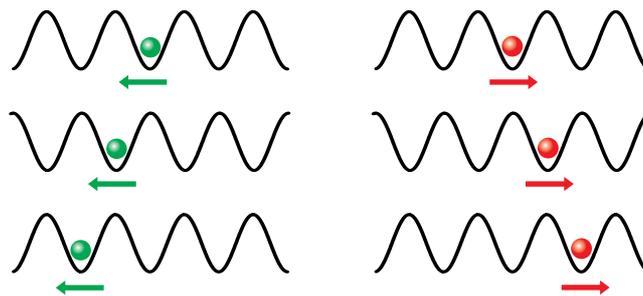


# Ein Experiment zum zustandsabhängigen Transport einzelner Atome

von  
Daniel Döring



## Diplomarbeit in Physik

angefertigt im  
Institut für Angewandte Physik

vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

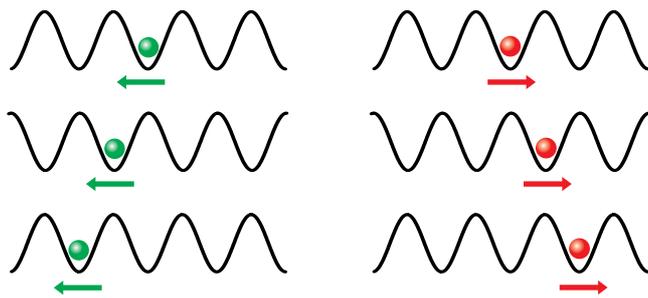
Juli 2007

Referent: Prof. Dr. Dieter Meschede  
Korreferent: Prof. Dr. Martin Weitz



# Ein Experiment zum zustandsabhängigen Transport einzelner Atome

von  
Daniel Döring



Diplomarbeit in Physik



# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1 Grundlagen: Laserkühlung und optische Gitter</b>	<b>3</b>
1.1 Die magnetooptische Falle . . . . .	4
1.1.1 Dopplerkühlung in der optischen Melasse . . . . .	4
1.1.2 Positionsabhängige Kraft im Gradientenfeld . . . . .	5
1.1.3 Eine magnetooptische Falle für Cäsium-Atome . . . . .	6
1.2 Die Dipolfalle . . . . .	7
1.2.1 Klassisches Modell des Dipolpotentials . . . . .	7
1.2.2 Quantenmechanische Beschreibung des Dipolpotentials . . . . .	10
1.2.3 Dipolpotential eines eindimensionalen optischen Gitters . . . . .	10
1.3 Der zustandsabhängige Transport . . . . .	13
1.3.1 Ein zustandsabhängiges Dipolpotential . . . . .	13
1.3.2 Transport im zustandsabhängigen Potential . . . . .	16
<b>2 Theorie: Dipolpotentiale und Kohärenzzeiten</b>	<b>21</b>
2.1 Berechnung der AC-Stark-Verschiebung . . . . .	21
2.1.1 Störungstheoretische Herleitung . . . . .	21
2.1.2 AC-Stark-Verschiebung des Grundzustandes . . . . .	24
2.1.3 AC-Stark-Verschiebung des angeregten Zustandes . . . . .	30
2.1.4 Oszillationsfrequenzen . . . . .	32
2.2 Kohärenzzeiten . . . . .	33
2.2.1 Transversale Dekohärenzmechanismen . . . . .	35
2.2.2 Longitudinale Dekohärenzmechanismen: Inelastische Streuprozesse . . . . .	40
<b>3 Experimenteller Aufbau</b>	<b>45</b>
3.1 Das Vakuumsystem . . . . .	45
3.1.1 Die Vakuumkammer . . . . .	45
3.1.2 Die Glaszelle . . . . .	47
3.1.3 Das Pumpensystem . . . . .	48
3.2 Die magnetooptische Falle . . . . .	48
3.2.1 Das Lasersystem . . . . .	49
3.2.2 Der optische Strahlengang . . . . .	54
3.2.3 Das Magnetfeld . . . . .	56
3.3 Das optische Gitter . . . . .	56
3.3.1 Das Lasersystem . . . . .	56

3.3.2	Der optische Strahlengang . . . . .	56
3.4	Die Abbildungsoptik zur Detektion einzelner Atome . . . . .	60
3.4.1	Das Abbildungsobjektiv . . . . .	60
3.4.2	Abbildung auf die EMCCD-Kamera . . . . .	62
<b>4</b>	<b>Atome in der magnetooptischen Falle</b>	<b>65</b>
4.1	Anordnung der Magnetspulen . . . . .	65
4.2	Eichung des Abbildungssystems . . . . .	66
4.3	Atomzahlmessungen . . . . .	67
4.3.1	Aufnahme der Ladekurve . . . . .	67
4.3.2	Einfluss der Verstimmung des Kühllasers . . . . .	69
4.3.3	Einfluss des Stroms in den Gradientenspulen . . . . .	71
	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>73</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>77</b>

# Einleitung

Seit der Entwicklung der Quantentheorie zu Beginn des zwanzigsten Jahrhunderts ist das Verständnis der Materie auf quantenmechanischem Niveau von ungebrochenem Interesse. Sowohl die Untersuchung fundamentaler physikalischer Prozesse als auch deren Nutzung in verschiedensten Anwendungsgebieten moderner Technik hat die Quantenmechanik als eines der wichtigsten aktuellen Teilgebiete der Physik etabliert. Einzelne neutrale Atome bieten in diesem Zusammenhang die faszinierende Möglichkeit, fundamentale Quanteneffekte an einem isolierten System genauestens zu studieren. Um derartige Untersuchungen durchführen zu können, ist die Kontrolle der atomaren Freiheitsgrade unabdingbar. Diese Kontrolle wird im Allgemeinen sowohl für die internen Freiheitsgrade (den elektronischen Zustand) als auch für die externen Freiheitsgrade (die räumliche Wellenfunktion) durch die Wechselwirkung des Atoms mit elektromagnetischen Feldern realisiert.

Neben der Untersuchung fundamentaler Fragestellungen der Quantentheorie gibt es Bestrebungen, mithilfe einzelner neutraler Atome Anwendungen aus dem Gebiet der Quanteninformationsverarbeitung, darunter den Quantencomputer, zu implementieren. Letzterer ist in manchen Bereichen intrinsisch leistungsfähiger als ein klassischer Computer und verspricht eine effizientere Lösung bestimmter Klassen von rechentechnischen Problemstellungen, wie beispielsweise Faktorisierungs- oder Suchalgorithmen [1, 2]. Eine Möglichkeit zur Realisierung eines Quantencomputers beruht auf der Verwendung von Quanten-Gattern [3]. In diesem Ansatz werden Rechenoperationen mittels Hintereinanderschaltung von einzelnen Gattern implementiert. Neben dem Gatteransatz existieren noch weitere Konzepte zur Verwirklichung universeller Quantencomputer, darunter der Quantenzellularautomat [4] und der Einweg-Quantencomputer [5], auch Cluster-Zustands-Modell genannt. Allen Ansätzen gemeinsam ist, dass eine vollständige Kontrolle über die interatomaren Wechselwirkungen erlangt werden muss.

Neben neutralen Atomen kommen auch andere Systeme für die Implementierung von Anwendungen der Quanteninformationsverarbeitung in Frage, darunter Ionen in Paulfallen [6, 7], einzelne Photonen [8], Kernspins [9], Quantenpunkte in Halbleitern [10] sowie supraleitende Josephson-Kontakte [11]. Neutrale Atome zeichnen sich vor allem dadurch aus, dass sie gut von ihrer Umgebung isoliert werden können und somit weniger anfällig auf äußere Störeinflüsse sind. Jedes einzelne Atom dient dabei als Träger eines sogenannten Quantenbits, dessen Basis-Zustände  $|0\rangle$  und  $|1\rangle$  in den Hyperfeinniveaus des atomaren Grundzustandes kodiert werden können. Mithilfe von Mikrowellenstrahlung lassen sich kohärente Überlagerungszustände der beiden Basis-Zustände erzeugen, wodurch eine Kontrolle der internen atomaren Freiheitsgrade gewährleistet ist. Die Kontrolle der externen Freiheitsgrade des Atoms wird durch Lokalisierung, Speicherung und kohärenten Transport des Atoms im

Lichtfeld einer stehenden Welle realisiert [12].

Um mit einem solchen System komplexe Rechenoperationen durchführen zu können, ist es notwendig, verschränkte Zustände zu erzeugen. Die Methode, die in dem hier beschriebenen Experiment zum Einsatz kommen soll, basiert auf kontrollierten kalten Kollisionen zwischen einzelnen Atomen [13, 14]. Diese Kollisionen ermöglichen die Bildung von atomaren Cluster-Zuständen und können mithilfe eines zustandsabhängigen Transports der in einem optischen Gitter gespeicherten Atome realisiert werden [15]. Die Zustandsselektivität wird hierbei durch eine Kopplung zwischen den internen und den externen Freiheitsgraden des Atoms erreicht. Sie beruht auf der Abhängigkeit des Dipolpotentials eines internen atomaren Zustandes von der Polarisation des äußeren Lichtfeldes. Infolge der Zustandsselektivität wird die Richtung des Transports durch den Quantenbit-Zustand des Atoms bestimmt. Neben der Bildung von Cluster-Zuständen mittels kalter Kollisionen sind weitere vielfältige Anwendungen eines solchen zustandsabhängigen Transports denkbar. Insbesondere die Realisierung eines Ein-Atom-Interferometers [16] sowie des quantenmechanischen Analogons eines klassischen Random Walk, des Quantum Walk [17, 18], seien an dieser Stelle erwähnt.

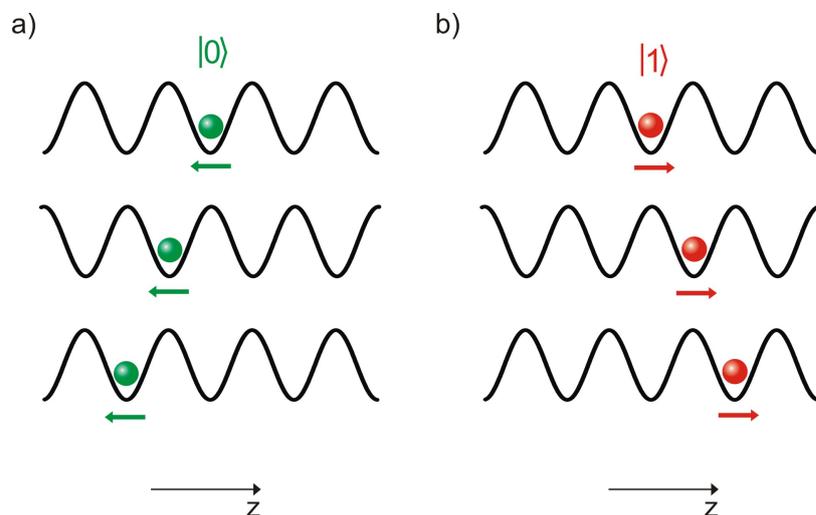
Der Beitrag dieser Arbeit zum Experiment des zustandsabhängigen Transports besteht im Wesentlichen aus zwei Teilen. Zum einen wurden theoretische Berechnungen zur Charakterisierung des zustandsabhängigen Transports durchgeführt. Diese Berechnungen beinhalten eine detaillierte Betrachtung des Dipolpotentials, in dem die Atome gefangen werden, sowie eine Analyse und Abschätzung von Mechanismen, die zur Dekohärenz der Atome führen. Zum anderen wurde durch den Aufbau und die Charakterisierung verschiedener Komponenten zur experimentellen Umsetzung des zustandsabhängigen Transports beigetragen. Zu diesen Beiträgen gehören vor allem die Realisierung einer magnetooptischen Falle, der Aufbau des Linsensystems für eine Stehwellen-Dipolfalle sowie die Umsetzung eines Abbildungssystems zur Detektion einzelner Atome.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: Zunächst werden die grundlegenden Konzepte vorgestellt, die in diesem Experiment zum Kühlen, Speichern und Transportieren von einzelnen Atomen Anwendung finden. Dazu gehört der Kühl- und Speicherprozess in der magnetooptischen Falle, das Konzept des Dipolpotentials einer stehenden Welle sowie der Transport im zustandsabhängigen Dipolpotential. Darauf folgt die Vorstellung und Diskussion der theoretischen Berechnungen zum zustandsabhängigen Transport einzelner Atome. Im dritten Teil der Arbeit wird auf den Beitrag zum Aufbau des vorgestellten Experiments eingegangen. Zum Abschluss werden die ersten Messungen vorgestellt, die im Rahmen dieses Experiments mit in der magnetooptischen Falle gefangenen Atomen durchgeführt wurden. Hierbei handelt es sich um eine Bestimmung der Atomzahl sowie ihrer Abhängigkeit von verschiedenen experimentellen Parametern.

# Kapitel 1

## Grundlagen: Laserkühlung und optische Gitter

Voraussetzung für den zustandsabhängigen Transport ist die Speicherung einzelner Atome in den Intensitätsmaxima eines Lichtfeldes. Dies geschieht über die Wechselwirkung des atomaren Dipolmoments mit dem oszillierenden elektromagnetischen Feld. Ein Lichtfeld, dessen geometrische Form das Speichern von Atomen in dem entstehenden Dipolpotential ermöglicht, wird als Dipolfalle bezeichnet. Durch Erzeugung einer Stehwellen-Dipolfalle mithilfe zweier gegenläufiger Laserstrahlen kann ein sogenanntes eindimensionales optisches Gitter realisiert werden. In einem solchen Gitter werden Atome in den Intensitätsmaxima einer stehenden Welle gespeichert, wodurch die Position der Atome mit Submikrometer-Genauigkeit festgelegt werden kann [19].



**Abbildung 1.1:** Zustandsabhängiger Transport in einem eindimensionalen optischen Gitter. Das Atom wird in den Minima des Dipolfallenpotentials gefangen, das vom elektrischen Feld einer stehenden Welle induziert wird. Befindet sich das Atom im Zustand  $|0\rangle$  (a), so wird es nach links transportiert. Ein Atom im Zustand  $|1\rangle$  (b) bewegt sich in die entgegengesetzte Richtung.

Durch die geeignete Wahl der Wellenlänge des Lichtfeldes wird für das optische Gitter eine Abhängigkeit von den internen atomaren Zuständen erreicht. In diesem Fall kann durch Ma-

nipulation der Polarisation des Lichtfeldes ein eindimensionaler zustandsabhängiger Transport realisiert werden. Von Interesse sind hier zwei sogenannte Quantenbit-Zustände  $|0\rangle$  und  $|1\rangle$ , die in den internen Hyperfeinzuständen des Atoms kodiert sind und an späterer Stelle genauer definiert werden. Die Zustandsabhängigkeit des Transports ermöglicht, dass die Verschiebung dieser beiden Zustände in unterschiedliche Richtungen erfolgt (vgl. Abbildung 1.1).

Bevor die Atome in dem optischen Gitter gespeichert werden können, muss ihre mittlere Geschwindigkeit reduziert werden. Zu diesem Zweck wird eine magnetooptische Falle (engl.: *Magneto-Optical Trap*, MOT) eingesetzt. Diese fängt einzelne Atome aus dem Hintergrundgas einer Vakuumapparatur und kühlt sie auf Temperaturen im Submillikelvinbereich. Nach diesem Kühlprozess können die Atome in das optische Gitter umgeladen und dort für den zustandsabhängigen Transport präpariert werden.

## 1.1 Die magnetooptische Falle

Die Funktionsweise der MOT basiert auf einer Kombination von zirkular polarisierten Laserstrahlen und einem magnetischen Quadrupolfeld. Sie erzeugt eine nicht-konservative, dissipative Kraft, die auf einer permanenten Streuung von Photonen an den Atomen beruht. In dem in dieser Arbeit beschriebenen Fall handelt es sich um eine Drei-Strahl-MOT, bei der für jede Raumrichtung ein Paar zirkular polarisierter, gegenläufiger Laserstrahlen verwendet wird. Die magnetooptische Falle erfüllt zwei Funktionen. Zum einen erzeugt die Photonenstreuung eine sogenannte optische Melasse, in der die Atome aus dem Hintergrundgas, dessen Temperatur der Raumtemperatur des Labors entspricht, gekühlt werden. Zum anderen wird durch das magnetische Quadrupolfeld eine zusätzliche Ortsabhängigkeit der Kraft erzeugt, sodass Atome eingefangen und gespeichert werden können.

### 1.1.1 Dopplerkühlung in der optischen Melasse

Die Kühlung der Atome in der MOT basiert auf der Streuung von Photonen an den Atomen, die über den Dopplereffekt zu einer geschwindigkeitsabhängigen Wechselwirkung führt. Das Prinzip dieses Kühlmechanismus kann vereinfacht am Beispiel eines Zwei-Niveau-Systems (Übergangsfrequenz  $\omega_0$ , Linienbreite  $\Gamma$ ) in einer Raumdimension verdeutlicht werden. Hierzu wird ein Paar gegenläufiger Laserstrahlen der Frequenz  $\omega$  und Intensität  $I$  betrachtet. Die Streurrate  $\Gamma_{\text{st}}$  der Photonen an den Atomen in der magnetooptischen Falle ist gegeben durch [20]

$$\Gamma_{\text{st}}(I, \Delta) = s_0 \frac{\Gamma}{2} \left( 1 + s_0 + \left( \frac{2\Delta}{\Gamma} \right)^2 \right)^{-1}, \quad (1.1)$$

wobei  $s_0 = I/I_0$  den Sättigungsparameter und  $\Delta = \omega - \omega_0$  die Verstimmung des Lasers bezüglich der atomaren Resonanz bezeichnen. Im Inertialsystem eines Atoms, das sich mit der Geschwindigkeit  $v$  entlang der Strahlachse bewegt, ist die Laserfrequenz gegenüber der Frequenz im ruhenden System dopplerverschoben. Die Größe dieser Frequenzverschiebung beträgt  $\Delta\omega/\omega \approx \pm v/c$ .

