlung des Problems in das sogenannte "dressed-state"-Bild, das die Kombination von Atom und Laserfeld betrachtet, zu wechseln. Im Grundzustand hat hier das Atom eine Energie von $E_{Atom} = 0$ und die Energie des Laserfelds mit n Photonen ist durch $E_{LF} = n\hbar\omega$ gegeben. Das bedeutet, der ungestörte Zustand hat eine Gesamtenergie von $E_i = E_{Atom} + E_{LF} = n\hbar\omega + 0 = n\hbar\omega$. Gelangt das Atom durch Absorption eines Photons in den angeregten Zustand, so liegt die atomare Energie bei $E_{Atom} = \hbar\omega_0$ und die Energie des Laserfelds aufgrund des Verlusts dieses absorbierten Photons bei $E_{LF} =$ $(n-1)\hbar\omega$. Somit liegt die Gesamtenergie dieses Systemzustands bei $E_j = E_{Atom} + E_{LF} =$ $\hbar\omega_0 + (n-1)\hbar\omega = -\hbar\Delta_{ij} + n\hbar\omega$. Aus E_i und E_j erhält man $E_i - E_j = \hbar\Delta_{ij}$. Dies kann in den Nenner von Glg. 2.26 eingesetzt werden und für den Fall eines Zwei-Niveau-Systems mit $H_1 = -\hat{\mu} \cdot \mathbf{E}$ kann diese Gleichung vereinfacht werden [11] zu

$$\Delta E = \pm \frac{\left|\langle e |\hat{\mu}| g \rangle\right|^2}{\Delta} \left| E \right|^2 = \pm \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I, \qquad (2.27)$$

wobei $I = 2\epsilon_0 c \left| \tilde{E} \right|^2$ gilt und Γ die Streurate im resonanten Fall ist. In Glg. 2.27 entspricht das positive Vorzeichen der Energieverschiebung des Grundzustands und das negative Vorzeichen der Energieverschiebung des angeregten Zustands. Da die Verstimmung Δ im Fall eines rotverstimmten Lasers negativ ist, wird der Grundzustand also proportional zur Laserintensität abgesenkt und der angeregte Zustand entsprechend angehoben. Vergleicht man Glg. 2.27 und Glg. 2.17 sieht man, dass die Verschiebung der Energieniveaus im Lichtfeld exakt der Tiefe des Potentials der Dipolfalle entspricht, d.h. die quantenmechanische Rechnung ergibt hier ein klassisches Ergebnis. Diese Verschiebung im Lichtfeld wird als Lichtverschiebung bzw. AC Stark-Verschiebung bezeichnet. Die Abkürzung AC (AC=engl.: alternating current: Wechselstrom) verdeutlicht, dass es sich hierbei um eine Verschiebung im Wechselfeld und nicht im statischen Feld handelt. Im Falle kleiner Sättigung kann angenommen werden, dass sich die Atome die meiste Zeit im Grundzustand befinden und somit der AC Stark verschobene Grundzustand gerade dem Dipolfallenpotential entspricht. Dies ist in Abb. 2.4 dargestellt. Da die Atome den Zustand geringster Energie anstreben, halten sich die Atome im Grundzustand dementsprechend verstärkt im Minimum des verschobenen Grundzustands auf. Die Verschiebung der Energieniveaus, also



Abbildung 2.4: a) Darstellung der AC Stark-Verschiebung der Energieniveaus eines Zwei-Niveau-Sytems in einem rotverstimmten Laserfeld: hierbei entspricht ω der Frequenz des Dipolfallenlasers und Δ der Verstimmung gegenüber der Resonanz;

b) ein örtlich inhomogenes Intensitätsfeld, wie z.B. ein Gaußscher Laserstrahl, erzeugt im Grundzustand eine Potentialmulde zum Fangen der Atome

auch die des Grundzustands, ist im Intensitätsmaximum des Dipolfallenlasers am größten. Daher werden die Atome im Fall eines rotverstimmten Laserstrahls hier gespeichert. Bei einem Gaußschen Strahl werden die Atome entsprechend in der Taille gefangen.

Für Mehr-Niveau-Systeme muss das Dipolmatrixelement $\mu_{ij} = \langle e_i | \hat{\mu} | g_i \rangle = c_{ij} ||\hat{\mu}||$ zwischen dem Grundzustand $|g_i\rangle$ und dem angeregten Zustand $|e_i\rangle$ für alle einzelnen Übergangsmöglichkeiten berücksichtigt werden. Hierbei entspricht $||\hat{\mu}||$ dem reduzierten Matrixelement und c_{ij} dem reellen Übergangskoeffizienten, der die Stärke der Kopplung der Zustände *i* und *j* beschreibt. Die Energieverschiebung des Grundzustands kann somit folgendermaßen umformuliert werden:

$$\Delta E_i = \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} I \times \sum_j \frac{c_{ij}^2}{\Delta_{ij}},\tag{2.28}$$

wobei Δ_{ij} der Verstimmung des Lasers gegenüber dem Übergang vom Zustand *i* nach Zustand *j* entspricht. Genau wie bei der klassischen Betrachtung des Dipolpotentials des Cäsium-Atoms (siehe Abschnitt 2.2.2) wird auch im quantenmechanischen Fall das effektive Dipolpotentials aus der Summe der mit c_{ij}^2 gewichteten Beiträge der einzelnen Übergänge berechnet.

Kapitel 3

Theorie der ultradünnen Glasfaser als Lichtleiter

Lichtleitende Glasfasern finden z.B. in der optischen Datenübertragung Anwendung und gewährleisten dort aufgrund ihrer hohen Transparenz eine Informationsübertragung über große Distanzen. Aber auch in der Wissenschaft gewinnen besonders verjüngte Glasfasern zunehmend an Bedeutung.

Die in unserem Experiment verwendeten Glasfasern bestehen aus einem Faserkern, der einen Durchmesser von etwa $d_{Kern} = 8 \,\mu \text{m}$ hat, und einem Fasermantel, dessen Durchmesser bei etwa $d_{Mantel} = 125 \,\mu\text{m}$ liegt. Bei solchen Stufenindex-Glasfasern wird das Prinzip der Totalreflexion an der Grenzfläche zwischen Faserkern und Fasermantel ausgenutzt. Hierfür muss der Faserkern einen etwas größeren Brechungsindex als der Fasermantel besitzen, wobei der Ubergang der Brechungsindizes stufenartig und nicht kontinuierlich erfolgt. Der Mantel einer solchen Stufenindex-Faser besteht in der Regel aus SiO_2 , der Kern jedoch aus mit Germanium dotiertem SiO₂, wodurch sich ein Brechungsindexunterschied im Bereich von etwa 1% ergibt. In Abb. 3 ist in a) eine solche Faser schematisch dargestellt und in b) der Verlauf der Brechungsindizes gezeigt. Hierbei wird der Kernradius mit a und der Brechungsindex des Kerns als n_1 bezeichnet. Der Radius des Fasermantels wird b und sein Brechungsindex n_2 genannt. Durch die Totalreflexion entsteht im Mantel ein evaneszentes Feld, das exponentiell abklingt, wobei die Eindringtiefe dieses Feldes in der Größenordnung der Wellenlänge des entsprechenden Laserlichts liegt. In unserem Experiment wird eine Faserdipolfalle mit Hilfe eines evaneszenten Feldes außerhalb der Glasfaser erzeugt. Die von uns verwendete Glasfaser hat eine Manteldicke von 123 μ m und das Laserlicht der Dipolfalle hat eine Wellenlänge von 782 nm und 1064 nm. Um letztendlich ein evaneszentes Feld außerhalb der Glasfaser zu erhalten gibt es zwei Möglichkeiten. Zum einen kann man den Mantel der Glasfaser z.B. durch Atzen entfernen. Die von uns angewendete zweite Möglichkeit ist es, die Glasfaser an einer Stelle zu verjüngen. Hierzu wird die gruppeneigene Glasfaserziehanlage verwendet und die Glasfaser mit Hilfe zweier Verschiebetische während des Erhitzens durch eine Sauerstoff-Wasserstoff-Flamme gestreckt [23]. Das Verhältnis von Kern- und Manteldurchmesser von ca. 1/20 wird bei diesem Vorgang beibehalten. Ab einem Kerndurchmesser, der ungefähr der Wellenlänge des geführten Laserlichts entspricht,



Abbildung 3.1: a) Schematische Darstellung der Geometrie einer Stufenindex-Glasfaser; b) Verlauf des Faserbrechungsindex für Kern und Mantel in einer Stufenindex-Glasfaser n_1 entspricht dem Brechungsindex des Kerns mit Radius a und n_2 dem Brechungsindex des Mantels mit Radius b

geht der lichtleitende Charakter des Kerns verloren und das Licht propagiert vollständig im Fasermantel. Hierbei fungiert nun die umgebende Luft bzw. das Vakuum als Mantel. Der Übergang zwischen dem unveränderten Teil und dem verjüngten Teil der Glasfaser muss so erfolgen, dass die im Kern geführte Mode in die im Fasermantel geführte Mode im Übergangsbereich zur verjüngten Stelle übergeht. Insgesamt kann so bei idealen Bedingungen eine Transmission von bis zu 97% erreicht werden. Der Brechungsindexsprung zwischen dem neu entstandenen Lichtleiter und der Vakuumungebung ist nun um einiges größer, als der Unterschied der Brechungindizes von Kern und Mantel der unverjüngten Faser und der Anteil der Intensität, der außerhalb des Lichtleiters zum evaneszenten Feld an der Faseroberfläche beiträgt, steigt stark an. Die maximale Intensität des evaneszenten Feldes erreicht man bei einem Faserdurchmesser, der in etwa der halben Wellenlänge des in der Faser propagierenden Lichts entspricht. Die von uns verwendete Faser hat an ihrer Fasertaille einen Durchmesser von ca. 500 nm, so dass diese Bedingungen für ein starkes evaneszentes Feld in unserem Fall optimal sind.

3.1 Propagation von Laserlicht in Glasfasern

Um die Ausbreitung von Laserlicht in einer Glasfaser zu verstehen, betrachten wir die Wellengleichung, die für die in der Faser propagierende Welle aus elektrischem Feld $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ und magnetischem Feld $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ gilt [24]:

$$\nabla^{2} \left\{ \frac{\mathbf{E} \left(\mathbf{r}, t \right)}{\mathbf{H} \left(\mathbf{r}, t \right)} \right\} + k^{2} \left(r \right) \left\{ \frac{\mathbf{E} \left(\mathbf{r}, t \right)}{\mathbf{H} \left(\mathbf{r}, t \right)} \right\} = 0$$
(3.1)

Da der Brechungsindex der Faser n(r) zylindersymmetrisch ist, ist eine Betrachtung des Systems in Zylinderkoordinaten angebracht. Die Feldkomponenten lauten dann E_r , E_{ϕ} , E_z , H_r , H_{ϕ} und H_z . Da die Einheitsvektoren der transversalen Komponenten \mathbf{a}_r und \mathbf{a}_{ϕ} jedoch nicht konstant sind, geht man zunächst von der Wellengleichung in longitudinaler Richtung aus,

$$\left(\nabla^2 + k^2\right) \begin{cases} E_z \\ H_z \end{cases} = 0, \tag{3.2}$$

wobei für den Betrag des Wellenvektors $k^2 = \omega^2 n^2/c^2$ gilt. Als Lösung dieser Wellengleichung erhält man E_z und H_z .

Mit dem Ansatz, dass für das elektrische und das magnetische Feld folgende Gleichung gilt

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E} (\mathbf{r}, t) \\ \mathbf{H} (\mathbf{r}, t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{E} (r, \phi) \\ \mathbf{H} (r, \phi) \end{bmatrix} \exp \left[i \left(\omega t - \beta z \right) \right], \tag{3.3}$$

wobei β die Propagationskonstante der Faser ist, und mit Hilfe der Maxwell-Gleichungen in Zylinderkoordinaten lassen sich die Komponenten E_r, E_{ϕ}, H_r und H_{ϕ} über die bekannten Komponenten E_z und H_z ausdrücken.

$$E_{r} = \frac{-i\beta}{\omega^{2}\mu\epsilon-\beta^{2}} \left(\frac{\partial}{\partial r}E_{z} + \frac{\omega\mu}{\beta}\frac{\partial}{r\partial\phi}H_{z} \right)$$

$$E_{\phi} = \frac{-i\beta}{\omega^{2}\mu\epsilon-\beta^{2}} \left(\frac{\partial}{r\partial\phi}E_{z} - \frac{\omega\mu}{\beta}\frac{\partial}{\partial r}H_{z} \right)$$

$$H_{r} = \frac{-i\beta}{\omega^{2}\mu\epsilon-\beta^{2}} \left(\frac{\partial}{\partial r}H_{z} - \frac{\omega\epsilon}{\beta}\frac{\partial}{r\partial\phi}E_{z} \right)$$

$$H_{\phi} = \frac{-i\beta}{\omega^{2}\mu\epsilon-\beta^{2}} \left(\frac{\partial}{r\partial\phi}H_{z} + \frac{\omega\epsilon}{\beta}\frac{\partial}{\partial r}E_{z} \right)$$
(3.4)

Es ist also ausreichend E_z und H_z zu bestimmen, um die Wellengleichung des Systems zu lösen.

Im Folgenden werde ich nur die Berechnung des elektrischen Feldes betrachten, da nur dieses für die Bildung des Dipolpotentials der Faserdipolfalle ausschlaggebend ist. Die Rechnungen können jedoch analog auf das Magnetfeld übertragen werden.

Die Wellengleichung in z-Richtung kann folgendermaßen umgeformt werden, indem man Glg. 3.3 in Glg. 3.2 einsetzt:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \left(k^2 - \beta^2\right)\right]E_z = 0.$$
(3.5)

Die Lösung lautet dann:

$$E_z(r,\phi) = \psi(r) \exp(\pm i l \phi)$$
(3.6)

mit $l = 0, 1, 2, \dots$ Durch Einsetzen von Glg. 3.6 in Glg. 3.5 erhält man

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \left(k^2 - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2}\right)\psi = 0, \qquad (3.7)$$

 mit

$$\psi(r) = E_z. \tag{3.8}$$

Glg. 3.7 wird als Besselsche Differentialgleichung bezeichnet. Ihre Lösungen werden Bessel-Funktionen der Ordnung l genannt.

Generell unterscheidet man zwei Fälle, nämlich den Fall $k^2 - \beta^2 > 0$, der im Faserkern vorliegt, und den Fall $k^2 - \beta^2 < 0$, der im Fasermantel vorliegt. Die Lösungen für den Faserkern (r < a) lauten:

$$\psi_{Kern}(r) = c_1 J_l(hr) + c_2 Y_l(hr).$$
(3.9)

Hierbei ist $h^2 = n_1 k_0^2 - \beta^2$, J_l und Y_l sind die Bessel-Funktionen erster und zweiter Art, c_1 und c_2 sind Konstanten und $k_0 = k/n = \omega/c$ ist der Betrag des Wellenvektors im Vakuum. Die Lösungen für den Fasermantel (r > a) sind gegeben durch:

$$\psi_{Mantel}(r) = c_3 I_l(qr) + c_4 K_l(qr) \tag{3.10}$$

mit $q^2 = \beta^2 - n_2^2 k_0^2$, I_l und K_l , den modifizierten Bessel-Funktionen erster und zweiter Art und den Konstanten c_3 und c_4 . Im Fasermantel, also im Bereich r > a, muss gewährleistet sein, dass das elektrische Feld evaneszent ist und somit eine radial beschränkte Propagation vorliegt. Dies wird erreicht, wenn gilt $\beta > n_2 k_0$ bzw. $q^2 > 0$. Somit ist die Variable q reell. Anhand der Bessel-Funktionen kann man nun erkennen, das für reelle Werte von q der Abfall des Feldes gewährleistet ist. Da sich die Bessel-Funktion I_l für große r asymptotisch verhält, muss $c_3 = 0$ gewählt werden, um den Abfall des evaneszenten Feldes zu gewährleisten. Für die z-Komponenten des elektrischen Feldes gilt entsprechend im Fasermantel:

$$E_{z,\text{Mantel}}(\mathbf{r},t) = CK_l(qr)\exp\left[i\left(\omega t + l\phi - \beta z\right)\right],\tag{3.11}$$

wobei es sich bei C um eine Konstante handelt.

Betrachtet man nun das elektrische Feld im Kern der Faser, also für r < a, so stellt man fest, dass die Lösungen von Y_l sich für den Fall $r \to 0$ divergent verhalten. Das Feld muss aber auch in diesem Fall im Punkt r = 0 endlich sein. Daher wird hier nun $c_2 = 0$ gewählt. Des weiteren muss die Kontinuitätsbedingung an der Grenze r = a erfüllt sein. Damit dies erfüllt ist, muss für die Propagationskonstante gelten $\beta < n_1k_0$ bzw. $h^2 > 0$. Somit ist auch die Variable h, die den Verlauf der Bessel-Funktion und hierdurch auch den Verlauf des elektrischen Feldes im Kern bestimmt, reell. Das longitudinale elektrische Feld im Kern ist daher gegeben durch

$$E_{z,\text{Kern}}(\mathbf{r},t) = AJ_l(hr) \exp\left[i\left(\omega t + l\phi - \beta z\right)\right]$$
(3.12)

wobei hier wiederum A eine Konstante ist. Aus den Bedingungen $h^2 > 0$ und $q^2 > 0$ ergibt sich schließlich für die Propagationskonstante β :

$$n_1 k_0 > \beta > n_2 k_0 \tag{3.13}$$

Dies ist eine wichtige Bedingung dafür, dass beschränkte Moden existieren. Durch eine Kombination von Glg. 3.4 mit Glg. 3.11 und Glg. 3.12 lassen sich alle Komponenten des elektrischen Feldes im Kern und im Mantel berechnen. Für den Kern mit r < a gilt:

$$E_{r} = \frac{-i\beta}{h^{2}} \left[AhJ'_{l}(hr) + \frac{i\omega\mu l}{\beta r} BJ_{l}(hr) \right] \exp\left[i\left(\omega t + l\phi - \beta z\right)\right]$$

$$E_{\phi} = \frac{-i\beta}{h^{2}} \left[\frac{il}{r} AJ_{l}(hr) - \frac{\omega\mu}{\beta} BhJ'_{l}(hr)\right] \exp\left[i\left(\omega t + l\phi - \beta z\right)\right]$$

$$E_{z} = AJ_{l}(hr) \exp\left[i\left(\omega t + l\phi - \beta z\right)\right]$$
(3.14)

mit $J'_l(hr) = dJ_l(hr) / d(hr)$. Für den Mantel mit r > a gilt:

$$E_{r} = \frac{i\beta}{q^{2}} \left[CqK_{l}'(qr) + \frac{i\omega\mu l}{\beta r} DK_{l}(qr) \right] \exp\left[i\left(\omega t + l\phi - \beta z\right)\right]$$

$$E_{\phi} = \frac{i\beta}{q^{2}} \left[\frac{il}{r} CK_{l}(qr) - \frac{\omega\mu}{\beta} DqK_{l}'(qr) \right] \exp\left[i\left(\omega t + l\phi - \beta z\right)\right]$$

$$E_{z} = CK_{l}(qr) \exp\left[i\left(\omega t + l\phi - \beta z\right)\right]$$
(3.15)

mit $K'_l(qr) = dK_l(qr)/d(qr)$. Die Konstanten *B* und *C* stammen aus der analogen Rechnung für das magnetische Feld. Aus der Kontinuitätsbedingung, die diese Gleichungen an der Stelle r = a erfüllen müssen, erhält man schließlich eine Bedingung an die Moden, die die Propagationskonstante β einschränkt:

$$\left(\frac{J_l'(ha)}{haJ_l(ha)} + \frac{K_l'(qa)}{qaK_l(qa)}\right) \left(\frac{n_2^2 J_l'(ha)}{haJ_l(ha)} + \frac{n_2^2 K_l'(qa)}{qaK_l(qa)}\right) = l^2 \left[\left(\frac{1}{qa}\right)^2 + \left(\frac{1}{ha}\right)^2\right]^2 \left(\frac{\beta}{k_0}\right)^2 \tag{3.16}$$

Die in Glg. 3.16 auftretende Funktion $J'_l(x)/xJ_l(x)$ oszillert schnell mit x = ha. Insgesamt kann diese Gleichung als quadratische Funktion von $J'_l(x)/xJ_l(x)$ betrachtet werden, die für feste Werte von l und ω eine bestimmte Anzahl an Eigenwerten β besitzt, die diese Gleichung erfüllen. Zusammen mit diesen Eigenwerten findet man mit Hilfe der Kontinuitätsbedingung bei r = a Beziehungen zwischen den Konstanten A, B, C und D, die die einzelnen Feldkomponenten entsprechend der einzelnen Propagationskonstanten β einschränken.

$$\frac{C}{A} = \frac{J_l(ha)}{K_l(qa)} \tag{3.17}$$

$$\frac{B}{A} = \frac{i\beta l}{\omega\mu} \left(\frac{1}{q^2 a^2} + \frac{1}{h^2 a^2} \right) \left(\frac{J_l'(ha)}{ha J_l(ha)} + \frac{K_l'(qa)}{aq K_l(qa)} \right)^{-1}$$
(3.18)

$$\frac{D}{A} = \frac{J_l(ha)}{K_l(qa)} \frac{B}{A}$$
(3.19)

Hierbei entspricht B/A dem Verhältnis der beiden Komponenten H_z und E_z .

Im linearen Fall können die Lösungen in zwei Klassen von Moden eingeteilt werden, nämlich TE- (tranversal elektrische) und TM- (transversal magnetische) Moden. Im Fall von zirkular polarisiertem Laserlicht gibt es ebenfalls zwei Lösungsklassen. Die Existenz zweier Lösungsklassen wird beim Betrachten von Glg. 3.16 ersichtlich, wenn man bedenkt, dass diese Gleichung quadratisch in $J'_l(ha)/haJ_l(ha)$ ist und man somit zwei Gleichungen gemäß der Wurzeln dieser quadratischen Gleichung annehmen kann. Die Eigenwerte dieser zwei Gleichungen entsprechen den zwei Modenklassen, den EH-Moden

$$\frac{J_{l+1}(ha)}{haJ_l(ha)} = \frac{n_1^2 + n_2^2}{2n_1^2} \frac{K_l'(qa)}{qaK_l(qa)} + \left(\frac{1}{(ha)^2} - R\right)$$
(3.20)

und den HE-Moden:

$$\frac{J_{l-1}(ha)}{haJ_l(ha)} = -\left(\frac{n_1^2 + n_2^2}{2n_1^2}\right)\frac{K_l'(qa)}{qaK_l(qa)} + \left(\frac{l}{(ha)^2} - R\right)$$
(3.21)

 mit

$$R = \left[\left(\frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \right)^2 \left(\frac{K_l'(qa)}{qaK_l(qa)} \right)^2 + \left(\frac{l\beta}{n_1k_0} \right)^2 \left(\frac{l}{q^2a^2} + \frac{1}{h^2a^2} \right)^2 \right]^{1/2}$$
(3.22)

Ein Sonderfall tritt auf für l = 0. In diesem Fall gilt $\partial/\partial \phi = 0$ und alle Komponenten der Moden sind radialsymmetrisch. Die EH-Mode kann dann mit $K'_0(x) = -K_1(x)$ zur TE-Mode vereinfacht werden

$$\frac{J_l(ha)}{haJ_0(ha)} = -\frac{K_1(qa)}{qaK_0(qa)},$$
(3.23)

wobei hier zusätzlich zu l = 0 gilt, dass A = C = 0. Setzt man diese beiden Bedingungen in Glg. 3.21 und Glg. 3.22 bzw. in die analogen Gleichungen für das Magnetfeld ein, so sieht man, dass die einzigen nichtverschwindenden Feldkomponenten H_r, H_z und E_{ϕ} sind. Den Eigenwerten β_m mit m = 1, 2, 3... entsprechen die Moden $\text{TE}_{lm} = \text{TE}_{0m}$.

Gleiches gilt für die HE-Moden, die im Fall l = 0 unter Anwendung von $K'_0(x) = -K_1(x)$ und $J_{-1}(x) = -J_1(x)$ als TM Moden bezeichnet werden.

$$\frac{J_l(ha)}{haJ_l(ha)} = -\frac{n_2^2 K_1(qa)}{qan_1^2 K_0(qa)}.$$
(3.24)

Hier verschwinden nun die Vorfaktoren B und D und bei gleicher Vorgehensweise wie bei Glg. 3.23 stellt man fest, dass in diesem Fall die Feldkomponenten E_r, E_z und H_{ϕ} erhalten bleiben. Analog werden die Moden als $TM_{lm} = TM_{0m}$ Moden bezeichnet.