Im Fall eines gegenüber der atomaren Resonanz rotverstimmten Lasers ( $\Delta < 0$ ) wird die Verstimmung betragsmäßig größer für den Laserstrahl in Richtung der Bewegung der Ato-

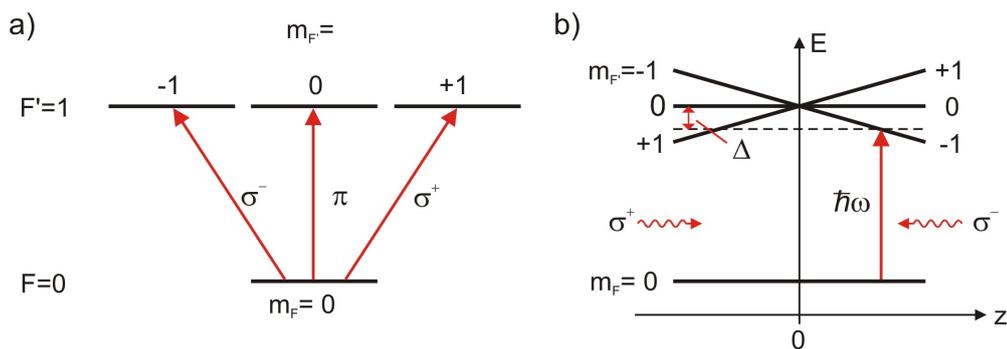
me und kleiner für den gegenläufigen Strahl. Wie aus Gleichung (1.1) hervorgeht, werden damit bevorzugt Photonen aus dem gegenläufigen Strahl absorbiert. Die Reemission der Photonen erfolgt im Mittel isotrop in alle Raumrichtungen. Das Atom erfährt somit einen Netto-Impulsübertrag entgegen seiner Bewegungsrichtung und wird abgebremst. Dieses Prinzip wird aus Gründen der Anschaulichkeit auch als optische Melasse bezeichnet, da sich die Atome durch die geschwindigkeitsabhängige Kraft vergleichbar der Situation in einer viskosen Flüssigkeit bewegen. Die Temperatur, die durch diese Art der Kühlung erreicht werden kann, ist durch die Dopplertemperatur  $T_D$  nach unten begrenzt. Letztere ist definiert durch

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

Der Grund für die Begrenzung der mittels Dopplerkühlung erreichbaren Temperatur liegt in der Aufheizung der Atome bei der spontanen Reemission der Photonen. Für die D<sub>2</sub>-Linie von Cäsium, die in diesem Experiment als Kühlübergang verwendet wird, beträgt die Dopplertemperatur  $T_D = 125 \mu\text{K}$ . An dieser Stelle sei angemerkt, dass in der magneto-optischen Falle häufig Sub-Doppler-Kühlmechanismen auftreten [21]. Diese können zu Temperaturen führen, die bis zu zwei Größenordnungen unterhalb der Dopplertemperatur liegen.

### 1.1.2 Positionsabhängige Kraft im Gradientenfeld

Um eine magneto-optische Falle zu realisieren, in die Atome aus dem Hintergrundgas geladen werden können, genügt es nicht, diese zu kühlen. Vielmehr ist eine positionsabhängige Kraft notwendig, die die Atome auf einen definierten Raumbereich eingrenzt. Die räumliche Eingrenzung wird durch geeignete Wahl der Laserpolarisation sowie ein magnetisches Quadrupolfeld realisiert. Dieses Quadrupolfeld verschwindet am Ort der MOT und wächst in allen Raumrichtungen in erster Näherung linear an. Das Prinzip der positionsabhängigen Kraft lässt sich gut am Beispiel eines Übergangs mit Gesamtdrehimpulsquantenzahl  $F = 0$  im energetisch niedrigeren und  $F' = 1$  im energetisch höheren Niveau veranschaulichen.



**Abbildung 1.2:** (a) Niveauschema eines Übergangs mit  $F = 0$  im unteren und  $F' = 1$  im oberen Zustand sowie mögliche Anregungen bei verschiedenen Polarisationen. (b) Schematische Darstellung des Prinzips einer positionsabhängigen Kraft am Beispiel des in (a) skizzierten Systems. In Anwesenheit eines magnetischen Feldgradienten entsteht eine positionsabhängige Aufspaltung der magnetischen Unterniveaus. Die Polarisation der einlaufenden Laserstrahlen ist entgegengesetzt für gegenläufige Strahlen.

Bezüglich des unverschobenen Übergangs sei der Laser um  $\Delta < 0$  verstimmt (vgl. Abbildung 1.2).

Ein Atom, das sich rechts vom Zentrum der MOT befindet, absorbiert bevorzugt Photonen aus dem von rechts kommenden,  $\sigma^-$ -polarisierten Strahl. Es erfährt damit eine Kraft, die zum Zentrum der Falle gerichtet ist. Nach dem gleichen Prinzip absorbiert ein Photon links des Fallenzentrums bevorzugt  $\sigma^+$ -polarisierte Photonen<sup>1</sup>. Es ergibt sich eine positionsabhängige, zum Zentrum der MOT gerichtete Kraft. Gemeinsam mit der geschwindigkeitsabhängigen, dissipativen Wechselwirkung in der optischen Melasse bildet diese Kraft die Basis einer magnetooptischen Falle. Die räumliche Ausdehnung der MOT und die Zahl der gefangenen Atome wird bei einem im Verhältnis zur MOT großen Durchmesser der Laserstrahlen durch die Verstimmung des Lasers, den Gradienten des Magnetfeldes sowie den Druck des Hintergrundgases bestimmt. Bei Einzelatom-Experimenten dient die magnetooptische Falle als Quelle weniger Atome. Für eine solche MOT mit einer geringen räumlichen Ausdehnung wird ein hoher Magnetfeldgradient von einigen hundert G/cm benötigt. Die Verstimmung  $\Delta$  liegt typischerweise im Bereich weniger natürlicher Linienbreiten.

### 1.1.3 Eine magnetooptische Falle für Cäsium-Atome

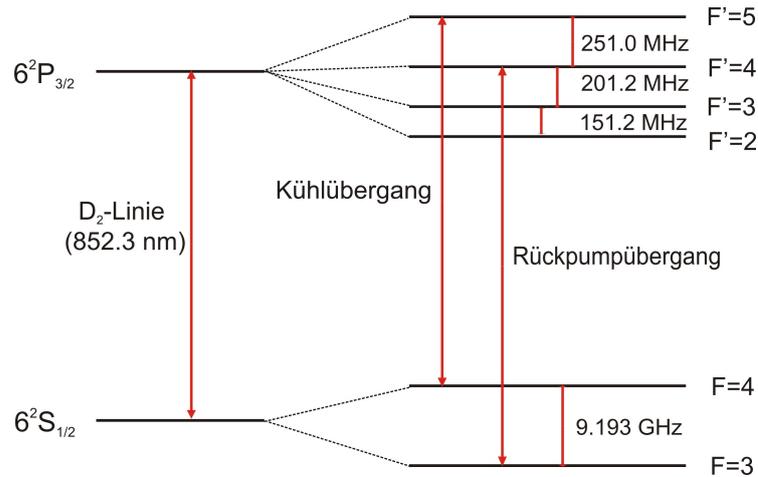
Im Fall einer Cäsium-MOT müssen einige Modifikationen gegenüber dem im vorigen Abschnitt diskutierten vereinfachten Schema vorgenommen werden. Das Termschema der D<sub>2</sub>-Linie, die (aus praktischen Gründen) zumeist für eine Cäsium-MOT verwendet wird, ist in Abbildung 1.3 dargestellt.

Für den Kühlzyklus sollte nach Möglichkeit ein geschlossener Übergang gewählt werden. Bei Cäsium bietet sich hier der ( $F = 4 \rightarrow F' = 5$ )-Übergang an. Damit das Prinzip einer magnetooptischen Falle auf diesem Übergang funktioniert, muss die Differenzfrequenz zwischen dem Grundzustand und dem angeregten Zustand mit steigendem Magnetfeld abnehmen. Diese Bedingung lässt sich anhand der  $g_F$ -Faktoren der zwei beitragenden Niveaus verifizieren. Es ergibt sich  $g_{F=4} = 1/4$  für den Grundzustand und  $g_{F'=5} = 2/5$  für den angeregten Zustand. Die magnetfeldabhängige Verschiebung der Übergangsfrequenz des ( $F = 4 \rightarrow F' = 5$ )-Übergangs bei  $\sigma^-$ -polarisiertem Licht ist dann

$$\begin{aligned} \hbar\Delta\omega &= \frac{2}{5}(m_F - 1)\mu_B B - \frac{1}{4}m_F\mu_B B \\ &= \left(\frac{3}{20}m_F - \frac{2}{5}\right)\mu_B B. \end{aligned} \tag{1.3}$$

Das Schema lässt sich demzufolge auf alle Grundzustände mit einer magnetischen Quantenzahl von  $m_F \leq 2$  an den Stellen der MOT mit bevorzugter Absorption von  $\sigma^-$ -polarisiertem Licht anwenden. Analoges gilt für Positionen mit bevorzugter  $\sigma^+$ -Absorption und  $m_F \geq -2$ . Die polarisierten Laserstrahlen pumpen die Atome immer bevorzugt in Richtung der „kühlbaren“ Zustände. Die Einschränkung des Schemas auf nur einen Teil der Zeeman-Niveaus

<sup>1</sup>In dieser Arbeit wird oftmals von  $\sigma^+$ - und  $\sigma^-$ -polarisiertem Licht gesprochen. Genaugenommen gelten diese Bezeichnungen nur für atomare Übergänge, während für Photonen der Begriff der rechts- bzw. linkszirkularen Polarisation verwendet werden muss. Aus Gründen der Klarheit bietet es sich jedoch an verschiedenen Stellen der Arbeit an, die gleiche Schreibweise für die Polarisation des Lichts und die atomaren Übergänge zu wählen.  $\sigma^+/\sigma^-$ -polarisiertes Licht bezeichnet in diesen Fällen, unabhängig von der Ausbreitungsrichtung, solches Licht, welches  $\sigma^+/\sigma^-$ -Übergänge des Atoms induziert.



**Abbildung 1.3:** Termschema der Hyperfeinstruktur der  $D_2$ -Linie von Cäsium. Als Kühlübergang wird der  $(F = 4 \rightarrow F' = 5)$ -Übergang verwendet. Der Grund hierfür ist, dass die Atome vom angeregten  $(F' = 5)$ -Niveau ausschließlich ins  $(F = 4)$ -Niveau relaxieren und somit ein (fast) geschlossener Kühlzyklus gewährleistet ist. Der Zyklus ist nicht vollständig geschlossen, da eine geringe Wahrscheinlichkeit besteht, die Atome auf dem  $(F = 4 \rightarrow F' = 4)$ -Übergang anzuregen. Von dort können sie ins  $(F = 3)$ -Niveau relaxieren. Um keine Atome aus dem Kühlzyklus und somit aus der magnetooptischen Falle zu verlieren, ist ein Rückpumplaser erforderlich, der den  $(F = 3)$ -Grundzustand entvölkert.

stellt somit keinen Nachteil dar.

Beim Einstrahlen des Lasers mit der Frequenz des Kühlübergangs besteht eine geringe Wahrscheinlichkeit, die Atome auf dem  $(F = 4 \rightarrow F' = 4)$ -Übergang anzuregen. Vom  $(F' = 4)$ -Niveau aus können die Atome spontan in den  $(F = 3)$ -Grundzustand relaxieren. Ohne einen passenden Rückführmechanismus würde dies zu einem Verlust der Atome aus der magnetooptischen Falle führen. Aus diesem Grund wird ein Rückpumplaser eingesetzt, der die Atome aus dem  $(F = 3)$ -Grundzustand in den  $(F = 4 \leftrightarrow F' = 5)$ -Kühlzyklus zurückführt.

## 1.2 Die Dipolfalle

Nach dem Einfang- und Kühlprozess in der magnetooptischen Falle werden die Atome in die Dipolfalle umgeladen. Im Gegensatz zu den in der MOT wirkenden dissipativen Kräften handelt es sich bei der Dipolkraft um eine konservative Kraft, die sich aus dem Dipolpotential ableiten lässt. Sie basiert nicht auf einer permanenten Streuung von Photonen an den Atomen und erlaubt deswegen die Präparation und Manipulation von definierten internen Zuständen des Atoms.

### 1.2.1 Klassisches Modell des Dipolpotentials

Das Dipolpotential beruht auf der Wechselwirkung eines äußeren elektrischen Feldes

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} (\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t) + \text{c.c.}) \quad (1.4)$$

mit einem induzierten Dipolmoment  $\mathbf{d}(\mathbf{r}, t)$  des Atoms. Eine anschauliche Betrachtung dieses Problems, die die wesentlichen Eigenschaften des Dipolpotentials erfasst, ist das klassische Lorentz-Modell eines gedämpften harmonischen Oszillators [22]. Das induzierte Dipolmoment lässt sich in diesem Fall mittels der Bewegungsgleichung

$$\ddot{\mathbf{d}}(\mathbf{r}, t) + \Gamma_\omega \dot{\mathbf{d}}(\mathbf{r}, t) + \omega_0^2 \mathbf{d}(\mathbf{r}, t) = \frac{e^2}{m_e} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \quad (1.5)$$

beschreiben. Hierbei ist  $\omega_0$  die Resonanzfrequenz des Oszillators und

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

die klassische Dämpfungsrate durch strahlungsbedingte Energieverluste. Die Größen  $e$  und  $m_e$  bezeichnen die Ladung bzw. die Masse des Elektrons.  $\epsilon_0$  ist die Dielektrizitätskonstante des Vakuums. Das Dipolmoment kann analog zum elektrischen Feld als

$$\mathbf{d}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} (\mathbf{d}_0(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t) + \text{c.c.}) \quad (1.7)$$

geschrieben werden. Zwischen den Amplituden des Dipolmoments und des elektrischen Feldes besteht der lineare Zusammenhang

$$\mathbf{d}_0(\mathbf{r}) = \alpha(\omega) \mathbf{E}_0(\mathbf{r}), \quad (1.8)$$

wobei  $\alpha(\omega)$  die komplexe Polarisierbarkeit ist, die von der treibenden Frequenz  $\omega$  abhängt. Der Realteil von  $\alpha(\omega)$  beschreibt die dispersiven Eigenschaften der Wechselwirkung. Der absorptive Anteil und damit die Dämpfung der Schwingung wird durch den Imaginärteil der Polarisierbarkeit beschrieben. Nach Integration der Bewegungsgleichung (1.5) ergibt sich für  $\alpha(\omega)$

$$\alpha(\omega) = \frac{e^2}{m_e} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_\omega}. \quad (1.9)$$

Für das Dipolpotential  $U_{\text{dip}}$  und die Streurrate  $\Gamma_{\text{st}}$  von Photonen am Atom besteht folgende Abhängigkeit von der komplexen Polarisierbarkeit  $\alpha$  und der Intensität  $I(\mathbf{r})$  [22]:

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \Re(\alpha) I(\mathbf{r}) \quad (1.10)$$

$$\Gamma_{\text{st}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\hbar \epsilon_0 c} \Im(\alpha) I(\mathbf{r}). \quad (1.11)$$

Aus dem auf diese Weise bestimmten Potential kann die (konservative) Dipolkraft zu  $\mathbf{F}_{\text{dip}} = -\nabla U_{\text{dip}}$  berechnet werden.

Die Beschreibung des klassischen harmonischen Oszillators kann zu einem semiklassischen Bild erweitert werden. Dazu wird das Atom als quantenmechanisches Zwei-Niveau-System betrachtet, das mit einem klassischen Strahlungsfeld wechselwirkt. In dieser Betrachtungsweise muss die klassische Dämpfungsrate bei Resonanz ( $\Gamma_{\omega_0} = (\omega_0/\omega)^2 \Gamma_\omega$ ) durch die Linienbreite  $\Gamma$  des atomaren Übergangs ersetzt werden. Führt man diese Substitution durch

und setzt den Ausdruck (1.9) in die Gleichungen (1.10) und (1.11) für das Dipolpotential und die Streurrate ein, so erhält man im Grenzfall vernachlässigbarer Sättigung

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left( \frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(\mathbf{r}) \quad (1.12)$$

$$\Gamma_{\text{st}}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left( \frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right)^2 I(\mathbf{r}). \quad (1.13)$$

Dieser Grenzfall ist implizit in der klassischen Beschreibung enthalten, da beim klassischen harmonischen Oszillator Sättigungseffekte in keiner Weise berücksichtigt werden. In dem hier vorgestellten Experiment ist der Dipolfallenlaser im Vergleich zur natürlichen Linienbreite weit von der Resonanz verstimmt ( $|\Delta| = |\omega - \omega_0| \gg \Gamma$ ), wodurch die Streurrate verglichen mit der Rate der spontanen Emission vernachlässigbar ist. Sättigungseffekte spielen somit keine Rolle.

Der zweite Term in den Klammern der Gleichungen (1.12) und (1.13) beschreibt eine Resonanz bei  $\omega = -\omega_0$ . In dem Fall eines im Vergleich zur Übergangsfrequenz schwach verstimmt Lasers ( $|\Delta| \ll \omega_0$ ) kann die sogenannte Drehwellennäherung (engl.: *Rotating-Wave Approximation*, RWA) angewendet und der jeweils zweite Term in der Klammer vernachlässigt werden. Setzt man zudem noch  $\omega/\omega_0 \approx 1$ , was in dem in dieser Arbeit betrachteten Fall in guter Näherung gewährleistet ist, so erhält man

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I(\mathbf{r}) \quad (1.14)$$

$$\Gamma_{\text{st}}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left( \frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 I(\mathbf{r}). \quad (1.15)$$

Aus diesen vereinfachten Gleichungen lassen sich einige wichtige Merkmale der Dipolwechselwirkung ableiten:

**Das Auftreten von Resonanzen:** Stimmt die Laserfrequenz mit der Frequenz des atomaren Übergangs überein, so tritt sowohl in der Streurrate als auch im Dipolpotential eine Resonanz auf.

**Die Abhängigkeit vom Vorzeichen der Verstimmung:** Für rotverstimte Dipolfallen ( $\Delta < 0$ ) ergibt sich nach Gleichung (1.14) ein negatives Potential, welches eine anziehende Kraft zu Bereichen höherer Intensität hin (in Richtung des Intensitätsgradienten) impliziert. Für blauverstimtes Licht ( $\Delta > 0$ ) ist das Gegenteil der Fall und die Atome bewegen sich in Bereiche kleinerer Intensität (entgegengesetzt zum Gradienten der Intensität).

**Die Skalierungseigenschaften der Streurrate und des Dipolpotentials:** Das Dipolpotential ist proportional zu  $I/\Delta$ , während die Streurrate mit  $I/\Delta^2$  skaliert. Für Experimente mit Atomen in Dipolfallen ist es meist von Vorteil, die Streurrate mittels einer großen Verstimmung klein zu halten. Eine vergleichbare Tiefe des Dipolpotentials muss in dem Fall durch eine entsprechend größere Intensität gewährleistet werden. Wie sich im nächsten Abschnitt zeigen wird, besteht in dem hier beschriebenen Experiment letztere Möglichkeit nicht. Die Laserwellenlänge und damit die Verstimmung sind prinzipiell durch konzeptionelle Randbedingungen des Experiments festgelegt.

Das in diesem Abschnitt diskutierte Modell eines klassischen gedämpften Oszillators gilt in der Form nur für ein Zwei-Niveau-System. Will man für die Berechnung des Dipolpotentials mehr atomare Niveaus berücksichtigen, so muss eine zustandsabhängige komplexe Polarisierbarkeit eingeführt werden.

### 1.2.2 Quantenmechanische Beschreibung des Dipolpotentials

Eine andere Beschreibung, die im Fall vieler atomarer Niveaus zweckmäßiger ist, beruht auf einer störungstheoretischen Betrachtung des Dipolpotentials. Dafür wird die Energieverschiebung eines atomaren Niveaus berechnet, wobei eine Vielzahl anderer Level zu dieser Verschiebung beitragen. Der für die Wechselwirkung verantwortliche Teil des Hamiltonoperators ist durch  $\hat{H}' = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}$  gegeben. Man erhält für die Energieverschiebung des Grundzustandes  $|g\rangle$  mit zeitabhängiger Störungstheorie in zweiter Ordnung

$$\Delta E_g = \frac{1}{4} \sum_a \left( \frac{|\langle a | \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_0 | g \rangle|^2}{\hbar(\omega - \omega_{ag})} + \frac{|\langle a | \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_0^* | g \rangle|^2}{\hbar(\omega + \omega_{ag})} \right), \quad (1.16)$$

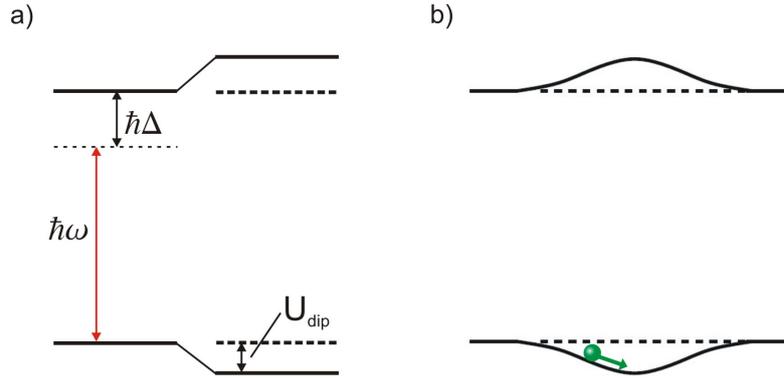
wobei das elektrische Feld  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  wie in Gleichung (1.4) definiert ist. Die Summe läuft über alle atomaren Zustände  $|a\rangle \neq |g\rangle$ . Je näher die Laserfrequenz  $\omega$  an der Übergangsfrequenz  $\omega_{ag}$  liegt, desto stärker ist der Beitrag dieses Übergangs zur Energieverschiebung des Zustandes  $|g\rangle$ . Es genügt daher, nur die Zustände zu betrachten, deren Übergangsfrequenzen der Laserfrequenz am nächsten liegen. Eine genaue Herleitung der Energieverschiebung und quantitative Ergebnisse für den in dieser Arbeit betrachteten Fall finden sich in Kapitel 2.

Die in Gleichung (1.16) dargestellte Energieverschiebung des Grundzustandes  $|g\rangle$  entspricht dem durch das oszillierende Lichtfeld induzierten Dipolpotential eines Atoms in diesem Zustand. Letztere Analogie ist gültig, da das Atom im Fall vernachlässigbarer Sättigung den Großteil der Zeit im Grundzustand verweilt. Man kann also das Potential des Atoms auch als die lichtinduzierte Energieverschiebung (engl.: *light shift*) des Grundzustandes interpretieren. Eine schematische Veranschaulichung dieser Analogie am Beispiel eines Zwei-Niveau-Atoms ist in Abbildung 1.4 dargestellt.

### 1.2.3 Dipolpotential eines eindimensionalen optischen Gitters

Um eine Dipolfalle zu charakterisieren, ist unter anderem die geometrische Form des Potentials von Bedeutung. In dem hier beschriebenen Fall wird das Dipolpotential durch eine stehende Welle realisiert, in deren Intensitätsmaxima die Atome gespeichert werden. Diese Maxima entsprechen Minima des Potentials und werden auch als Potentialtöpfe oder -mulden bezeichnet. Die in einem solchen eindimensionalen optischen Gitter gespeicherten Atome bilden die Ausgangssituation für den zustandsabhängigen Transport. Im folgenden Abschnitt soll die Intensitätsverteilung einer stehenden Welle, die durch zwei gegenläufige, linear polarisierte Laserstrahlen erzeugt wird, beschrieben werden. Aufgrund des linearen Zusammenhangs zwischen dem Dipolpotential und der Intensität ergibt sich die geometrische Form des Potentials unmittelbar aus der Intensitätsverteilung des Lichtfeldes.

Die Konfiguration einer stehenden Welle im Fokus zweier gegenläufiger Strahlen hat den Vorteil einer guten räumlichen Lokalisierung der Atome in der Dipolfalle. Entlang der Strahlachse beträgt die Ausdehnung einer Potentialmulde eine halbe Laserwellenlänge.



**Abbildung 1.4:** a) Energieverschiebung der Zustände eines Zwei-Niveau-Systems unter Einfluss eines rotverstimmten Lasers. Der Grundzustand erfährt eine negative Energieverschiebung, während die Energie des angeregten Zustandes erhöht wird. b) Entsprechendes Dipolpotential bei einer gaußförmigen Intensitätsverteilung. Ein in der Dipolfalle gefangenes Atom bewegt sich für  $\Delta > 0$  in Bereiche größerer Intensität.

Senkrecht zur Strahlachse ist die Lokalisierung des gefangenen Atoms durch die Strahltaile der beiden gegenläufigen Gaußstrahlen festgelegt. Unter der Annahme einer kleinen thermischen Energie des Atoms im Vergleich zur Tiefe des Potentialtopfes kann die Tunnelwahrscheinlichkeit zwischen zwei Potentialtöpfen des optischen Gitters vernachlässigt werden. In diesem Fall ist demnach eine Kontrolle über die externen Freiheitsgrade (die Position) des Atoms gewährleistet.

Es wird zunächst der vereinfachte Fall betrachtet, in dem die Polarisationsvektoren der zwei gegenläufigen Strahlen parallel zueinander stehen. Die Foki beider Strahlen befinden sich an der gleichen Position. Das elektrische Feld  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  der Strahlen wird durch die Gauß'schen Grundmode (TEM<sub>00</sub>) beschrieben. In Zylinderkoordinaten  $\mathbf{r} = (r, z, \varphi)$  ergibt sich folgende Formel [23]:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= A(\mathbf{r}) \cos(\pm\omega t + f(\mathbf{r})) \cdot \mathbf{e}_\vartheta \\ &= A_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{w^2(z)}\right) \cos\left(\pm\omega t + kz + \frac{kr^2}{2R(z)} - \eta(z)\right) \cdot \mathbf{e}_\vartheta, \end{aligned} \quad (1.17)$$

wobei

$$\mathbf{e}_\vartheta = \begin{pmatrix} \cos \vartheta \\ \sin \vartheta \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

den Polarisationsvektor des Feldes (den sogenannten *Jones-Vektor*, [23]) bezeichnet.  $A(\mathbf{r})$  und  $f(\mathbf{r})$  sind Hilfsgrößen, die der Übersichtlichkeit halber eingeführt werden. Die Bedeutung der weiteren Variablen in der Formel wird im Folgenden knapp erläutert:

**Der Krümmungsradius der Wellenfronten  $R(z)$ :**

$$R(z) = z \left( 1 + \left( \frac{z_0}{z} \right)^2 \right) \quad (1.19)$$

$z_0$  bezeichnet die Rayleighlänge, die den Punkt des kleinsten Krümmungsradius der Wellenfronten definiert.

**Der Strahlradius  $w(z)$ :**

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad (1.20)$$

Die Strahltaile beschreibt den Durchmesser am Punkt des geringsten Strahlquerschnitts und ist gegeben durch  $2w_0$ .

**Die Gouy-Phase  $\eta(z)$ :**

$$\eta(z) = \tan^{-1} \left( \frac{z}{z_0} \right) \quad (1.21)$$

Die Gouy-Phase berücksichtigt den Unterschied der Phasenentwicklung der TEM<sub>00</sub>-Mode im Vergleich zur Phase einer ebenen Welle.

Das Vorzeichen der zeitlichen Phase  $\omega t$  in Gleichung (1.17) legt die Ausbreitungsrichtung der Welle fest. Zur Bestimmung der Intensitätsverteilung des optischen Gitters werden identische Amplituden der hin- und der rücklaufenden Welle angenommen. Die elektrischen Felder können damit geschrieben werden als

$$\mathbf{E}_{\text{hin}}(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r}) \cos(-\omega t + f(\mathbf{r})) \cdot \mathbf{e}_\vartheta \quad (1.22)$$

$$\mathbf{E}_{\text{rück}}(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r}) \cos(\omega t + f(\mathbf{r})) \cdot \mathbf{e}_\vartheta. \quad (1.23)$$

Das aus der Überlagerung resultierende elektrische Feld  $\mathbf{E}_{\text{ges}}(\mathbf{r}, t)$  der stehenden Welle ergibt sich durch Summation der Beiträge des hin- und des rücklaufenden Strahls zu

$$\mathbf{E}_{\text{ges}}(\mathbf{r}, t) = 2A(\mathbf{r}) \cos f(\mathbf{r}) \cos \omega t \cdot \mathbf{e}_\vartheta. \quad (1.24)$$

Die Intensitätsverteilung berechnet sich aus dem zeitlichen Mittelwert des Quadrats des elektrischen Feldes und man erhält

$$\begin{aligned} I_{\text{ges}}(\mathbf{r}) &= c\epsilon_0 \langle \mathbf{E}_{\text{ges}}^2(\mathbf{r}, t) \rangle \\ &= I_0 \frac{w_0^2}{w^2(z)} \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2(z)}\right) \cos^2\left(kz + \frac{kr^2}{2R(z)} - \eta(z)\right). \end{aligned} \quad (1.25)$$

$I_0$  beschreibt die Intensität der stehenden Welle am Ort  $\mathbf{r} = \mathbf{0}$ . Der Zusammenhang zwischen  $I_0$  und der Leistung des eingestrahnten Lasers ergibt sich durch Integration der Intensität über eine Fläche senkrecht zur Strahlachse. Diese Integration kann an jedem beliebigen Punkt entlang der Strahlachse durchgeführt werden. In diesem Fall ist es sinnvoll, die Position des Fokus der stehenden Welle zu wählen:

$$\begin{aligned} P &= \int_0^{2\pi} \int_0^\infty I_{\text{ges}}(r, z=0, \varphi) r \, dr \, d\varphi \\ &= \frac{1}{4} \pi w_0^2 I_0. \end{aligned} \quad (1.26)$$

Die Intensitätsverteilung in der Dipolfalle (Gleichung (1.25)) ist somit vollständig durch äußere Parameter bestimmt.

### 1.3 Der zustandsabhängige Transport

Um Atome zustandsabhängig transportieren zu können, muss zunächst ein zustandsselektives Potential erzeugt werden. Dieses beruht auf einer unterschiedlichen Kopplung verschiedener Polarisationskomponenten des Lichtfeldes an die internen Zustände des Atoms bei einer speziell gewählten Wellenlänge  $\lambda_s$  des Dipolfallenlasers. Hierfür spielt die genaue Form des Termschemas von Cäsium eine entscheidende Rolle. Um mithilfe des zustandsselektiven Potentials einen zustandsabhängigen Transport im optischen Gitter zu realisieren, ist eine kontrollierte Manipulation der Polarisation von mindestens einem der hin- und rücklaufenden Strahlen der stehenden Welle notwendig.

#### 1.3.1 Ein zustandsabhängiges Dipolpotential

Die Zustände, die hier betrachtet werden, sind die Hyperfeingrundzustände des Cäsium-Atoms. Diese zeichnen sich durch eine lange Lebensdauer aus, sodass spontane Zerfälle von den energetisch höher liegenden in die tiefer liegenden Niveaus der Hyperfeinstruktur vernachlässigt werden können. Für die Realisierung des zustandsabhängigen Transports sind im Speziellen die Zeeman-Niveaus  $|F = 3, m_F = -3\rangle$  und  $|F = 4, m_F = -4\rangle$  von Interesse. Mit Hinblick auf mögliche Anwendungen in der Quanteninformationsverarbeitung werden diese als Quantenbit-Zustände  $|0\rangle$  und  $|1\rangle$ , kurz *Qubit-Zustände*, definiert:

$$|0\rangle := |F = 3, m_F = -3\rangle \quad (1.27)$$

$$|1\rangle := |F = 4, m_F = -4\rangle. \quad (1.28)$$

Aus Symmetriegründen wäre es ebenfalls möglich, die Zeeman-Niveaus  $|F = 3, m_F = +3\rangle$  und  $|F = 4, m_F = +4\rangle$  als Qubit-Zustände zu wählen. Wichtig ist lediglich, dass es sich um die äußersten Zeeman-Niveaus des Cäsium-Grundzustandes handelt. Nur für solche Zustände ist das im Folgenden beschriebene Prinzip optimal anwendbar.

Zur Erläuterung des Prinzips des zustandsabhängigen Dipolpotentials ist es sinnvoll, die Hyperfeinstruktur der beitragenden Energieniveaus zunächst außer Acht zu lassen. In dieser vereinfachten Betrachtungsweise sind die Qubit-Zustände gegeben durch

$$|0\rangle' := |J = \frac{1}{2}, m_J = +\frac{1}{2}\rangle \quad (1.29)$$

$$|1\rangle' := |J = \frac{1}{2}, m_J = -\frac{1}{2}\rangle. \quad (1.30)$$

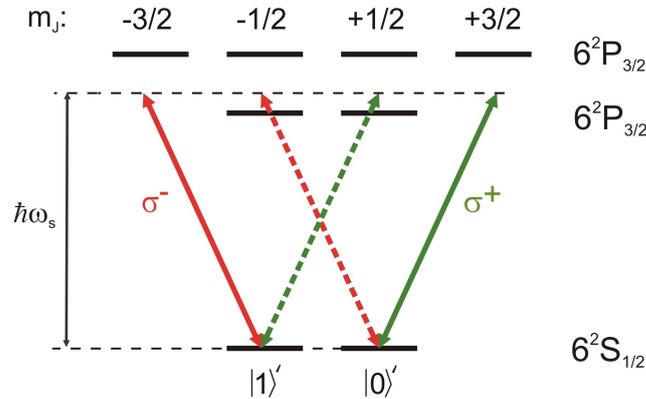
Bei der Bestimmung der Energieverschiebung dieser Zustände im elektrischen Feld des Dipolfallenlasers können in guter Näherung alle Beiträge zum Dipolpotential außer denen der ersten beiden angeregten Feinstrukturzustände,  $6^2P_{1/2}$  und  $6^2P_{3/2}$ , vernachlässigt werden. Die Übergänge vom Grundzustand zu diesen beiden Feinstrukturzuständen entsprechen der  $D_1$ - bzw. der  $D_2$ -Linie von Cäsium. Die zugehörigen Wellenlängen sind gegeben durch

$$\lambda_{D_1} = 894.6 \text{ nm}$$

und

$$\lambda_{D_2} = 852.3 \text{ nm}.$$

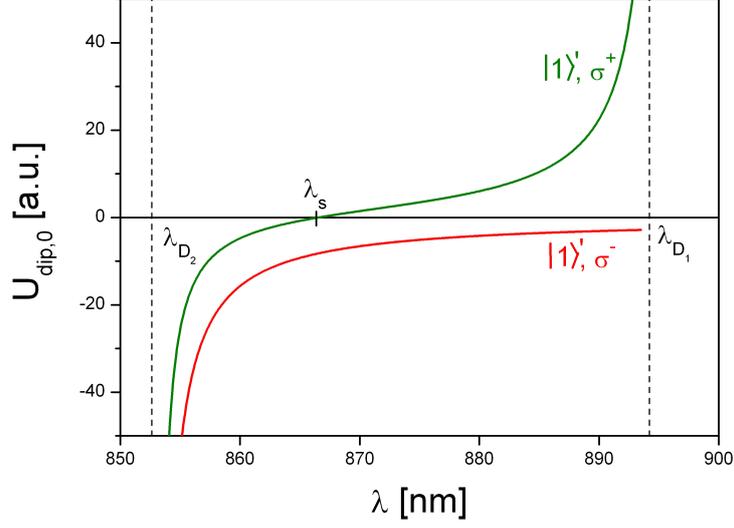
In dem in dieser Arbeit beschriebenen Fall ist der Dipolfallenlaser rotverstimmt bezüglich der D<sub>2</sub>-Linie und blauverstimmt bezüglich der D<sub>1</sub>-Linie von Cäsium (vgl. Abbildung 1.5). Damit ergibt sich eine *negative* Energieverschiebung des Grundzustandes durch die Beiträge der D<sub>2</sub>-Linie und eine *positive* Energieverschiebung durch die Beiträge der D<sub>1</sub>-Linie.



**Abbildung 1.5:** Zeeman-Unterniveaus des Grundzustandes und der ersten beiden angeregten Zustände von Cäsium unter Vernachlässigung des Kernspineinflusses. Die möglichen Übergänge für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht sind durch Pfeile gekennzeichnet.  $\omega_s$  ist die Frequenz, die der systemspezifischen Wellenlänge  $\lambda_s$  entspricht.

Um ein zustandsselektives Potential für die beiden Qubit-Zustände zu realisieren, wird die lineare Polarisation des Dipolfallenlasers in links- und rechtszirkular polarisierte Komponenten zerlegt. Betrachtet wird zunächst der Qubit-Zustand  $|1'\rangle$ . Dieser erfährt für  $\sigma^-$ -polarisiertes Licht keinen Beitrag zur Energieverschiebung durch die D<sub>1</sub>-Linie (vgl. Abbildung 1.5). Aufgrund der Rotverstimmung bezüglich der D<sub>2</sub>-Linie ergibt sich für  $\sigma^-$ -polarisiertes Licht also in jedem Fall ein attraktives Dipolpotential. Für den gleichen Zustand in einem  $\sigma^+$ -polarisierten Feld gibt es Beiträge zur Energieverschiebung sowohl durch die D<sub>1</sub>- als auch durch die D<sub>2</sub>-Linie. Die Vorzeichen dieser beiden Beiträge sind unterschiedlich. Liegt die Wellenlänge des Lasers nah an der D<sub>1</sub>-Linie, wird das Atom in Richtung der Intensitätsminima der  $\sigma^+$ -polarisierten Stehwelle gedrückt. Überwiegt der Beitrag der D<sub>2</sub>-Linie, so wird das Atom durch die Dipolkraft zu steigenden Intensitäten hin beschleunigt. Demzufolge kann die Wellenlänge des Lasers so gewählt werden, dass sich die Beiträge der beiden Linien genau aufheben. Diese Wellenlänge wird als systemspezifische Wellenlänge  $\lambda_s$  bezeichnet. Ein Atom im Grundzustand  $|1'\rangle$  „sieht“ bei dieser Wellenlänge ausschließlich das  $\sigma^-$ -polarisierte Licht und erfährt keine Beiträge zum Dipolpotential durch die andere Polarisationskomponente. Aus Symmetriegründen gilt für den Zustand  $|0'\rangle$  das gleiche wie für  $|1'\rangle$  bei entgegengesetzt polarisiertem Licht.

Durch geeignete Wahl der systemspezifischen Wellenlänge lässt sich somit ein zustandsabhängiges Potential realisieren. In diesem Potential sind die zwei Qubit-Zustände sensitiv auf jeweils nur eine Komponente der Polarisation des äußeren Lichtfeldes. Den qualitativen Verlauf der Dipolfallentiefe für den Zustand  $|1'\rangle$  in  $\sigma^+$ - und  $\sigma^-$ -polarisiertem Licht zeigt Abbildung 1.6.