Die Eigenwertgleichungen für die einzelnen Moden können graphisch gelöst werden, indem man beide Seiten der Gleichungen jeweils gegen ha aufträgt. Die Lösungen, also die in der Faser geleiteten Moden, entsprechen den Schnittpunkten der beiden Graphen. Die graphische Lösung Für die HE-Moden ist in Abb. 3.2, die für die EH-Moden in Abb. 3.3 und die für die TE-Moden in Abb. 3.4 dargestellt. Die Lösung der TM-Moden unterscheidet sich von der der *TE* Moden nur um den Faktor $-n_2^2/n_1^2$ und wurde daher nicht nochmal einzeln graphisch aufgetragen. Die linke Seite der Gleichung ist jeweils grün, die rechte Seite rot dargestellt. Da die rechte Seite der Gleichungen Glg. 3.20, Glg. 3.21, Glg. 3.23 und Glg. 3.24 für einen bestimmten Wert von ha gegen $\pm \infty$ läuft, liegen sämtliche Schnittpunkte der beiden Gleichungsseiten somit vor diesem Wert, der als normalisierte Frequenz V bezeichnet wird. Daher reicht es, den Bereich von 0 < ha < V zu betrachten. Für die normalisierte Frequenz gilt

$$V = k_0 a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2},$$
(3.25)



Abbildung 3.2: Graphische Lösung für die HE-Moden nach Glg. 3.21 mit willkürlichem V-Parameter: Die linke Seite der Gleichung ist jeweils grün, die rechte Seite rot dargestellt; die Schnittpunkte entsprechen den Moden, die die Lösung darstellen



Abbildung 3.3: Graphische Lösung für die EH-Moden nach Glg. 3.20 mit willkürlichem V-Parameter: Die linke Seite der Gleichung ist jeweils grün, die rechte Seite rot dargestellt; die Schnittpunkte entsprechen den Moden, die die Lösung darstellen



Abbildung 3.4: Graphische Lösung für die TE-Moden nach (3.23) mit willkürlichem V-Parameter: Die linke Seite der Gleichung ist jeweils grün, die rechte Seite rot dargestellt; die Schnittpunkte entsprechen den Moden, die die Lösung darstellen

wobei hier der Parameter a wiederum dem Kernradius entspricht. Je nachdem, wie diese einzelnen Größen, und somit auch V gewählt werden, kann die Faser genau eine, zwei usw. Moden leiten, da es entsprechend viele reelle Lösungen für die Propagationskonstante β gibt. Für den Modentyp HE gibt es selbst für kleine Werte von V eine Grundmode, nämlich HE₁₁. Single-Mode-Fasern führen nur die Fundamentalmode HE₁₁. Die Single-Mode-Bedingung ist für die HE- und EH-Moden für V < 3,832 erfüllt (siehe Abb. 3.2 und Abb. 3.3). Für die TM- und TE-Moden liegt dieser Abschneidewert, für den keine Mode, außer der HE_{11} -Mode existiert, bei V < 2,405. Anders ausgedrückt, für V < 2,405 existiert immer genau ein Schnittpunkt; somit wird nur die HE_{11} -Mode in der Faser geleitet. In Abb. 3.5 sind einige Moden niedriger Ordnung gegen den Brechungsindex $n = \beta/k_0$ aufgetragen. Der Brechungsindex bewegt sich hierbei zwischen dem Brechungsindex im Kern n_1 und dem Brechungsindex im Fasermantel n_2 . Die Abschneidewerte entsprechen den Schnittpunkten der einzelnen Moden mit $\beta/k = n_2$. Wie man sieht, existiert für V < 2,405 nur die Grundmode HE₁₁. Die Abschneidewerte der anderen Moden liegen bei größeren Werten für V.



Abbildung 3.5: Darstellung der normalisierten Propagationskonstanten β/k als Funktion von V für einige niedrige Moden; Quelle: [24]

Kapitel 4 Theorie der faseroptischen Dipolfalle

In Kapitel 2 wurde gezeigt, dass das Vorzeichen der Verstimmung eines Lasers in Bezug auf den entsprechenden atomaren Übergang bestimmt, ob der Laserstrahl eine anziehende (rotverstimmt) oder abstoßende (blauverstimmt) Kraft auf das Atom ausübt.

In Kapitel 3 wurde erläutert, dass die Länge, über die die Intensität des evaneszenten Feldes, das sich an der verjüngten Stelle der Faser ausbildet, abfällt, proportional zur Wellenlänge des entsprechenden Laserlichts ist. Je kürzer die Wellenlänge, desto schneller fällt das evaneszente Feld mit zunehmendem Abstand von der Faser ab. Durch Kombination dieser Ergebnisse kann man schließlich aus einem rot- und blauverstimmten Laserstrahl bestimmter Intensitäten im Abstand von einigen hundert Nanometern von der Faseroberfläche ein Potential zum Fangen von Atomen erzeugen. Der rotverstimmte Laserstrahl dient dazu, Atome zur Faser hin anzuziehen. Sein evaneszentes Feld reicht aufgrund seiner größeren Wellenlänge weiter ins Vakuum hinein, als das des blauverstimmten Lasers. Der repulsive blauverstimmte Laser hat die Aufgabe, die Atome am direkten Kontakt mit der Faseroberfläche zu hindern. Durch inelastische Stöße der Atome mit der Faser können die Atome der Falle entkommen. Außerdem können die Atome auch auf der Faser adsorbiert werden. Bei sehr kleinen Abständen zwischen dem Atom und der Faseroberfläche wirkt zusätzlich eine attraktive van-der-Waals-Kraft auf die Atome, so dass diese zur Faser hingezogen werden. Um dies zu vermeiden, muss die Intensität des blauverstimmten evaneszenten Feldes ausreichend groß gewählt werden. Durch Veränderung der relativen Laserleistungen kann sowohl die Fallentiefe, als auch der Abstand des Potentialminimums von der Faser variiert werden.

4.1 Faseroptische Dipolfalle mit linear polarisiertem Licht

In diesem Abschnitt wird das Dipolfallenpotential um eine ultradünne Glasfaser für den Fall linear polarisierter Fasermoden betrachtet. Auf die Atome wirkt dabei nicht nur das Dipolpotential U_d aufgrund der evaneszenten Felder, sondern auch das van-der-Waals Potential U_{vdW} , das zwischen den Atomen und der Faser herrscht. Somit setzt sich das Ge-



Abbildung 4.1: Fallenpotential parallel (blau) und senkrecht (rot gestrichelt) in Bezug auf die Polarisationsebene des linear polarisierten Laserlichts mit den Leistungen P(1064 nm) = 14 mW, P(780 nm) = 25 mW

	Fallentiefe: $ U_{dip} $	$Faserabstand: d_0$
parallel zur Polarisation	$0, 50 \mathrm{mK}$	$320\mathrm{nm}$
senkrecht zur Polarisation	$0,28\mathrm{mK}$	$300\mathrm{nm}$

Tabelle 4.1: Minimum der Fallentiefe und dessen Abstand von der Faseroberfläche für das Dipolfallenpotential aus linear polarisiertem Laserlicht bei Leistungen von $P_{(1064\text{nm})} = 14 \text{ mW}$ und P(780 nm) = 20 mW

samtpotential, das die Atome erfahren, aus der Summe dieser Einzelpotentiale zusammen.

$$U_{\rm ges}(r, z) = U_{\rm d}(r, z) + U_{\rm vdW}(r)$$
(4.1)

Für das Dipolfallenpotential aus zwei in x-Richtung linear polarisierten Laserstrahlen, das mit Glg. 2.13 aus der Summe der einzelnen Potentiale berechnet werden kann, ergibt sich

$$U_{\text{ges}}(r,\phi) = -\frac{1}{2} \left(\text{Re}(\alpha_1) |\mathbf{E}_1(r,\phi)|^2 + \text{Re}(\alpha_2) |\mathbf{E}_2(r,\phi)|^2 \right) + U_{\text{vdW}}(r)$$
(4.2)

wobei $|\mathbf{E}_{1,2}(r,\phi)|^2$ dem über eine Periode gemittelten elektrischen Feld des blau- $|\mathbf{E}_1(r,\phi)|^2$ bzw. rotverstimmten $|\mathbf{E}_2(r,\phi)|^2$ Laserstrahls außerhalb der Faser entspricht und es sich bei Re $(\alpha_{1,2})$ um den Realteil der Polarisierbarkeit der Atome im weit verstimmten elektrischen Feld handelt. Ein Beispiel für den Verlauf eines solchen Dipolfallepotentials ist in Abb. 4.1 dargestellt. Hier ist jeweils der Potentialverlauf in Abhängigkeit vom Abstand von der Faseroberfläche aufgetragen. Die blaue Kurve zeigt das Potential parallel und die rote gestrichelte Kurve das Potential senkrecht zur Polarisation des verwendeten Laserlichts. Wichtige charakteristische Größen des Potentials, die auch für das Fangen von Atomen



Abbildung 4.2: Dreidimensionale Darstellung des Potentials der faseroptischen Dipolfalle für linear polarisiertes Licht: Das tiefere Potential parallel zur Polarisation (x-Ebene) des verwendeten Laserlichts ist rechts und links unten zu sehen

eine Rolle spielen, sind die Fallentiefe U_{dip} und der Abstand dieses Fallenminimums von der Faseroberfläche d_0 . Diese Größen sind für das in Abb. 4.1 dargestellte Potential in Tab. 4.1 dargestellt. Wie man sieht, ist das parallele Potential deutlich tiefer als das senkrechte Potential. Dies liegt an den unterschiedlichen Stärken des evaneszenten Feldes je nach Orientierung der Polarisation der Feldmode in Bezug auf die Faseroberfläche. Zusätzlich wird in Abb. 4.2 das Potential für linear polarisiertes Laserlicht dreidimensional gezeigt. Hier ist das ausgeprägte Fallenminimum parallel zur Polarisation des Laserlichts der Dipolfallenlaser im Bild rechts und links gut zu erkennen.

Da das Potential aus der Differenz von zwei großen Termen gebildet wird, können selbst kleine Schwankungen der Intensität eines Laserstrahls zu einer großen Variation des Fallenminimums und dessen Abstand von der Faseroberfläche führen und somit Konsequenzen für das gesamte Fallenpotential nach sich ziehen. Dies kann zu höheren Heizraten, der in der Dipolfalle gefangenen Atome, und somit zum Atomverlust führen. So kann es z.B. leicht durch Reflexionen an den Faserenden oder im Übergangsbereich zur verjüngten Stelle der Faser zu Intensitätsmodulationen durch Interferenzen kommen. Solch eine Intensitätsschwankung durch eine Reflexion von z.B. 4 % kann für das gesamte Potential eine Intensitätsschwankung von 20 % bzw. bei einer Stehwelle sogar 40 % zur Folge haben. Um zu zeigen, wie sich unterschiedliche Leistungsverhältnisse des rot- und blauverstimmten Laserstrahls auf die Potentialtiefe und den Abstand des Potentialminimums von der Faser auswirken, sind die Potentialverläufe für den Fall linear polarisierte Laserlicht sowohl parallel, als auch senkrecht zur Polarisationsrichtung für verschiedene Leistungen in Abb.



Abbildung 4.3: Fallenpotential parallel (links) und senkrecht (rechts) in Bezug auf die Polarisationsrichtung der linear polarisierten Fasermoden mit den Leistungen: rot: P(1064 nm) = 11, 2 mW (-20%), P(780 nm) = 30 mW (+20%),

blau: P(1064 nm) = 14 mW, P(780 nm) = 25 mW,

grün: P(1064 nm) = 16, 8 mW (+20%), P(780 nm) = 20 mW (-20%)

Die Prozentangaben entsprechen der jeweiligen Abweichung von den Laserleistungen der blauen Kurve

4.3 dargestellt. In der Bildunterschrift wurde auch die jeweilige Abweichung der Laserleistungen von den Leistungen der grünen Kurve hinzugefügt. Bei Betrachtung von Abb. 4.3 wird deutlich, dass sowohl der Abstand von der Faseroberfläche, als auch die Potentialtiefe vom Verhältnis L = P(1064nm)/P(780 nm) abhängig sind. Je größer L, desto tiefer ist das Potential, aber desto kleiner ist auch der Abstand des Potentialminimums von der Faseroberfläche, und umgekehrt. Im Zusammenhang mit den in Abschnitt 7.3 dargestellten Speicherzeitmessungen wird dieses Problem noch intensiver diskutiert werden. Die Streurate eines Mehr-Niveau-Systems berechnet sich nach Glg. 2.14 analog zum Fallenpotential aus der Summe der Streuraten für beide Laserfelder

$$\Gamma_{Str} = \frac{1}{2\hbar} \left(\operatorname{Im} \left(\alpha_1 \right) \left| \mathbf{E}_1 \left(r, \phi \right) \right|^2 + \operatorname{Im} \left(\alpha_2 \right) \left| \mathbf{E}_2 \left(r, \phi \right) \right|^2 \right), \tag{4.3}$$

wobei Im $(\alpha_{1,2})$ dem komplexen Anteil der Polarisierbarkeit α entspricht.

Der AC Stark-Effekt, den die Atome im elektrischen Feld der Laserfelder erfahren, hat eine Verschiebung der Energieniveaus zur Folge. Im Fall von π -polarisiertem Licht, erfahren die einzelnen m_F -Unterniveaus des Grundzustands die gleiche Verschiebung. Dies bedeutet, die Verschiebung der Energieniveaus im quantenmechanischen Modell ist gerade proportional zur Fallentiefe des Dipolpotentials, siehe Abb. 2.4. Die Unterzustände des angeregten Zustand erfahren unterschiedliche Verschiebungen, was dazu führt, dass die Übergangsfrequenzen für die einzelnen Übergänge variieren. Zusätzlich variiert die Übergangsfrequenz jedes Übergangs aufgrund von Intensitätsveränderungen auch mit dem Abstand des Atoms von der Faser. Eine detaillierte Beschreibung dieser Effekte findet sich in der Doktorarbeit von Guillem Sague [25] und in Abschnitt 7.2 meiner Diplomarbeit.


Abbildung 4.4: Faserpotential für verschiedene Werte der Laserleistung des zirkular polarisierten Laserlichts:

rot: P(1064 nm) = 8, 4 mW, P(780 nm) = 16 mW;grün: P(1064 nm) = 7 mW, P(780 nm) = 20 mW;schwarz: P(1064 nm) = 5, 6 mW, P(780 nm) = 24 mW

4.2 Faseroptische Dipolfalle mit zirkular polarisiertem Licht

Da wir in den bisher durchgeführten Messungen linear polarisiertes Laserlicht zum Erzeugen der faseroptischen Dipolfalle verwendet haben, gehe ich im Folgenden nur kurz auf den Fall von zirkular polarisiertem Licht ein.

Hat das Laserlicht, das zum Erzeugen der faseroptischen Dipolfalle verwendet wird zirkulare Polarisation, so ergibt sich das Fallenpotential zu

$$U_{\rm ges}(r,z) = -\frac{1}{2} \left(\operatorname{Re}\left(\alpha_1\right) \left| \mathbf{E}_1\left(r\right) \right|^2 + \operatorname{Re}\left(\alpha_2\right) \left| \mathbf{E}_2\left(r\right) \right|^2 \cos^2\left(\beta_2 z\right) \right) + U_{\rm vdW}\left(r\right).$$
(4.4)

Das Potential ist in diesem Fall zylindersymmetrisch und weist keine ϕ -Abhängigkeit auf, d.h. das Potentialminimum und sein Abstand von der Faseroberfläche sind rund um die Faser gleich. Auch bei zirkular polarisiertem Licht wirkt sich eine Schwankung der Laserleistung auf die Tiefe und den Abstand des Potentialminimums von der Faseroberfläche aus. In Abb. 4.4 sind neben dem effektiven Dipolfallenpotential $U_{\text{ges}}(r, z)$ für P(1064 nm) = 14 mW und P(780 nm) = 20 mW die Potentiale für Variation beider Laserleistungen um 20% in jeweils entgegengesetzter Richtung aufgetragen. Auch hier nimmt mit zunehmender Leistung der rotverstimmten Stehwelle und abnehmender Leistung des blauverstimmten Laserstrahls die Fallentiefe zu und der Abstand von der Faseroberfläche ab. Die Energieverschiebung der m_F -Unterzustände des Grundzustands ist bei zirkular polarisiertem Licht nicht mehr gleich für alle Unterzustände. Dies war ein Grund, warum wir zunächst linear polarisiertes Licht für unsere Messungen verwendeten. Für zirkular polarisiertes Laserlicht hängt das Dipolfallenpotential vom jeweiligen m_F -Zustand, in dem sich das gefangene Atom befindet, ab. Für die Beschreibung kann das klassische Bild des Dipolfallenpotentials nur bei Mittelung über die magnetischen Unterzustände oder bei Betrachtung eines einzelnen magnetischen Unterzustands herangezogen werden.

Kapitel 5 Beschreibung des experimentellen Aufbaus

In diesem Teil meiner Diplomarbeit werde ich die einzelnen Elemente unseres Experiments näher beschreiben. Hierzu teile ich die Anordnung zur übersichtlicheren Beschreibung in mehrere Sektionen ein. Zunächst erläutere ich den Aufbau des Kühllasers und des Rückpumperlasers, die zur Realisierung der MOT benötigt werden. Danach stelle ich den Aufbau des resonanten Abfragelasers vor und beschreibe den Aufbau der Dipolfallen Laser, die in Bezug auf die D_1 - und D_2 -Linie des Cäsium-Atoms rot- und blauverstimmt sind und die das Potential der faseroptischen Dipolfalle erzeugen. Außerdem werde ich das Vakuumsystem unseres Experiments und das Magnetfeld, das für die Erzeugung der MOT benötigt wird, näher erläutern. Darüber hinaus berichte ich über die Wahl der von uns verwendeten verjüngten Glasfaser und gehe näher auf das Problem der Faservibrationen ein, die ein Umladen von der Freistrahl-Dipolfalle in die faseroptische Dipolfalle verkomplizierten.

5.1 Aufbau des Kühllaser- und des Rückpumperlaser-Systems

Der Kühllaser und der Rückpumperlaser dienen zum Kühlen und Fangen der Cäsium-Atome aus dem Hintergrundgas in der MOT, aus der wiederum die Atome in die Freistrahl-Dipolfalle bzw. in die Faserdipolfalle umgeladen werden können. Bevor die Atome in einem dieser beiden Dipolfallentypen gefangen werden können, müssen sie vorgekühlt werden. Die Temperatur der in der MOT gefangenen Atome entspricht gerade der Dopplertemperatur von Cäsium $T_D = 125 \,\mu \text{K}$ (siehe Abschnitt: 2.1). Abb. 5.1 zeigt eine Skizze des entsprechenden Laseraufbaus auf dem optischen Tisch. Sowohl der Kühllaser, als auch der Rückpumperlaser sind Diodenlaser (Sacher) in Littrow bzw. Littman-Anordnung, die mittels Dopplerfreier Spektroskopie frequenzstabilisiert werden können.



Abbildung 5.1: Aufbau des Kühl- und des Rückpumperlasers: der Laserstrahl des Kühllasers ist grün und der des Rückpumperlasers ist blau dargestellt

5.1.1 Der Kühllaser

Beim Kühllaser handelt es sich um einen MOPA (Master Oscillator Power Amplifier). Diese Anordnung besteht aus einem Master-Laser, also einem gitterstabilisierten Diodenlaser, und einem optischen Verstärker (TA: engl.: tapered amplifier), der die Ausgangsleistung in unserem Fall auf 500 mW erhöht. Der Kühllaser hat einen zusätzlichen Ausgang geringer Leistung, so dass mit Hilfe eines Spektroskopieaufbaus der Master-Laser frequenzstabilisiert werden kann.

In unserem Experiment wird der D_2 -Übergang der Cäsium Atome bei 852 nm als Kühlübergang verwendet. Der Grund hierfür ist, dass das Dipolübergangsmatrixelement des D_2 -Übergangs größer ist, als das des D_1 -Übergangs. Somit ist auch die Wahrscheinlichkeit einer Anregung bzw. die Polarisierbarkeit des D_2 -Übergangs entsprechend größer, als die des D_1 -Übergangs. Der Kühlübergang der MOT ist $6^2 S_{1/2}, F = 4$ nach $6^2 P_{3/2}, F' = 5$, wobei der Kühllaser mit Hilfe eines dopplerfreien Spektroskopieaufbaus auf das Cross-Over-Signal der Übergänge $6^2 S_{1/2}, F = 4$ und $6^2 P_{3/2}, F' = 3/5$ frequenzstabilisiert wird. Dieses Cross-Over-Signal ist etwa 226 MHz gegenüber dem Kühlübergang rotverstimmt. Mit Hilfe eines akusto-optischen Modulators (AOM) im Doppelpass-Aufbau lässt sich die Frequenz weiter erhöhen, bis die rote Verstimmung gegenüber dem Kühlübergang gerade der halben Linienbreite $\Gamma/2 = 2\pi \cdot 2,61 \text{ MHz}$ entspricht. Bei dieser Verstimmung werden die Atome bis zur Dopplertemperatur von $T_D = 125 \,\mu\text{K}$ gekühlt. Mit Hilfe des AOMs lässt sich die Frequenz des Kühllaserstrahls um ca. 80 MHz weiter rot verstimmen, so dass eine effiziente Subdoppler-Kühlung möglich ist. Bei dieser Möglichkeit der Frequenzvariation bleibt die Strahllage des Laserstrahls und somit auch die Kopplungseffizienz in die Faser konstant. Der Kühlstrahl wird über eine Faser zum Faser-Cluster geführt, in dem die Laserleistung auf die sechs Strahlen aufgeteilt wird, die für den Betrieb der MOT nötig sind. Der Faser-Cluster (Schäffter und Kirchhoff GmbH) dient dazu, das korrekte Leistungsverhältnis und die richtige Polarisation der MOT-Kühlstrahlen zu gewährleisten. Um eine möglichst große MOT mit einer großen Atomzahl zu formen, haben unsere Kühlstrahlen einen Durchmesser von ca. 1,3 cm, da die Atomzahl mit dem Strahldurchmesser skaliert. Mit zunehmender Atomzahl in der MOT wächst natürlich auch die Wahrscheinlichkeit, dass möglichst viele Atome in die entsprechende Dipolfalle gekühlt werden.

5.1.2 Der Rückpumperlaser

Zum Kühlen von Atomen mit Hilfe der Doppler-Kühlung sollte ein geschlossener Kühlzyklus vorliegen. Der von uns verwendete Kühlübergang kann als annähernd geschlossen angesehen werden, allerdings kann jedoch trotz der Verstimmung des Kühlstrahls um ca. 250 MHz vom Übergang $6^2 S_{1/2}$, F = 4 nach $6^2 P_{3/2}$, F' = 4, dieser Übergang mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 1/2500 angeregt werden. Nach dem Übergang zum Zustand $6^2 P_{3/2}$, F = 4 können die Cäsium-Atome nach der Auswahlregel $\Delta F = 0, \pm 1$ in den Zustand $6^2 S_{1/2}$, F = 3 zerfallen und gehen somit dem Kühlzyklus verloren. Der Rückpumperlaser führt diese Atome wieder in den Kühlzyklus zurück, indem er den Übergang $6^2 S_{1/2}$, F = 3 nach $6^2 P_{3/2}$, F' = 4 anregt (siehe Abb. 5.2).



Abbildung 5.2: Darstellung des D1- und D2-Übergangs im Cäsium-Atom

Die maximale optische Ausgangsleistung des Rückpumperlasers beträgt 45 mW. Ein Teil seiner Leistung wird durch einen Strahlteiler abgespalten und mit Hilfe eines dopplerfreien Polarisations-Spektroskopieaufbaus zur Frequenzstabilisierung verwendet. Beim Durchstimmen des Lasers erhält man ein Polarisations-Spektrum. Der Rückpumperlaser wird auf das Cross-Over-Signal der Übergänge $6^2S_{1/2}$, F = 3 und $6^2P_{3/2}$, F' = 2/4 frequenzstabilisiert, das etwa 175 MHz unterhalb des Rückpump-Übergangs liegt und der verbleibende Laserstrahl wird wiederum durch einen AOM in Doppelpass-Konfiguration geleitet und erfährt dabei eine Frequenzverschiebung von etwa $2 \cdot 85$ MHz, wodurch seine letztendliche Frequenz in etwa der des gewählten, oben beschriebenen Rückpumpübergangs entspricht. Danach gelangt der Laserstrahl ebenfalls über die gleiche Faser wie der Kühllaser zum Faser-Cluster, der auch die Laserleistung des Rückpumperlasers auf die sechs MOT-Strahlen aufteilt. Insgesamt liegt das Leistungsverhältnis der Rückpumperlaser Leistung zur Kühllaser Leistung am Ort der Laserkühlung bei etwa 1/100.

Die Leistung der horizontal in der x- und y-Ebene verlaufenden MOT-Strahlen beträgt 25 mW pro Strahl und die der vertikal verlaufenden Strahlen 12,5 mW bei einem maximalen TA-Strom von 2000 mA bzw. einer TA-Ausgangsleistung von 400 mW.



Abbildung 5.3: Laseraufbau der Dipolfallen-Laser und des Abfragelasers: der blauverstimmte Laser ist blau, der rotverstimmte Laser rot und der Abfragelaser grün dargestellt

5.2 Aufbau des Dipolfallen-Laser-Systems und des Abfragelaser-Systems

Die Laserstrahlen, die zum Erzeugen des Dipolfallenpotentials durch die Faser geleitet werden, haben eine Wellenlänge von 782 nm und 1064 nm. Der Abfragelaser dient zur Detektion und Spektroskopie der in der faseroptischen Dipolfalle gefangenen Atome auf zwei unterschiedliche Weisen. Diese werden im Folgenden genauer beschrieben. In Abb. 5.3 ist eine Skizze dieses Laseraufbaus dargestellt.