**Abbildung 1.6:** Wellenlängenabhängigkeit der Dipolfallentiefe im Intervall zwischen der D<sub>1</sub>- und der D<sub>2</sub>-Linie von Cäsium. Der Graph zeigt qualitativ den Verlauf des Dipolpotentials für den Quantenbit-Zustand  $|1\rangle'$ . Für  $\lambda = \lambda_s$  kreuzt die Kurve des  $\sigma^+$ -polarisierten Feldes die x-Achse. An diesem Punkt verschwindet der Beitrag der  $\sigma^+$ -Polarisation zum Dipolpotential. Das Atom im Zustand  $|1\rangle'$  erfährt hier ausschließlich den Einfluss des  $\sigma^-$ -polarisierten Lichts.

### Einfluss der Hyperfeinstruktur

Für eine detailliertere Betrachtung muss aufgrund des nicht-verschwindenden Kernspins von Cäsium die Hyperfeinstruktur berücksichtigt werden. Die entsprechenden Zustände ergeben sich durch Drehimpulskopplung des Drehimpulses des äußersten Elektrons  $\mathbf{J}$  mit dem Kernspin  $\mathbf{I}$  zu

$$|I J F m_F\rangle = \sum_{m_I, m_J} \langle I m_I J m_J | I J F m_F\rangle |I m_I\rangle \otimes |J m_J\rangle, \quad (1.31)$$

wobei die Matrixelemente  $\langle I m_I J m_J | I J F m_F\rangle$  den Clebsch-Gordon Koeffizienten für den Basiswechsel  $|I m_I\rangle \otimes |J m_J\rangle \rightarrow |I J F m_F\rangle$  [24] entsprechen. Für die Realisierung des zustandsabhängigen Potentials werden Zustände bevorzugt, die einen möglichst großen Überlapp mit einem der beiden oben diskutierten Feinstrukturzuständen haben. Um unabhängig mit den beiden Qubit-Zuständen arbeiten zu können, muss gleichzeitig gewährleistet sein, dass jeweils einer der Zustände im ( $F = 3$ )- und im ( $F = 4$ )-Niveau liegt. Unter diesen Gesichtspunkten sind die folgenden äußeren Zeeman-Zustände die günstigste Wahl:

$$\begin{aligned} |0\rangle \equiv |F = 3, m_F = -3\rangle &= \sqrt{\frac{1}{8}} |I = \frac{7}{2}, m_I = -\frac{5}{2}\rangle \otimes |J = \frac{1}{2}, m_J = -\frac{1}{2}\rangle \\ &+ \sqrt{\frac{7}{8}} |I = \frac{7}{2}, m_I = -\frac{7}{2}\rangle \otimes |J = \frac{1}{2}, m_J = +\frac{1}{2}\rangle \end{aligned} \quad (1.32)$$

$$|1\rangle \equiv |F = 4, m_F = -4\rangle = |I = \frac{7}{2}, m_I = -\frac{7}{2}\rangle \otimes |J = \frac{1}{2}, m_J = -\frac{1}{2}\rangle. \quad (1.33)$$

Der Qubit-Zustand  $|1\rangle$  zeichnet sich durch einen perfekten Überlapp mit dem Feinstrukturniveau  $|J = \frac{1}{2}, m_J = -\frac{1}{2}\rangle$  aus. Der Zustand  $|0\rangle$  hingegen enthält eine (kleine) Kompo-

nente, die den Zustand an das Lichtfeld der „falschen“ ( $\sigma^-$ ) Polarisation koppelt. Das bedeutet, dass je nach Wahl der Wellenlänge mindestens einer der beiden Quantenbit-Zustände in einer Summe von  $\sigma^+$ - und  $\sigma^-$ -Potentialen gefangen wird. Demzufolge gibt es zwei systemspezifische Wellenlängen  $\lambda_{s,[0]}$  und  $\lambda_{s,[1]}$ . Dieser Effekt wird zwar möglicherweise bei fortgeschrittenen Anwendungen des Experiments eine Rolle spielen, es ist jedoch nicht zu erwarten, dass die Realisierung eines einfachen Transports hierdurch signifikant beeinträchtigt wird. Eine quantitative Analyse des Effekts wie auch die genaue Berechnung des Dipolfallenpotentials folgt in Kapitel 2.

### 1.3.2 Transport im zustandsabhängigen Potential

Neutrale Atome können also zustandsselektiv in dem Dipolpotential einer stehenden Welle gespeichert werden. Um mit einem solchen Potential einen zustandsabhängigen Transport zu verwirklichen, müssen die beiden zirkular polarisierten Komponenten der stehenden Welle gegeneinander verschoben werden können. Dies geschieht mittels einer Drehung der linearen Polarisation des rücklaufenden Strahls. Das Koordinatensystem wird so gewählt, dass die lineare Polarisation des hinlaufenden Strahls parallel zur x-Achse steht. Die Polarisation des rücklaufenden Strahls ist diesbezüglich um einen Winkel  $\vartheta$  gedreht. In Anlehnung an Abschnitt 1.2.3 können die elektrischen Felder damit geschrieben werden als

$$\mathbf{E}_{\text{hin}}(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r}) \cos(-\omega t + f(\mathbf{r})) \cdot \mathbf{e}_{\vartheta=0} \quad (1.34)$$

$$\mathbf{E}_{\text{rück}}(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r}) \cos(\omega t + f(\mathbf{r})) \cdot \mathbf{e}_{\vartheta}. \quad (1.35)$$

Der Polarisationsvektor  $\mathbf{e}_{\vartheta}$  lässt sich in die Basisvektoren zirkular polarisierten Lichts

$$\mathbf{e}_+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \mathbf{e}_- = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \quad (1.36)$$

wie folgt zerlegen:

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_{\vartheta} &= \begin{pmatrix} \cos \vartheta \\ \sin \vartheta \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} e^{-i\vartheta} + e^{i\vartheta} \\ i(e^{-i\vartheta} - e^{i\vartheta}) \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i\vartheta} \mathbf{e}_+ + \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\vartheta} \mathbf{e}_-. \end{aligned} \quad (1.37)$$

Das aus der Überlagerung resultierende elektrische Feld  $\mathbf{E}_{\text{ges}}(\mathbf{r}, t)$  der stehenden Welle ergibt sich durch Summation der Beiträge des hin- und des rücklaufenden Strahls. Mithilfe von Gleichung (1.37) wird dieses Feld in eine rechts- und eine linkszirkular polarisierte Komponente zerlegt. Damit erhält man

$$\mathbf{E}_{\text{ges}}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_{\sigma^+}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}_{\sigma^-}(\mathbf{r}, t) \quad (1.38)$$

mit

$$\mathbf{E}_{\sigma^+}(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r}) \cos(f(\mathbf{r}) + \vartheta/2) \begin{pmatrix} \cos(\omega t + \vartheta/2) \\ \sin(\omega t + \vartheta/2) \end{pmatrix} \quad (1.39)$$

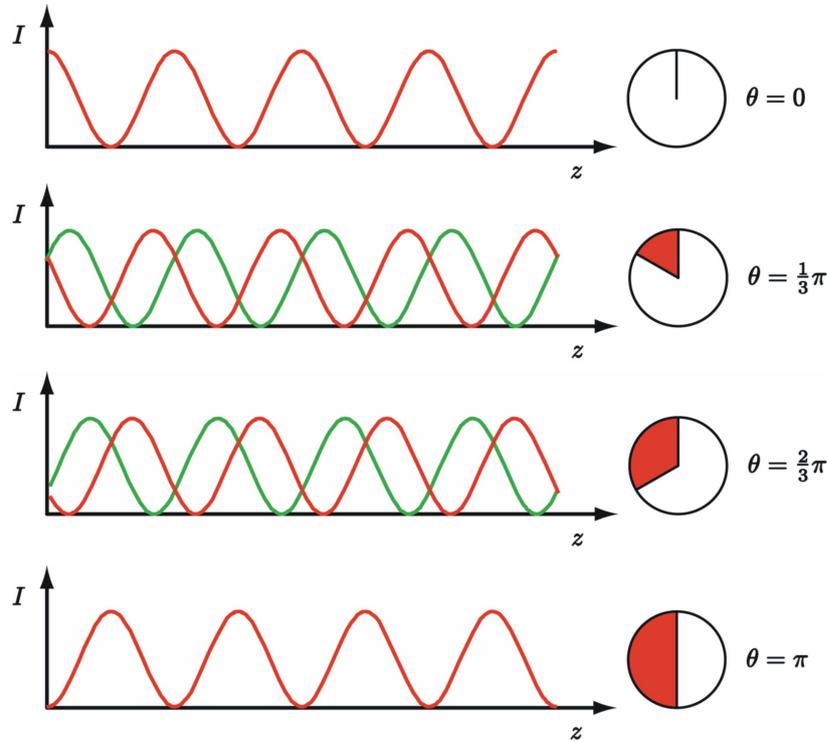
$$\mathbf{E}_{\sigma^-}(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r}) \cos(f(\mathbf{r}) - \vartheta/2) \begin{pmatrix} \cos(\omega t - \vartheta/2) \\ -\sin(\omega t - \vartheta/2) \end{pmatrix}. \quad (1.40)$$

Die Intensität ergibt sich wiederum aus dem zeitlichen Mittelwert des Quadrats des elektrischen Feldes. Aufgrund der zeitlichen Mittelung treten keine Mischterme der beiden Polarisationskomponenten auf und die Intensität kann zerlegt werden in  $I_{\text{ges}}(\mathbf{r}) = I_{\sigma^+}(\mathbf{r}) + I_{\sigma^-}(\mathbf{r})$ . Man erhält

$$I_{\sigma^+}(\mathbf{r}) = \frac{I_0}{2} \frac{w_0^2}{w^2(z)} \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2(z)}\right) \cos^2\left(kz + \frac{kr^2}{2R(z)} - \eta(z) + \vartheta/2\right) \quad (1.41)$$

$$I_{\sigma^-}(\mathbf{r}) = \frac{I_0}{2} \frac{w_0^2}{w^2(z)} \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2(z)}\right) \cos^2\left(kz + \frac{kr^2}{2R(z)} - \eta(z) - \vartheta/2\right). \quad (1.42)$$

Bei einer Drehung der Polarisation des rücklaufenden Laserstrahls um den Winkel  $\vartheta$  verschieben sich demnach die beiden Komponenten der Intensität entgegengesetzt zueinander um eine Phase von jeweils  $\vartheta/2$ . Die Position der beiden Stehwellen in Abhängigkeit des Drehwinkels ist in Abbildung 1.7 dargestellt.



**Abbildung 1.7:** Durch Drehung der Polarisation des rücklaufenden Strahls der stehenden Welle können die  $\sigma^+$ - (grüne Kurven) und  $\sigma^-$ - (rote Kurven) Komponenten des resultierenden Lichtfeldes gegeneinander verschoben werden. Die Phasenverschiebung entspricht jeweils dem halben Drehwinkel.

Die Position eines Atoms, das in der Intensitätsverteilung einer der zirkularen Polarisationskomponenten der stehenden Welle gefangen ist, wird bei einer Drehung der Polarisation des rücklaufenden Strahls (um den Winkel  $\vartheta$ ) um  $\frac{\vartheta}{2\pi} \cdot \frac{\lambda_s}{2}$  verschoben. Die Richtung dieser Verschiebung ist abhängig vom internen Qubit-Zustand, sodass eine Kopplung der externen Freiheitsgrade an die internen Freiheitsgrade des Atoms gewährleistet ist. Der interne Freiheitsgrad (d.h. der interne atomare Zustand) kontrolliert die Richtung der Positionsverschiebung und damit den externen Freiheitsgrad des Atoms.

### Abhängigkeit des Dipolpotentials vom Drehwinkel $\vartheta$

Da nicht beide Qubit-Zustände in dem Potential nur einer einzelnen Polarisationskomponente gefangen werden, ergeben sich Abweichungen des Dipolpotentials von einer einfachen, sinusförmigen Struktur. Die genaue Form des Potentials, das durch Überlagerung zweier phasenverschobener Stehwellen-Potentiale entsteht, soll im Folgenden hergeleitet werden. Man schreibe dazu

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = U_{0,\sigma^+} \cos^2 \left( kz + \frac{kr^2}{2R(z)} - \eta(z) + \vartheta/2 \right) + U_{0,\sigma^-} \cos^2 \left( kz + \frac{kr^2}{2R(z)} - \eta(z) - \vartheta/2 \right). \quad (1.43)$$

$U_{0,\sigma^+}$  und  $U_{0,\sigma^-}$  bezeichnen die Potentialtiefen im Fokus der stehenden Welle für die  $\sigma^+$ - und die  $\sigma^-$ -polarisierten Komponenten des elektrischen Feldes. Für die beiden Quantenbit-Zustände dominiert jeweils einer dieser beiden Beiträge. Das Berücksichtigen des jeweils anderen Terms führt zu einer Korrektur der Form und der Phase des Potentials. Durch Umformen der obigen Formel erhält man

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = V + W \cos^2 \left( kz + \frac{kr^2}{2R(z)} - \eta(z) + \kappa \right). \quad (1.44)$$

Die Konstanten  $\kappa$ ,  $W$  und  $V$  können analytisch bestimmt werden. Ihre Bedeutung wird im Folgenden diskutiert:

**Die Phasenlage der stehenden Welle** wird durch  $\kappa$  bestimmt. Für  $\vartheta = n\pi$  ist die Phasenlage identisch mit der Position der beiden Polarisationskomponenten.  $\kappa$  ist gegeben durch:

$$\kappa = \frac{1}{2} \arctan \left( \frac{U_{0,\sigma^+} - U_{0,\sigma^-}}{U_{0,\sigma^+} + U_{0,\sigma^-}} \tan \vartheta \right). \quad (1.45)$$

Die Tatsache, dass  $\kappa$  nichtlinear von  $\vartheta$  abhängt, führt bei gleichmäßiger Drehung von  $\vartheta$  zu einem ungleichmäßigen Transport des Atoms. Im Experiment kann dies durch eine Anpassung der zeitlichen Variation von  $\vartheta$  an die Bedingungen des Potentials korrigiert werden.

**Die Amplitude der Stehwelle** wird mit  $W$  bezeichnet und beträgt

$$W = (U_{0,\sigma^+} + U_{0,\sigma^-}) \frac{\cos \vartheta}{\cos 2\kappa}. \quad (1.46)$$

Sie hängt neben dem Winkel  $\vartheta$ , so wie auch die Phasenlage, signifikant vom Verhältnis der beiden Anteile  $U_{0,\sigma^+}$  und  $U_{0,\sigma^-}$  ab. Bei einer Variation von  $\vartheta$ , d.h. während des zustandsabhängigen Transports, ändert sich die Tiefe eines Potentialtopfes, in dem sich das Atom befindet.

**Der Offset** ist gegeben durch

$$V = \frac{1}{2} (U_{0,\sigma^+} + U_{0,\sigma^-} - W). \quad (1.47)$$

Der Offset führt, ebenso wie die nicht konstante Amplitude, zu einer Variation der Potentialtiefe während des Transports. Die maximale Tiefe des Dipolpotentials ist gegeben durch  $U_{\text{dip},0} = V + W$ .

Das Verhältnis  $m$  der Komponenten  $U_{0,\sigma+}$  und  $U_{0,\sigma-}$ ,

$$m = \frac{U_{0,\sigma+}}{U_{0,\sigma-}}, \quad (1.48)$$

kann durch die Wahl der Laserwellenlänge beeinflusst werden. Bei der im folgenden Kapitel bestimmten systemspezifischen Wellenlänge  $\lambda_{s,|1\rangle}$  beträgt das Verhältnis  $m = 7 : 1$  für den Quantenbit-Zustand  $|0\rangle$  und  $m = 0$  für den Zustand  $|1\rangle$ . Die optimalen Verhältnisse von  $m = \infty$  für  $|0\rangle$  und  $m = 0$  für  $|1\rangle$  werden bei keiner Wellenlänge gleichzeitig erreicht. Mögliche Auswirkungen der oben beschriebenen Änderung der Potentialform während des Transports werden in Abschnitt 2.1.2 diskutiert.

Quantenbit-Zustände können also kontrolliert mittels einer optischen Stehwelle verschoben werden. In Kombination mit Mikrowellenpulsen, die den internen Zustand der Atome manipulieren, sind vielfältige Anwendungen eines solchen Transports denkbar. Einige der Anwendungen werden im Ausblick dieser Arbeit vorgestellt.



## Kapitel 2

# Theorie: Dipolpotentiale und Kohärenzzeiten

Nach der konzeptionellen Beschreibung des Experiments im vorigen Kapitel sollen hier einige quantitative Berechnungen und Abschätzungen vorgestellt werden. Das Augenmerk richtet sich vor allem auf die geeignete Wahl von Dipolfallenparametern, die für den zustandsabhängigen Transport und die kohärente Manipulation der Qubit-Zustände im Hinblick auf mögliche Anwendungen in der Quanteninformationsverarbeitung essentiell sind. Neben einer detaillierten Betrachtung der Energieverschiebung aller relevanten Niveaus werden verschiedene kohärenzbegrenzende Mechanismen diskutiert.

### 2.1 Berechnung der AC-Stark-Verschiebung

Bei der Diskussion in diesem Abschnitt wird es darum gehen, verschiedene Einflüsse des Dipolfallenlasers auf die zu transportierenden Cäsium-Atome zu untersuchen. Dazu gehört an erster Stelle eine Analyse des Mechanismus, der zur Speicherung der Atome im optischen Gitter führt. Bei diesem Mechanismus handelt es sich um das Dipolpotential, das sich durch die sogenannte AC-Stark-Verschiebung des Grundzustandes ergibt. Weiterhin werden differentielle Energieverschiebungen sowie Oszillationsfrequenzen der Atome in den Potentialtöpfen des optischen Gitters betrachtet. Bei allen Untersuchungen ist insbesondere das Verhalten der beiden Qubit-Zustände  $|0\rangle$  und  $|1\rangle$  von Interesse.

#### 2.1.1 Störungstheoretische Herleitung

Zur theoretischen Herleitung der AC-Stark-Verschiebung wird die Wechselwirkung eines Zwei-Niveau-Systems mit einem nicht-resonanten Lichtfeld  $\mathbf{E}(t) = \frac{1}{2}(\mathbf{E}_0 \exp(i\omega t) + \text{c.c.})$  betrachtet. Das Atom befindet sich im Zustand  $|g\rangle$ . Zu der Energieverschiebung dieses Niveaus tragen verschiedene Zustände  $|a\rangle$  bei. Demzufolge müssen die Beiträge mehrerer Zwei-Niveau-Systeme zur AC-Stark-Verschiebung aufsummiert werden. Die Beschreibung der Wechselwirkung erfolgt semiklassisch. Semiklassisch bedeutet in diesem Fall eine klassische Beschreibung des Lichtfeldes bei gleichzeitiger Berücksichtigung der quantenmechanischen Natur des Atoms. Die Energieverschiebung berechnet sich mittels zeitabhängiger Störungstheorie in zweiter Ordnung [25] und unter Verwendung der Dipolnäherung zu

$$\Delta E_g(q; \omega) = \frac{1}{4} \operatorname{sgn}(\omega_{ag}) \sum_a \left( \frac{|\langle a | \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_0 | g \rangle|^2}{\hbar(\omega - \omega_{ag})} + \frac{|\langle a | \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_0^* | g \rangle|^2}{\hbar(\omega + \omega_{ag})} \right). \quad (2.1)$$

Hierbei ist  $\hat{\mathbf{d}} = e\hat{\mathbf{r}}$  der elektrische Dipoloperator und  $\omega_{ag} = \omega_a - \omega_g$  die Differenzfrequenz zwischen den Zuständen  $|a\rangle$  und  $|g\rangle$ . Das Vorzeichen  $\operatorname{sgn}(\omega_{ag})$  vor der Summe berücksichtigt, ob es sich um die Kopplung von  $|g\rangle$  an ein höher oder ein tiefer liegendes Energieniveau handelt. Die Summe läuft prinzipiell über alle Zustände  $|a\rangle$ . Für gewöhnlich werden jedoch nur die Übergänge berücksichtigt, deren Energien der Laserfrequenz am nächsten liegen. Die zugehörigen Terme liefern die größten Beiträge zur Energieverschiebung.