5.2.1 Der Abfragelaser

Der Abfragelaser (Sacher Laser, Lion) ist ein gitterstabilisierter Diodenlaser in Littrow-Konfiguration und hat eine maximale optische Ausgangsleistung von 25 mW. Abb. 5.4 zeigt eine Skizze des Laseraufbaus. Ein Teil der Laserleistung wird abgespalten und zur Frequenzstabilisierung durch einen Polarisations-Spektroskopieaufbau geleitet. Die Frequenzstabilisierung findet, wie auch schon beim Kühllaser, auf das Cross-Over-Signal der Übergänge von $6^2 S_{1/2}$, F = 4 und $6^2 P_{3/2}$, F' = 3/5 statt, wobei auch in diesem Fall ein AOM in Doppelpass-Konfiguration genutzt wird, um die Frequenz des Laserstrahls um ca. ± 40 MHz durchstimmen zu können. Durch die zusätzliche Verschiebung um etwa 226 MHz ist der Strahl in Resonanz mit dem Übergang von $6^2 S_{1/2}$, F = 4 nach $6^2 P_{3/2}$, F' = 5. Dieser Laserstrahl zur Detektion der in der faseroptischen Dipolfalle (siehe Kapitel 7) und in der Freistrahl-Dipolfalle (siehe Kapitel 6) gefangenen Atome mit einem Strahlteiler in zwei Teile aufgespalten.

Ein kleiner Teil der Leistung des Abfragelasers wird durch die ultradünne Faser in der Vakuumkammer geleitet, um die gefangenen Atome mit Hilfe einer Absorptionsmessung zu detektieren. Die im Potential der Faserfalle gefangenen Atome absorbieren Photonen des resonanten Abfragelasers und reemittieren sie in alle Raumrichtungen. Somit gehen die Photonen mit einer sehr großen Wahrscheinlichkeit dem durch die Faser geführten Strahl verloren und dessen Leistung fällt exponentiell mit der Zahl der gefangenen Atome. Der transmittierte Anteil des Laserstrahls wird nach dem Verlassen der Faser in einen Detektionsbereich geleitet, wo er von den rot- und blauverstimmten Dipolfallen-Laserstrahlen getrennt und seine Leistung mit Hilfe einer Lawinen-Photodiode (APD: engl. Avalanche Photodiode) gemessen wird.

Der andere Teil des Abfragelasers wird, nachdem er mit Hilfe eines Teleskopaufbaus auf etwa 4,5 mm aufgeweitet wurde, von unten annähernd vertikal nach oben durch die Vakuumkammer geleitet und trifft auf den Chip einer CCD-Kamera, um ein Absorptionsbild der externen Dipolfalle aufzunehmen. Die Photonen dieses resonanten Laserstrahls werden von den in der Freistrahl-Dipolfalle gefangenen Atome absorbiert und ebenso in alle Raumrichtungen reemittiert. Somit werden die gefangenen Atome der Dipolfalle als Schattenbild sichtbar. Die Aufweitung des Strahls ist nötig, um die gesamte Dipolfalle abbilden zu können.

In beiden Fällen ist eine Verstimmungsmöglichkeit des Abfragelasers durch den AOM Doppelpass-Aufbau von Vorteil, da die Energieniveaus der Cäsium-Atome in beiden Dipolfallen-Typen aufgrund des AC Stark-Effekts verschoben sind und somit auch die Resonanzfrequenz des angeregten Übergangs größer ist als im unverschobenen Zustand.

5.2.2 Der rotverstimmte Dipolfallen-Laser: Nd:YAG

Ein Nd:YAG Laser (SpectraPhysics, Excelsior) übernimmt in unserem Experiment die Aufgabe des rotverstimmten Lasers, der den attraktiven Potentialanteil der Faserdipolfalle erzeugt. Seine Wellenlänge liegt bei 1064 nm. Aufgrund seiner Frequenzstabilität (< 10 MHz), seinem geringen Rauschen (< 0, 2% rms) und seiner großen Kohärenzlänge ($\approx 1 \text{ km}$) fiel die Wahl auf diesen DPSS-Laser (Diode Pumped Solid State-Laser: deutsch: Dioden gepumpter Festkörperlaser) mit einer maximalen Leistung von 650 mW. Der Laserstrahl wird mit Hilfe eines Strahlteilers in zwei Teile aufgeteilt. Der eine Teil wird nach dem passieren eines AOMs, der zum Schalten des Laserstrahls dient, über eine Faser zum Seitenfenster der Vakuumkammer geführt. Dieser Laserstrahl wird durch ein in der Vakuumkammer befindliches Mikroskopobjektiv fokussiert und bildet die Freistrahl-Dipolfalle. Der andere Teil wird abermals aufgespalten



Abbildung 5.4: Laseraufbau des Abfragelasers

und von beiden Seiten durch die ultradünne Faser geleitet, wodurch die rotverstimmte Stehwelle der Faserdipolfalle entsteht.

5.2.3 Der blauverstimmte Dipolfallen-Laser: Diodenlaser

Zur Erzeugung des repulsiven Potentialanteils der faseroptischen Dipolfalle wird ein gitterstabilisierter Diodenlaser (Toptica, DL100) mit einer Wellenlänge von 782 nm und einer maximalen optischen Ausgangsleistung von 150 mW verwendet. Ein schmalbandiger Bandpassfilter (Thorlabs, FL780-10) mit einer Breite von etwa 10 nm wurde in den Strahlverlauf des blauverstimmten Lasers eingefügt, um den langwelligen Untergrund, besonders im Bereich von 850 nm, aus dem Frequenzspektrum zu beseitigen. Danach durchläuft der Laserstrahl, genau wie der rotverstimmte Laserstrahl, zunächst einen AOM Doppelpass-Aufbau, der zum Schalten bzw. Stabilisieren der Leistung verwendet wird, und wird durch einen dichroitischen Spiegel mit dem rotverstimmten Laserstrahl überlagert und von einer Seite in die verjüngte Glasfaser geführt. Um die Stabilität der Laserfrequenz während der Messung zu überprüfen, wurde ein Scanning Fabry-Perot Spektrumanalysator zur Auflösung der longitudinalen Moden in den Aufbau eingefügt.

5.3 Der Detektionsaufbau

Der Detektionsaufbau, mit dem die Transmission des durch die Faser geleiteten Abfragelasers gemessen wird, ist in Abb. 5.3 unten links zu sehen. Der gesamte Detektionsaufbau ist durch einen Kasten gegen Streulicht von außen geschützt. Über ein Teleskop werden die einfallenden Laserstrahlen um das 2.5-fache aufgeweitet und hierdurch die Intensität der Laserstrahlen verringert, um die darauf folgenden Interferenzfilter zu schonen. Da die Leistung des Abfragelasers bei etwa 1 pW liegt und somit um 10 Größenordnungen kleiner ist, als die Leistung der Laser zum Erzeugen der faseroptischen Dipolfalle, ist eine starke Abschwächung dieser Strahlen nötig. Die Leistung des Abfragelasers ist so klein gewählt, um die gefangenen Atome nicht zu sättigen und somit die Heizraten bzw. die Verluste beim Messen möglichst gering zu halten. Zwei schmalbandige Bandpassfilter bei 850 nm (Thorlabs, FL850 - 10, $OD = 2 \times 5$) schwächen die überlagerten rot- und blauverstimmten Laserstrahlen um 100 dB ab. Ein Großteil der Leistung des rotverstimmten Strahls wird allerdings schon durch den dichroitischen Spiegel, der nach dem Faserausgang platziert ist, reflektiert und stört somit die Detektion des Abfragestrahls nicht. Das transmittierte Laserlicht gelangt über eine Multi-Moden Glasfaser zur APD (PerkinElmer, C30902E). Bei einer angelegten APD Spannung von 224 V erhält man zusätzlich einen Verstärkungsfaktor von 150, der sogar die Detektion von Lichtsignalen im pW-Bereich bei Einzelmessungen ermöglicht. Wird über eine große Anzahl von Einzelmessungen gemittelt, lassen sich auch Signale im fW-Bereich mit gutem Signal-zu-Rausch-Verhältnis messen. Das mit der APD detektierte Signal wird von uns mit Hilfe eines digitalen Oszilloskops ausgelesen.



Abbildung 5.5: Spektroskopie zur Frequenzstabilisierung:

a) Funktionsprinzip der gewöhnlichen Sättigungsspektroskopie;

b) Funktionsprinzip der Polarisations-Spektroskopie

5.4 Spektroskopie zur Frequenzstabilisierung

Die Frequenzen des Kühllaser, des Rückpumperlaser und besonders des Abfragelaser müssen mit einer Genauigkeit, die unter der natürlichen Linienbreite des Kühlübergangs liegt, auf die entsprechenden Übergänge stabilisiert werden. Hierfür findet in unserem Experiment sowohl die dopplerfreie Sättigungsspektroskopie, als auch die Polarisations-Spektroskopie Anwendung, siehe Abb. 5.5.

5.4.1 Sättigungsspektroskopie

Die Sättigungsspektroskopie wird eingesetzt, um z.B. die Hyperfeinstruktur im Absorptionsspektrum eines atomaren Gases auflösen zu können, dessen einzelne Linien aufgrund des Doppler-Effekts verbreitert sind. Hierfür wird ein Laserstrahl mit einer hohen Intensität durch eine Dampfzelle geleitet, die mit dem entsprechenden Dampf des zu spektroskopierenden Elements, in unserem Fall Cäsium-Dampf, gefüllt ist. Die Intensität dieses Laserstrahls, dem sogenannten Pumpstrahl, sollte knapp unter der atomaren Sättigungintensität liegen. Bei Cäsium liegt diese Sättigungsintensität bei etwa $I_S = 1, 1 \text{ mW}/(\text{cm}^2)$ [16]. Dieser Strahl wird nach dem Durchqueren der Gaszelle stark abgeschwächt, in sich selbst rückreflektiert, abermals durch die Dampfzelle geleitet und trifft anschließend auf eine Photodiode, siehe Abb. 5.5 a). Er fungiert hierbei als Abfragestrahl. Aufgrund des Doppler-Effekts regen die beiden annähernd gegenläufigen Laserstrahlen Atome unterschiedlicher Geschwindigkeitsklassen an. Ist ein Laserstrahl jedoch mit einem Übergang eines Atoms der Geschwindigkeitsklasse $v = 0 \frac{m}{s}$ in Resonanz, so ist dies auch der gegenläufige Laserstrahl. Da der Pumpstrahl bereits die meisten Cäsium-Atome anregt, kann der zurücklaufende Abfragestrahl nur wenige Atome anregen. Die Absorption des abgeschwächten Abfragestrahls erfährt an dieser Stelle einen lokalen Einbruch, der mit der Photodiode in Form eines Leistungsanstiegs registriert wird. Die Absorptionseinbrüche, die in diesem Spektrum zu erkennen sind, werden auch Lampdips genannt. Sie weisen keine Dopplerverbreiterung, auf und erreichen im Grenzfall verschwindender Sättigung die natürlichen Linienbreite von Cäsium.

5.4.2 Polarisations-Spektroskopie

Bei der Polarisations-Spektroskopie wird ein Pumpstrahl mit zirkularer Polarisation und ein Abfragestrahl mit einer linearen Polarisation unter 45° bezüglich des Polarisationsstrahlteilers der differentiellen Photodiode gewählt, d.h. der Abfragestrahl besteht zu gleichen Teilen aus σ^+ - und σ^- -polarisiertem Licht. In unserem Fall sind der Polarisationsstrahlteiler und die zwei dahinter befindlichen Photodioden zu einer sogenannten differentiellen Photodiode in einem Gehäuse zusammengefasst, siehe Abb. 5.5 b). Die Signale der beiden Photodioden werden voneinander abgezogen, so dass man ein Polarisations-Spektrum erhält. Trifft der Abfragestrahl auf den Polarisationsstrahlteiler, so ist das Signal beider Photodioden gleich groß und die Differenz ergibt Null.

Der zirkular z.B. σ^+ -polarisierte Pumpstrahl induziert in der Gaszelle optische Übergänge mit der Auswahlregel $\Delta m = 1$ zwischen den entarteten m_F -Zuständen, wobei hier m_F die Quantenzahl der Projektion des Gesamtdrehimpulses auf die Propagationsrichtung des Pumpstrahls darstellt. Es werden jedoch nicht alle m_F -Unterzustände gleich entleert bzw. bevölkert, wodurch die Besetzung von der des thermischen Gleichgewichts abweicht. Die Atome bekommen somit eine räumliche Orientierung und die Brechungsindizes und Absorptionskoeffizienten der σ^+ - und σ^- -polarisierten Komponenten des Abfragestrahls unterscheiden sich voneinander. Passiert der Abfragestrahl nun den gleichen Bereich der Gaszelle in entgegengesetzter Richtung zum Pumpstrahl, so wird die Polariationsebene des linear polarisierten Lichts etwas gedreht, der Anteil von σ^+ - und σ^- -polarisiertem Licht ist nicht mehr gleich und die Polarisation wird zusätzlich leicht elliptisch. Somit ist die Differenz der Signale der Photodioden nicht mehr gleich Null.

Dieses Signal ist, ebenso wie das der Sättigungsspektroskopie, dopplerfrei. Im Resonanzfall sind die Brechungsindizes und Absorptionskoeffizienten für beide zirkularen Komponenten gleich und die Differenz der Signale beträgt somit Null, d.h. um einen bestimmten Übergang resonant anzuregen, muss der Laser auf den Nulldurchgang des entsprechenden Polarisations-Spektrums frequenzstabilisiert werden. Mit Hilfe dieses Fehlersignals lässt sich die Frequenz eines Diodenlasers über eine Rückkopplung auf dessen Gittersteuerung mittels eines PID-Reglers (Proportional-Integral-Differential-Regler: "Lock-Box") stabilisieren.

5.5 Das Vakuumsystem

Bei der Vakuumkammer unseres Experiments handelt es sich um eine aus Edelstahl (304L-Stahl) gefertigte Kammer mit einer speziellen für 852 nm ausgelegten Antireflexbeschichtung der Fenster.

Der Pumpenaufbau des Vakuumaufbaus unseres Experiment bestand zunächst aus einer Ölfreien Scroll-Vorpumpe (Leybold, SC15D) und einer magnetisch gelagerten Turbopumpe (Pfeiffer, TPH200). Mit dieser Pumpenkombination wurde ohne vorhergehendes Ausheizen der Vakuumkammer ein Druck $< 10^{-9}$ mbar erreicht. Als großes Problem für die Durchführung des Experiments stellten sich jedoch Vibrationen der Faser heraus. Da diese Vibrationen von der Turbopumpe hervorgerufen wurden, wurde zunächst ein Dämpfungskörper zwischen die Turbopumpe und die Vakuumkammer eingebaut. Dies verringerte die Vibrationen der ultradünnen Faser zwar, konnte sie aber nicht vollständig beseitigen. Daher wurde zusätzlich eine Ionengetterpumpe (Varian, StarCell150) an die Vakuumkammer angeschlossen. Turbopumpe und Ionengetterpumpe sind über die Enden eines T-Stücks mit der Vakuumkammer verbunden, siehe Abb. 5.6. Vor der Turbopumpe befindet sich ein Schieberventil (VAT), das geschlossen wird, sobald der Enddruck errreicht worden ist. Danach wird die Turbopumpe heruntergefahren und die Iongetterpumpe sorgt für die Aufrechterhaltung des Vakuums. Hierdurch kann ein Druck im Bereich von $< 10^{-10}$ mbar erreicht werden.

Das Cäsium-Hintergrundgas wird in unserem Experiment über einen Dispensor (SAES Getters) zugeführt. Die Cäsiumabgabe kann somit durch Anlegen eines elektrischen Stroms kontrolliert werden. Das in den Dispensoren erhaltene Gemisch aus Cäsiumchromat und Aluminium reagiert unter Zugabe von Wärme und gibt atomares Cäsium in die Vakuumkammer ab. Zum Laden unserer MOT benutzen wir einen Strom von etwa 3 A. Der Druck bei eingeschalteten Dispensoren steigt bis in den Bereich von 10⁻⁹ mbar. Um den Druck während der Messung möglichst gering zu halten, kann der Dispensorstrom unmittelbar vor Beendigung des Ladevorgangs der MOT ausgeschaltet werden.

Die Durchführung der Glasfaser in die Vakuumkammer erfolgt über eine konische Teflon Ferrule, wobei die beiden Enden der Glasfaser durch zwei kleine Löcher in dieser Ferrule verlaufen. Die Ferrule ist mit Hilfe einer Überwurfmutter (Swagelok) am entsprechenden Flansch festgeschraubt und gequetscht. Im Vakuum kann der Faserhalter mit Hilfe einer Mikrometerschraube um einige Millimeter nach oben und unten bewegt werden, siehe Abb. 5.6.

5.6 Das Magnetfeld

Das quadrupolförmige Magnetfeld, das neben den Kühl- und den Rückpumperlaserstrahlen für den Betrieb der MOT notwendig ist, wird von einem Antihelmholtzspulenpaar erzeugt. Der Gradient dieses Magnetfeldes beträgt 10 Gauß/cm. Mit Hilfe von vier Kompensationsspulen, die sich an zwei jeweils gegenüberliegenden Flanschen der Vakuumkammer befinden, kann der Nullpunkt des Magnetfeldes innerhalb eines bestimmeten Bereichs ver-



Abbildung 5.6: Darstellung der Vakuumkammer: die MOT-Strahlen sind grün und der Laserstrahl der externen Dipolfalle ist rot dargestellt

schoben werden, zum einen, um das Magnetfeld auszubalancieren und somit eine stabile MOT zu erreichen, zum anderen um die MOT schließlich mit der verjüngten Stelle der Faser zu überlagern.

5.7 Die verjüngte Glasfaser

Die zunächst für die Experimente mit der Freistrahl-Dipolfalle von uns verwendete Faser war eine polarisationserhaltende (PM: polarisation maintaining) Faser (Liekki, Passive – 10/125 - PM) mit einem Kerndurchmesser von 10 μ m und einen Manteldurchmesser von 125μ m. Die numerische Apertur beträgt bei der oben beschriebenen Faser NA = 0,078. Dieser Fasertyp besitzt eine sogenannte "Panda"-Struktur, d.h. er enthält um den Kern zwei Stäbe aus Bor-Silikat Glas mit einem Temperaturausdehnungkoeffizienten, der sich von dem des umgebendem Glasmaterials unterscheidet. Hierduch baut sich beim Erkalten der Faser nach dem Ziehprozess eine anisotrope Spannung auf, durch die die Rotationssymmetrie des Kernbrechungsindex gebrochen wird. Dies hat eine Doppelbrechung zur Folge. Steht die Polarisation des Laserlichts parallel zur schnellen oder langsamen Achse des Kernbrechungsindex, so bleibt die Polarisation über den gesamten Faserverlauf trotz Temperaturschwankungen oder mechanischen Druck erhalten. Wir konnten überprüfen, dass auch bei einer verjüngten Faser die Polarisation erhalten bleibt.

Der Verjüngungsprozess zur Fertigung der ultradünnen Glasfaser findet in der gruppeneigenen Faserziehanlage statt. Der Faserdurchmesser liegt nach dem Verjüngen der Faser an der ultradünnen Stelle bei etwa 500 nm. Im verjüngten Bereich der Glasfaser ist das Verhalten der Polarisation jedoch unbekannt. Der Ubergang zum verjüngten Bereich der Glasfaser ist in drei Bereiche mit unterschiedlichen Steigungswinkeln unterteilt. Die unterschiedlichen Steigungswinkel wurden entsprechend gewählt, um einerseits einen möglichst kurzen Übergang in den verjüngten Bereich zu erhalten und andererseits einen adiabatischen Verlauf zu gewährleisten. Ab einem Faserradius von etwa 20 μm geht die $\mathrm{HE}_{11}\text{--}$ Grundmode des Kerns in die HE₁₁-Grundmode des Fasermantels über. In diesem Bereich koppeln allerdings die HE_{11} - und die HE_{12} -Mode des Fasermantels. Dies ist auf einen Impulsübertrag zwischen den beiden Mantel-Moden zurückzuführen, der durch Störungen der Propagation der Fasermoden hervorgerufen wird. Solch eine Störung kann z.B. ein zu steiler Ubergang zum verjüngten Teil der Faser darstellen. Da die HE_{12} -Mode im Bereich der Fasertaille nicht mehr vom Fasermantel geführt wird, führt eine Kopplung mit dieser Mode zu einem Transmissionsverlust. Daher sollte eine Kopplung an diese Mode vermieden werden. Die Kopplung zwischen den beiden HE-Moden ist am geringsten, wenn folgender Zusammenhang zwischen dem Steigungswinkel $\Omega(z)$ des Ubergangsbereichs und den Propagationskonstanten der Mantel-Moden β_{11} und β_{12} besteht [26]

$$\Omega(z) < \frac{r(z)}{\Delta L} = \frac{r(z)(\beta_1 - \beta_2)}{2\pi}.$$
(5.1)

Hierbei ist r(z) der Radius der Glasfaser und ΔL der Längenskala der Schwebung, auf der die beiden Mantel-Moden Energie austauschen. Wie man an Glg. 5.1 sieht, darf der

Steigungswinkel in den Bereichen, in denen sich die beiden Propagationskonstanten stark unterscheiden, größer sein, als in anderen Bereichen. In den Randgebieten des Übergangs zum verjüngten Teil der Faser ist dies der Fall. Der Steigungswinkel beträgt hier in unserem Fall 3 mrad. Im mittleren Bereich des Übergangs liegen die Werte der Propagationskonstanten allerdings sehr nahe beieinander, so dass der Steigungswinkel hier mit 1 mrad sehr klein gewählt wurde. Eine ausführlichere Beschreibung dieses Themas findet sich in der Doktorarbeit von Florian Warken [23].

Nach der Montage der Ionengetter Pumpe an dem Vakuumaufbau unseres Experiments wurde ein anderer Fasertyp als ultradünne Faser verwendet. Alle Experimente mit der faseroptischen Dipolfalle wurden mit dieser Faser durchgeführt. Der neu ausgewählte Fasertyp Liekki Passive-10/123 besitzt annähernd die selben Eigenschaften, wie der zuvor verwendete Fasertyp, ist jedoch nicht polarisationserhaltend. Der Grund für diese Entscheidung war die Vermutung, das aufgrund der "Panda"-Struktur der polarisationserhaltenden Faser kein adiabatischer Übergang zwischen dem normalen und dem verjüngten Faserbereich stattfindet und sich somit zusätzlich zur Stehwelle des rotverstimmten Lasers eine blauverstimmte Stehwelle im evaneszenten Feld ausbildet. Vor dem Einbau dieser Faser testeten wir mehrere unterschiedliche Fasertypen auf ihre Transmission nach dem Verjüngen. Außerdem wurde ihre Transmission und ihre Stabilität gegenüber äußeren Einflüssen, wie z.B. Erwärmen oder leichtes Biegen, im Vorvakuum (10^{-3} mbar) untersucht. Die von uns letztendlich gewählte Faser hatte nach dem Verjüngungsvorgang eine Transmission von etwa 90% (siehe Abb. 5.7) und zeigte sich im Vakuum selbst nahe der Zerstörschwelle für Glasfasern (10 GW/cm²) als robust gegenüber hohen Intensitäten. Trotz fehlender Kühlung durch Konvektion im Vakuum war eine stabile Transmission selbst bei 250 mW möglich. Die Abschneidewellenlänge der Faser liegt bei 914 nm, d.h. für die von uns verwendete Wellenlänge von 852 nm ist die Single-Mode-Bedingung für die Faser nicht erfüllt. Die Oszillationen der Transmission in Abb. 5.7 stammen also von Interferenzen der Grundmode mit der nächst höheren Mode.

5.7.1 Vibrationen der Glasfaser

Um die Vibrationen der Glasfaser sichtbar zu machen, platzierten wir vor einem Seitenfenster der Vakuumkammer eine Photodiode und leiteten von der gegenüberliegenden Seite aus eine auf die Faser fokkusierten Laserstrahl durch die Kammer. Nachdem sich der Strahl im Taillenanschluss aufweitet, trifft ein Teil seiner Leistung auf die Photodiode und kann dort detektiert werden. Für den Laserstrahl verwendeten wir den stark abgeschwächten Strahl der Freistrahl-Dipolfalle, da dieser bereits durch ein im Vakuum befindliches Linsensystem auf die Faser fokussiert wurde. Befand sich die Faser im Ruhezustand, so war das mit der Photodiode gemessene Signal konstant. Bei Vibrationen der Faser variierte das detektierte Signal entsprechend. Die Schwankungen in der detektierten Leistung entsprechen gerade den Bewegungen der Faser. Da die Faser aufgrund ihrer schmalen Taille von etwa 500 nm den Strahl mit einem Taillendurchmesser von etwa 20 μ m nicht blocken kann, besteht der Verdacht, dass die periodischen Leistungsschwankungen auf Interferenzeffekte zurückzuführen sind, die entstehen, wenn sich die Faser durch den Laserstrahl bewegt.



Abbildung 5.7: Transmission der Liekki Passive-10/123 beim Ziehvorgang; die Wellenlänge des transmitterten Laserlichts liegt bei 852 nm; die roten Linien sind Hilfslinien zur besseren Abschätzung der relativen Transmission



Abbildung 5.8: Zeitlicher Verlauf der detektierten Laserleistung bei einer Messung der Vibrationsfreqeunz der Faser

Das aufgenommene Signal ist in Abb. 5.8 zu sehen. Der Abstand zweier großer Peaks entspricht gerade der halben Periodendauer einer Schwingung. Er liegt bei etwa 3,47 ms, woraus sich eine Periodendauer von etwa $T_{Periode} = 6,94$ ms ergibt. Dies entspricht einer Vibrationsfrequenz von $f = 1/T_{Periode} = 144$ Hz.

Kapitel 6

Aufbau und Charakterisierung der Freistrahl-Dipolfalle

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, war die ursprüngliche Idee, die zum Aufbau der Freistrahl-Dipolfalle führte, die Atome aus dieser Dipolfalle in die faseroptische Dipolfalle umzuladen. Es bestand die Vermutung, dass die Doppler-Kühlung durch die Anwesenheit der Faser gestört wurde und der Strahlungsdruck der MOT-Strahlen in unmittelbarer Nähe (< 500 nm) der Faseroberfläche daher nicht genügend ausbalanciert war, um die Atome direkt von der MOT in die faseroptische Dipolfalle zu kühlen. Nachdem es uns gelang die Freistrahl-Dipolfalle mit Atomen zu laden und wir eine Kamera mit einem Abbildungssystem mit hoher Vergrößerung $(14\times)$ am Seitenfenster der Vakuumkammer platzierten, bemerkten wir, dass die Faser aufgrund äußerer Einflüsse zu stark vibrierte, als dass ein Umladen aus der Freistrahl-Dipolfalle, die einen Durchmesser von etwa 20 μ m besitzt, in die faseroptische Dipolfalle möglich wäre. Vibrationen waren uns bereits schon vorher aufgefallen und es bestand der Verdacht, dass die Turbopumpe dafür verantwortlich war. Daraufhin wurde zunächst ein Dämpfungskörper zwischen die Vakuumkammer und die Turbopumpe eingefügt und später sogar zusätzlich eine Ionengetterpumpe eingebaut, damit die Turbopumpe, sobald der entgültige Druck erreicht worden ist, abgeschaltet werden kann und die Ionengetterpumpe den Druck konstant hält. Trotz all dieser Bemühungen sind die Vibrationen der Faser durch andere äußere Einflüsse, wie z.B die Lüfter der Elektrogeräte und selbst Geräusche aus den Nachbarlaboren, immer noch zu groß.

Dennoch konnten wir durch den Aufbau der Freistrahl-Dipolfalle wertvolle Erfahrungen im Umgang mit Dipolfallen sammeln und diese auf die faseroptische Dipolfalle übertragen. So basierte z.B. die Sequenz der Computersteuerung, mit der wir zum ersten Mal in der faseroptischen Dipolfalle gefangene Atome nachweisen konnten, auf der Sequenz zum Fangen der Atome in der Freistrahl-Dipolfalle.

Der Laserstrahl zum Erzeugen der Freistrahl-Dipolfalle hat eine Wellenlänge von $\lambda = 1064 \,\mathrm{nm}$. Er wird durch ein Seitenfenster in die Vakuumkammer geleitet und dort direkt mit Hilfe eines Linsensystems [27] auf die Faser fokussiert. Die in der Dipolfalle gefangenen Atome können über ein Absorptionsbild beobachtet werden. Hierfür wird der Abfragestrahl von unten annähernd vertikal nach oben durch die Vakuumkammer ge-



Abbildung 6.1: Absorptionsaufnahme der Freistrahl-Dipolfalle in Falschfarben dargestellt; der Faserverlauf wurde als weiße Linie angedeutet; die Länge des Bereichs, über den Atome gefangen werden, liegt bei etwa 500 μ m

schickt. Oben wird der Schatten der Dipolfalle schließlich auf den Chip einer CCD-Kamera (Pixellink, PIX-PL-B741EF) abgebildet (1 : 1 – Abbildung). Die Dipolfalle ist als Schatten auf dem Bild zu erkennen, da das resonante Laserlicht des Abfrage Strahls von den gefangenen Atomen in alle Raumrichtungen gestreut wird. Der Strahldurchmesser des Abfrage Laser beträgt etwa 4,5 mm und seine Leistung liegt bei etwa 80 μ W. Die Leistung des Laser wird so gering gehalten, um gerade unterhalb der Sättigungsintensität der Atome zu bleiben und somit ein Verfälschen der Detektionsaufnahme zu vermeiden. Zusätzlich wird jedoch ein Hintergrundbild zu einem Zeitpunkt der Messung aufgenommen, zu dem die Dipolfalle bereits ausgeschaltet und die gefangenen Atome aus dem Bildausschnitt verschwunden sind. Mit Hilfe eines LabView-Programms erhält man schließlich ein Bild, welches das Hintergrundbild dividiert durch das Bild mit Dipolfalle zeigt, wobei anschließend von diesem Quotienten der Logarithmus gebildet wird. Ein solches Absorptionsbild ist in Abb. 6.1 in Falschfarben dargestellt. Der Faserverlauf wurde hier nachträglich durch einen weißen Strich gekennzeichnet. Der Verlauf ist schräg, da die Faser diagonal über den Faserhalter befestigt ist.

Abb. ?? zeigt das Absorptionsprofil der Freistrahl-Dipolfalle in radialer und axialer Richtung.

6.1 Experimentelle Sequenz zum Fangen der Atome

Für das Kühlen der Atome von der MOT in die Freistrahl-Dipolfalle und die Aufnahme des Bildes und des Hintergrundbildes wurde eine Computersteuerung des Experiments aufgebaut. Das verwendete Programm wurde von Stefan Kuhr entwickelt. Hierbei wird eine experimentelle Sequenz jeweils in einzelne kleine Intervalle unterteilt. Unter Berücksichti-



Abbildung 6.2: Absorptionsprofil der Freistrahl-Dipolfalle in radialer (links) und axialer (rechts) Richtung

gung der Erfahrungswerte von Wieman et al. [22] gelang es uns, diese Sequenzen für das Laden und die Detektion unserer Dipolfalle zu optimieren. In Abb. 6.3 ist der zeitliche Verlauf der Sequenz zum Fangen von Atomen in der Freistrahl-Dipolfalle dargestellt. Hier sind die Leistungen der einzelnen Laser, die durch die AOMs variierten Frequenzen und der Strom durch die Magnetfeldspulen aufgetragen.

Der erste Teil der Sequenz, der etwa 3000 ms dauert, wird zum Laden der MOT genutzt. Die MOT wird hierbei so lange geladen, bis sie annähernd eine maximale Atomzahl erreicht hat. Die Frequenz des Kühllasers ist hierbei in Bezug auf den Kühlübergang (siehe Abschnitt 5.1) um etwa die halbe natürliche Linienbreite $\Gamma/2$ rotverstimmt. Nach einer gewissen Ladezeit wächst nur noch die MOT Größe, die Dichte bleibt jedoch konstant.

Im nächsten Teil der Sequenz werden die Atome aus der MOT-Atomwolke in die externe Dipolfalle gekühlt. Für ein effizientes Umladen ist eine hohe Dichte und eine niedrige Temperatur unterhalb der Dopplertemperatur von $T_D = 125 \,\mu \text{K}$ der Atome von Vorteil. Wichtige Bedingungen für eine effiziente Subdopplerkühlung sind zum einen niedrige Intensitäten und eine größere Verstimmung der Kühlstrahlen und zum anderen das Ausschalten des Magnetfeldes [28]. In unserer Sequenz wird daher die Frequenz des Kühllasers von etwa $\Gamma/2$ bis auf knapp 80 MHz in Bezug auf den Kühlübergang weiter rotverstimmt, wodurch automatisch die Intensität des Kühllasers aufgrund der begrenzten Bandbreite des AOMs verringert wird. Zusätzlich wird der Strom des Antihelmholtzspulenpaars exponentiell heruntergefahren. Auch die Leistung des Rückpumperlasers wird exponentiell verringert. Hierdurch wird die Mehrfachstreuung von Photonen verkleinert und auch die Zahl von lichtinduzierten Stößen in der MOT reduziert und somit die Atomdichte in der MOT bzw. Dipolfalle erhöht. Mit Hilfe dieser Methoden konnten wir bei einer Flugzeit-Messung die Temperatur der Atome in der MOT zu $T\,=\,6,8\,\mu\mathrm{K}$ bei einer Atom
dichte von $5 \cdot 10^9 \,\mathrm{cm^{-3}}$ bestimmen. Alle oben erwähnten exponentiellen Rampen werden mit einer Zeitkonstanten von 50 ms durchgeführt, die sich experimentell am effektivsten erwies. Dieser Teil der Sequenz dauert etwa 150 ms.

Der folgende Teil der Sequenz entspricht der Speicherzeit der Atome in der Dipolfalle. Die MOT-Wolke expandiert in dieser Zeit, da sowohl Kühllaser und Rückpumperlaser, als auch das Magnetfeld ausgeschaltet sind und die nicht mehr gefangenen Atome aufgrund der Gravitation nach unten fallen. Die Länge dieses Intervall kann zur Messung der Speicherzeit variiert werden.

Der nächste Teil der Sequenz ist mit etwa 0, 4 ms sehr kurz. Die Atome werden mit Hilfe des Rückpumperlaser wieder dem Kühlzyklus zurückgeführt, damit sie im folgenden Intervall mit Hilfe des Abfragelasers detektiert werden können. Während der Speicherzeit befinden sich die Atome also im Zustand $6^2S_{1/2}$, F = 3, d.h. im unteren Hyperfein-Grundzustand, und werden dann durch den Rückpumperlaser wieder in den Zustand $6^2S_{1/2}$, F = 4, also den höheren Hyperfein-Grundzustand, gepumpt. Der Grund hierfür wird in Abschnitt 7.3 näher erläutert und untersucht.

Für die Absorptionsaufnahme wird die Freistrahl-Dipolfalle ausgeschaltet, da es ansonsten aufgrund der AC Stark-Verschiebung zu einer inhomogenen Verbreiterung der atomaren Übergänge und somit zu einer verringerten Absorption des Abfragelasers kommt. Die Dauer des Aufnahmeintervalls beträgt nur 40 μ s, damit sicher gestellt ist, dass die Atomwolke während der Aufnahme nicht expandiert.

Danach folgt ein Zwischenintervall von 10 - 100 ms, in dem die Wolke der Atome expandiert und aufgrund der Gravitation nach unten fällt. Im Anschluss an dieses Intervall wird das Hintergrundbild ohne gespeicherte Atome in der Dipolfalle aufgenommen.

Dieses letzte Intervall der Sequenz dauert genauso lange, wie das Intervall zur Aufnahme des Absorptionsbildes, also $40 \ \mu s$.

Das letztendliche Absorptionsbild entspricht dem Mittelwert aus vielen einzelnen Absorptionsbildern. Die Absorbanz kann mit Hilfe des Lambert-Beerscheen Absorptionsgesetzes

$$I(z_0) = I_0 \exp\left(-\sigma \int_0^{z_0} n(x, y, z) dz\right), \qquad (6.1)$$

folgendermaßen berechnet werden:

$$D(x,y) = -\ln\left(\frac{\sum_{i}^{k} I_{i,\text{mit Atomen}}(x,y)}{\sum_{i}^{k} I_{i,\text{ohne Atome}}(x,y)}\right),\tag{6.2}$$

wobei hier über k Bilder aufsummiert wird und die Intensität I der Leistung pro Pixel entspricht. In Glg. 6.1 entspricht n(x, y, z) der Atomdichte, σ dem Absorptionswirkungsquerschnitt und z dem zurückgelegten Weg. Die Intensität I_0 entspricht der transmittierten Intensität des von unten nach oben durch die Vakuumkammer laufenden Abfragestrahls ohne gefangene Atome und $I(z_0)$ der transmittierten Intensität mit gefangenen Atomen, die wie oben beschrieben aufgrund der Photonenstreuung sinkt. Für die Absorbanz gilt daher

$$D(x,y) = \sigma \int_0^z n(x,y,z) \, dz = -\ln \frac{I(x,y)}{I_0(x,y)} = -\ln \frac{P(x,y)}{P_0(x,y)},\tag{6.3}$$

wobei das letzte Gleichheitszeichen gilt, da die Intensität der Leistung pro Fläche entspricht und hier jeweils die gleiche Fläche betrachtet wird.



Abbildung 6.3: Zeitlicher Verlauf der Ladesequenz der Freistrahl-Dipolfalle: 1) Ladezeit der MOT, 2) Umladen: MOT-Dipolfalle, 3) Speicherzeit in Dipolfalle, 4) Ausschalten der Dipolfalle und Rückpumpen der Atome, 5) Absorptionsaufnahme, 6) Expansion der Dipolfalle, 7) Aufnahme des Hintergrundbildes

6.2 Bestimmung der Atomzahl

Die Zahl der in der Freistrahl-Dipolfalle gefangenen Atome kann mit Hilfe von

$$N_{\text{Atom}} = \sum_{\text{über alle Pixel}(i,j)} A \frac{D(x_i, y_i)}{\sigma}$$
(6.4)

bestimmt werden [29], wobei A der Größe eines Pixels und σ dem Wirkungsquerschnitt des Absorptionsprozesses entspricht und $D(x_i, y_i)$ die gemessene Absorbanz der Atome darstellt. Die Säulendichte in der Freistrahl-Dipolfalle ist gegeben durch $n(x, y) = \int dz n(x, y, z) = \frac{D(x_i, y_i)}{\sigma}$. Der Wirkungsquerschnitt lässt sich über

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + 4\left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2 + \frac{I}{I_S}} \tag{6.5}$$

berechnen [16]. Hierbei gilt für π -polarisiertes Licht des D_2 -Übergangs $\sigma_0 = 2,312 \cdot 10^{-9} \,\mathrm{cm}^2$. Die Sättigungsintensität liegt bei $I_S = 1,6 \,\mathrm{mWcm}^{-2}$ [16] und die Peakintensität I lässt sich mit $I = 2P/(\pi w_0^2)$ zu $I \approx 1 \,\mathrm{mWcm}^{-2}$ berechnen. Mit einer vernachlässigbar kleinen Verstimmung $\Delta \to 0$ des Abfragelasers gegenüber dem D_2 -Übergang ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt $\sigma \approx 1,433 \cdot 10^{-9} \,\mathrm{cm}^2$. Aus einer Pixelseitenlänge von $l \approx 6,4 \,\mu\mathrm{m}$ folgt eine Pixelfläche von $A = 4,096 \cdot 10^{-11} \,\mathrm{m}^2$. Für $D(x_i, y_i)$ wurde die gemessene Absorbanz einer Flugzeit-Messung mit einer Speicherzeit von $t_S = 220 \,\mathrm{ms}$ und einer Expansionszeit von $t_E = 0,5 \,\mathrm{ms}$ verwendet. Somit ergibt sich für die Summe über alle Pixel $\sum D(x_i, y_i) \approx 87, 4$. Aus diesen Daten lässt sich die Atomzahl in der Dipolfalle nach einer Speicherzeit von $t_S = 220 \,\mathrm{ms}$ zu $N_{\mathrm{Atom}} \approx 24000$ abschätzen.

6.3 Berechnung der Fallentiefe und der Fallenfrequenzen

Der Laserstrahl zum Erzeugen der Freistrahl-Dipolfalle hat einen gemessenen $1/e^2$ -Intensitätsradius von r = 1,25 mm. Er wird im Vakuum mit einem Objektiv mit einer Brennweite von f = 36 mm [27] auf die verjüngte Stelle der Glasfaser fokussiert. Unter der Annahme einer beugungsbegrenzten Fokussierung ergibt sich damit der Taillenradius ω_0 in unserem Fall mit [30]

$$w_0 \approx \frac{f\lambda}{\pi r} \tag{6.6}$$

zu $w_0 \approx 10 \,\mu\text{m}$. Die maximale Intensität *I*, die im Zentrum der Dipolfalle herrscht, berechnet sich in unserem Experiment mit einer Leistung des Dipolfallenlasertrahls von $P = 360 \,\text{mW}$ zu $I = 2P/(\pi w_0^2) = 2,04 \cdot 10^9 \,\text{W/m^2}$. Somit ergibt sich die Fallentiefe der Freistrahl-Dipolfalle nach Glg. 2.23 zu $|U_{\text{dip}}| = 1,12 \,\text{mK}$. Die gespeicherten Atome oszillieren in der Dipolfalle in radialer und axialer Richtung. Das Potential lässt sich in erster

6.4. ABSCHÄTZUNG DER FALLENTIEFE

Näherung durch das eines harmonischen Oszillators beschreiben

$$U(r,z) = U_0 \frac{w_0^2}{w(z)^2} \exp\left\{-\frac{2r^2}{w(z)^2}\right\}.$$
(6.7)

Führt man für r und z eine Taylor-Entwicklung um die Gleichgewichtslage z = r = 0 durch, so erhält man

$$U(z, r = 0) \approx U_0 \left[1 - \frac{1}{z_R^2} z^2 + \mathcal{O}(z^4) \right]$$
 (6.8)

und

$$U(z=0,r) \approx U_0 \left[1 - \frac{2}{w_0^2}r^2 + \mathcal{O}(r^4)\right]$$
 (6.9)

Der Vergleich dieser Näherungen mit dem Potential eines harmonischen Oszillators

$$U(x) = -U_0 + \frac{1}{2}m\Omega^2 x^2$$
(6.10)

liefert schließlich für die axiale und radiale Oszillationsfrequenz in der Dipolfalle

$$\Omega_{axial} = \sqrt{\frac{2U_{\rm dip}}{mz_R^2}} \tag{6.11}$$

$$\Omega_{radial} = \sqrt{\frac{4U_{\rm dip}}{mw_0^2}},\tag{6.12}$$

wobei $z_R = \pi \omega_0^2 / \lambda = 2,95 \cdot 10^{-4}$ m die Rayleigh-Länge der Dipolfalle ist. Mit der Atommasse von Cäsium $m_{Cs} = 2,21 \cdot 10^{-25}$ kg und dem Potentialminimum der Dipolfalle $|U_{dip}| = 1,12$ mK ergibt sich für die beiden Fallenfrequenzen $\Omega_{radial} = 53$ kHz und $\Omega_{axial} = 1,3$ kHz.

6.4 Abschätzung der Fallentiefe

Die tatsächliche Fallentiefe der Freistrahl-Dipolfalle wurde mit Hilfe einer Flugzeit-Messung (engl: TOF=Time-of-Flight) über die mittlere kinetische Energie der Atome E_{kin} gemessen. Hierfür wurden mehrere Absorptionsaufnahmen mit Hilfe der in Abschnitt 6.1 beschriebenen Sequenz aufgenommen. Die Speicherzeit der Atome in der Dipolfalle wurde bei allen Messungen gleich gewählt. Der darauffolgende Sequenzteil, in dem die Dipolfalle ausgeschaltet ist, wurde jedoch zeitlich variiert. Somit zeigen die einzelnen Absorptionsaufnahmen verschiedene Expansionsphasen der ausgeschalteten Dipolfalle, da die Atome nicht mehr gefangen sind und sich auseinander bewegen. Durch die Auswertung der einzelnen Aufnahmen kann man über die Größenänderung des Radius der gaußförmigen Atomverteilung

$$\sigma_i(t) = \sqrt{\sigma_{0,i}^2 + \langle v_i^2 \rangle t^2}, \qquad (6.13)$$

die mittlere Geschwindigkeit $\sqrt{\langle v_i^2 \rangle} = v_{r.m.s.} = \sqrt{2k_BT/m}$ der Atome in die Raumrichtung i bestimmen [28]. Hierbei entspricht $\sigma_{0,i}$ dem Radius der Ausdehnung der gaußförmigen Atomverteilung in der Dipolfalle zu einem Zeitpunkt, zu dem die Atome noch gefangen sind, und $\sigma_i(t)$ dem Radius der Ausdehnung der gaußförmigen Verteilung zum Zeitpunkt t nach dem Ausschalten der Dipolfalle. Die Raumrichtungen werden im Folgenden mit x, y und z bezeichnet, wobei x und y der axialen und transversalen Ausdehnung der Dipolfalle entsprechen und z die Richtung beschreibt, aus der der Strahl des Abfragelaser auf die Kamera trifft. Für die Auswertung wurde an jede Aufnahme eine Gauß-Funktion angepasst. Die entsprechende Breite der Gauß-Funktion war in Pixeln angegeben. Die Absorptionsaufnahme wurde über eine Linse in Form einer 1:1-Abbildung auf den Chip der verwendeten CCD-Kamera abgebildet. Die Pixelgröße des Chips beträgt 6, 4 μ m, so dass der Radius der Dipolfalle zu einem bestimmten Zeitpunkt leicht berechnet werden konnte. Die Auswertung wurde sowohl für die mittlere Geschwindigkeit der Atome in x-Richtung, als auch für die mittlere Geschwindigkeit in y-Richtung durchgeführt. In Abb. 6.4 sind die Radien der Dipolfalle $\sigma(t)$ für die Messung in x-Richtung und y-Richtung für verschiedene Expansionszeiten t aufgetragen. Durch Anpassen von Glg. 6.13 an die Messwerte erhält man dann für die mittlere Geschwindigkeit in x-Richtung $\sqrt{\langle v_x^2 \rangle} = (0, 136 \pm 0, 003) \frac{\text{mm}}{\text{ms}}$. Für die mittlere Geschwindigkeit in y-Richtung ergibt sich bei gleicher Vorgehensweise ein Wert von $\sqrt{\langle v_y^2 \rangle} = (0,096 \pm 0,001) \frac{\text{mm}}{\text{ms}}$. Die Messung der mittleren Geschwindigkeit in z-Richtung ist mit dieser Methode leider nicht möglich. Aufgrund der Zylindersymmetrie der Falle sollte diese aber $\sqrt{\langle v_y^2 \rangle}$ entsprechen. Da für die Geschwindigkeit der Atome $|\mathbf{v}|^2 = v_{\text{ges}}^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$ gilt, gilt für die gesamte mittlere kinetische Energie des Systems

$$\langle E_{\text{ges}} \rangle = \frac{1}{2} m \left\langle v_{\text{ges}}^2 \right\rangle = \frac{1}{2} m \left(\left\langle v_x^2 \right\rangle + \left\langle v_y^2 \right\rangle + \left\langle v_z^2 \right\rangle \right), \tag{6.14}$$

Mit der Geschwindigkeit der Atome lässt sich dann über

$$\langle E_{\rm ges} \rangle = \frac{1}{2} m \left\langle v_{\rm ges}^2 \right\rangle = \frac{3}{2} k_B T$$
 (6.15)

die Temperatur der Atomwolke zu $T = (0, 58 \pm 0, 01)$ mK berechnen. Die Atome schwingen in der Dipolfalle mit einer bestimmten Frequenz Ω . Dieses System kann als ein harmonischer Oszillator angenähert werden, so dass dann für die Energie gilt

$$\frac{1}{2}m_{Cs}\Omega^2 \left\langle z^2 \right\rangle = \frac{1}{2}m_{Cs} \left\langle v^2 \right\rangle, \qquad (6.16)$$

wobei $\sqrt{\langle z^2 \rangle}$ dem mittleren Radius der Ausdehnung der Falle zum Zeitpunkt t = 0 ms, also σ_0 entspricht. Somit ergibt sich für die Fallenfrequenz

$$\Omega = \sqrt{\frac{\langle v^2 \rangle}{\langle z^2 \rangle}} = \sqrt{\frac{b}{a}}.$$
(6.17)

Die Parameter b und a ergeben sich aus der Gleichung für $\sigma(t)$, die an die Messwerte angepasst wurde und können in Abb. 6.4 abgelesen werden. Somit ergibt sich für die



Abbildung 6.4: Radius der Ausdehnung der Dipolfalle $\sigma(t)$ in x- und y-Richtung in Abhängigkeit von der Expansionszeit t. Durch Anpassen der Gleichung $\sigma_i(t) = \sqrt{\sigma_{0,i}^2 + \langle v_i^2 \rangle t^2}$ an die Messdaten ergibt sich für die mittlere Geschwindigkeit der Atome in x-Richtung $\sqrt{\langle v_x^2 \rangle} = (0, 136 \pm 0, 003) \text{ mm/ms}$ und in y-Richtung $\sqrt{\langle v_y^2 \rangle} = (0, 096 \pm 0, 001) \text{ mm/ms}$

axiale Fallenfrequenz $\Omega'_{axial} = 1, 2 \text{ kHz}$. Dieser Wert liegt nur leicht unter der in Abschnitt 6.2 berechneten axialen Oszillationsfrequenz von $\Omega_{axial} = 1, 3 \text{ kHz}$. Durch Umformen der axialen Fallenfrequenz aus Glg. 6.12 erhält man somit für die axiale Fallentiefe $|U_{\text{dip}}| = (1, 08 \pm 0, 01) \text{ mK}$. Bei analoger Vorgehensweise mit der radialen Fallenfrequenz, fällt auf, dass der gemessene Wert mit $\Omega'_{\text{radial}} = 6, 24 \text{ kHz}$ weit unter dem ebenfalls in Abschnitt 6.2 berechneten Wert $\Omega_{\text{radial}} = 53 \text{ kHz}$ liegt. Dies ist auf die Beugunglimitierung des Abbildungssystems zurückzuführen. Wir können die radiale Fallenfrequenz bzw. die radiale Fallentiefe also nicht auf diese Weise bestimmen. Beim Vergleich des berechneten Werts der Fallentiefe von $|U_{\text{dip}}| = 1, 12 \text{ mK}$ mit dem Messwerte von $|U_{\text{dip}}| = (1, 08 \pm 0, 01) \text{ mK}$ fällt auf, dass die beiden Werte innerhalb der Messgenauigkeit gut miteinander übereinstimmen. Der gemessene Wert ist lediglich etwas niedriger, als der berechnete Wert. Dies ist auf in der Rechnung nicht berücksichtigte limitierende Faktoren zurückzuführen. So merkten wir z.B., dass kleine Winkel des Dipolfallenstrahls gegenüber der Normalen des im Vakuum befindlichen Linsensystems eine starke Abberation zur Folge hat, die sich negativ auf das Potential der Freistrahl-Dipolfalle auswirkt.