Die elektrische Feldamplitude lässt sich in Polarisationsvektor  $\boldsymbol{\epsilon}_q$  und Betrag  $E_0$  zu  $\mathbf{E}_0 = \boldsymbol{\epsilon}_q \cdot E_0$  zerlegen. Unter Berücksichtigung der relevanten Quantenzahlen erhält man für die Energieverschiebung des Zustandes  $|g\rangle$

$$\Delta E_g(q; \omega) = \frac{E_0^2}{4} \operatorname{sgn}(\omega_{ag}) \times \sum_{n', J', F', m'_F} \left( \frac{|\langle n' J' F' m'_F | e\hat{\mathbf{r}} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_q | n J F m_F \rangle|^2}{\hbar(\omega - \omega_{ag})} + \frac{|\langle n' J' F' m'_F | e\hat{\mathbf{r}} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_q^* | n J F m_F \rangle|^2}{\hbar(\omega + \omega_{ag})} \right). \quad (2.2)$$

Die gestrichenen bzw. ungestrichenen Quantenzahlen beziehen sich auf die Niveaus  $|a\rangle$  bzw.  $|g\rangle$ . Für die in dieser Arbeit betrachteten Cäsium-Atome gilt  $I = I' = 7/2$ . Diese Quantenzahl wird in der verwendeten Notation daher nicht explizit erwähnt. Bei der Interpretation von Gleichung (2.2) ist zu beachten, ob das Niveau  $|a\rangle$  energetisch höher oder tiefer liegt als  $|g\rangle$ . Diese beiden Fälle werden im Folgenden gesondert behandelt:

**$\omega_a > \omega_g$ :** In diesem Fall ist  $\omega_{ag}$  positiv und der zweite Term in der Summe von Gleichung (2.2) kann unter der RWA-Näherung  $|\omega - \omega_{ag}| \ll \omega_{ag}$  vernachlässigt werden. Diese Vorgehensweise ist für den in dieser Arbeit betrachteten Fall gerechtfertigt, da die Laserwellenlänge bei  $\lambda_s = 865.9 \text{ nm}$  liegt. Der zweite Term liefert damit sowohl für die D<sub>1</sub>- als auch für die D<sub>2</sub>-Linie eine Korrektur von weniger als 3%.

**$\omega_a < \omega_g$ :** Ist die Energie des Zustandes  $|a\rangle$  kleiner als die des Zustandes  $|g\rangle$ , so wird in der verwendeten Notation die Differenzfrequenz  $\omega_{ag}$  negativ. Die RWA-Näherung lautet in diesem Fall  $|\omega + \omega_{ag}| \ll |\omega_{ag}|$  und der erste Term in der Summe von Gleichung (2.2) kann vernachlässigt werden. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird der Fall  $\omega_a < \omega_g$  in der folgenden Rechnung nicht explizit berücksichtigt. Er ergibt sich durch entsprechende Ersetzungen in Gleichung (2.6).

Unter Zuhilfenahme des Wigner-Eckart Theorems [27] lässt sich das Matrixelement aus Gleichung (2.2) in das Produkt eines Clebsch-Gordan Koeffizienten (hier geschrieben als Wigner 3j-Symbol) und eines reduzierten Matrixelements zerlegen:

$$\begin{aligned} \langle J F m_F | e\hat{\mathbf{r}} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_q | J' F' m'_F \rangle &= \langle J F m_F | e\hat{\mathbf{r}}_q | J' F' m'_F \rangle \\ &= (-1)^{F'+m'_F-1} \sqrt{2F+1} \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ m'_F & q & -m_F \end{pmatrix} \times \langle F || e\hat{\mathbf{r}} || F' \rangle. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Das reduzierte Matrixelement  $\langle F' || e\hat{r} || F \rangle$  kann wiederum mittels der Wigner 6j-Symbole reduziert werden. Man erhält somit

$$\langle F || e\hat{r} || F' \rangle = (-1)^{J+I+F'+1} \sqrt{(2F'+1)(2J+1)} \begin{Bmatrix} J & J' & 1 \\ F' & F & I \end{Bmatrix} \times \langle J || e\hat{r} || J' \rangle. \quad (2.4)$$

Der Vorteil dieser Vorgehensweise ist, dass man für jeden Feinstrukturübergang  $J \rightarrow J'$  nur eine physikalische Messgröße kennen muss, nämlich das reduzierte Matrixelement  $\langle J || e\hat{r} || J' \rangle$ . Dieses ist mit der Linienbreite des jeweiligen Übergangs über

$$\Gamma = \frac{|\omega_{ag}|^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} \frac{2J+1}{2J'+1} |\langle J || e\hat{r} || J' \rangle|^2 \quad (2.5)$$

verknüpft. Die unterschiedlichen Kopplungen zwischen den Zeeman-Niveaus der Hyperfeinstruktur werden durch Einführung der Wigner 3j- und 6j-Symbole berücksichtigt. Die experimentell bestimmten Werte für die reduzierten Matrixelemente  $\langle J || e\hat{r} || J' \rangle$  finden sich in [26].

Durch Einsetzen von (2.3) und (2.4) in Gleichung (2.2) ergibt sich eine Näherungsformel für die Energieverschiebung des atomaren Niveaus  $|g\rangle$  unter Einfluss des äußeren oszillierenden elektrischen Feldes:

$$\begin{aligned} \Delta E_g(q; \omega) = \frac{E_0^2}{4} \cdot (2F+1) \sum_{J', F', m'_F} \frac{1}{\hbar(\omega - \omega_{ag})} (2F'+1)(2J+1) \\ \times |\langle J || e\hat{r} || J' \rangle|^2 \begin{pmatrix} F & 1 & F' \\ m_F & q & -m'_F \end{pmatrix}^2 \begin{Bmatrix} J' & J & 1 \\ F & F' & I \end{Bmatrix}^2. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Anstelle des reduzierten Matrixelements  $\langle J || e\hat{r} || J' \rangle$  kann auch die Oszillatorstärke  $f_{JJ'}$  zur Charakterisierung der Stärke eines Übergangs verwendet werden. Die Oszillatorstärke hängt mit dem reduzierten Matrixelement über die Beziehung

$$f_{JJ'} = \frac{2m_e |\omega_{ag}|}{3e^2\hbar} |\langle J || e\hat{r} || J' \rangle|^2 \quad (2.7)$$

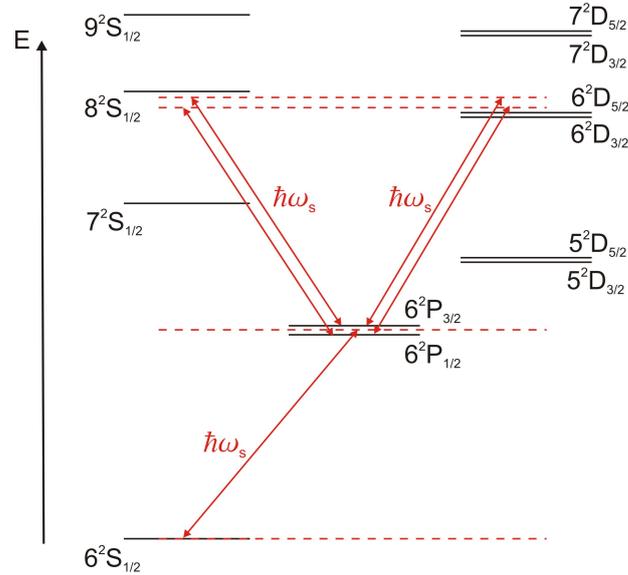
zusammen. Angaben zu den Oszillatorstärken für Dipolübergänge im  $^{133}\text{Cs}$  sind in [28] aufgeführt.

Die betrachtete Dipolfalle liegt im Fokus zweier gegenläufiger Laserstrahlen. Es ist also die AC-Stark-Verschiebung in den Intensitätsmaxima der sich dort befindenden stehenden Welle von Bedeutung. Für einen Laser der Leistung  $P$  und eine fokale Strahltaile  $2w_0$  erhält man für die maximale Intensität (vgl. Abschnitt 1.2.3)

$$I = \frac{4P}{\pi w_0^2}. \quad (2.8)$$

Die Intensität  $I$  hängt mit der elektrischen Feldamplitude über  $I = \frac{1}{2} c\epsilon_0 E_0^2$  zusammen. Mit der gegebenen Definition von  $E_0$  gilt dieser Zusammenhang sowohl für linear als auch für zirkular polarisiertes Licht.

Im Fall dieses Experiments sind die Energieverschiebungen des Grundzustandes,  $6^2S_{1/2}$ , sowie der ersten beiden angeregten Zustände,  $6^2P_{1/2}$  und  $6^2P_{3/2}$ , des  $^{133}\text{Cs}$  von Interesse. Die Berechnung der Energieverschiebungen habe ich unter Berücksichtigung aller in Abbildung 2.1 dargestellten atomaren Feinstrukturniveaus durchgeführt.



**Abbildung 2.1:** Feinstruktur der niedrigsten angeregten Zustände und des Grundzustandes von  $^{133}\text{Cs}$ . Die systemspezifische Laserfrequenz ist durch  $\omega_s$  gegeben. Da die Energieverschiebung in elektrischer Dipolnäherung berechnet wird, müssen nur Übergänge mit  $\Delta L = \pm 1$  betrachtet werden. Höhere P-Zustände sowie Zustände mit Drehimpulsquantenzahl  $L > 3$  tragen nicht signifikant bzw. gar nicht zum Dipolpotential der betrachteten Zustände bei. Sie werden in dieser Skizze aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht gezeigt.

### 2.1.2 AC-Stark-Verschiebung des Grundzustandes

Die Frequenz des Lichtfeldes der Dipolfalle liegt zwischen der  $D_1$ - und der  $D_2$ -Linie. Es können somit in guter Näherung alle Beiträge zum Dipolpotential des Grundzustandes  $6^2S_{1/2}$  bis auf die der niedrigsten angeregten Niveaus ( $6^2P_{1/2}$  und  $6^2P_{3/2}$ ) vernachlässigt werden. Bei der Berechnung dieses Potentials ist die Wellenlängenabhängigkeit von besonderem Interesse, da darauf das Prinzip des zustandsabhängigen Dipolpotentials beruht (vgl. Abschnitt 1.3). Diese Abhängigkeit spielt für die beiden Qubit-Zustände  $|0\rangle$  und  $|1\rangle$  eine entscheidende Rolle. Für jeden dieser beiden Zustände existiert eine charakteristische Wellenlänge, bei der der jeweilige Zustand den Einfluss von nur einer Polarisationskomponente des Lichtfeldes erfährt.

Die Wellenlängenabhängigkeit der Dipolpotentiale der beiden Qubit-Zustände wurde mittels Gleichung (2.6) analytisch berechnet. Die charakteristischen (systemspezifischen) Wel-

Wellenlängen  $\lambda_{s,|0\rangle}$  und  $\lambda_{s,|1\rangle}$  ergeben sich aus den Bedingungen

$$\Delta E_{|0\rangle}(q = -1; \omega_s = \frac{2\pi c}{\lambda_{s,|0\rangle}}) = 0 \quad (2.9)$$

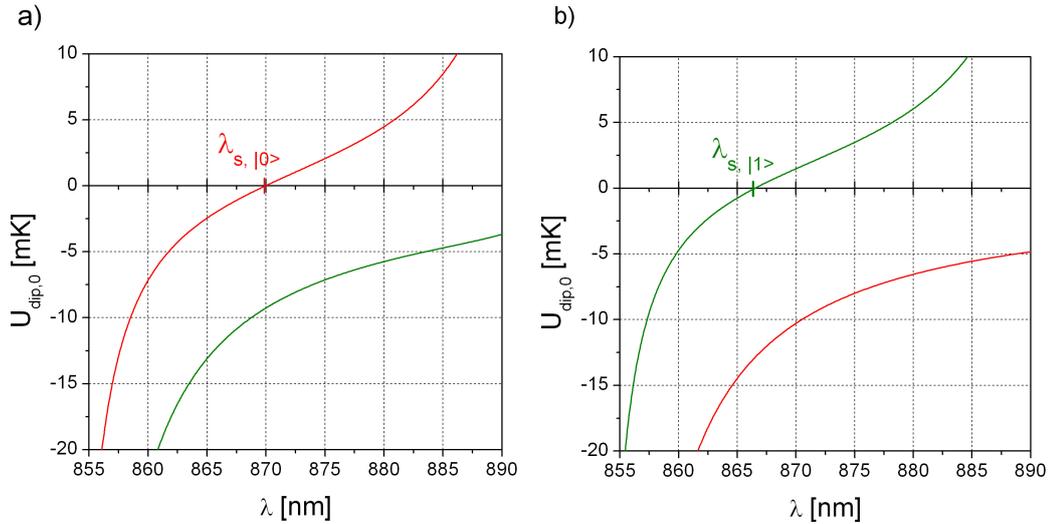
$$\Delta E_{|1\rangle}(q = +1; \omega_s = \frac{2\pi c}{\lambda_{s,|1\rangle}}) = 0 \quad (2.10)$$

zu

$$\lambda_{s,|0\rangle} = 869.3 \text{ nm} \quad (2.11)$$

$$\lambda_{s,|1\rangle} = 865.9 \text{ nm}, \quad (2.12)$$

wobei  $q$  die Polarisation des Lichtfeldes beschreibt. Bei dem Wert der entsprechenden spezifischen Wellenlänge wird der Zustand  $|0\rangle$  ausschließlich im  $\sigma^+$ -Anteil der Polarisation gefangen. Analog spürt der Zustand  $|1\rangle$  für  $\lambda = \lambda_{s,|1\rangle}$  nur den Beitrag des  $\sigma^-$ -polarisierten Lichts. Dass die systemspezifische Wellenlänge für die Zustände  $|0\rangle$  und  $|1\rangle$  unterschiedlich ist, begründet sich in der Hyperfeinstruktur des Grundzustandes. Wird im Folgenden unabhängig vom Zustand eine systemspezifische Wellenlänge erwähnt, so ist  $\lambda_s = \lambda_{s,|1\rangle}$  gemeint. Die Wellenlängenabhängigkeit der berechneten Dipolpotentiale für eine Laserleistung von  $P = 3 \text{ W}$  und einen Strahlradius von  $w_0 = 20 \mu\text{m}$  ist in Abbildung 2.2 gezeigt.



**Abbildung 2.2:** Dipolfallenpotential  $U_{\text{dip},0}$  als Funktion der Wellenlänge  $\lambda$  für die Qubit-Zustände  $|0\rangle$  (a) und  $|1\rangle$  (b). Die roten Kurven zeigen den Verlauf des Beitrags der  $\sigma^-$ -Komponente der Polarisation, die grünen Kurven den entsprechenden Beitrag des  $\sigma^+$ -polarisierten Teils des Lichts.

Für die Untersuchung des zustandsabhängigen Transports wird neben der Wellenlänge  $\lambda_s \equiv \lambda_{s,|1\rangle}$  noch eine weitere Wellenlänge  $\lambda_m$  betrachtet. Diese liegt im Bereich zwischen  $\lambda_{s,|1\rangle}$  und  $\lambda_{s,|0\rangle}$ , ist durch die Bedingung

$$\Delta E_{|0\rangle}(q = -1; \omega_m = \frac{2\pi c}{\lambda_m}) = \Delta E_{|1\rangle}(q = +1; \omega_m = \frac{2\pi c}{\lambda_m}) \quad (2.13)$$

definiert und beträgt  $\lambda_m \equiv 867.6$  nm. Das Dipolpotential der beiden Qubit-Zustände bei den Wellenlängen  $\lambda_s$  und  $\lambda_m$  ist durch folgende Eigenschaften charakterisiert:

$\lambda = \lambda_s$ : Der Quantenbit-Zustand  $|1\rangle$  erfährt keinen Einfluss des  $\sigma^+$ -polarisierten Lichts. Der Zustand  $|0\rangle$  spürt mit einer Gewichtung von  $7/8$  die  $\sigma^+$ - und mit einer Gewichtung von  $1/8$  die  $\sigma^-$ -Komponente des Dipolpotentials.

$\lambda = \lambda_m$ : Beide Zustände erfahren einen gleichstarken Einfluss der jeweils unerwünschten Polarisationskomponente. Die Gewichtung dieser Komponente liegt bei  $1/14$ .

Für diese beiden Wellenlängen ergeben sich die in Tabelle 2.1 aufgelisteten Dipolpotentiale.

Qubit-Zustand	Komponente	$\lambda = \lambda_s$	$\lambda = \lambda_m$
$ 0\rangle$	$U_{0,\sigma^+}$ [mK]	-11.25	-9.91
	$U_{0,\sigma^-}$ [mK]	-1.60	-0.76
$ 1\rangle$	$U_{0,\sigma^+}$ [mK]	0	0.76
	$U_{0,\sigma^-}$ [mK]	-12.88	-11.46

**Tabelle 2.1:** Tiefe der Potentialtöpfe für die beiden Polarisationskomponenten und zwei verschiedene Wellenlängen  $\lambda_s$  und  $\lambda_m$ . Die Laserleistung beträgt  $P = 3$  W, der Strahlradius liegt bei  $w_0 = 20$   $\mu\text{m}$ .

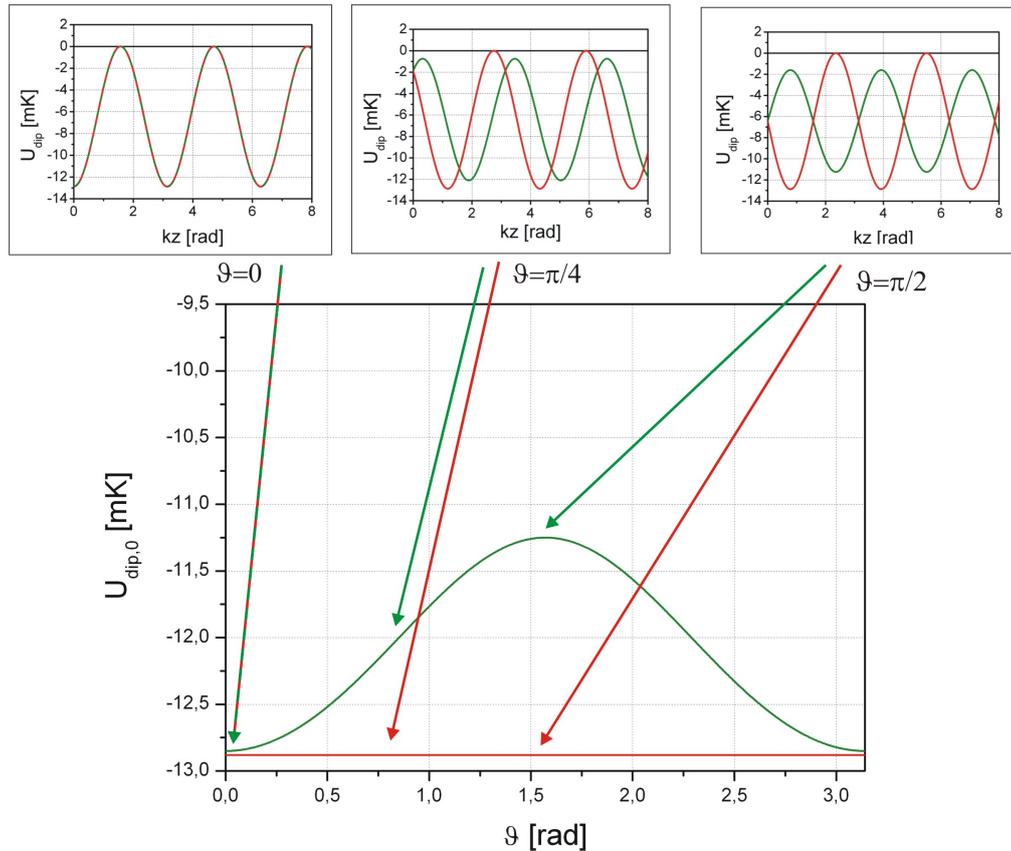
### Variation der Form des Dipolpotentials

Aufgrund der Addition der beiden Komponenten des Potentials ist die Form der Potentialtöpfe über die Dauer eines Transportschrittes<sup>1</sup> nicht konstant. Der Einfluss dieses Effekts soll am Beispiel der Abbildungen 2.3 und 2.4, in denen die Form des Dipolpotentials der beiden Qubit-Zustände  $|0\rangle$  und  $|1\rangle$  für die Wellenlängen von  $\lambda_s = 865.9$  nm und  $\lambda_m = 867.6$  nm dargestellt ist, diskutiert werden. Es treten im Wesentlichen zwei Effekte auf:

**Änderung der Falltiefe:** Während des Transports ändert sich die Dipolfalltiefe (vgl. großer Graph in den Abbildungen 2.3 und 2.4) und damit die Energie eines im optischen Gitter gespeicherten Atoms. Diese Änderung ist unterschiedlich für die beiden Qubit-Zustände  $|0\rangle$  und  $|1\rangle$ . Im Laufe des Transports wird eine Phase aufgesammelt, die von der Energie des jeweiligen internen atomaren Zustandes abhängt. Bei einer Manipulation des Atoms mittels Mikrowellenpulsen ist die Kenntnis dieser Phase für die Anpassung der Pulse relevant.

**Änderung der Modulationstiefe:** Auch die Modulationstiefe, d.h. die Potentialbarriere zwischen zwei Potentialtöpfen, ist während des Transports nicht konstant. Dieser Effekt führt zu einer Änderung der Oszillationsfrequenzen der im optischen Gitter gespeicherten Atome. Je nach Falltiefe und Transportgeschwindigkeit kann das im Experiment zu einer erhöhten Wahrscheinlichkeit vibronischer Anregungen und damit zur Aufheizung der Atome im Dipolfallenpotential führen.

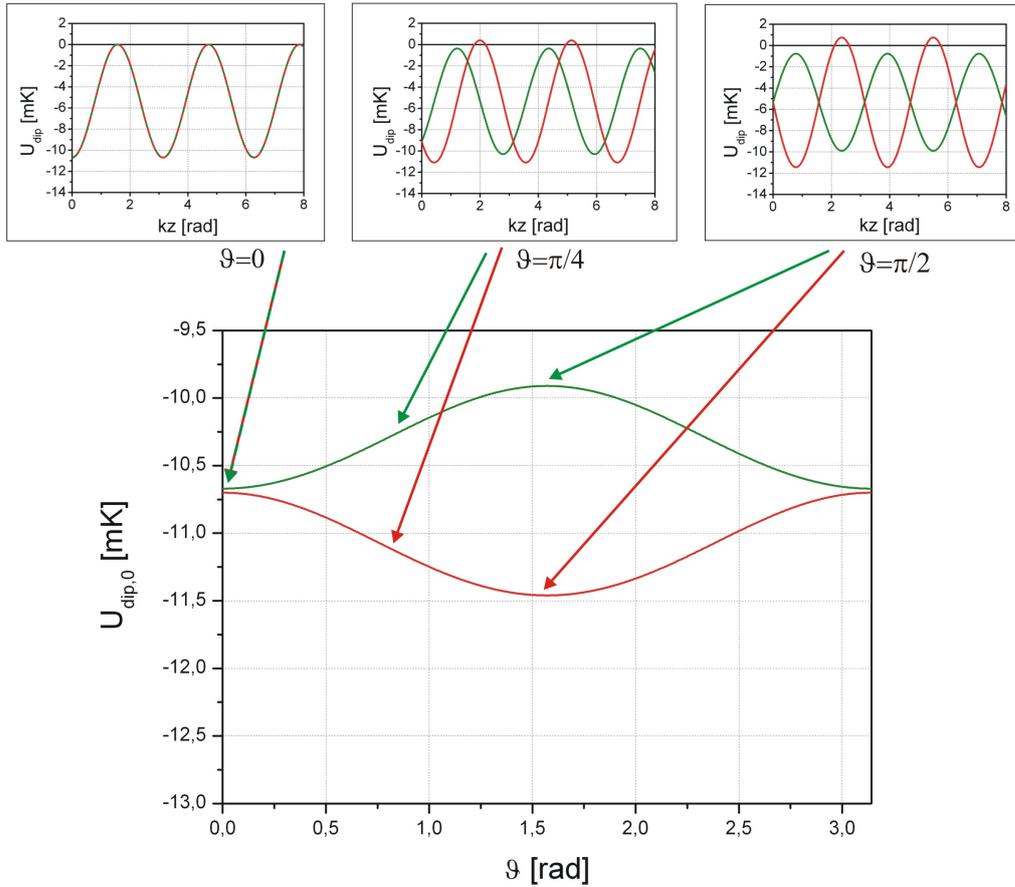
<sup>1</sup>Ein Transportschritt entspricht der Verschiebung eines Atoms um einen halben Potentialtopf.



**Abbildung 2.3:** Änderung der maximalen Dipolfalltiefe für  $\lambda = \lambda_s$  in Abhängigkeit des Winkels zwischen den Polarisationsachsen der linear polarisierten hin- und rücklaufenden Strahlen, für Atome im Zustand  $|0\rangle$  (grüner Graph) und  $|1\rangle$  (roter Graph). Die Einschübe im oberen Teil der Grafik stellen die Form des jeweiligen Potentials für die Winkel  $\vartheta = 0, \pi/4, \pi/2$  dar.

Die Abbildungen 2.3 und 2.4 zeigen die Änderung des Dipolpotentials für zwei verschiedene Fälle:

- In Abbildung 2.3 gilt  $\lambda = \lambda_s$  und der Zustand  $|1\rangle$  erfährt während des Transports eine konstante Dipolfallen- und Modulationstiefe. Der Zustand  $|0\rangle$  hingegen spürt (bei den angegebenen Parametern) eine Änderung der Falltiefe von 1.6 mK und eine Änderung der Modulationstiefe von 3.2 mK.
- Wählt man  $\lambda = \lambda_m$  (vgl. Abbildung 2.4), so erfahren beide Zustände eine Variation der Fallen- und Modulationstiefe während des Transports. Diese Variation liegt bei jeweils 0.8 mK für die Fallen- und 1.5 mK für die Modulationstiefe. Der Qubit-Zustand  $|0\rangle$  spürt während des Transports eine positive Änderung der Falltiefe, während der Zustand  $|1\rangle$  eine negative Änderung erfährt. Dementsprechend ist die Phasendifferenz, die aufgesammelt wird etwa genauso groß wie im Fall  $\lambda = \lambda_s$ . Diese Phasendifferenz lässt sich somit nicht durch eine passende Wahl der Wellenlänge kompensieren. Jedoch sollte bei der im Fall  $\lambda = \lambda_m$  kleineren Modulationstiefe auch die Wahrscheinlichkeit der Anregung des Atoms in höhere Vibrationsniveaus geringer sein.



**Abbildung 2.4:** Änderung der maximalen Dipolfalltiefe für  $\lambda = \lambda_m$  in Abhängigkeit des Winkels zwischen den Polarisationsachsen der linear polarisierten hin- und rücklaufenden Strahlen, für Atome im Zustand  $|0\rangle$  (grüner Graph) und  $|1\rangle$  (roter Graph). Die Einschübe im oberen Teil der Grafik stellen die Form des jeweiligen Potentials für die Winkel  $\vartheta = 0, \pi/4, \pi/2$  dar.

Auf eine detaillierte Diskussion von möglichen vibronischen Anregungen während des Transports soll in dieser Arbeit verzichtet werden. Es bleibt experimentell zu zeigen, welche Wellenlängeneinstellung für die Durchführung des zustandsabhängigen Transports die günstigste ist.

### Differentielle AC-Stark-Verschiebung

Die differentielle AC-Stark-Verschiebung gibt die Differenz der Dipolpotentiale zweier Zustände an. Für den hier betrachteten Fall des Quantenbits ist sie definiert als

$$\Delta_{\text{diff}}(\mathbf{r}) = U_{\text{dip},|1\rangle}(\mathbf{r}) - U_{\text{dip},|0\rangle}(\mathbf{r}). \quad (2.14)$$

Für verschiedene Anwendungen des zustandsabhängigen Transports ist die Adressierung des Systems der beiden Quantenbit-Zustände mittels Mikrowellen notwendig. Hierfür ist es wichtig, die genaue Übergangsfrequenz zwischen den Zuständen  $|0\rangle$  und  $|1\rangle$  zu kennen. Für ein freies Cäsiumatom liegt diese bei 9.193 GHz. Unter Berücksichtigung der differentiellen

AC-Stark-Verschiebung eines Atoms in der Dipolfalle ergeben sich signifikante Veränderungen der Übergangsfrequenz. Des Weiteren führt die differentielle AC-Stark-Verschiebung zu einer unterschiedlichen Phasenentwicklung der beiden Qubit-Zustände. Wie im vorigen Abschnitt diskutiert, ist dieser Effekt während des Transportvorgangs besonders ausgeprägt. Dennoch tritt auch für den Fall  $\vartheta = n \cdot \pi$  (wenn die Potentiale der beiden Zustände übereinander liegen) eine differentielle Energieverschiebung auf. Diese ist zwar um mehr als zwei Größenordnungen kleiner als die maximale Verschiebung während des Transports (vgl. auch Tabelle 2.2), jedoch tritt sie im Gegensatz zu letzterer permanent und nicht nur während des Transports auf. Für die Manipulation der Atome mittels Mikrowellen ist die Kenntnis dieser differentiellen Energieverschiebung daher unabdingbar.

Infolge der differentiellen AC-Stark-Verschiebung ist die Frequenz des Übergangs ( $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ ) abhängig von der relativen Position der  $\sigma^+$ - und der  $\sigma^-$ -Komponenten des Stehwellenfeldes. Betrachte man hierfür das Beispiel eines Atoms im Zustand  $|0\rangle$ , welches in dem zugehörigen Potential  $U_{\text{dip},|0\rangle}$  gefangen ist. Bei einer Änderung des Winkels  $\vartheta$  der Polarisation der rücklaufenden Welle verändert sich die differentielle Energieverschiebung zwischen den beiden Qubit-Zuständen. Sie wird bei einem Winkel von  $\vartheta = \pi/2$ , bei dem die Potentiale der beiden Zustände um eine viertel Wellenlänge gegeneinander verschoben sind, maximal. In diesem Fall ist an denjenigen Stellen, an denen der Zustand  $|0\rangle$  im Potentialtopf gefangen ist, das zum Zustand  $|1\rangle$  gehörige Potential  $U_{\text{dip},|1\rangle}$  nahezu null. Dies hat zur Folge, dass die maximale differentielle Energieverschiebung etwa genauso groß ist wie die Tiefe eines Potentialtopfes.

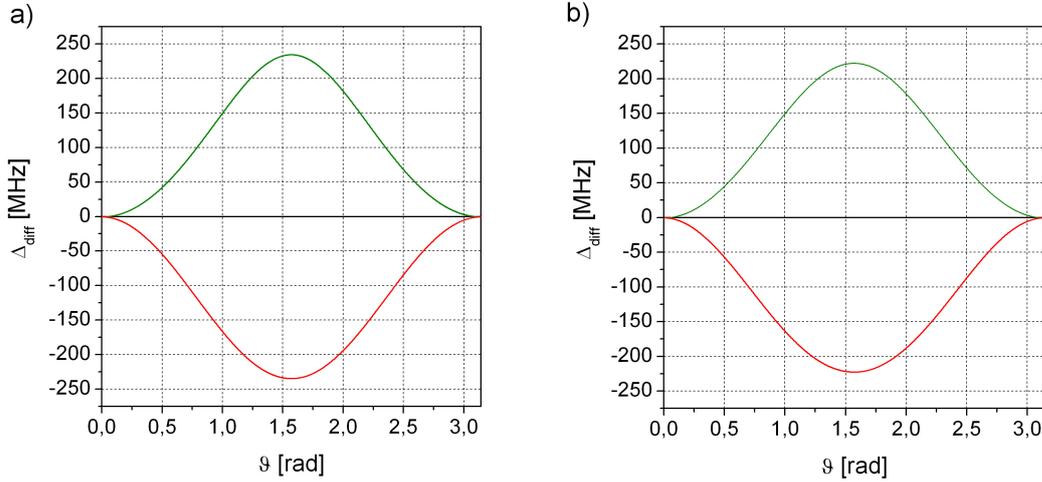
Bei einer Adressierung des Systems in einer Situation, in der die Potentialtöpfe der beiden Qubit-Zustände nicht übereinander liegen, ist zu erwarten, dass Anregungen in höhere Vibrationsniveaus erfolgen. Bei den meisten Anwendungen sollte diese Art der Adressierung somit vermieden werden. Dennoch gibt es für den Fall  $\vartheta = \pi/2$ , in dem die Potentialtöpfe der beiden Zustände um eine viertel Wellenlänge gegeneinander verschoben sind, einen nützlichen Effekt. Überführt man ein Atom in dieser Situation vom Zustand  $|0\rangle$  in den Zustand  $|1\rangle$  (oder umgekehrt), so geht das Atom aus dem optischen Gitter verloren. Auf diese Weise kann ein zustandsselektiver, kontrollierter Verlustmechanismus für die im Gitter gefangenen Atome realisiert werden. Zur genauen Berechnung der differentiellen AC-Stark-Verschiebung habe ich das Dipolpotential aus Gleichung (1.44) verwendet:

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = V + W \cos^2 \left( kz + \frac{kr^2}{2R(z)} - \eta(z) + \kappa \right). \quad (2.15)$$

Für die Adressierung des Zwei-Niveau-Systems ist diejenige Position von Interesse, an der das Potential  $U_{\text{dip}}(\mathbf{r})$  ein Minimum besitzt. Dieser Ort ist abhängig vom Polarisationswinkel  $\vartheta$  sowie vom Zustand, in dem sich das zu adressierende Atom befindet. Mittels Gleichung (2.15) lässt sich für jeden der beiden Qubit-Zustände die differentielle AC-Stark-Verschiebung  $\Delta_{\text{diff}}(\mathbf{r})$  als Funktion des Winkels  $\vartheta$  bestimmen.

Diese ist während des Transports positiv für den Qubit-Zustand  $|0\rangle$  und negativ für den Zustand  $|1\rangle$ . Dieser Umstand lässt sich dadurch erklären, dass der Zustand  $|1\rangle$  energetisch höher liegt als  $|0\rangle$  und demzufolge eine relative Absenkung des Dipolpotentials des Zustandes  $|1\rangle$  zu einer kleineren Übergangsfrequenz führt. Die differentiellen Energiever-

schiebungen wurden für die Wellenlängen  $\lambda_s$  und  $\lambda_m$  berechnet und sind in Abbildung 2.5 gezeigt.



**Abbildung 2.5:** Differentielle Energieverschiebung zwischen den Niveaus  $|0\rangle$  und  $|1\rangle$  als Funktion des Winkels  $\vartheta$  der Polarisation der rücklaufenden Welle, für  $\lambda = \lambda_s$  (a) und  $\lambda = \lambda_m$  (b). Die grünen Kurven zeigen die differentielle AC-Stark-Verschiebung für ein Atom im Zustand  $|0\rangle$ , die roten Kurven das Analoge für den Zustand  $|1\rangle$ . Die Leistung des Dipolfallenlasers beträgt  $P = 3$  W, der fokale Strahlradius liegt bei  $w_0 = 20$   $\mu\text{m}$ .

Aufgrund der Proportionalität zur Intensität des Dipolfallenlasers wird die differentielle Energieverschiebung im Folgenden auf die Laserleistung normiert. Die berechneten Werte für die maximalen und die minimalen differentielle AC-Stark-Verschiebungen, die während des Transports auftreten, sind in Tabelle 2.2 für die beiden Fälle  $\lambda = \lambda_s$  und  $\lambda = \lambda_m$  zusammengefasst.

		$\lambda = \lambda_s$	$\lambda = \lambda_m$
$ 0\rangle$	$\frac{\Delta_{\text{diff,max}}}{P}$ [ $\frac{\text{MHz}}{\text{W}}$ ]	78.1	74.1
	$\frac{\Delta_{\text{diff,min}}}{P}$ [ $\frac{\text{MHz}}{\text{W}}$ ]	0.21	0.21
$ 1\rangle$	$\frac{\Delta_{\text{diff,max}}}{P}$ [ $\frac{\text{MHz}}{\text{W}}$ ]	-78.3	-74.3
	$\frac{\Delta_{\text{diff,min}}}{P}$ [ $\frac{\text{MHz}}{\text{W}}$ ]	-0.21	-0.21

**Tabelle 2.2:** Differentielle Energieverschiebung der beiden Qubit-Zustände für die Wellenlängen  $\lambda = \lambda_s$  und  $\lambda = \lambda_m$ . Die minimale Verschiebung ergibt sich bei einem Winkel der Polarisation der rücklaufenden Welle von  $\vartheta = 0$ , die maximale Verschiebung bei  $\vartheta = \pi/2$ . Die angegebenen Werte wurden für einen fokalen Strahlradius von  $w_0 = 20$   $\mu\text{m}$  berechnet.