6.5 Messung der Speicherzeit

Da das ursprüngliches Ziel war, die faseroptische Dipolfalle mit Hilfe der Freistrahl-Dipolfalle zu Laden, haben wir Speicherzeit Messungen mit und ohne die Anwesenheit der verjüngten Faser in der Freistrahl-Dipolfalle durchgeführt. Hierbei wurde unter anderem auch Laserlicht des blauverstimmten Lasers mit verschiedenen Intensitäten durch die ultradünne Faser geleitet, um den Einfluss der Faser und des repulsiven evaneszenten Feldes auf die Lebenszeit der Dipolfalle zu untersuchen.

6.5.1 Messung der Speicherzeit mit und ohne ultradünne Faser

In Abb. 6.5 sind die Speicherzeit-Messungen mit und ohne die Anwesenheit der verjüngten Glasfaser in der Dipolfalle dargestellt. Nach verschiedenen Speicherzeiten wurde jeweils, wie in Abschnitt 6.1 beschrieben, ein Absorptionsbild der Dipolfalle aufgenommen und die Absorbanz bestimmt. Diese Messung wurde durchgeführt, bevor die Ionengetterpumpe in den Aufbau eingefügt wurde, also während die Turbopumpe noch in Betrieb war. Die roten Messpunkte entsprechen den Einzelmessungen ohne den Einfluss der verjüngten Glasfaser, die schwarzen Messpunkte beschreiben die Einzelmessungen in Anwesenheit der Glasfaser. An die Messpunkte der einzelnen Messungen konnte mit guter Genauigkeit eine abfallende Exponentialfunktion angefittet und somit die Zerfallskonstante $k = 1/\tau_S$ des jeweiligen Abfalls bestimmt werden, wobei τ_S ein Maß für die Speicherzeit der Dipolfalle ist. Der so erhaltene Wert für die Speicherzeit der Dipolfalle ohne Fasereinfluss $\tau_{\rm S, ohne \ Faser} \approx 2.8 \, {\rm s}$ ist mehr als doppelt so groß wie die Speicherzeit der Dipolfalle mit der Faser $\tau_{\rm S, mit Faser} \approx 1, 1$ s. Dies ist vermutlich auf inelastische Stöße der in der Dipolfalle oszillierenden Atome mit der Faser zurückzuführen. Aufgrund dieser inelastischen Stößen können die Atome durch Energieaufnahme die Dipolfalle verlassen. Außerdem wird das Dipolfallenpotential durch die Anwesenheit der Faser und ihre Vibrationen gestört. Nach dem Einbau der Ionegetterpumpe in unser Experiment, führten wir eine weitere Messung analog zu der oben beschriebenen Messung in Anwesenheit der Faser durch. Hierbei erhielten wir nun eine Speicherzeit von $\tau'_{\rm S,\ mit\ Faser} \approx 0,5\,{\rm s.}$ Als Erklärung für diese Abweichung nehmen wir an, dass bei der Messung mit Turbopumpe die Amplitude der Vibrationen der Faser so groß war, dass die Faser sich einen Großteil der Messzeit nicht in der Dipolfalle befand und somit die Atome in der Falle einen gewissen Bruchteil der Zeit nicht gestört wurden.

Insgesamt ergibt sich der Verlauf der Messpunkte bei einer Speicherzeit-Messung aus den verschiedenen Verlustmechanismen. Stöße mit Hintergrundgas führen zu einem exponentiellen Verlauf der Messkurve. Man spricht hier von einem linearen Verlust, da an diesem Prozess nur ein gespeichertes Atom beteiligt ist. Für sehr kurze Speicherzeiten ist die Atomdichte in der Falle sehr groß. In diesem Zeitraum können auch Wechselwirkungen zwischen den gefangenen Atomen zu signifikanten Verlusten führen. In diesem Fall handelt es sich um einen quadratischen Verlust, da zwei gefangene Atome von diesem Verlustmechanismus betroffen sind [11, 22]. Eine gute Näherung für den Verlauf der Messpunkte stellt daher



Abbildung 6.5: Speicherzeit Messung der Freistrahl-Dipolfalle mit und ohne ultradünne Glasfaser; es wurde eine abfallende Exponentialfunktion an die Messdaten angefittet: rote Messpunkte: ohne Faser: $\tau_{\text{S, ohne Faser}} = 2, 8 \text{ s,}$ schwarze Messpunkte: mit Faser: $\tau_{\text{S, mit Faser}} = 1, 1 \text{ s}$



Abbildung 6.6: Absorptionsmessung bei einer konstanten Speicherzeit von t=200 ms aber verschiedenen Leistungen des blauverstimmten Lasers durch die Faser

folgende Gleichung dar

$$\frac{dN}{dt} = -\alpha N - \beta N^2, \tag{6.18}$$

wobei die Konstante α den linearen und β den quadratischen Verlust beschreibt. N entspricht der Zahl der gespeicherten Atome. Wir haben bei der Anpassung der Exponentialfunktion an die Messwerte nur den ersten Term von Glg. 6.18 berücksichtigt. Da diese Exponentialfunktion allerdings sehr gut mit den gemessenen Werten übereinstimmt, ist davon auszugehen, dass in unserem Fall Kollisionen der gefangenen Atome untereinander nur zu vernachlässigbaren Effekten führen.

6.5.2 Messung der Speicherzeit unter Einfluss des repulsiven evaneszenten Feldes

Weitere Messungen in Anwesenheit der Faser wurden bei einer festen Speicherzeit von $t_S = 200 \text{ ms}$, aber für verschiedene Leistungen des blauverstimmten Laserstrahls durch die Faser aufgenommen. Diese Messung wurde nach dem Einbau der Ionengetterpumpe durchgeführt. Daher kann aufgrund der unterschiedlichen Bedingungen kein direkter Vergleich zur oben beschriebenen Messung gezogen werden. In Abb. 6.6 ist die Absorbanz gegen die Leistung des blauverstimmten Laserstrahls aufgetragen. Die Absorbanz und somit die Atomzahl steigt bis zu einer Leistung des blauverstimmten Laserstrahls von etwa 5 mW

an und bleibt anschließend konstant, d.h. ab etwa 5 mW ist die Atomzahl unabhängig von der Leistung des blauverstimmten Lasers durch die Faser. Insgesamt stabilisiert sich die Falle etwa zwischen 2,5 mW und 5 mW. Dies bedeutet, dass bei geringen Leistungen des blauverstimmten Lasers Verlustprozesse die Atomzahl verringern. Bei einem möglichen Verlustprozess handelt es sich, wie in Abschnitt 6.5.1 bereits beschrieben, um Kollisionen mit der Faser. Messungen ergaben, dass die Speicherzeit der Dipolfalle ohne Einfluss der Faser etwa viermal so groß ist, wie unter Einfluss der ultradünnen Glasfaser. Fließt zusätzlich ein blauverstimmter Laserstrahl mit einer Leistung von etwa 5 mW oder mehr durch die Faser, so beträgt die Speicherzeit etwa die Hälfte der Speicherzeit ohne Fasereinfluß. Dies ist darauf zurückzuführen, dass das Fallenpotential durch die Faser gestört wird. Als Erklärung für die nochmals kürzere Speicherzeit ohne Einfluss eines repulsiven Potentials nahmen wir zusätzliche Atomverluste durch Kollisionen mit der Faser an, die ansonsten durch das repulsive Potential verhindert werden. Diese Theorie kann mit Hilfe von Abb. 6.7 bekräftigt werden. Hier ist das effektive Potential aus der Überlagerung des Potentials der Freistrahl-Dipolfalle und dem Potential, das sich aufgrund des evaneszenten Feldes des blauverstimmten Lasers ergibt, dargestellt. Die Leistung der Freistrahl-Dipolfalle beträgt in allen drei Kurven P(1064nm) = 360 mW, die Leistung des blauverstimmten Lasers liegt bei der blauen Kurve bei P(780nm) = 10 mW, bei der roten Kurve bei P(780nm) = 5 mWund bei der grünen Kurve bei P(780nm) = 2,5 mW. Der Potentialberg des effektiven Potentials ist für geringe Leistungen des blauverstimmten Lasers relativ klein. Daher liegt die Vermutung nahe, dass die Atome bei geringen Leistungen den Potentialberg überwinden bzw. durchtunneln können und dies zu den Atomverlusten aufgrund inelastische Stöße mit der Faser führt. Mit zunehmender Leistung wächst der Potentialberg an und somit sinkt die Wahrscheinlichkeit inelastischer Stöße mit der Faser.

Die Streuung der Messpunkte in Abb. 6.6 kann damit erklärt werden, dass sich die Faser bei zunehmender Transmissionsleistung ausdehnte und daher anhob. Des Weiteren nahmen auch ihre Vibrationen zu. Daher musste bei jeder neuen Messung, je nach Leistung des blauverstimmten Laserstrahls, der Faserhalter in seiner Höhe variiert werden, um die Faser wieder in den Dipolfallenstrahl zu bewegen. Da diese Einstellung per Hand- und Augenmaß durchgeführt wurde, kann nicht gewährleistet werden, dass die Deckung der Freistrahl-Dipolfalle und der Faser immer gleich war.

Bevor die Ionengetterpumpe in unser Experiment integriert worden war, wurde dieselbe Messung schon einmal durchgeführt. Bei dieser Messung stieg die Absorbanz, wie auch in Abb. 6.6 zu sehen ist, zunächst mit der Laserleistung an. Ab einer Leistung von etwa 10 mW sank die Absorbanz jedoch wieder ab. Dies geschah annähernd linear mit zunehmender Leistung. Wie führten dies darauf zurück, dass die Faser aufgrund ihrer starken Vibrationen die Atome aus der Dipolfalle herausheizte. Zusätzliche Faservibrationen, so wie der effektiv größere Faserradius bei höheren Leistungen führten schließlich zu einer erhöhten Heizrate.

Wie bereits erwähnt, war der Grund warum wir letztlich den Versuch die faseroptische Dipolfalle über die Freistrahl-Dipolfalle zu laden aufgaben, die Vibration der Faser. Selbst nach dem Einbau der Ionengetterpumpe beeinträchtigte sie immernoch den Umladeprozess aus der schmalen Taille der Freistrahl-Dipolfalle.



Abbildung 6.7: Überlagertes Potential aus dem Freistrahl-Dipolfallenpotential mit einer Leistung von P(1064 nm)=360 mW und dem Potential des evaneszenten Feldes des blauverstimmten Lasers für verschiedene Leistungen:

grün: P(780 nm)=2,5 mW, rot: P(780 nm)=5 mW, blau: P(780 nm)=10 mW

Kapitel 7

Aufbau und Charakterisierung der faseroptischen Dipolfalle

Das Potential der in unserem Experiment verwendeten faseroptischen Dipolfalle wird durch Kombination des evaneszenten Feldes eines blau- und rotverstimmten Laserstrahls bei einer Leistung von etwa 20 mW an der verjüngten Stelle der im Vakuum befindlichen Glasfaser erzeugt. Das Funktionsprinzip dieses Dipolfallentyps beruht auf der attraktiven Wirkung eines in Bezug auf den D_2 - und D_1 – Ubergang von Cäsium rotverstimmten Lasers und der repulsiven Wirkung eines in Bezug auf diese Übergänge blau verstimmten Laser (siehe Abschnitt 2.2). In unserem Fall übernimmt ein Nd:YAG-Laser mit der Wellenlänge $\lambda_{rot} = 1064 \,\mathrm{nm}$ die Rolle des rotverstimmten Lasers und ein Diodenlaser mit der Wellenlänge $\lambda_{blau} = 780 \,\mathrm{nm}$ die Rolle des blauverstimmten Lasers (siehe Abschnitt 5.2). Die Abklingkonstante der Intensität des evaneszenten Feldes ist abhängig von der Wellenlänge des entsprechenden Laserlichts: Das Feld des rotverstimmten langwelligeren Lasers fällt langsamer ab, als das des blauverstimmten kurzwelligeren Laserstrahls. Diese Abklinglängen $\Lambda \propto 1/q$ sind in Abb. 7.1 dargestellt. Hierbei wird deutlich, dass die Abklinglänge des rotverstimmten Dipolfallenlasers mit $\Lambda_{1064 \text{ nm}} = 452 \text{ nm}$ fast doppelt so groß ist, wie die des blauverstimmten Lasers $\Lambda_{780 \text{ nm}} = 200 \text{ nm}$. Somit erfahren die Atome weit entfernt von der Faser ein attraktives Potential und in der Nähe ein abstoßendes Potential. Hinzu kommt im sehr kleinen Abstand ($\ll \lambda_{D2}/(2\pi)$) zur Faser eine anziehende Kraft aufgrund der van-der-Waals-Wechselwirkung der Atome mit der Faser. Daher muss das repulsive Potential und somit die Leistung des blauverstimmten Lasers ausreichend groß gewählt werden, um Verluste durch Kollisionen mit der Faser zu vermeiden. Das resultierende Potential, das die Atome erfahren, ergibt sich aus der Überlagerung der einzelnen Potentiale und hat sein Minimum in radialer Richtung je nach dem Leistungsverhältnis der Laser im Abstand einiger hundert Nanometer von der Faseroberfläche. Der rotverstimmte Laserstrahl propagiert in unserem Fall in beide Richtungen durch die Faser. Hierdurch bildet sich eine Stehwelle, die eine sinusförmige Modulation der Intensität dieses Laserstrahls entlang der Faser zur Folge hat. Die Stehwelle besitzt Potentialminima im Abstand von etwa der halben Wellenlänge des Laserlichts $\lambda_{rot}/2n_{\text{eff}} \approx 500 \text{ nm}$, die axial über den gesamten verjüngten Bereich der Faser verlaufen. Wird berücksichtigt, dass der rotverstimmte



Abbildung 7.1: Abfall des evaneszenten Feldes in Abhängigkeit vom V-Parameter für einen Faserradius von a = 250 nm: eingezeichnet sind die Abklingkonstanten für $\lambda = 1064$ nm (rot), $\lambda = 852$ nm (schwarz) und $\lambda = 780$ nm (blau)

Laserstrahl eine Stehwelle bildet, so ergibt sich für das effektive Dipolfallenpotential, das aus der Summe der einzelnen Potentiale berechnet werden kann analog zu Glg. 4.2:

$$U_{Ges}(r,\phi,z) = -\frac{1}{2} \left(\operatorname{Re}(\alpha_1) \left| \mathbf{E}_1(r,\phi) \right|^2 + 4\operatorname{Re}(\alpha_2) \left| \mathbf{E}_2(r,\phi) \right|^2 \cos^2(\beta_2 z) \right) + U_{vdW}(r) \quad (7.1)$$

In dieser Gleichung wird die axiale Modulation der Intensität, die aufgrund der gebildeten Stehwelle entsteht, berücksichtigt. Im Folgenden wird für die Leistung des rotverstimmten Lasers daher jeweils die Leistung angegeben, die in eine Richtung durch die Faser propagiert. Der zusätzliche Faktor 2 in den Angaben der Laserleistung signalisiert, dass diese Leistung von beiden Seiten durch die Faser geleitet wird. Wie man in Glg. 7.1 sieht, ist die Intensität an den Bäuchen der Stehwelle viermal größer, als bei einfacher Leistung in eine Richtung. Der blauverstimmte Laserstrahl wird nicht in Stehwellenkonfiguration verwendet, um überall eine konstante Potentialbarriere zu erhalten.

Die Detektion der in der Dipolfalle gefangenen Atome erfolgt über eine Absorptionsmessung, indem ein zu den atomaren Übergängen resonanter Abfragelaserstrahl durch die Faser geleitet wird. Nach der Faser trifft der Abfragestrahl auf eine APD, mit der die transmittierte Leistung gemessen wird. Gefangene Atome streuen Photonen aus diesem Laserstrahl in alle Raumrichtungen, so dass die Intensität des Abfragestrahls exponentiell mit der Zahl der gefangenen Atome sinkt. Die Leistung des durch die Faser geleiteten Abfragestrahls liegt im Bereich von 1 pW. Sie wird so gering gewählt, um während der Messung nicht zu hohe Heizraten zu erhalten und die Atome so zu schnell zu verlieren.



Abbildung 7.2: Sequenz zur Messung der Ladekurve: 1) Laden der MOT, 2) Umladen:MOT-Dipolfalle, 3) Speicherzeit, 4) Messung, 5) Leeren der Dipolfalle, 6) Referenzmessung

7.1 Optimierung der Ladesequenz

Nachdem es uns zum ersten Mal gelungen war Atome in der faseroptischen Dipolfalle zu speichern, war bzw. ist unser nächstes Ziel, diese Ladesequenz zu optimieren, d.h. viele Atome über einen langen Zeitraum zu speichern. Hierfür wurden verschiedene Messungen durchgeführt, wie die Aufnahme einer Ladekurve der faseroptischen Dipolfalle, um die beste Ladezeit für die faseroptische Dipolfalle zu finden, d.h. den Zeitpunkt zu dem die meisten Atome aus der MOT in die faseroptische Dipolfalle umgeladen wurden und ab dem die Heizprozesse dominieren und somit der Atomverlust beginnt. Die hierfür verwendete Sequenz ist in Abb. 7.2 dargestellt. Sie ist stark an die Sequenz zum Fangen von Atomen in der Freistrahl-Dipolfalle angelehnt, siehe Abschnitt 6.1. Hier dient das erste Intervall, dessen Zeitdauer 3000 ms beträgt, zum Laden der MOT. Im zweiten Intervall werden die Atom von der MOT in die faseroptische Dipolfalle gekühlt. Die Zeitdauer dieses Intervalls wurde für die Messung der Ladekurve zwischen 40 ms und 100 ms variiert. Das dritte Intervall entspricht der Speicherzeit der Atome in der faseroptischen Dipolfalle. Seine zeitliche Länge liegt in dieser Messung bei 1 ms. Im vierten Intervall findet dies Absorptionsmessung statt. Die Zeitdauer dieses Intervalls beträgt etwa 500 μ s. Das nächste Intervall dient dazu die Dipolfalle zu leeren, indem der rotverstimmte Dipolfallenlaser ausgeschaltet wird und die Atome somit vom blauverstimmten Dipolfallenlaser von der Faser weggedrückt werden. Für die Zeitdauer dieses Intervalls wurden 10 ms gewählt. Im letzten Intervall, das die gleiche Länge, wie das Messintervall hat, findet die Referenzmessung ohne gefangene



Abbildung 7.3: links: Absorbanz und MOT Durchmesser während des Ladeintervalls; rechts: Absorbanz der Dipolfalle während des Ladevorgangs, die Verstimmung des Abfragelasers betrug bei dieser Messung etwa 10 MHz

Atome statt. Zum Schalten der MOT-Strahlen stellte sich experimentell eine Zeitkonstante von 50 ms als beste Wahl heraus, d.h. nach 50 ms ist die Leistung des Kühllasers, des Rückpumperlasers und das Magnetfeld auf den 1/e-Wert heruntergefahren. Die Atome in der MOT werden nach etwa 80 ms nicht mehr weiter gekühlt und es werden keine weiteren Atome aus dem Hintergrundgas in die MOT geladen. Ab diesem Zeitpunkt beginnt die MOT deutlich zu expandieren und fällt aufgrund der Gravitation nach unten. In Abb. 7.3 sind in a) die Absorbanz, sowie der MOT Durchmesser aufgetragen, wobei ab 50 ms eine leichte Expansion und Abnahme der Absorbanz zu erkennen ist. Außerdem ist in Abb. 7.3 in b) die Ladekurve der Dipolfalle dargestellt. Hierbei ist die Absorbanz wiederum ein Maß für die Zahl der Atome in der Dipolfalle. In Abb. 7.3 b) bleibt die Absorbanz ab einer Ladezeit von etwa 75 ms konstant, es werden keine weiteren Atome mehr in die Dipolfalle geladen und das Herausheizen der Atome aus der Dipolfalle führt ab nun zu einem erkennbaren Atomverlust. Aufgrund dieses Ergebnisses haben wir in den folgenden Sequenzen zum Laden der Dipolfalle ein Zeitintervall von 80 ms gewählt.

7.2 Spektroskopie von gefangenen Atomen

Aufgrund des AC Stark-Effektes erfahren die Energieniveaus der Atome in der Dipolfalle eine Verschiebung (siehe Kapitel 4). Durch den Einfluss des rotverstimmten Dipolfallenlasers wird der Grundzustand des Übergang von $6^2S_{1/2}$, F = 4 nach $6^2P_{3/2}$, F' = 5 in Abhängigkeit von der Laserintensität abgesenkt und der angeregte Zustand entsprechend angehoben. Für den blauverstimmten Laser findet die AC Stark-Verschiebung in die entgegengesetzte Richtung statt. Berechnungen für linear polarisiertes Licht der Dipolfallenlaser aus der Doktorarbeit von Guillem Sague [25] ergaben, dass die Aufspaltung der einzelnen m_F -Unterzustände des angeregten Zustands unterschiedlich ist, siehe Abb. 7.4. Die größte


Abbildung 7.4: Darstellung der AC-Stark-Verschiebung der einzelnen m_F -Unterzustände des $6^2 S_{1/2}, F = 4$ -Zustands (oben) und des $6^2 P_{3/2}, F' = 5$ -Zustands (mitte) von Cäsium und der effektiven Frequenzverschiebung der Übergänge (unten) in Abhängigkeit vom Abstand von der Faser bei Laserleistungen von $P(1064 \text{ nm}) = 2 \times 3,5 \text{ mW}$ und P(780 nm) = 25 mW. Berechnet nach [25]



Abbildung 7.5: Zeitlicher Verlauf der Sequenz der beiden Messmethoden zur Aufnahme des Absorptionspektrums:

Der Scan-Messung entspricht der rosa dargestellte Frequenzverlauf und die untere Zeitangabe in den Messintervallen 4) und 6);

Den Einzelmessung entspricht die obere Zeitangabe in den Messintervallen 4) und 6); die Frequenz der Einzelmessungen wurde nicht explizit dargestellt, da sie in jeder Messung variiert; Intervalle: 1) Laden der MOT, 2) Umladen: MOT-Dipolfalle, 3) Speicherzeit, 4) Transmisionsmessung, 5) Leeren der Falle, 6) Referenzmessung

Verschiebung erfahren die Zustände $m_F = 0$ und $|m_F| = 5$, die kleinsten die Zustände $|m_F| = 3$ und $|m_F| = 4$. Die m_F -Unterzustände des Grundzustands erfahren hingegen die gleiche Verschiebung. Die Gesamtverschiebung der Energienieveaus und dementsprechend die Verstimmung der Resonanzfrequenz des Übergangs gegenüber dem ungestörten System ergibt sich aus der Überlagerung des attraktiven und des repulsiven Potentials und hängt von den Laserintensitäten und der m_F -Quantenzahl des atomaren Zustands ab. Aus der Messung der Verschiebung der Übergangsfrequenzen, der Verbreiterung des Spektrums und der Absorbanz kann man Rückschlüsse auf verschiedene Falleneigenschaften, wie z.B. die Fallentiefe und die Atomzahl ziehen. Hierfür wurden unterschiedliche Aufnahmen des Absorptionsspektrums durchgeführt und ausgewertet.

Der Abfragelaser wurde für die Messung des Absorptionsspektrums mit Hilfe eines Spektroskopieaufbaus auf den ungestörten Übergang $6^2 S_{1/2}$, F = 4 nach $6^2 P_{3/2}$, F' = 5 frequenzstabilisiert. Um in Resonanz mit den in der Dipolfalle befindlichen Atomen zu sein, wurde dann mit Hilfe eines AOM Doppelpass-Aufbaus die Frequenz des Laserstrahls variiert. Sowohl das Licht der Dipolfallenlaser, als auch das Licht des Abfragelasers waren für die folgenden Messungen linear polarisiert. Die Messung der Absorptionsspektren führten wir auf zwei unterschiedliche Weisen durch:



Abbildung 7.6: Aufnahme eines Absorptionsspektrums auf zwei unterschiedliche Arten; an beide Daten wurde eine Lorentz-Funktion angefittet: der Lorentz-Fit der Einzelmessungen ist grün und der Lorentzfit des Scans ist rot dargestellt

Bei der ersten Messmethode wurden Transmissionsmessungen bei unterschiedlichen Verstimmungen des Abfragelaser durchgeführt. Hierzu wurde die Verstimmungsfrequenz des AOMs nacheinander verändert und jeweils eine Messung vorgenommen, bei der die Absorption eines 600 μ s langen Pulses gemessen wurde. Die Messung des Referenzpulses erfolgte etwa 5 ms nach der Messung, wobei die Atome durch Ausschalten des rotverstimmten Lasers aufgrund der repulsiven Wirkung des blauverstimmten Lasers aus der Falle gedrückt wurden.