### 2.1.3 AC-Stark-Verschiebung des angeregten Zustandes

Die AC-Stark-Verschiebung des angeregten Zustandes ist besonders dann von Interesse, wenn atomare Übergänge zwischen dem Grund- und dem angeregten Zustand im optischen

Gitter betrachtet werden. Dies ist beispielsweise bei der Initialisierung eines Atoms in einem vorgegebenen Qubit-Zustand der Fall. Hierzu wird ein zirkular polarisierter Laserstrahl benötigt, dessen Frequenz dem ( $F = 4 \rightarrow F' = 4$ )-Übergang der D<sub>2</sub>-Linie entspricht. Mittels optischen Pumpens kann damit ein Atom im Zustand  $|1\rangle = |F = 4, m_F = -4\rangle$  präpariert werden. Die Energieverschiebung des angeregten Zustandes führt in diesem Zusammenhang zu zwei Effekten:

- Die Übergangsfrequenz verschiebt sich aufgrund der unterschiedlichen AC-Stark-Verschiebung der beiden Niveaus. Mittels einer Anpassung der Frequenz des Pumpasers an die Intensität des Dipolfallenlasers kann dieser Effekt kompensiert werden.
- Durch das elektrische Feld des Dipolfallenlasers wird eine Quantisierungsachse senkrecht zur Strahlachse festgelegt. Andererseits definiert das externe Magnetfeld eine Quantisierungsachse, die parallel zur Strahlachse liegt. Ist die Aufspaltung der  $m_F$ -Niveaus im Dipolpotential des Lasers größer als die Aufspaltung der Niveaus im Magnetfeld, so überwiegt der Beitrag des Dipolfallenlasers. Der zirkular polarisierte Pumpstrahl, der entlang der Dipolfallenachse eingestrahlt wird, hat damit bezüglich der Atome keine „saubere“ Polarisation mehr und kann das Atom nicht in einem definierten Zustand initialisieren. Vielmehr befindet sich das Atom nach dem Pumpvorgang in einem Überlagerungszustand verschiedener Zeeman-Niveaus.

Die Energieverschiebung der angeregten Zustände  $6^2P_{1/2}$  und  $6^2P_{3/2}$  wurde wie im vorherigen Abschnitt unter Verwendung von Gleichung (2.2) berechnet. Zusätzlich zum Grundzustand habe ich hierbei alle in Abbildung 2.1 eingetragenen angeregten Niveaus berücksichtigt. Energetisch höher liegende als die in dieser Abbildung gezeigten Zustände tragen aufgrund der geringen Oszillatorstärken und der großen Verstimmungen nicht signifikant zur Energieverschiebung der betrachteten Niveaus bei. Die quantitativen Ergebnisse für die AC-Stark-Verschiebung der Zustände ( $6^2S_{1/2}, F = 4$ ) und ( $6^2P_{3/2}, F' = 4$ ) für linear und zirkular polarisiertes Licht sind in Abbildung 2.6 dargestellt.

Die AC-Stark-Verschiebung des angeregten Zustandes ( $6^2P_{3/2}, F' = 4$ ) ist für alle Zeeman-Unterniveaus positiv. Da der Grundzustand im optischen Gitter zu negativen Energien hin verschoben wird, bedeutet das in jedem Fall eine Zunahme der Frequenz des optischen Pumpübergangs.

Für die Festlegung einer Quantisierungsachse muss die Aufspaltung der Niveaus im Lichtfeld des Lasers mit der (linearen) Zeeman-Aufspaltung

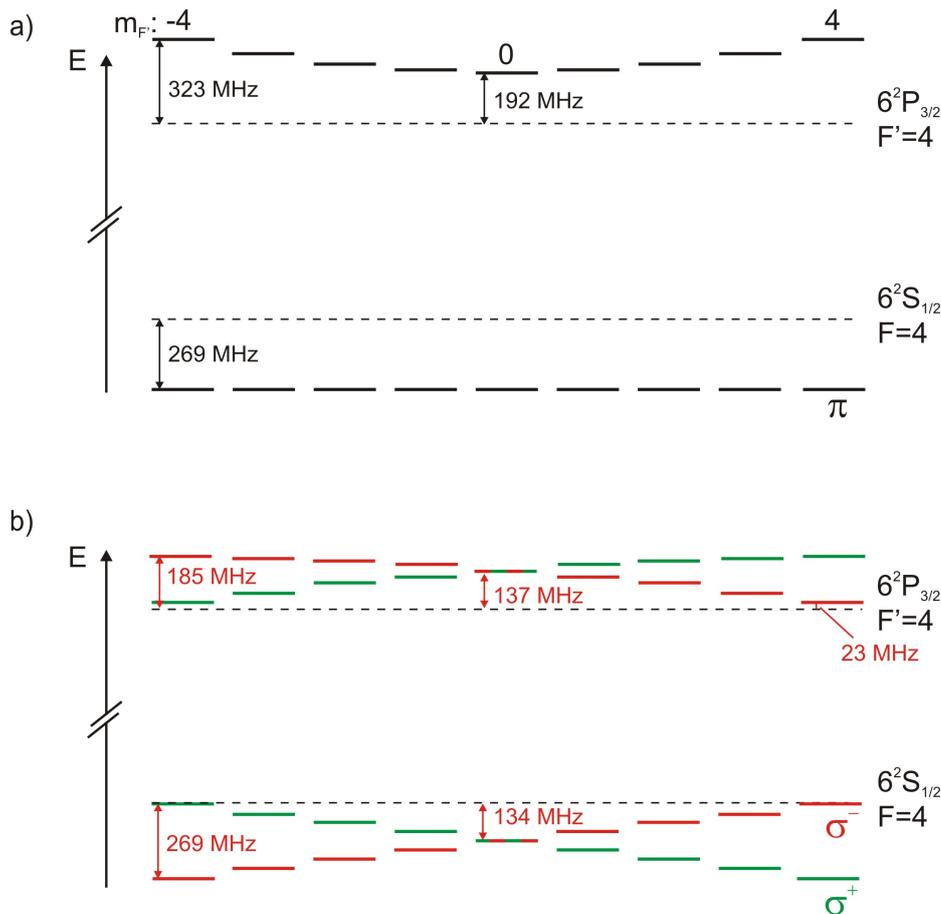
$$\Delta E = g_F m_F \mu_B B_0 \quad (2.16)$$

im externen Magnetfeld  $B_0$  verglichen werden. Die Zeeman-Aufspaltung beträgt

$$\Delta E_{|0\rangle} = 1.05 \frac{\text{MHz}}{\text{G}} \quad (2.17)$$

$$\Delta E_{|1\rangle} = -1.40 \frac{\text{MHz}}{\text{G}} \quad (2.18)$$

für die beiden Qubit-Zustände  $|0\rangle$  und  $|1\rangle$ . Um die Quantisierungsachse durch das externe Magnetfeld festzulegen, müssen diese Energieverschiebungen größer sein als die in Abbildung 2.6 dargestellte AC-Stark-Verschiebung des Grundzustandes. Bei der angegebenen Laserleistung und Strahltaile würde das ein notwendiges externes Magnetfeld von mehreren



**Abbildung 2.6:** AC-Stark-Verschiebungen der für das optische Pumpen relevanten Zustände (a) bei linear polarisiertem und (b) bei zirkular polarisiertem Licht. Die gestrichelten Linien stellen die Energie der unverschobenen Niveaus dar. Die angegebenen Frequenzen entsprechen einer Laserleistung von  $P = 3$  W und einem Strahlradius von  $w_0 = 20 \mu\text{m}$ .

hundert Gauß implizieren. Um mit weniger starken Magnetfeldern die Quantisierungsachse definieren zu können, sollte im Experiment die Laserleistung und damit die Dipolfallentiefe verringert werden.

#### 2.1.4 Oszillationsfrequenzen

Die in den Mulden des Dipolfallenpotentials gespeicherten Atome besetzen diskrete Vibrations-Energie-niveaus. Für die meisten Anwendungen des zustandsabhängigen Transports ist es von Vorteil, wenn sich das Atom im vibronischen Grundzustand befindet. Die Kühlung des Atoms in diesen Grundzustand kann über Raman-Prozesse [29] erreicht werden. Ohne näher auf den Mechanismus der Ramankühlung einzugehen, werden hier die Oszillationsfrequenzen, die in dem in dieser Arbeit betrachteten Fall zu erwarten sind, angegeben. Dabei wird das Potential in der Nähe des Minimums durch ein harmonisches Potential genähert, sodass die entsprechenden Oszillationsfrequenzen bestimmt werden können. Die Oszillationsfrequenzen eines Cäsium-Atoms der Masse  $m$  in einem eindimensionalen opti-

schen Gitter sind in radialer bzw. axialer Richtung (senkrecht bzw. parallel zur Strahlachse) gegeben durch

$$\Omega_{\text{rad}} = \sqrt{\frac{4U_{\text{dip},0}}{mw_0^2}} \quad (2.19)$$

$$\Omega_{\text{a}} = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{2U_{\text{dip},0}}{m\lambda^2}}. \quad (2.20)$$

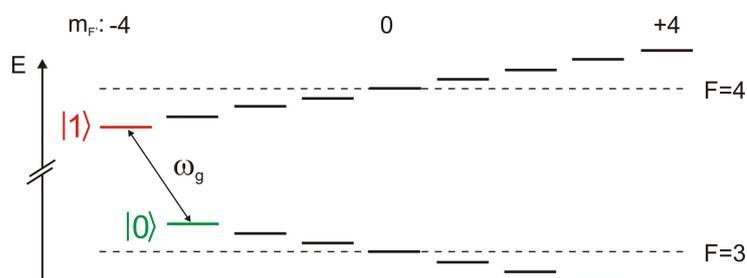
$U_{\text{dip},0}$  bezeichnet die Tiefe der Potentialmulden des optischen Gitters. Für eine Laserleitung von  $P = 3 \text{ W}$ , einen Strahlradius von  $w_0 = 20 \mu\text{m}$  und eine Wellenlänge von  $\lambda = \lambda_s$  (vgl. Tabelle 2.1 für die entsprechenden Potentialtiefen) erhält man somit

$$\Omega_{\text{rad}} = 2\pi \cdot 14.3 \text{ kHz} \quad (2.21)$$

$$\Omega_{\text{a}} = 2\pi \cdot 1.47 \text{ MHz}. \quad (2.22)$$

## 2.2 Kohärenzzeiten

Im Fall eines (homogenen) äußeren Magnetfeldes spalten die Zeeman-Niveaus des Grundzustandes auf und die beiden Qubit-Zustände  $|0\rangle$  und  $|1\rangle$  können näherungsweise als Zwei-Niveau-System betrachtet werden (vgl. Abbildung 2.7). Durch Anwenden von elektromagnetischer Strahlung im Mikrowellenbereich auf der Frequenz  $\omega_g = 2\pi \cdot 9.172 \text{ GHz}$  dieses Übergangs ist es möglich, kohärente Überlagerungszustände des Qubits zu präparieren.



**Abbildung 2.7:** Aufspaltung der Zeeman-Niveaus des Grundzustandes  $6^2S_{1/2}$  im homogenen Magnetfeld. Das Zwei-Niveau-System der beiden Qubit-Zustände kann mittels Mikrowellen der Frequenz  $\omega_g$  adressiert werden.

Bei einer perfekten Isolation des Systems von seiner Umgebung wären alle Prozesse reversibel und es fände kein Informationsverlust des Quantenbits statt. Ein solches System würde dann als geschlossenes Quantensystem bezeichnet. In der Realität kann das Qubit jedoch nie perfekt von äußeren Einflüssen isoliert werden. Die Kopplung des Systems an seine Umgebung führt zu Dekohärenz, was in diesem Zusammenhang einen Verlust der im Qubit gespeicherten Information bedeutet. Dieser Informationsverlust resultiert aus der Beeinflussung des Systems durch Parameter der Umgebung, die dem Experimentator nicht bekannt sind. Um den angesprochenen Informationsverlust zu vermeiden, sollten alle zustandssensitiven Manipulationen des Atoms innerhalb der sogenannten Kohärenzzeit durchgeführt werden.

### Klassifikation von Dekohärenzmechanismen

Das Verhalten eines Zwei-Niveau-Systems unter Einstrahlung eines nahresonanten Feldes lässt sich durch den Blochvektor  $(u, v, w)$  und die optischen Bloch-Gleichungen [30] beschreiben. Die ersten beiden Einträge des Bloch-Vektors ( $u$  und  $v$ ) entsprechen den Komponenten des induzierten elektrischen Dipolmoments, d.h. der Polarisierung des Atoms. Der dritte Eintrag  $w$  ist die Differenz der Wahrscheinlichkeiten, das Atom im oberen oder unteren Qubit-Zustand ( $|1\rangle$  oder  $|0\rangle$ ) zu finden. Dekohärenzeffekte sind in den Bloch-Gleichungen durch Dämpfungsterme, die zu einem Populations- und Polarisationszerfall des Zwei-Niveau-Systems führen, berücksichtigt. Man unterscheidet zwischen homogenen und inhomogenen Dekohärenzmechanismen. Während homogene Dekohärenzmechanismen jedes Atom auf die gleiche Weise beeinflussen, resultieren inhomogene Effekte aus leicht unterschiedlichen Resonanzfrequenzen der einzelnen Atome, die zu einer relativen Dephasierung führen. Sie sind (falls zeitlich konstant) reversibel und können mit Techniken wie der des Spin-Echos [31] aufgehoben werden. Im Folgenden werden daher nur die irreversiblen homogenen Dekohärenzmechanismen betrachtet.

Die optischen Bloch-Gleichungen bei homogenen Dekohärenzeffekten lauten

$$\dot{u} = -\delta v + \Omega_R w - \frac{u}{T_t} \quad (2.23)$$

$$\dot{v} = \delta u - \frac{v}{T_t} \quad (2.24)$$

$$\dot{w} = -\Omega_R u - \frac{w - w_{st}}{T_1}. \quad (2.25)$$

Die Größe  $\delta$  beschreibt die Verstimmung des oszillierenden elektrischen Mikrowellenfeldes  $\mathbf{E}_{mw}(t) = \frac{1}{2}(\mathbf{E}_{0,mw}e^{-i\omega_{mw}t} + \text{c.c.})$  von der Resonanz des Zwei-Niveau-Systems. Die Rabi-Frequenz  $\Omega_R$  ist definiert durch  $\Omega_R = |\langle 1 | e^{\hat{r}} | 0 \rangle E_{0,mw} / \hbar|$ . Hierbei ist  $E_{0,mw}$  der Betrag der elektrischen Feldamplitude  $\mathbf{E}_{0,mw}$  und  $e^{\hat{r}}$  die Komponente des elektrischen Dipoloperators in Richtung des elektrischen Feldes. Auf das exakte Verhalten des Systems bei Wechselwirkung mit dem verstimmtten Mikrowellenfeld soll an dieser Stelle nicht genauer eingegangen werden. Der Schwerpunkt liegt vielmehr auf einer genaueren Untersuchung der transversalen und longitudinalen Kohärenzzeiten –  $T_t$  und  $T_1$ . Diese beiden Zeiten können wie folgt interpretiert werden:

**Die transversale Kohärenzzeit**  $T_t$  beschreibt die Dekohärenz der Phase des Bloch-Vektors bzw., anders ausgedrückt, den Zerfall der Polarisierung des Atoms. Der Grund hierfür ist eine Varianz der Verstimmung  $\delta$ , die verschiedene Ursachen haben kann. Dazu gehören beispielsweise Fluktuationen in der Leistung des Dipolfallenlasers oder in der Stärke des Magnetfeldes.

**Die longitudinale Kohärenzzeit**  $T_1$  beschreibt den Zerfall der Population. Ein möglicher Mechanismus, der zu longitudinaler Dekohärenz führt, sind spontane Übergänge zwischen den beiden Niveaus des Systems.

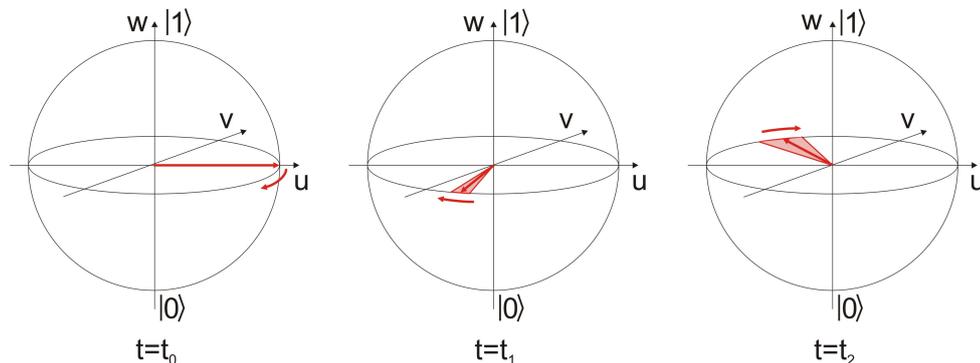
$T_t$  und  $T_1$  geben die Zeiten an, nach denen die Polarisierung bzw. die Population auf  $1/e$  ihrer ursprünglichen Werte abgefallen sind. In Abwesenheit zusätzlicher transversaler Dekohärenzeffekte zerfällt die Polarisierung aufgrund des Zerfalls der Population und es gilt

$T_t = 2T_1$ . Der Faktor zwei ist darauf zurückzuführen, dass  $T_t$  die Zerfallsrate der Polarisationsamplitude beschreibt, während  $T_1$  einem Zerfall der Wahrscheinlichkeit entspricht.

Um den zustandsabhängigen Transport und seine Anwendungen implementieren zu können, müssen geeignete experimentelle Parameter gewählt werden, bei denen sämtliche Dekohärenzeffekte auf ein Mindestmaß reduziert sind. Im Folgenden werden einige wesentliche Dekohärenzmechanismen diskutiert. Das Ziel dieser Diskussion ist es, die Anforderungen an das Experiment abzuschätzen, die erfüllt werden müssen, um eine vorgegebene Kohärenzeit zu erzielen.

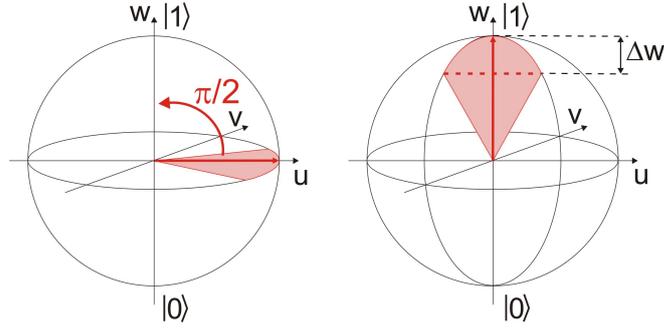
### 2.2.1 Transversale Dekohärenzmechanismen

Effekte, die zur transversalen Dekohärenz führen, basieren auf einer zeitlich fluktuierenden Verstimmung  $\delta$ . Zur Veranschaulichung betrachte man ein Atom, das im Überlagerungszustand  $\frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + i|1\rangle)$  präpariert ist. Der Blochvektor eines solchen Atoms liegt in der Äquatorialebene der Blochsphäre [23] und rotiert mit der Geschwindigkeit  $\delta$  um die  $w$ -Achse. Eine zeitlich fluktuierende Verstimmung  $\delta$  führt dazu, dass die Winkelposition (und damit die Phase) des Bloch-Vektors in der Äquatorialebene nach einer Zeit  $t$  nicht mehr genau definiert ist. Der Fehler dieser Position wächst linear mit der Zeit  $t$  (vgl. Abbildung 2.8).