Bei der zweiten Messmethode wurde die Frequenz des Abfragelasers über einen Zeitraum von 5 ms über einen Bereich von 74 MHz durchgestimmt, d.h. die oben erwähnten Absorptionsmessungen fanden hier innerhalb von einer Messung statt. Die Sequenzen der Computersteuerung sind für beide Varianten in Abb. 7.5 gezeigt, wobei sich nur Intervall 4) und 6) voneinander unterscheiden. Die Aufgaben der einzelnen Intervalle wurden bereits in Abschnitt 7.1 näher erläutert. In Abb. 7.6 sind sowohl die Messergebnisse der Einzelmessungen als auch die des Frequenzscans dargestellt. Auf der x-Achse wurde jeweils die relative Laserfrequenz und auf der y-Achse die optische Dichte aufgetragen, die sich wie folgt aus der gemessenen Transmission berechnen lässt

$$OD = -\log_{10}\left(\frac{P}{P_0}\right). \tag{7.2}$$

Das Absorptionsprofil des D_2 -Übergangs entspricht einer Lorentz-Funktion mit einer natürlichen vollen Halbwertsbreite von $\Gamma = 2\pi \cdot 5, 22$ MHz. Da die Atome an unterschiedlichen Orten in der Dipolfalle unterschiedliche AC Stark Verschiebung der Energieniveaus erfahren, erhält die Absorptionslinie zusätzlich eine inhomogene Verbreiterung. Da sich außerdem die Resonanzfrequenz der Übergänge zwischen den einzelnen m_F -Zuständen unterscheidet, ergibt sich das Spektrum aus der Überlagerung der einzelnen verbreiterten Absorptionslinien zu einem inhomogen verbreiterten Absorptionsspektrum. Eine Dopplerverbreiterung kann aufgrund der niedrigen Temperatur der Atome und ihrer entsprechend niedrigen kinetischen Energie vernachlässigt werden. Zur Bestimmung der Halbwertsbreite und der Zentralfrequenz wurde eine Lorentzprofil an die Messungen angepasst. Insgesamt lieferte dies ein ausreichend genaues Ergebnis mit einer geringeren quadratischen Abweichung, als die Anpassung einer Gauß-Funktion. In Abb. 7.6 entspricht die grüne angepasste Kurve den Einzelmessungen und die rote angepasste Kurve der Messung, bei der die Frequenz moduliert wurde. Die Anpassungs-Parameter sind ebenfalls in der Abbildung angegeben. Hierbei entspricht A der Fläche unter der Lorentz-Funktion, w der Halbwertsbreite und x_0 der Zentralfrequenz. Die Fläche A stellt ein Maß für die Gesamtabsorbanz der Atome in der faseroptischen Dipolfalle dar, d.h. je größer die Fläche, desto mehr Atome sind in der Dipolfalle gefangen. Die Zentralfrequenz x_0 beschreibt die mittlere Verstimmung der Atome in der Falle.

In Abb. 7.6 lässt sich erkennen, dass sowohl die Fläche A, als auch die Breite w und die maximale Höhe des Absorptionsspektrums der durchgescannten Messung um etwa 20% geringer sind, als die des Lorentz-Profils, das sich aus den Einzelmessungen ergibt. Dies lässt sich damit erklären, dass bei der Scan-Methode eine gewisse Anzahl von Atomen aufgrund des ständig angeschalteten Abfragelasers durch den Impulsübertrag

bei der Streuung von Photonen aus der Falle geheizt werden. Außerdem ist dies auch in Übereinstimmung mit der Beobachtung, dass die rechte Flanke der Scan-Messung steiler ist, als die linke Flanke, da während deren Messung noch mehr Atome in der Falle gefangen sind. Bei den Einzelmessung wird die Falle für jede neue Frequenz neu geladen und die Atome werden nur noch einen Bruchteil der Zeit beleuchtet und somit geheizt. Die von uns gewählte Leistung des Abfragelasers lag für beide Messungen bei 4 pW. Für spätere Messungen wählten wir eine geringere Leistung von weniger als 1 pW, um die Heizrate zu verringern. Mit einer niedrigeren Leistung konnten wir größere optische Dichten und schmalere Absorptionsspektren messen. So konnten wir bei einer Speicherzeit von $t_S = 60$ ms mit der Scan-Methode die gleiche Spitzenabsorbanz messen, wie bei der in Abb. 7.6 dargestellten Einzelmessung mit einer Speicherzeit $t_S = 40$ ms. Daher konzentrierten wir uns im folgenden auf die Scan-Messweise, die wesentlich schneller durchzuführen war, als die Aufnahme eines Absorptionsspektrums durch Einzelmessungen.

7.2.1 Vergleich verschiedener Absorptionsspektren

In Abb. 7.7 sind Absorptionsspektren für verschiedene Laserleistungen, Speicherzeiten und Fallentypen dargestellt. Alle vier Messungen wurden auf die zweite oben beschriebene Messmethode durchgeführt. In a) ist eine Messung für Leistungen von P(1064 nm) = 14 mW und P(782 nm) = 25 mW mit einer Speicherzeit von 1 ms dargestellt, wobei der rotverstimmte Laserstrahl hierbei nur von einer Seite durch die Faser geleitet wurde. Diagramm b) und c) zeigen Messungen mit einer rotverstimmten Stehwelle mit Laserleistungen von $P(1064 \text{ nm}) = 2 \times 3,5 \text{ mW}$ und P(780 nm) = 25 mW. Hierbei beträgt die Speicherzeit in b) 60 ms und in c) 1 ms. Die Leistungen für die in Diagramm d) dargestellte Messung betragen $P(1064 \text{ nm}) = 2 \times 5,5 \text{ mW}$ und P(782 nm) = 25 mW bei einer Speicherzeit von 1 ms. Auch hier wurde eine rotverstimmte Stehwelle verwendet. In Abb. 7.8 sind zusätzlich die berechneten Potentiale für die einzelnen Leistungen parallel zur Polarisationsrichtung des verwendeten linear polarisierten Lichts aufgetragen.

Vergleicht man zunächst die in Abb. 7.7 a), b) und c) dargestellten Messungen, deren effektive Laserleistungen bzw. Fallentiefen jeweils gleich sind, siehe Abb. 7.8, so sieht man, dass die maximale optische Dichte in a) bei etwa 0,45 und in c) bei gleicher Speicherzeit bei etwa 2 liegt, d.h. die Zahl der gefangenen Atome bei einem Dipolfallenpotential mit einer laufenden rotverstimmten Welle liegt deutlich unter der mit einer rotverstimmten Stehwelle. Selbst bei einer Speicherzeit von 60 ms liegt die optische Dichte bei der Messung mit der Stehwelle mit etwa 0,3 nur knapp unter der Messung mit der laufenden Welle bei einer Speicherzeit von 1 ms. Bei einer laufenden Welle des rotverstimmten Lasers besteht keine axiale Beschränkung der Atome in der faseroptischen Dipolfalle. Die ist eine mögliche Erklärung für die niedrige optische Dichte, da sich die Atome also mit einer ihrer Energie entsprechenden Geschwindigkeit v entlang der Faser bewegen und verloren gehen, wenn sie das Ende des verjüngten Bereichs erreicht haben. Außerhalb des verjüngten Bereichs der Faser befindet sich nämlich aufgrund des fehlenden evaneszenten Feldes kein Dipolfallenpotential. Diese Intensitätsabnahme tritt zwar auch in einer Freistrahl-Dipolfalle auf,



Abbildung 7.7: Darstellung der Absorptionsspektren für verschiedene Laserleistungen, Speicherzeiten und Fallentypen; x_0 : Zentralfrequenz, w: Breite, A:Fläche der an die Messwerte angepassten Lorentz-Funktion

a) P(1064 nm) = 14 mW laufende Welle, P(782 nm) = 25 mW, Speicherzeit=1 ms,

b) $P(1064 \text{ nm}) = 2 \times 3.5 \text{ mW}$ Stehwelle, P(782 nm) = 25 mW, Speicherzeit=60 ms,

c) $P(1064 \text{ nm}) = 2 \times 3,5 \text{ mW}$ Stehwelle, P(782 nm) = 25 mW, Speicherzeit=1 ms,

d) $P(1064 \text{ nm}) = 2 \times 5,5 \text{ mW}$ Stehwelle, P(782 nm) = 25 mW, Speicherzeit=1 ms



Abbildung 7.8: Fallenpotential parallel in Bezug auf die Polarisationsrichtung des linear polarisierten Laserlichts mit den Leistungen:

blau: $P(1064 \text{ nm}, Stehwelle) = 2 \times 3, 5 \text{ mW}, P(780 \text{ nm}) = 25 \text{ mW},$ grün: $P(1064 \text{ nm}, Stehwelle) = 2 \times 5, 5 \text{ mW}, P(780 \text{ nm}) = 25 \text{ mW},$ rot: P(1064 nm, laufend) = 14 mW, P(780 nm) = 25 mW

Die blaue und rote Kurve sind überlagert, d.h. das Fallenpotential ist identisch, wobei das Potential im Fall einer Stehwelle am Bauch der Stehwelle ausgewertet wurde allerdings nimmt bei der faseroptischen Dipolfalle in diesem Bereich auch die Intensität des blauverstimmten evaneszenten Feldes ab, was zu Kollisionen der Atome mit der Faser führen kann. Da dieser Verlustmechanismus auch schon beim Laden der Dipolfalle statt findet, befinden sich schon zu Beginn der Speicherzeit weniger Atome in dem Fallenpotential mit einer laufenden rotverstimmten Welle, als in dem mit einer rotverstimmten Stehwelle. Die mittlere axiale Geschwindigkeit der Cäsium-Atomen entlang der Faser liegt bei der Doppler-Temperatur $T = 125 \,\mu\text{K}$ bei $v_a = 5 \,\text{cm/s}$. Um die mittlere Speicherzeit aufgrund dieses Verlustmechanismuses zu erhalten, geht man von der Hälfte des verjüngten Faserbereichs, also von 2,5 mm aus. Somit würde die Speicherzeit aufgrund dieses Verlustmechanismuses bei $\tau_S = 50 \,\text{ms}$ liegen, d.h. nach 50 ms sind aufgrund der fehlenden axialen Beschränkung keine Atome mehr in der Falle gefangen.

Betrachtet man nun Diagramm d), soll fällt besonders die große Halbwertbreite des Absorptionspeaks von w = 60 MHz auf. Die Halbwertbreiten der anderen Messungen liegen jeweils bei etwa 22 MHz. Der Grund für diese Abweichung ist die größere Verschiebung zwischen den Übergängen der einzelnen m_F -Zustände aufgrund der größeren Leistung der rotverstimmten Stehwelle und die dadurch bedingte größere inhomogene Verbreiterung.

7.2.2 Abschätzung der Atomzahl in der Dipolfalle

Die Abschätzung der Zahl der gefangenen Atome erfolgt im Fall der faseroptischen Dipolfalle anders, als im Fall der Freistrahl-Dipolfalle. Für die durch die Faser transmittierte Leistung gilt

$$P = P_0 \left(1 - \frac{1}{1+s} \frac{\sigma}{A_{\text{Eff}}} \right)^N, \qquad (7.3)$$

wobei P der transmittierten Leistung mit N gefangenen Atomen entspricht und P_0 die transmittierte Leistung ohne gefangene Atome darstellt. σ entspricht dem Absorptionswirkungsquerschnitt und A_{Eff} beschreibt das Verhältnis der Laserleistung durch die Faser zur Intensität am Ort der gefangenen Atome. Somit beschreibt σ/A_{Eff} den relativen Anteil der Laserleistung, die von einem Atom absorbiert wird. Durch Umformen von Glg. 7.3 ergibt sich schließlich die Atomzahl zu

$$N = \frac{\log(P/P_0)}{\log\left(1 - \frac{1}{1+s}\frac{\sigma}{A_{\rm Eff}}\right)} = \frac{-\eta}{\log\left(1 - \frac{\sigma}{A_{Eff}}\right)}$$
(7.4)

mit der Absorbanz η . In unserem Fall ist der Sättigungsparameter *s* vernachlässigbar klein, so dass für den Faktor $1/(1+s) \approx 1$ gilt, was für das zweite Gleichheitszeichen bereits berücksichtigt wurde. Die Absorptionswahrscheinlichkeit σ/A_{Eff} eines Atoms in Abhängigkeit von seinem Abstand von der Faser ist in Abb. 7.9 als blaue Kurve dargestellt. Diese Berechnung erfolgte für linear polarisiertes Licht, wobei hier die maximale Absorptionswahrscheinlichkeit betrachtet wurde. Für das Potential, das sich bei einer rotverstimmten Stehwelle aus den Laserleistungen $P(1064 \text{ nm}) = 2 \times 3,5 \text{ mW}$ und P(780 nm) = 25 mW ergibt, entspricht der Faserabstand des Potentialminimums etwa $d_0 = 320 \text{ nm}$. Zur Abschätzung der Atomzahl in der Dipolfalle muss die Gesamtabsorbanz eines Spektrums betrachtet werden, da die Fläche des Absorptionsspektrums ein Maß für die Atomzahl darstellt. Hierzu kann eine Umformung vorgenommen werden, indem das verbreiterte Absorptionsspektrum in ein unverbreitertes Absorptionsprofil mit der natürlichen Halbwertsbreite Γ , aber der gleichen Fläche und somit gleichen Gesamtabsorbanz, umgewandelt wird. Zwischen den beiden Profilen besteht der Zusammenhang

$$\eta_{S2}\Gamma = \eta_{S1}w,\tag{7.5}$$

wobei η_{S1} der Spitzenabsorbanz des verbreiterten Absorptionsspetrums, w der Halbwertsbreite dieses Absorptionsspektrums und η_{S2} der Spitzenabsorbanz des entsprechenden unverbreiterten Absorptionsspektrums, die wir zur Abschätzung der Atomzahl benötigen, entspricht. Mit $\eta_{S1} \approx 2$ und $w \approx 20,74$ MHz aus Abb. 7.7 c) ergibt sich $\eta_{S2} \approx 8$. Für die Verteilung der Atome in der faseroptischen Dipolfalle nahmen wir von einer klassischen Näherung aus. Die Dichteverteilung $\rho(r)$ der Atome ergibt sich dann aus der Annahme, dass im Fallenzentrum die meisten Atome gespeichert sind. Sie entspricht der inversen Potentialfunktion. In Abb. 7.9 ist sie als rote Kurve dargestellt. Hierbei wurde die von uns angenommene Temperatur der Atome von $T = 125 \,\mu$ K bei einer Fallentiefe von 0,5 mK in die Berechnung der Dichteverteilung mit einbezogen. Die Gesamtabsorptionswahrscheinlichkeit W_{ges} der Atome zu erhält man durch das Integral über das Produkt aus der Dichteverteilung und der Absorptionswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Faserabstand.

$$W_{\rm ges}(r) = \frac{1}{A_{\rm Eff}} \int_0^r \rho(r') \sigma(r') dr'$$
(7.6)

Dieses Integral ist in Abb. 7.9 in Form einer grünen Kurve gezeigt. Hiermit erhält man eine Gesamtabsorptionswahrscheinlichkeit von $W_{\text{ges}}(r) \approx 0,004$. Somit lässt sich die Atomzahl über Glg. 7.4 zu $N \approx 4600$ abschätzen. Um die obere Grenze der Atomzahl in der faseroptischen Dipolfalle abzuschätzen geht man zunächst davon aus, dass die $1/e^2$ -Breite der MOT bei 2mm liegt (Abb. 7.3). Der Durchmesser der Kühlstrahlen zur Bildung der MOT beträgt etwa 13 mm, so dass angenommen werden kann, dass auch außerhalb dieser $1/e^2$ -Breite Atome vorhanden sind, die ausreichend gekühlt werden, um in die faseroptische Dipolfalle geladen zu werden. Wir gehen daher davon aus, dass über den gesamten verjüngten Bereich der Glasfaser von 5 mm Atome in der faseroptischen Dipolfalle gefangen werden können. Die Potentialtöpfe, die sich aufgrund der rotverstimmten Stehwelle bilden, befinden sich im Abstand von etwa 500 nm voneinander. Man muss zusätzlich berücksichtigen, dass sich aufgrund der großen Streulänge von Cäsium nur maximal ein Atom in einem Potentialtopf befindet, da ansonsten Kollisionen schnell zum Atomverlust führen. Somit sinkt aufgrund der Kollisionsblockade die Atomzahl nochmals um den Faktor 0,5 [31]. Aufgrund der linearen Polarisation der Dipolfallenlaser befinden sich jeweils zwei Potentialtöpfe zum Fangen der Atome in der Polarisationsebene. Insgesamt ergibt sich somit eine Atomzahl von $5 \,\mathrm{mm}/500 \,\mathrm{nm} \approx 10000$.



Abbildung 7.9: blaue Kurve: Absorptionswahrscheinlichkeit $\sigma(r')/A_{\text{Eff}}$ der Atome in Abhängigkeit vom Abstand der Faseroberfläche; rote Kurve: klassische Näherung der normierten Dichteverteilung $\rho(r')$ der Atome in der faseroptischen Dipolfalle; grüne Kurve: $W_{\text{ges}}(r)$



Abbildung 7.10: Darstellung der Frequenzverschiebungen der einzelnen Übergänge in Abhängigkeit vom Abstand von der Faseroberfläche:

gestrichelt: Frequenzverschiebung der Übergänge m_F nach $m_{F'} = m'_{F'}$: von oben nach unten nimmt der Betrag von m_F zu

rot: Dichteverteilung der Atome in der Dipolfalle

7.2.3 Bestimmung der Fallentiefe

Da wir linear polarisiertes Licht für die durchgeführten Absorptionsmessungen verwenden, kann aufgrund der Auswahlregel $\Delta m_F = 0$ jeweils nur der Übergang $m_F \rightarrow m'_{F'} = m_{F'}$ angeregt werden. Diese Auswahlregel gilt nur für transversal linear polarisiertes Licht. Das Feld der HE₁₁-Fasermode besitzt allerdings auch eine longitudinale Komponente des elektrischen Feldes. Der Anteil der z-Komponente des elektrischen Feldes beträgt im Abstand von 100 nm von der Faser im Mittel etwa $|E_z|^2 / |E|^2 \approx 0,18$ für eine Wellenlänge von $\lambda = 852 \text{ nm} [25]$. Im Folgenden wird dieser Anteil vernachlässigt. Daher können die folgenden Rechnungen leicht von der tatsächlichen Verschiebung abweichen.

Die Berechnungen in Abb. 7.10 für einen Faserradius von a = 250 nm und Laserleistungen von $P(1064 \text{ nm}) = 2 \times 3,5 \text{ mW}$ und P(780 nm) = 25 mW zeigen die Stark Verschiebung der einzelnen Niveaus in Abhängigkeit vom Abstand von der Faseroberfläche. Hierbei entspricht die obere gestrichelte Kurve der Frequenzverschiebung des Übergangs $m_F = 0$ nach $m_{F'} =$ 0, die nächst tiefere gestrichelte Kurve beschreibt die Frequenzverschiebung des Übergangs $|m_F| = 1$ nach $|m_{F'}| = 1$ usw. Die durchgezogene Kurve entspricht der über alle möglichen Übergänge gemittelten Stark-Verschiebung. Die rote Kurve beschreibt die Dichteverteilung der Atome in der faseroptischen Dipolfalle. Die Breite eines Absorptionsspektrums ergibt sich aus der inhomogenen Verbreiterung aufgrund der unterschiedlichen Übergangsfregeunz der einzelnen Übergänge. Die Atome, die am nächsten an der Faser sind, tragen aufgrund ihrer höheren Absorptionswahrscheinlichkeit, siehe Abb. ?? b), stärker zum Absorptionsspektrum bei, als diejenigen mit einem größeren Abstand von der Faser. Die Dichteverteilung zeigt jedoch, dass sich mehr Atome in der Mitte der Falle befinden, siehe Abb. ?? a). Aus Abb. 7.10 kann die inhomogene Verbreiterung für die zur Faser nächsten Atome zu etwa 20 MHz und die der Atome in der Mitte der Falle zu etwa 15 MHz abgeschätzt werden. Unter zusätzlicher Berücksichtigung der natürlichen Linienbreite erhält man somit eine Breite des Absorptionsspektrums zwischen $((15 \text{ MHz})^2 + (5, 22 \text{ MHz})^2)^{1/2} \approx 15, 8 \text{ MHz}$ und $((20 \text{ MHz})^2 + (5, 22 \text{ MHz})^2)^{1/2} \approx 20, 6 \text{ MHz}$. Die Messungen der in Abb. 7.7 a), b) und c) dargestellten Absorptionsspektren wurde für die gleichen Laserleistungen, wie in Abb. 7.10 vorgenommen. Ihre Halbwertsbreiten liegen zwischen w = 20,74 MHz und 24,23 MHz und liegen somit leicht über den abgeschätzten Werten. Dies könnte unter anderem daran liegen, dass das Laserlicht nicht rein transversal polarisiert ist und somit die Auswahlregel $\Delta m = 0$ nicht uneingeschränkt gilt.

Die mittlere Frequenzverschiebung der Atome in der Falle kann mit Hilfe von Abb. 7.10 zu etwa 10 MHz abgeschätzt werden. Berechnungen ergaben [25], dass im Mittel über alle m_F -Unterzustände der angeregten Zustands $6^2 P_{3/2}$, F = 5 in der Umgebung des Fallenminimums annähernd keine Verschiebung aufgrund des AC Stark Effekt erfährt, siehe Abb. 7.4. Daher wurde die Verschiebung des angeregten Zustands in der folgenden Abschätzung vernachlässigt. Somit ist die Verschiebung der Übergangsfrequenz ein Maß für die Absenkung des Grundzustands und somit ein Maß für die Fallentiefe. Dies bedeutet, bei einer Verschiebung der Zentralfrequenz ν_0 um 10 MHz, lässt sich die Tiefe der Dipolfalle somit mit Hilfe von

$$|U_{\rm dip}| = \Delta E = h \Delta \nu \tag{7.7}$$

zu $|U_{dip}|/k_B = 0,5 \,\mathrm{mK}$ abschätzen. Dies entspricht gerade der Potentialtiefe, aus den Berechnungen des Fallenpotentials in Abb. 7.8.

Anhand der in Abb. 7.7 dargestellten gemessenen Absorptionsspektren, lässt sich auch eine experimentelle Abschätzung der Tiefe der faseroptischen Dipolfalle vornehmen. Um die Fallentiefe der faseroptischen Dipolfalle zu bestimmen, betrachtet man die Zentralfrequenz der an die Scan-Messung angepassten Lorentz-Funktion. Hierfür betrachteten wir wiederum die Absorptionsspektren in Abb. 7.7 in a), b) und c). Insgesamt sieht man, dass die Zentralfrequenz bei allen drei Messungen bei etwa 35 MHz liegt. Messungen ergaben, dass die Resonanz des unverschobenen atomaren Übergangs im Diagramm einer relativen Frequenz von 26 MHz entspricht. Somit ergibt sich die Verschiebung der Resonanz aufgrund des AC Stark-Effekts in der Fallenmitte gemittelt über die drei Messungen zu $(9, 5 \pm 1, 3)$ MHz. Hieraus lässt sich nach Glg. 7.7 eine Fallentiefe von $|U_{dip}| = (0, 45 \pm 0, 06)$ mK abschätzen. Diese Fallentiefe stimmt im Rahmen der Messgenauigkeit sehr gut mit dem berechneten Wert der Fallentiefe überein.

7.3 Messung der Speicherzeit bei unterschiedlichen Leistungsverhältnissen

Bei der Speicherzeitmessung wurden verschiedene Leistungsverhältnisse des rot- und blauverstimmten Lasers verwendet, um die optimalen Parameter für lange Speicherzeiten zu finden. Für die Messung wurde der durch die Faser geleitete Abfragelaser auf den Ubergang $6^2 S_{1/2}$, F = 4 nach $6^2 P_{3/2}$, F' = 5 frequenzstabilisiert. Die Speicherzeitmessung wurde ebenfalls auf zwei unterschiedliche Arten durchgeführt, die dann miteinander verglichen wurden. Generell wird bei der Speicherzeitmessung die durch die Faser transmittierte Leistung des Abfragelasers mit Atomen in der faseroptischen Dipolfalle, mit einer Messung ohne Atome verglichen. Die Transmissionmessung ohne Atome sollte idealerweise für jede Speicherzeit gleich sein. Um Fehler durch Driften der empfindlichen APD und der Laserleistung zu vermeiden, wird die entsprechende Referenzmessung jedoch immer unmittelbar nach der eigentlichen Speicherzeitmessung durchgeführt. Die Speicherzeit erhält man dann, indem man die Absorbanz gegen die jeweiligen Speicherzeiten aufträgt und eine abfallende Exponentialfunktion an die Messdaten anpasst (siehe Abschnitt 6.2). Bei beiden Messmethoden wurde linear polarisiertes Laserlicht zum Erzeugen der faseroptischen Dipolfalle verwendet. Bei der ersten Art der Speicherzeitmessung wurde in der entsprechenden experimentellen Sequenz die Speicherzeit variiert. Der Verlauf dieser Sequenz ist in Abb. 7.11 dargestellt. Hierbei diente das erste Intervall zum Laden der MOT, das zweite zum Umladen in die faseroptische Dipolfalle, das dritte als variierbare Speicherzeit und das vierte als Messzeit. Bei dieser Methode wird für jede Einzelmessung eine unterschiedliche Speicherzeit gewählt. Die Messzeit beträgt hier 500 μ s. Die Referenzmessung ohne Atome wurde jeweils einige Millisekunden nach der Speicherzeit Messung gemacht, wobei zwischen den beiden Messungen zusätzlich der rotverstimmte Laser ausgeschaltet wurde, um die Atome somit von der Faser weg zu beschleunigen. Bei dieser Art der Speicherzeitmessung wurden die Atome

7.3. MESSUNG DER SPEICHERZEIT



Abbildung 7.11: Zeitlicher Verlauf der Sequenz für die Einzelmessungen der Lebensdauer der faseroptischen Dipolfalle: 1) Laden der MOT, 2) Umladen: MOT-Dipolfalle, 3) variierte Speicherzeit, 4) Messung, 5) Leeren der Dipolfalle, 6) Referenzmessung

erst kurz vor der Transmissionsmessung durch Einschalten des Rückpumperlasers aus den Zustand $6^2 S_{1/2}$, F = 3 in den Zustand $6^2 S_{1/2}$, F = 4 zurückgepumpt, d.h. während der Speicherzeit befanden sich die Atome im unteren Hyperfein-Grundzustand, um eventuelle Atomverluste zu vermeiden. Es besteht der Verdacht, dass die Speicherung im unteren Hyperfein-Grundzustand stabiler ist, als im oberen. Aufgrund der hohen Atomdichte in einer Dipolfalle kann es zu Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Atomen kommen. bei denen z.B. beim Zusammenstoß zweier Atome ein Atom aus einem höheren Hyperfein-Zustand in einen niedrigeren Hyperfein-Zustand zerfällt und die dabei frei werdende Energie in Form von Bewegungsenergie auf das andere Atom überträgt. Das entsprechende Atom kann somit, bei einem ausreichend hohem Energieübertrag der Falle entkommen, was zu einer geringeren Speicherzeit der Dipolfalle führt. Dieses Phänomen wurde bereits bei anderen Experimenten beobachtet [32]. Wir überprüften mit Hilfe der zwei unterschiedlichen Messmethoden, ob dieser Effekt auch bei unserem Experiment eine Rolle spielt. Ein weiterer Grund, warum die Speicherung der Atome im Zustand $6^2 S_{1/2}$, F = 3 stabiler ist, ist dass Atome in diesem Zustand das resonante Streulicht der MOT-Kühllaser nicht absorbieren können und die damit verbundenen Heizeffekte ausbleiben.

Bei der zweiten Art der Lebensdauer Messung wurde innerhalb einer Sequenz mehrere Messungen für verschiedene Speicherzeiten durchgeführt. Hierfür wurde ein Pulsgenerator zwischen die Computersteurung und den AOM-Treiber des Abfragelasers angeschlossen, um den durch die Faser geleiteten Abfragestrahl zu pulsen. Dies erlaubte uns eine größere Flexibilität beim Anpassen der Pulssequenz. Die Sequenz der Computersteuerung für die zweite Messweise wird in Abb. 7.12 gezeigt. Bei dieser Methode dient das erste Intervall



Abbildung 7.12: Zeitlicher Verlauf der Sequenz zur Messung der Lebensdauer der faseroptischen Dipolfalle mit Hilfe eines Pulsgenerators: 1) Laden der MOT, 2) Umladen: MOT-Dipolfalle, 3) Rückpumpen, 4) Messintervall

zum Laden der MOT, das zweite zum Umladen in die faseroptische Dipolfalle und das dritte zum Zurückpumpen der Atome in den Zustand $6^2 S_{1/2}$, F = 4. Das vierte Intervall entspricht ebenfalls der Messzeit dieser Messmethode. Die gesamte Messzeit von 500 ms wurde hier allerdings in einzelne Pulse von 500 μ s im Abstand von etwa 20 ms eingeteilt. Die Pulse, die durch den Pulsgenerator im vierten Intervall erzeugt werden, sind als Leistungspulse des Abfragelasers dargestellt. Die Referenzmessung erfolgt bei dieser Methode über die Durchführung der gleichen Sequenz ohne MOT und somit ohne in der faseroptischen Dipolfalle gespeicherten Atomen. Bei dieser Messmethode waren die Atome über den gesamten Messzeitraum von 500 ms im oberen Hyperfein-Grundzustand. Dies ermöglichte einen Vergleich der beiden Messmethoden, um eventuelle Atomverluste zu untersuchen. Zunächst bestand der Verdacht, dass die gemessene Speicherzeit bei der zweiten Messweise geringer ausfallen würde, als bei einer Messung der ersten Art bei gleichen Laserleistungen, da die einzelnen Pulse hintereinander innerhalb derselben Messung erfolgen und bei jedem Puls jeweils eine gewisse Anzahl von Atomen aus der Falle geheizt wird. Bei der ersten Messweise entspricht jede neue Speicherzeit einer neuen Messung. Des weiteren werden die Atome bei der zweiten Messmethode gleich zu Beginn der Transmissionsmessung wieder in den Zustand $6^2 S_{1/2}, F' = 4$ zurückgepumpt und verbleiben dort über den gesamten Rest der Messung. Wie oben bereits erwähnt, besteht die Vermutung, dass die Speicherung der Atome in diesem Zustand instabiler ist, als im Zustand $6^2S_{1/2}$, F = 3. In Abb. 7.3 ist für beide Messmethoden jeweils eine Messung bei Laserleistungen von $P_{1064 \text{ nm}} = 3,5 \text{ mW}$ und $P_{780 \,\mathrm{nm}} = 24 \,\mathrm{mW}$ dargestellt. Die blauen Messpunkte entsprechen den Einzelmessungen und die schwarzen der Messung mit dem Pulsgenerator. Das Anpassen einer abfallenden Exponential function ergibt für beide Messungen eine Speicherzeit von $\tau_S = 52 \,\mathrm{ms}$. Dies bedeutet, dass Kollisionen zwischen den Atomen vernachlässigt werden können und spricht dafür, dass jeweils nur ein Atom in einem Potentialtopf gefangen ist. Aus diesem Grund sind im Folgenden nur die Ergebnisse der zweiten Messmethode zur Auswertung aufgeführt. In den Messungen von M. Weidemüller et al. [32] wurden die Kollisionsverluste untersucht. Die Kollisionsrate lässt sich über

$$K = \frac{N\left(N-1\right)\beta_{\rm HK}}{V_{\rm Eff}} \tag{7.8}$$

berechnen [33], wobei N der Atomzahl, $\beta_{\rm HK}$ der Hyperfein-Kollisionskonstanten und $V_{\rm Eff}$ dem effektiven Volumen entspricht. Mit der Annahme, dass maximal zwei Atome pro Potentialtopf kollidieren, wir die Atomzahl zu N = 2 abgeschätzt, das effektive Volumen wurde zu $V_{\rm Eff} \approx 2 \cdot 10^{-15}$ cm³ bestimmt [25] und die Hyperfein-Kollisionskonstante beträgt $\beta_{\rm HK} = 1, 1 \cdot 10^{-11}$ cm³/s. Somit lässt sich die Kollisionsrate unseres Experiments zu K = 11000 s⁻¹ berechnen, d.h. es würden 11000 Kollisionen pro Sekunde stattfinden. Jede dieser Kollisionen würde zum Atomverlust führen, da ein Energieübertrag stattfindet, der einer Temperatur von etwa 10 mK entspricht. Der Kehrwert der Kollisionsverlusten beschreibt. Diese Zeitkonstante ergibt sich bei uns zu $\tau'_S \approx 90 \,\mu$ s. Da wir wesentlich längere Speicherzeit messen konnten, können wir also davon ausgehen, dass Atomverluste durch diese Art von Kollisionen bei uns vernachlässigbar sind. Da die Speicherzeit somit



Abbildung 7.13: Lebenszeit Messungen auf zwei unterschiedliche Messweisen bei gleichen Laserleistungen $P(1064 \text{ nm}) = 2 \times 3,5 \text{ mW}$ und P(780 nm) = 24 mW durchgeführt. Für beide Messungen ergibt sich durch Anpassen einer abfallenden Exponentialfuntion eine Speicherzeit von $\tau_S = 52 \text{ ms}$

unabhängig von dem Hyperfein-Zustand der Atome ist, kann man davon ausgehen, dass sich beim Laden innerhalb von 90 μ s der Zustand einstellt, dass sich in jedem Potentialtopf nur maximal ein Atom befindet und spätere Kollsionen der Atome somit unterbunden werden.

In Abb. 7.14 sind verschiedene Speicherzeitmessungen nach dem zweiten Messverfahren dargestellt. Die gemessene Lebensdauer ergibt sich aus den Fit-Daten. In a) ist der Fall einer großen Leistung des blauverstimmten Lasers und einer kleinen Leistung des rotverstimmten Lasers aufgetragen. Das Diagramm b) zeigt den umgekehrten Fall. Die längste Lebensdauer von $\tau_S = 55 \,\mathrm{ms}$ konnten wir bei Leistungen von $P_{1064nm} = 14 \,\mathrm{mW}$ und $P_{780nm} = 20 \,\mathrm{mW}$ messen. Diese Messung ist in d) zu sehen. Der Abstand des Potentialminimums von der Faser und die Tiefe des Potentials hängen vom Verhältnis der Leistungen des rot- und blauverstimmten Lasers $L = P(1064 \,\mathrm{nm})/P(780 \,\mathrm{nm})$ ab. Je größer L, desto tiefer ist das Potential, aber desto kleiner ist auch der Abstand des Potentialminimums von der Faser. Ist L klein, so ist das Potentialminimum weit von der Faser entfernt, aber das Potential ist sehr flach. Dies ist für verschiedene Werte von L in Abb. 4.3 dargestellt. Die Laserleistungen der dort dargestellten Potentiale entsprechen gerade denen von a), b) und d) in Abb. 7.14. In Abb. 7.16 ist zusätzlich die Fallentiefe und der Abstand des Fallenminimums von der Faseroberfläche in Abhängigkeit von L aufgetragen.



Abbildung 7.14: Speicherzeit Messungen nach der Scan-Messmethode für unterschiedliche Leistungen:

- a) $P(1064 \text{ nm}) = 2 \times 2, 8 \text{ mW}, P(780 \text{ nm}) = 30 \text{ mW};$
- b) $P(1064 \text{ nm}) = 2 \times 5 \text{ mW}, P(780 \text{ nm}) = 18 \text{ mW};$
- c) $P(1064 \text{ nm}) = 2 \times 3,5 \text{ mW}, P(780 \text{ nm}) = 34 \text{ mW};$
- d) $P(1064 \text{ nm}) = 2 \times 3,5 \text{ mW}, P(780 \text{ nm}) = 20 \text{ mW};$



Abbildung 7.15: Darstellung des Potentialverlaufs parallel zur Polarisation des verwendeten Laserlicht für die Leistungen der in Abb. 7.15 dargestellten Speicherzeit Messungen:

- a) $P(1064 \text{ nm}) = 2 \times 2, 8 \text{ mW}, P(780 \text{ nm}) = 30 \text{ mW};$
- b) $P(1064 \text{ nm}) = 2 \times 5 \text{ mW}, P(780 \text{ nm}) = 18 \text{ mW};$
- c) $P(1064 \text{ nm}) = 2 \times 3,5 \text{ mW}, P(780 \text{ nm}) = 34 \text{ mW};$
- d) $P(1064 \text{ nm}) = 2 \times 3,5 \text{ mW}, P(780 \text{ nm}) = 20 \text{ mW};$



Abbildung 7.16: Fallentiefe (links) und Abstand des Fallenminimums von der Faseroberfläche (rechts) in Abhängigkeit von L = P(1064 nm)/P(780 nm)

Wie bereits erwähnt, ist die Speicherzeit für $P_{1064\,\mathrm{nm}} = 7\,\mathrm{mW}$ und $P_{780\,\mathrm{nm}} = 25\,\mathrm{mW}$ mit $\tau_L = 55\,\mathrm{ms}$ am größten. Sowohl für kleinere L, als auch für größere L ist die Speicherzeit deutlich kürzer. Die kurze Speicherzeit für kleine L ist leicht nachzuvollziehen, da die gefangenen Atome aus einem flachen Potential schnell herausgeheizt werden können. Um die kurze Speicherzeit für große L zu erklären kommen mehrere mögliche Gründe in Frage. Es liegt die Vermutung nahe, dass bei solch kleinen Leistungen die Atome in der Lage sind das repulsive Potential zur Faser zu durchtunneln oder zu überwinden und es so zu inelastischen Stößen der Atome mit der Faser kommt, die zum Verlust der Atome führen. Eine weitere Erklärungsmöglichkeit ist die Tatsache, dass das Potential in der Nähe der Faser sehr empfindlich auf Schwankungen der Laserleistung reagiert. Selbst kleinste Schwankungen können zu einer großen Variation des Dipolfallenpotentials führen, was gegebenenfalls auch zum Verlust der Atome führen kann.

Rauschspektren der Dipolfallenlaser

Um die Leistungsschwankungen der Dipolfallenlaser und die daraus bedingte Schwankung des Potentials der faseroptischen Dipolfalle sowie die hieraus resultierenden Heizeffekte abschätzen zu können, führten wir für beide Dipolfallenlaser eine Messung des Rauschspektrums durch. Das Potential eines Laserstrahls ist proportional zu seiner Intensität, so dass die Intensitätsschwankung direkt auf die Schwankung des Fallenpotentials übertragen wird. Unser effektives Potential setzt sich allerdings aus der Differenz zweier starken Potentiale zusammen. In diesem Fall wirken sich auch kleine Schwankungen der Laserleistungen viel stärker auf das effektive Potential aus, als bei einer "einfarbigen"-Dipolfalle. Die Messungen des Rauschspektrums führten wir mit Hilfe einer breitbandigen Photodiode und eines Spektrumanalysators (Agilent, E4407B) durch. Für die Berechnung der Heizraten griffen wir auf ein bereits vorhandenes Modell zurück [34]. Hierbei wird das Potential durch ein harmonisches Potential genähert. In diesem Modell wächst die Energie eines Atoms mit der Oszillationsfrequenz ν_0 exponentiell an, wobei die Anregungsfrequenz gerade der doppelten Oszillationsfrequenz des Atoms entspricht:

$$\left\langle \dot{E} \right\rangle = \pi^2 \nu_0^2 S\left(2\nu_0\right) \left\langle E\right\rangle.$$
 (7.9)

Für die spektrale Dichte des relativen Intensitätsrauschens $S(\nu)$ gilt im Intervall $d\nu$:

$$S(\nu) d\nu = \frac{\langle \Delta I^2 \rangle_{d\nu}}{\langle I \rangle^2} = \frac{\langle \Delta U^2 \rangle_{d\nu}}{\langle U \rangle^2}$$
(7.10)

bzw.

$$\int S(\nu) d\nu = \frac{\langle \Delta I^2 \rangle}{\langle I \rangle^2} = \frac{\langle \Delta U^2 \rangle}{\langle U \rangle^2}.$$
(7.11)

Die Heizrate beschreibt den Atomverlust durch parametrische Anregung der Atome in der Falle. Wichtig ist, dass nur Schwankungen, die der doppelten Oszillationsfrequenz der Atome entsprechen, zu Heizeffekten führen. In Abb. 7.17 sind die Heizzeitkonstanten, die dem Kehrwert der Heizrate entsprechen, gegen die doppelte Oszillationsfrequenz aufgetragen. Hierbei entspricht das blaue Spektrum der Rauschmessung des blauverstimmten (780 nm) Dipolfallenlasers, das rote Spektrum entsprechend der Rauschmessung des rotverstimmten (1064 nm) Dipolfallenlasers und das schwarze Spektrum der effektiven Heizzeitkonstante durch Kombination beider Potentiale. Die relative mittlere spektrale Dichte der Potentialschwankungen ergibt sich in unserem Fall nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung zu

$$\frac{\langle \Delta U^2 \rangle_{d\nu}}{\langle U \rangle^2} = \frac{1}{\langle (U_{1064} - U_{780}) \rangle^2} \left(\left\langle \Delta U_{1064}^2 \right\rangle_{d\nu} + \left\langle \Delta U_{780}^2 \right\rangle_{d\nu} \right). \tag{7.12}$$

Hieraus ergibt sich für die gesamte relative spektrale Dichte der Potentialschwankung:

$$S(\nu) = 4S_{1064}(\nu) + 9S_{780}(\nu).$$
(7.13)

Es fällt auf, dass die daraus resultierende Heizzeitkonstante etwa eine Größenordnung unter der der beiden Einzelmessungen liegt. Anhand von Glg. 7.9 sieht man, dass die Heizeffekte bei großen Frequenzen kritisch sein können. Die von uns berechneten Grundzustands-Oszillationsfrequenzen für die in den Experimenten benutzen Fallenparameter liegt bei etwa $\Omega_{axial}/(2\pi) = 310 \text{ kHz}$ und $\Omega_{radial}/(2\pi) = 180 \text{ kHz}$, d.h. die entsprechenden Anregungsfrequenzen liegen bei etwa $2 \cdot \Omega_{axial}/(2\pi) = 620 \text{ kHz}$ und $2 \cdot \Omega_{radial}/(2\pi) = 260 \text{ kHz}$. Die Heizzeitkonstante entspricht der Zeitkonstanten des exponentiellen Energieanstiegs eines Atoms und stellt daher einen begrenzenden Faktor der Speicherzeit dar. Anhand von Abb. 7.17 kann man erkennen, dass die Speicherzeit aufgrund von Leistungsschwankungen der Dipolfallenlaser auf etwa 10 s beschränkt ist, d.h. dieser Heizmechanismus sollte bei einer von uns gemessenen Speicherzeit von etwa 55 ms keine Rolle spielen.

Die maximale Speicherzeit der Falle konnte für Laserleistungen von $P(1064 \text{ nm}) = 2 \times 3,5 \text{ mW}$ und P(780 nm) = 25 mW zu $\tau_S = 10 \text{ s}$ berechnet werden. Aufgrund der guten Druckbedingungen ($p \approx 1 \cdot 10^{-9}$ mbar würde man eine Speicherzeit in der Größenordnung der Speicherzeit der Freistrahl-Dipolfalle von $\tau_S \approx 3 \text{ s}$ erwarten. Von R. Grimm wurde bei einem Druck von $p = 3 \cdot 10^{-9}$ mbar eine Speicherzeit von $\tau_S = 1 \text{ s}$ angenommen [11]. Da die maximale von uns gemessene Speicherzeit bei $\tau_S \approx 50 \text{ ms}$ liegt, kann man also davon ausgehen, dass es weiter Verlustfaktoren gibt, die noch untersucht werden müssen. So könnten z.B. an der Faseroberfläche adsorbierte Cäsium-Atome das Dipolfallenpotential stören und somit die Speicherzeitlimitieren. Da wir erst seit etwa drei Monaten überhaupt gespeicherte Atome in der faseroptichen Dipolfalle nachweisen konnten gibt es noch zahlreiche Untersuchungen, die vorgenommen werden können, um die faseroptische Dipolfalle besser zu verstehen und charakterisieren zu können.



Abbildung 7.17: Darstellung der Heizzeitkonstanten in Abhängigkeit von der doppelten Oszillationsfrequenz für den rotverstimmten Dipolfallenlaser (rot) den blauverstimmten Dipolfallenlaser (blau) und das effektive Potential (schwarz)

Kapitel 8 Kamera zum Nachweis der Atome

Zum Nachweis der gefangenen Atome in den beiden Dipolfallen-Typen ist die Installation einer EMCCD-Kamera geplant. Hiermit soll die Fluoreszenz der Atome detektiert werden. Die Kamera soll an einem Seitenfenster der Vakuumkammer platziert werden. Ursprünglich war eine EMCCD-Kamera (Andor, $iXon^{EM} + 885$) mit einem frontilluminated (von vorne belichteter) CCD-Chip hierfür vorgesehen. Bei einer Testleihe hatten wir allerdings leider keinen Erfolg und entschieden uns letztendlich für einen anderen Typ der EMCCD-Kamera (Andor, $iXon^{EM} + 897$) mit einem back-illuminated (von hinten belichteter) CCD-Chip, die bald getestet wird. Die Gründe für unsere Kamera-Wahl sind im Anhang aufgeführt.

Die Quanteneffizienz des Kameramodells $iXon^{EM} + 897$ beträgt bei einer Wellenlänge von $\lambda = 852 \,\mathrm{nm}$ etwa 55%. Die Anzahl der Pixel liegt bei 512×512 mit einer Pixelgröße von $16 \,\mu m$. Die maximale Bildrate beim Auslesen aller Pixel beträgt 35 Bilder/s. Für die Detektion schwacher Signale ist ein großes Signal-zu-Rauschverhältnis S/N wichtig, wobei das Signal einer Zählrate enstpricht. Die Hauptfaktoren, die zum Rauschen beitragen, sind das Dunkelrauschen/thermische Rauschen N_D , das Ausleserauschen N_A und das Schrotrauschen N_S . Grund für das Dunkelrauschen ist der Dunkelstrom der einzelnen Pixel. Um das Dunkelrauschen bestmöglich zu unterdrücken, ist eine Kühlung des CCD-Chips nötig. Das letztendlich gewählte Modell hat die Möglichkeit mit Hilfe eines Peltier-Elements den Chip auf bis zu -85° C zu kühlen. Mit einer zusätzlichen Wasserkühlung des Peltier-Elements kann der Chip auf diese Weise sogar auf bis zu -100° C gekühlt werden, wodurch das Dunkelrauschen vernachlässigbar klein wird. Die Stärke des Ausleserauschens hängt von der Geschwindigkeit ab, mit der der CCD-Chip ausgelesen wird. Je schneller dies stattfindet, desto größer das Rauschen. Im Fall einer EMCCD-Kamera wird das Signal jedoch vor dem Ausleseregister verstärkt, so dass das Ausleserauschen sehr klein ist. Das Schrotrauschen stammt daher, dass sich der Gesamtstrom des Signals aus der Bewegung einzelner Ladungsträger zusammensetzt und diese einzelnen Ladungsträger Potentialbarrieren überwinden müssen. Daher gilt für das Schrotrauschen $N_S \approx \sqrt{S}$. Somit gilt für ansonsten vernachlässigbar kleine Beiträge zum Rauschen für das Signal-zu-Rausch-Verhältnis $S/N \propto \sqrt{S}$, d.h. das Signal bzw. die Zählrate sollte für ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis möglichst groß sein. Um dies zu erreichen, müssen also möglichst viele Fluoreszenz-Photonen der gefangenen Atome



Abbildung 8.1: Aufbau des Objektivs zur Abbildung der Dipolfalle auf den CCD-Chip einer EMCCD-Kamera

auf den CCD-Chip der Kamera treffen.

8.1 Das Abbildungssystem

Das Linsensystem zur Abbildung der Fluorszenz auf den Chip der EMCCD-Kamera ist in Bild Abb. 8.1 dargestellt. In der Vakuumkammer befindet sich ein auf unendlich korrigiertes Linsensystem mit einer Brennweite von $f_1 = 36$ mm und einem Arbeitsbereich von 36,5 mm [27]. Die nach diesem Linsensystem annähernd parallelen Strahlenbündel werden nach dem Passieren eines Strahlteilers mit Hilfe einer Linse mit einer Brennweite von $f_2 = 500$ mm auf den Kamera Chip fokussiert. Außerdem durchlaufen die Strahlen zwei Bandpassfilter für 852 nm, die dazu dienen, ungewolltes Streulicht des rot-und blau verstimmten Lasers, sowie von außen einfallendes Streulicht, herauszufiltern, mit Hilfe einer Linse mit einer Brennweite von . Die Vergrößerung ergibt sich durch das Verhältnis der beiden Brennweiten zu

$$V = \frac{f_2}{f_1} = \frac{500 \text{ mm}}{36 \text{ mm}} \approx 14.$$
 (8.1)

Da nur etwa jeder zweiter Potentialtopf mit einem Cäsiumatom besetzt ist und der Abstand der Potentialminima bei einer rotverstimmten Stehwelle bei etwa $\lambda/2n_{\text{eff}} \approx 500$ nm liegt, ist der durchschnittliche Abstand zweier Atome etwa 1 µm. Dieser Abstand liegt unterhalb des Auflösungsvermögens unseres Abbildungssystems. Die Atome werden mit Hilfe eines Linsensystems endlicher radialer Ausdehnung abgebildet. Aufgrund der Beugung des Lichts am Rand der Linsen entspricht die Abbildung einer Point-Spread-Funktion. Diese besteht aus einer sogenannten Airy-Scheibe umgeben von konzentrischen Beugungsringen. Man erhält für die Airy-Scheibe unseres Abbildungssystems einen $1/e^2$ -Intensitätsdurchmesser von etwa 1,8 μ m [18]. Da wir eine Vergrößerung von etwa 14 benutzen, wird die Airy-Scheibe und somit auch ein einzelnes Atom, dessen Ausdehnung kleiner ist, als die Airy-Scheibe, auf mehrere Pixel verteilt abgebildet.

8.2 Abschätzung des Signals

Die Fluoreszenz der gefangenen Atome erfolgt durch die Streuung des rotverstimmten Laserlichts der Kühlstrahlen der MOT. Um eine Abschätzung des Signals zu erhalten, das man aufgrund der Fluoreszenz eines gefangenen Atoms erhält, kann man zunächst von der Streurate der Atome in alle Raumrichtungen ausgehen

$$\Gamma_{Str} = \frac{\Gamma}{8} \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^2 \frac{I(r)}{I_0},\tag{8.2}$$

wobei der letzte Faktor $I(r)/I_0$ bei uns von der Größenordnung 1 ist. Für die Verstimmung schätzten wir $\Delta \approx 13\Gamma$ ab. Diese Verstimmung wurde in einem ähnlichen Experiment gewählt, um die Atome zusätzlich in eine 3D-Melasse zu kühlen [18], und wurde daher auch für unser Experiment eingeplant. Hiermit ergibt sich für die Streurate $\Gamma_{Str} \approx 23000 \, \mathrm{s}^{-1}$. Von diesen Photonen treffen etwa 2, 1%, also $480 \, \mathrm{s}^{-1}$ auf das Linsensystem im Vakuum und werden anschließend auf den CCD-Chip der Kamera abgebildet. Von diesen Photonen werden allerdings nur die Hälfte am Polarisationsstrahlteiler transmittiert, da das Fluoreszenzlicht in guter Näherung als unpolarisiert angesehen werden kann. Die Transmission der zwei Bandpass-Filter (Thorlabs, FB850 - 10) bei 852 nm liegt jeweils bei etwa 75%, wodurch die Rate der Photonen, die als Fluoreszenz eines Atoms auf dem CCD-Chip ankommen, sich zu etwa 100 s⁻¹ ergibt. Zur Abschätzung des gemessenen Signals muss zusätzlich eine Quanteneffizienz des CCD-Chips von etwa 55% bei einer Wellenlänge von $\lambda \approx 850 \, \mathrm{nm}$ berücksichtigt werden, so dass das letztendlich gemessene Zählrate aufgrund der Fluoreszenz eines Atoms etwa $55 \, \mathrm{s}^{-1}$ beträgt.

Da die Atome gleichzeitig mit der oben erwähnten Melasse beleuchtet und gekühlt werden, sind nur sehr geringe Heizraten zu erwarten, so das eine Belichtungszeit im Sekundenbereich angenommen werden kann. Da die EMCCD-Kamera außerdem Verstärkungsmöglichkeiten bis zum Faktor 1000 bietet, könnte hiermit ein ausreichend hohes Signal zum Nachweis der Atome erhalten werden.

Kapitel 9 Ausblick

In Kapitel 7 habe ich gezeigt, dass es uns gelungen ist, zum ersten Mal Atome mit Hilfe des evaneszenten Feldes einer verjüngten Glasfaser zu fangen. Wir konnten verschiedene Messungen durchführen, um die Fallentiefe und die Speicherzeit bei verschiedenen Laserleistungen zu bestimmen. Die Speicherzeit der Atome in dieser faseroptischen Dipolfalle ist noch deutlich kürzer, als theoretisch erwartet, so dass insgesamt noch weitere Untersuchungen erfolgen müssen, um die Eigenschaften des Fallenpotentials zu verstehen und die experimentellen Parameter entsprechend zu optimieren. Lange Speicherzeiten und Kohärenzzeiten stellen eine wichtige Voraussetzung für zukünftige Anwendungen dar.

Ein Ziel ist es, den Transport der Atome über den Bereich der Fasertaille zu ermöglichen. Hierfür kann die relative Frequenz des rotverstimmten Laserstrahlenpaars variiert werden. Dies soll es ermöglichen, die Position der Atome über den gesamten verjüngten Bereich der Faser zu kontrollieren. Eine visuelle Überwachung des Transportvorgangs kann über die bereits geplante und in Kapitel 8 bzw. im Anhang beschriebene EMCCD-Kamera erfolgen. Diese Einsatzmöglichkeit bietet sich z.B. für die Beförderung von Atomen zu einem Mikro-Resonator an. Hier kann z.B. die Wechselwirkung zwischen einzelnen Photonen und einzelnen Atomen beobachtet werden [35]. Bisher wurden die Atome für eine möglichst lange Wechselwirkungszeit z.B. von Kimble et al. mit Hilfe einer Freistrahl-Dipolfalle im Resonator gespeichert. Der Transport über die Fasertaille könnte auch eine Beförderung von Atomen in einem Experiment ermöglichen, in dem ein fokussierter Laserstrahl nicht eingesetzt werden kann.

Eine weitere Anwendung der faseroptischen Dipolfalle könnte in EIT-Experimenten liegen (EIT: elektromagnetisch induzierte Transparenz) [36]. Aufgrund der starken Kopplung zwischen Licht und Materie, die in einer faseroptischen Dipolfalle erreicht werden kann, und der großen optischen Dichte ist die faseroptische Dipolfalle gut für EIT-Experimente geeignet. Die einzelnen Atome können in einem bestimmten Zustand präpariert und später wieder ausgelesen werden. So kann Information in einer Spinnwellenfunktion gespeichert werden [37]. Von Chang et al. wurde in diesem Zusammenhang vorgeschlagen, die starke Wechselwirkung zwischen Photonen und in der Nähe einer verjüngten Faser gekoppelten Atomen zu nutzen, um sogenannte Photonenkristalle zu erzeugen [38]. Aufgrund der hohen Photonendichte kommt es hier zu nichtlinearen Wechselwirkungen zwischen Photonen und Atomen, die zu einer "Fermionisierung" der Photonen führt. Man spricht dann von einem Tonk-Giradeau-Gas.

Beide oben beschriebenen Experimente könnten für die Entwicklung eines Quantenregisters eingesetzt werden, bei dem eine Information in Form eines Quantenzustands bzw. der Superposition von Quantenzuständen gespeichert werden kann.

Um die Speicherzeit der Atome in der faseroptischen Dipolfalle zu verlängern ist es sinnvoll das Potential der faseroptische Dipolfalle zu optimieren. Es könnte sein, dass diese geringen Speicherzeiten darauf zurückzuführen sind, dass das Dipolfallenpotential durch Veränderungen der Faseroberfläche durch adsorbierte Cäsium-Atome deformiert ist. Wir vermuten außerdem, dass die großen Heizraten auf Kollisionen der Atome mit der Faser und das steile Fallenpotential zurückzuführen sind. Um diese Heizraten zu minimieren, kann zum einen für einen größeren Abstand des Fallenminimums von der Faseroberfläche der Faserdurchmesser weiter verkleinert werden und zum anderen der rotverstimmte Dipolfallenlaser durch einen längerwelligen Laser ersetzt werden.

Anhang A Wahl der Kamera

Für die Wahl der Kamera standen aufgrund der geringen Streurate von Photonen. die nachgewiesen werden sollen, zunächst zwei CCD-Kameratypen (CCD: engl. charged coupled device: landungsgekoppeltes Bauteil) verschiemit denen Wahl. Zum iCCD-Signalverstärkungsmechanismen zur einen die (i: engl. intensified: intensiviert) und zum anderen die EMCCD-Kamera Kamera (EM: engl. electron multiplying: Elektronen Vervielfacher). Bei der iCCD-Kamera sitzt ein Photomultiplier vor dem lichtempfindlichen Halbleiter. Hier lösen die einfallenden Photonen Elektronen aus einer Photokathode, die dann durch Stoßionisation vervielfacht und anschließend mit Hilfe eines Fluoreszenzschirms wieder in Photonen umgewandelt werden. Von dort werden sie über eine Faseroptik auf die einzelnen Pixel des CCD-Chips übertragen. Bei der EMCCD-Kamera befindet sich hingegen ein Verstärkungsregister vor dem Ausleseregister, so dass hier die Photoelektronen durch Stoßionisation vervielfacht werden. Hier findet die Verstärkung also, im Gegensatz zur iCCD-Kamera, nach der Signalaufnahme durch den CCD-Chip statt. Dieser Kameratyp hat den Vorteil, dass das Ausleserauschen sehr gering ist.

Die EMCCD-Kamera erwies sich aufgrund ihrer höheren Quanteneffizienz in unserem Wellenlängenbereich, des geringeren Ausleserauschens und der bessern Auflösung für unsere Anwendung als am sinnvollsten. Zunächst testeten wir eine front-illuminated (von vorne belichtete) $iXon^{EM} + 885$. Bei einem front-illuminated CCD-Chip befindet sich die Elektrodenstruktur, die den CCD-Chip in einzelne Pixel unterteilt, auf der Vorderseite des Chips. Darunter liegt die etwa $10 - 20 \,\mu$ m dicke lichtempfindliche Schicht. Hierbei handelt es sich um einen dotierten Halbleiter, der auf einer etwa 500 μ m dicken lichtunempfindlichen Siliziumschicht aufgetragen ist. Der Nachteil dieser Bauart ist, dass langwellige Infrarotstrahlung oft erst nach und kurzwellige UV-Strahlung bereits vor der lichtempfindlichen Schicht des Chips absorbiert werden. Unsere Wahl fiel zunächst auf dieses Modell, da uns sowohl vom Berater der Firma, als auch von anderen Arbeitsgruppen vom sogenannten Etalon-Effekt im nah-infraroten Wellenlängenbereich bei back-illuminated (von hinten belichtete) EMCCD-Kamera berichtet wurde. Bei diesem Modell wird der CCD-Chip umgedreht, so dass sich die Siliziumschicht nun auf der Vorderseite und die Elektroden auf der Rückseite des Chips befinden. Die Siliziumschicht

wird hier auf eine Dicke von etwa $10 - 20 \,\mu\text{m}$ abgeätzt, wodurch die Empfindlichkeit dieses Chiptyps stark vergrößert wird und somit auch die Detektion extrem schwacher Signale möglich macht. Der oben erwähnte Nachteil ist, dass aufgrund von mehrfachen Reflexionen von langwelligen Laserlicht zwischen den Oberflächen des Chips oft Interferenzmuster entstehen, die als Streifenmuster auf der Aufnahme zu erkennen sind. Bei schwachen Signalen kann dies zur Überdeckung des eigentlichen Signal führen. Beim Test der oben beschriebenen Kamera stellte sich jedoch ein Chip-spezifischer Effekt als extrem nachteilig für unser Experiment heraus. Bei dem von vorne beleuchteten Chip wurden aufgrund einer zu starken Beleuchtung durch die Fluoreszenz der MOT-Wolke vor der eigentlichen Belichtungszeit Elektronen erzeugt, die sich dann in den Potentialtöpfen unterhalb der Elektroden des Chips ansammeln. Die Anzahl dieser Elektronen fällt in Abhängigkeit von der Temperatur exponentiell mit der Zeit ab. In unserem Fall war jedoch selbst bei einer Kühlung auf $-80^{\circ}C$ nach einer Wartezeit von mehr als 2s nach dem Ausschalten der MOT und einem "Reinigungs"-Zyklus, das die einzelnen Pixel innerhalb weniger μ s vor der Belichtung von ungewollten Ladungen befreit, noch ein deutliches Bild der MOT-Atomwolke zu sehen. Hierdurch wurde das schwache Signal der wenigen in der Dipolfalle gefangenen Atome vollkommen überdeckte und somit ein Nachweis dieser Atome über ihre Fluoreszenz unmöglich gemacht. Laut Berater handelt es sich hierbei um ein Problem, dass bei dem von hinten beleuchteten Chip, nicht vorhanden sein soll. Ein mechanischer Verschluss, der zwar serienmäßig bestellt werden kann, ist leider nicht für den Gebrauch im Betrieb gedacht und kann daher nicht zur Lösung dieses Problems verwendet werden.

Bis zum Abschluss meiner Diplomarbeit hatten wir leider noch nicht die Möglichkeit das Kameramodell mit dem von hinten beleuchteten CCD-Chip (Ansor, iXon^{EM} + 897) für einen Test auszuleihen. Da sie jedoch von anderen Gruppen verwendet wird, die Experimente mit ähnlich schwachen Signalen durchführen, besteht die Hoffnung, dass sie sich für unser Experiment als geeignet erweist.

Abbildungsverzeichnis

$2.1 \\ 2.2$	Schematische Darstellung der Laserkühlung	6
	Niveau-Systems	8
2.3	Funktionsprinzip der MOT im dreidimensionalen Fall	9
2.4	Potential einer Dipolfalle	15
3.1	Schematische Darstellung einer Glasfaser und des Faserbrechungindex für	
	Kern und Mantel	18
3.2	Graphische Lösung für die HE-Moden	23
3.3	Graphische Lösung für die EH-Moden	23
3.4	Graphische Lösung für die TE-Moden	24
3.5	Darstellung der normalisierten Propagationskonstanten als Funktion von V für die einige niedrige Moden	25
		20
4.1	Fallenpotential parallel (blau) und senkrecht (rot gestrichelt) in Bezug auf die Polarisationsebene des linear polarisierten Laserlichts	28
4.2	Dreidimensionale Darstellung des Fallenpotentials für linear polarisiertes Licht	29
4.3	Fallenpotential parallel (links) und senkrecht (rechts) in Bezug auf die Po-	
	larisationsrichtung des linear polarisierten Laserlichts	30
4.4	Faserpotential für verschiedene Werte der Laserleistung des zirkular polari-	
	sierten Laserlichts	31
5.1	Laseraufbau des Kühl- und des Rückpumperasers	34
5.2	Termschema des Cäsium-Atoms	36
5.3	Laseraufbau der blau- und rotverstimmten Dipolfallen Laser und des Abfra-	
	gelasers	37
5.4	Laseraufbau des Abfrage Lasers	39
5.5	Saettigungsspektroskopie	41
5.6	Darstellung der Vakuumkammer	44
5.7	Transmission der Liekki Passive-10/123 beim Ziehvorgang	47
5.8	Messung der Vibrationsfrequenz der Faser	48
6.1	Absorptionsaufnahme der Freistrahl-Dipolfalle in Falschfarben dargestellt .	50
6.2	Absorptionsprofil der Freistrahl-Dipolfalle in radialer und axialer Richtung	51

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

6.3	Zeitlicher Verlauf der Sequenz zum Laden der Freistrahl-Dipolfalle	53
6.4	Radius der Ausdehnung der Dipolfalle $\sigma(t)$ in x- und y-Richtung in	
	Abhängigkeit von der Expansionszeit t	57
6.5	Speicherzeit Messung der Freistrahl-Dipolfalle mit und ohne ultradünne	
	Glasfaser	59
6.6	Absorptionsmessung bei einer konstanten Speicherzeit von t $=200$ ms aber	
	verschiedenen Leistungen des blauverstimmten Lasers durch die Faser \ldots	60
6.7	Überlagertes Potential aus dem Freistrahl-Dipolfallenpotential $P(1064 \text{ mm}) = 300 \text{ mW}$ und dem Potential des evenessenten Foldes des blauverstimm	
	ton Lasors	62
		02
7.1	Abfall des evaneszenten Feldes in Abhängigkeit vom V -Parameter \ldots	64
7.2	Sequenz zur Messung der Ladekurve	65
7.3	links: Absorbanz und MOT Durchmesser während des Ladeintervalls; rechts:	
	Absorption der Dipolfalle während des Ladevorgangs	66
7.4	Darstellung der AC-Stark-Verschiebung der einzelnen m_F -Unterzustände	
	des angeregten und des Grundzustands und der effektiven Frequenzverschie-	
	bung der Übergänge in Abhängigkeit vom Abstand von der Faser	67
7.5	Zeitlicher Verlauf der Sequenz der beiden Messmethoden zur Aufnahme des	
	Absorptionspektrums	68
7.6	Aufnahme eines Absorptionsspektrums auf zwei unterschiedliche Arten	69
7.7	Darstellung der Absorptionsspektren für verschiedene Laserleistungen, Spei-	
	cherzeiten und Fallentypen	72
7.8	Fallenpotential parallel in Bezug auf die Polarisationsrichtung des linear	-
	polarisierten Laserlichts	73
7.9	Dichteverteilung der Atome, Absorptionswahrscheinlichkeit und das Integral	70
7 10	uber das Produkt aus beiden	76
7.10	Darstellung der Frequenzverschiebungen der einzelnen Ubergange in	70
7 1 1	Abnangigkeit vom Abstand von der Faserobernache	10
(.11	fasoroptischen Dipolfalle	$\overline{70}$
7 1 9	Zoitlicher Verlauf der Sequenz zur Messung der Lebensdauer der faserenti	19
1.12	schen Dipolfalle mit Hilfe eines Pulsgenerators	80
7 13	Lebenszeit Messungen auf zwei unterschiedliche Messweisen bei gleichen La-	00
1.10	serleistungen	82
7.14	Speicherzeit Messungen nach der Scan-Messmethode für unterschiedliche	•
	Leistungen	83
7.15	Darstellung des Potentialverlaufs parallel zur Polarisation des verwendeten	
	Laserlicht für die Leistungen der in Abb. 7.15 dargestellten Messungen	84
7.16	Fallentiefe und Abstand des Fallenminimums von der Faseroberfläche in	
	Abhängigkeit von L	84
7.17	Darstellung der Heizzeitkonstanten in Abhängigkeit von der doppelten Os-	
	zillationsfrequenz	87

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

8.1 KameraObjektiv	90
--------------------	----

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Literaturverzeichnis

- [1] T. H. Maiman. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, 187:493–494, 1960.
- [2] T.W. Hänsch and A. L. Schawlow. Cooling of gases by laser radiation. Opt. Commun., 13:68,69, 1975.
- [3] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin. Threedimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 55, 1985.
- [4] G. A. Askaryan. Effects of the gradient of a strong electromagnetic beam on electrons and atoms. *Sov. Phys. JETP*, 15:1088, 1962.
- [5] S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, and A. Cable. Experimental observation of optically trapped atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 57:314–317, 1986.
- [6] K. Svoboda. Biological applications of optical forces. Annu. Rev. Biophys. Biomol. Struct., 23(12):247-85, 1994.
- [7] I. Bloch, M. Greiner, O. Mandel, T. W. Hänsch, and T. Esslinger. Bose-einstein condensates in 1d- and 2d optical lattices. *Appl. Phys.*, B(73):769-772, 2001.
- [8] R. J. Cook and R. K. Hill. An electromagnetic mirror for neutral atoms. Opt. Commun., 43:258-260, 1982.
- [9] V. I. Balykin, Y.B. Ovchinnikov, V. S. Letokhov, and A.I. Sidorov. Quantum-stateselective mirror reflection of atoms by laser light. *Phys. Rev. Lett.*, 60:21, 1988.
- [10] V. I. Balykin, Y.B. Ovchinnikov, and S.V. Shul'ga. An atomic trap based on evanescent light waves. Opt. Phys., 24:3173–3178, 1991.
- [11] R. Grimm, M. Weidemüller, and Y.B. Ovchinnikov. Optical dipole traps for neutral atoms. Adv. At. Mol. Opt. Phys., 42(95):1315–1318, 2000.
- [12] R. Grimm, I. Manek, and Y.B. Ovchinnikov. Surface trap for cs atoms based on evanescent-wave cooling. *Phys. Rev. Lett.*, 79(12), 1997.
- [13] D. Rychtarik, B. Engeser, H.-C. Nägerl, and R. Grimm. Two-dimensional bose-einstein condensate in an optical surface trap. *Phys. Rev. Lett.*, 92(17):173003, 2004.

- [14] Dowling; J. P. and J. Gea-Banacloche. Evanescent light-wave atom mirrors, resonators, waveguides and traps. Academic Press HBJ, Boston, 36:1–94, 1996.
- [15] V. I. Balykin, F. L. Kien, and K. Hakuta. Atom trap and waveguiding using a twocolor evanescent light field around a subwavelength-diameter optical fiber. *Phys. Rev.*, A 70:063403, 2004.
- [16] D. A. Steck. Cesium d linie data. Version 2.1, 2008.
- [17] A. Rauschenbeutel, G. Sague, E. Vetsch, Alt; W., and D. Meschede. Cold-atom physics using ultrathin optical fibers: Light-induced dipole forces and surface interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 99, 2007.
- [18] W. Alt. Dissertation: Optical control of single neutral atoms (Institut für Angewandte Physik, Bonn). 2004.
- [19] D. Meschede. Optik, Licht und Laser. Teubner, 1999.
- [20] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models. J. Op. Soc. Am., B(6):2023-2045, 1989.
- [21] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 59:2631, 1987.
- [22] C. E. Wieman, S. J. M. Kuppens, K. L. Corwin, K. W. Miller, and T. E. Chupp. Loading an optical dipole trap. *Phys. Rev. Lett.*, 62, 2000.
- [23] F. Warken. Dissertation: Ultradünne Glasfasern als Werkzeug zur Kopplung von Licht und Materie (Institut f
 ür Physik, Mainz). 2007.
- [24] A. Yariv. Optical Electronics in Modern Communications. Oxford University Press, 1997.
- [25] G. Sague. Dissertation: Cold atom physics using ultra-thin optical fibres (Institut für Physik, Mainz). 2008.
- [26] J. D. Love and W. M. Henry. Quantifying loss minimisation in single-mode fibre tapers. *Electron. Lett.*, 22(912), 1986.
- [27] W. Alt. An objective lens for efficient fluorescence detection of single atoms. *Optik*, 113:142, 2002.
- [28] C. Salomon, J. Dalibard, W. D. Phillips, A. Clairon, and S. Guellati. Laser cooling of cesium atoms below 3 μk. Europhys. Lett, 12(8):683-688, 1990.
- [29] N. Frese. Dissertation: Bose-Einstein Condensation of Rubidium: Towards Ultracold Binary Bosonic Mixtures. 2005.
- [30] B. E. A. Saleh and M. C. Teich. Grundlagen der Photonik. WILEY-VCH, 2007.
- [31] N. Schlosser, G. Reymond, and P. Grangier. Collisional blockade in microscopic optical dipole traps. *Phys. Rev. Lett.*, 89(023005), 2002.
- [32] M. Mudrich, S. Kraft, J. Lange, A. Mosk, and M. Weidemüller. Hyperfine-changing collisions in an optically trapped gas of ultracold cesium and lithium. *Phys. Rev. A*, 70:062712, 2004.
- [33] L. Förster, W. Alt, I. Dotsenko, M. Khudaverdyan, D. Meschede, Y. Miroshnychenko, S. Reick, and A. Rauschenbeutel. Lnumber-triggered loading and collisional redistribution of neutral atoms in a standing wave dipole trap. New Journal of Physics, 8:259, 2006.
- [34] T. A. Savard, J. E. Thomas, and K. M. O'Hara. Laser-noise-induced heating in far-off resonance optical traps. *Phys. Rev. A*, 58:3914, 1998.
- [35] J. Ye, D. W. Vernooy, and H. J. Kimble. Trapping of single atoms in cavity qed. Phys. Rev. Lett., 83(24):4987-4990, 1999.
- [36] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media. *Rev. Mod. Phys.*, 77(2):633-673, 2005.
- [37] M. Anderlini, P. J. Lee, B. L. Brown, J. Sebby-Strabley, and W. D.. Phillips. Controlled exchange interaction between pairs of neutral atoms in an optical lattice. *Nature*, 448:452–456, 2007.
- [38] D. E. Chang, V. Gritsev, G. Morigi, V. Vuletic, M. D. Lukin, and E. A. Demler. Crystallization of strongly interacting photons in a nonlinear optical fibre. *Nature Physics*, 4:884–889, 2008.

Mein erster Dank gilt Prof. Arno Rauschenbeutel, der es mir ermöglicht hat, an diesem interessanten Experiment arbeiten zu dürfen. Ich konnte viele neue Erfahrungen sammeln und viel lernen. Vielen Dank für die Unterstützung.

Mein nächster Dank geht an Dr. Herwig Ott für die Übernahme des Zweitgutachtens.

Allen "Rauschis" und der QUANTUM möchte für die super nette Gruppen-Atmosphäre und die große Hilfsbereitschaft danken.

Christian Wuttke und Daniel Reitz danke ich für die große Hilfe bei meinen mangelhaften Latex-Kenntnissen und für die seelische und moralische Unterstützung in anstrengenden Zeiten.

Christine, Elvira und Julia danke ich für ihre große Hilfsbereitschaft.

Der gesamten Werkstatt danke ich für ihre sehr kooperative Art und ihre Hilfsbereitschaft. Ein großer Dank geht nochmal an Daniel Reitz für das Korrekturlesen meiner Diplomarbeit.

Ein ganz besonders großer Dank geht an Eugen Vetsch. Danke für die Hilfe, Unterstützung und Geduld mit mir. Und danke, dass Du bist, wie Du bist.

Meiner Familie danke ich für die riesige Unterstützung über das gesamte Studium hinweg und insbesondere dafür, dass sie mich in den anstregenden Phasen ertragen haben. Besonders danke ich nochmals meiner Schwester Tabea für das Korrekturlesen.

Außerdem danke ich Maya, Ali, Lilly und Merlin dafür, dass sie mir immer wieder eine schöne Abwechslung beschert haben.