**Abbildung 2.8:** Zeitliches Verhalten des Blochvektors eines Überlagerungszustandes  $\frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + i|1\rangle)$  bei nicht-verschwindenden transversalen Dekohärenzmechanismen. Der Vektor rotiert mit konstanter Winkelgeschwindigkeit um die  $w$ -Achse, wobei der Fehler in der Winkelposition linear mit der Zeit zunimmt.

Da es sich um ein einzelnes Atom handelt, muss zur Charakterisierung der Dekohärenz die Phase des Bloch-Vektors mit einer externen Referenz verglichen werden. Diesen Zweck erfüllt die Mikrowellenquelle, deren Pulse an die mittlere Phase des Blochvektors des Atoms angepasst sind. Um den Fehler in der Phase des Bloch-Vektors experimentell nachzuweisen, muss dieser auf einen der beiden Qubit-Zustände projiziert werden. Hierfür wird nach einer Rotation des (Mittelwerts des) Bloch-Vektors um einen Winkel von  $n \cdot 2\pi$  das Atom mittels eines  $\pi/2$ -Pulses in den Zustand  $|1\rangle$  transferiert. Aufgrund der transversalen Dekohärenz geht das Atom nicht zu 100% in den Zustand  $|1\rangle$  über (vgl. Abbildung 2.9). Vielmehr besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, nach Anwendung des  $\pi/2$ -Pulses den Qubit-Zustand  $|0\rangle$  zu detektieren.



**Abbildung 2.9:** Einfluss von transversaler Dekohärenz auf den Populationstransfer in den Zustand  $|1\rangle$ . Die Projektion des Bloch-Vektors auf die  $w$ -Achse liefert eine Restwahrscheinlichkeit, das Atom im Qubit-Zustand  $|0\rangle$  zu messen.

### Beziehung zwischen der transversalen Kohärenzzeit und der Varianz der Verstimmung

Um einen Zusammenhang zwischen der Varianz der Verstimmung  $\sigma_\delta^2$  und der transversalen Kohärenzzeit  $T_t$  herzustellen, verwende ich die transversalen Lösungen der optischen Bloch-Gleichungen (2.23)-(2.25). Im Grenzfall  $E_0 \rightarrow 0$  lauten diese für den ungedämpften Fall

$$u(t) = u_0 \cos(\delta t) - v_0 \sin(\delta t) \quad (2.26)$$

$$v(t) = u_0 \sin(\delta t) + v_0 \cos(\delta t). \quad (2.27)$$

Der Übersichtlichkeit halber wird im Folgenden  $v_0 = 0$  gesetzt. Betrachtet wird eine gaußförmige Verteilung der Verstimmung

$$p(\delta) = \frac{1}{\sigma_\delta \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{\delta^2}{\sigma_\delta^2}\right), \quad (2.28)$$

mit der Varianz  $\sigma_\delta^2$  und dem Mittelwert  $\langle \delta \rangle = 0$ . Zur Bestimmung der zeitlichen Entwicklung der Komponenten  $u$  des induzierten Dipolmoments muss mit der gaußförmigen Gewichtung über alle Verstimmungen gemittelt werden. Man erhält

$$\begin{aligned} u(t) &= u_0 \int_{-\infty}^{\infty} p(\delta) \cos(\delta t) d\delta \\ &= u_0 \exp\left(-\frac{(\sigma_\delta t)^2}{2}\right). \end{aligned} \quad (2.29)$$

Gemäß der Definition bestimmt die Kohärenzzeit  $T_t$  die Zeit, bei der die Amplitude von  $u(t)$  auf  $1/e$  ihres ursprünglichen Wertes abgefallen ist. Dies liefert folgenden Zusammenhang zwischen der Kohärenzzeit und der Varianz der Verstimmung

$$T_t \sigma_\delta = \sqrt{2}. \quad (2.30)$$

Es werden nun verschiedene technische Dekohärenzquellen vorgestellt und ihre Auswirkungen auf die Varianz der Verstimmung  $\sigma_\delta^2$  analysiert. Ich habe die maximal erlaubten Fluktuationsparameter der jeweiligen Dekohärenzquelle abgeschätzt, die zur Gewährleistung einer definierten Kohärenzzeit nicht überschritten werden dürfen.

**Intensitätsfluktuationen** Zeitliche Fluktuationen der Leistung des Dipolfallenlasers führen zu einer Fluktuation der differentiellen Energieverschiebung  $\Delta_{\text{diff}}$  eines Zwei-Niveau-Systems. Dies hat eine zeitlich nicht konstante Verstimmung zur Folge. Für die Analyse der Kohärenz während des zustandsabhängigen Transports muss beachtet werden, dass die differentielle Energieverschiebung sich über einen Transportschritt signifikant ändert (vgl. Abschnitt 2.1.2). Die durch Intensitätsfluktuationen bedingte Dekohärenz des Systems hängt von der relativen Position der rechts- und linkszirkular polarisierten Potentialkomponenten und damit von dem Winkel  $\vartheta$  zwischen den Polarisierungen der linear polarisierten hin- und rücklaufenden Strahlen ab. Es werden drei Spezialfälle betrachtet:

$\vartheta = 0$ : Die Polarisation des rücklaufenden Dipolfallenstrahls ist parallel zu der des hinlaufenden Strahls. In diesem Fall liegt die differentielle Energieverschiebung (für einen fokalen Strahlradius  $w_0 = 20 \mu\text{m}$ ) bei

$$\frac{\Delta_{\text{diff}}}{P}(\vartheta = 0) = 218 \frac{\text{kHz}}{\text{W}}. \quad (2.31)$$

$\vartheta = \pi/2$ : Die Polarisation des rücklaufenden Strahls ist so gedreht, dass die Potentiale der beiden Qubit-Zustände um eine viertel Wellenlänge gegeneinander verschoben sind. Demzufolge ist die differentielle Energieverschiebung maximal und liegt bei

$$\frac{\Delta_{\text{diff}}}{P}(\vartheta = \pi/2) = 89.4 \frac{\text{MHz}}{\text{W}}. \quad (2.32)$$

**Typischer Transport:** Die Kohärenz des Atoms ist durch die mittlere Varianz der Verstimmung während des Transports bestimmt. Für eine typische Transportanwendung, bei der das Atom für die Hälfte der Zeit in der Winkelstellung  $\vartheta = 0$  präpariert und während der anderen Hälfte gleichmäßig transportiert wird, beträgt die effektive differentielle Energieverschiebung

$$\overline{\frac{\Delta_{\text{diff}}}{P}} = 22.5 \frac{\text{MHz}}{\text{W}}. \quad (2.33)$$

Die differentielle Energieverschiebung ist mit der Varianz der Verstimmung über die Beziehung

$$\sigma_\delta = \frac{\Delta_{\text{diff}}}{P} \sigma_P \quad (2.34)$$

verknüpft, wobei  $\sigma_P^2$  die Varianz der Laserleistung beschreibt. Für die drei oben vorgestellten Spezialfälle wurden auf diese Weise die maximal erlaubten Schwankungen der Leistung für verschiedene vorgegebene Kohärenzzeiten berechnet. Eine Zusammenstellung der Ergebnisse findet sich in Tabelle 2.3.

**Strahlfluktuationen** Die beiden gegenläufigen Laserstrahlen der Dipolfalle sind verschiedenen Störquellen ausgesetzt. Hierzu gehören beispielsweise akustische Schwingungen

der Spiegel oder Luftzirkulationen auf dem optischen Tisch. Weiterhin kann auch der direkt aus dem Laser austretende Strahl Positions- und Winkelfluktuationen aufweisen. Solche Positions- und Winkelveränderungen führen zu einem relativen Positions- bzw. Winkelversatz der beiden gegenläufigen Dipolfallenstrahlen. Dies wiederum bedeutet eine fluktuierende Falltiefe und damit auch eine zeitlich nicht konstante differentielle Energieverschiebung.

Es wird im Folgenden der Einfluss eines Parallelversatzes zwischen den zwei Strahlen der Dipolfalle untersucht. Hierzu werden die elektrischen Felder zweier Strahlen betrachtet, die einen relativen Versatz  $a$  in Richtung der x-Achse aufweisen:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{hin}}(\mathbf{r}, t) &= A_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{(x - \frac{a}{2})^2}{w^2(z)}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{w^2(z)}\right) \cos(-\omega t + f(\mathbf{r})) \cdot \mathbf{e}_{\vartheta=0} \\ \mathbf{E}_{\text{rück}}(\mathbf{r}, t) &= A_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{(x + \frac{a}{2})^2}{w^2(z)}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{w^2(z)}\right) \cos(\omega t + f(\mathbf{r})) \cdot \mathbf{e}_{\vartheta}. \end{aligned} \quad (2.35)$$

Beschränkt man sich auf eine Betrachtung der Variation der Potentialtiefe an der Stelle  $\mathbf{r} = \mathbf{0}$ , so erhält man für die Intensität  $I_a(\mathbf{r} = \mathbf{0})$  der stehenden Welle bei einem relativen Strahlversatz von  $a$

$$I_a(\mathbf{r} = \mathbf{0}) = \exp\left(-\frac{a^2}{2w_0^2}\right) I(\mathbf{r} = \mathbf{0}), \quad (2.36)$$

wobei  $I(\mathbf{r})$  die Intensitätsverteilung ohne Versatz der beiden Strahlen zueinander beschreibt. Die Falltiefe  $U_{\text{dip}}$  und die differentielle Energieverschiebung  $\Delta_{\text{diff}}$  verändern sich jeweils um den gleichen exponentiellen Faktor. Die Beziehung zwischen der Varianz der Verstimmung  $\sigma_{\delta}^2$  und der Varianz der Strahlfluktuationen im Fokus  $\sigma_a^2$  ist gegeben durch

$$\begin{aligned} \sigma_{\delta} &= \sigma_{\Delta_{\text{diff}}} \\ &= \Delta_{\text{diff}}(a = 0) - \Delta_{\text{diff}}(a = \sigma_a) \\ &= \Delta_{\text{diff}}(a = 0) \left(1 - \exp\left(-\frac{\sigma_a^2}{2w_0^2}\right)\right). \end{aligned} \quad (2.37)$$

Die Fluktuationen des relativen Strahlversatzes werden, wie auch die Varianz der Intensität, für drei verschiedene Fälle der relativen Polarisationsstellung der gegenläufigen Dipolfallenstrahlen analysiert. Hierfür wird eine Laserleistung von  $P = 3 \text{ W}$  bei einem fokalen Strahlradius von  $w_0 = 20 \mu\text{m}$  angenommen. Die Ergebnisse sind ebenfalls in Tabelle 2.3 zusammengestellt.

**Magnetfeldfluktuationen** Neben den Intensitätsfluktuationen führen infolge des Zeeman-Effekts auch Schwankungen des Magnetfeldes zu einer zeitlich fluktuierenden Verstimmung. In vielen Anwendungen, insbesondere in der Metrologie, werden Zustände mit verschwindenden  $m_F$ -Quantenzahlen als Zwei-Niveau-System gewählt. Dies hat den Vorteil, dass der Zeeman-Effekt in linearer Ordnung verschwindet. In dem hier betrachteten Fall besteht diese Möglichkeit nicht und die Zustände sind durch die konzeptionellen Randbedingungen des Experiments festgelegt.

Die  $g_F$ -Faktoren der Zustände  $|0\rangle$  und  $|1\rangle$  betragen  $g_F^{(0)} = -\frac{1}{4}$  und  $g_F^{(1)} = \frac{1}{4}$ . Folglich gilt für die Energiedifferenz zwischen den Zeeman-Verschiebungen der zwei Zustände

$$\begin{aligned}\Delta_{\text{zee}} &= \Delta E_{|1\rangle} - \Delta E_{|0\rangle} \\ &= g_F^{(1)} m_F^{(1)} \mu_B B - g_F^{(0)} m_F^{(0)} \mu_B B \\ &= -\frac{7}{4} \mu_B B.\end{aligned}\quad (2.38)$$

Die Varianz  $\sigma_\delta^2$  der Verstimmung ist mit der Varianz  $\sigma_B^2$  des Magnetfeldes über

$$\sigma_\delta = \frac{7\mu_B}{4h} \sigma_B \quad (2.39)$$

verknüpft.

### Berechnete Maximalfluktuationen

Es wurde eine Abschätzung der maximal erlaubten Fluktuationen der experimentellen Parameter durchgeführt. Hierzu habe ich vier fiktive Kohärenzzeiten von  $10 \mu\text{s}$ ,  $100 \mu\text{s}$ ,  $1 \text{ ms}$  und  $10 \text{ ms}$  angenommen und die zugehörigen Maximalfluktuationen der Leistung  $P$ , des relativen Strahlversatzes  $a$  und des Magnetfeldes  $B$  berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2.3 dargestellt.

		Transversale Kohärenzzeit			
		$T_t$			
		$10 \mu\text{s}$	$100 \mu\text{s}$	$1 \text{ ms}$	$10 \text{ ms}$
Varianz der Verstimmung $\sigma_\delta$ [kHz]		141.4	14.14	1.41	0.14
Varianz der Leistung $\sigma_P$ [mW]	$\vartheta = 0$	648.6	64.86	6.49	0.65
	$\vartheta = \pi/2$	1.58	0.16	$1.6 \cdot 10^{-2}$	$1.6 \cdot 10^{-3}$
	typ. Transport	6.29	0.63	$6.3 \cdot 10^{-2}$	$6.3 \cdot 10^{-3}$
Varianz des Strahlversatzes $\sigma_a$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\vartheta = 0$	13.96	4.18	1.32	0.41
	$\vartheta = \pi/2$	0.65	0.21	$6.5 \cdot 10^{-2}$	$2.1 \cdot 10^{-2}$
	typ. Transport	1.30	0.41	0.13	$4.1 \cdot 10^{-2}$
Varianz des Magnetfeldes $\sigma_B$ [mG]		57.74	5.77	0.58	$5.8 \cdot 10^{-2}$

**Tabelle 2.3:** Abschätzung maximal erlaubter Fluktuationen verschiedener experimenteller Parameter bei vorgegebener transversaler Kohärenzzeit  $T_t$ . Alle Berechnungen wurden für einen Strahlradius von  $w_0 = 20 \mu\text{m}$  durchgeführt. Die Fluktuationsgrenzen von Intensität und Magnetfeld gelten für beliebige Intensitäten. Für die Varianz des relativen Strahlversatzes wurde eine Laserleistung von  $P = 3 \text{ W}$  angenommen. Unter einem typischen Transport wird hier eine Sequenz verstanden, bei der das Atom für die Hälfte der Zeit in einem Potentialtopf mit der Konfiguration  $\vartheta = 0$  sitzt und für die andere Hälfte der Zeit gleichmäßig transportiert wird.

Es ist anzunehmen, dass insbesondere die Varianzen des Strahlversatzes  $\sigma_a^2$  und des Magnetfeldes  $\sigma_B^2$  eine signifikante Beschränkung der Kohärenzzeit zur Folge haben. Bereits um eine transversale Kohärenzzeit von  $T_t = 1 \text{ ms}$  (entsprechend etwa dreißig Transportschritten bei einer typischen Anwendung) zu erreichen, müssen die relativen Schwankungen der beiden gegenläufigen Strahlen auf dieser Zeitskala im Fokus weniger als 1% des Strahldurchmessers betragen. Die Anforderung an die Magnetfeldstabilität liegt für die gleiche Kohärenzzeit bei

einer Stabilität von 0.6 mG, was etwa 0.05 % des vorgesehenen Gesamtfeldes entspricht.

Zur quantitativen Analyse dieser Fluktuationen im Experiment<sup>2</sup> ist es hilfreich, die Allan-Varianz [32] einzuführen. Diese ist ein Maß zur Untersuchung der Stabilität von Uhren und Oszillatoren und liefert für das betrachtete Zwei-Niveau-System eine angemessene Beschreibung. Die Allan-Varianz ist definiert als

$$\sigma_A^2(\tau) = \frac{1}{2\bar{x}} \sum_k (\bar{x}_{\tau,k+1} - \bar{x}_{\tau,k}). \quad (2.40)$$

Hierbei bezeichnet  $\bar{x}$  den Mittelwert der Messgröße  $x$  über den kompletten Datensatz und  $\bar{x}_{\tau,k}$  den Mittelwert von  $x$  über das  $k$ -te Zeitintervall  $\tau$ . Die Allan-Varianz hängt von der Zeit  $\tau$  ab, über die jeder Messwert gemittelt wird. Die relevante Zeitskala für  $\tau$  ist in diesem Fall durch die transversale Kohärenzzeit  $T_t$  definiert. Der Zusammenhang zwischen der dimensionslosen Allan-Varianz  $\sigma_A^2$  und der standardmäßig definierten Varianz  $\sigma_x^2$  einer Messgröße  $x$  ist per Definition gegeben durch

$$\sigma_x(\tau) = \sqrt{2} \langle x \rangle \sigma_A(\tau). \quad (2.41)$$

Mittels der Allan-Varianz können auf diese Weise experimentell gemessene Fluktuationen ausgewertet und mit den theoretisch abgeschätzten Werten (vgl. Tabelle 2.3) verglichen werden.

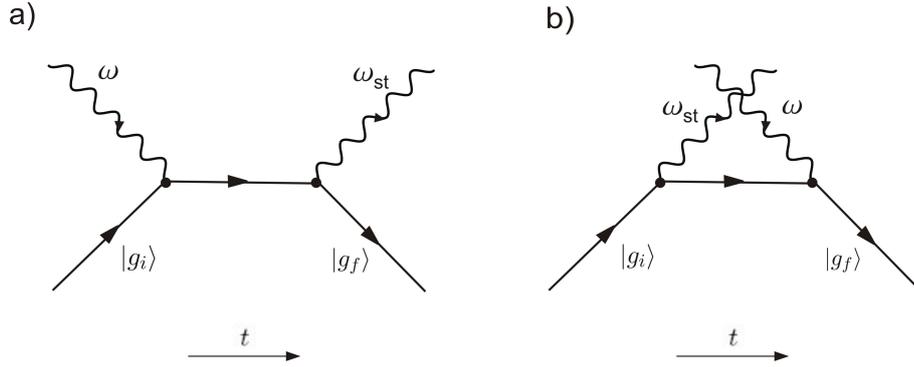
### 2.2.2 Longitudinale Dekohärenzmechanismen: Inelastische Streuprozesse

Aufgrund der langen Lebensdauer der Hyperfeingrundzustände von Cäsium ist der spontane Zerfall dieser Niveaus praktisch vernachlässigbar. Die Streuung von Photonen der Dipolfalle an dem gefangenen Atom ist der einzige Mechanismus, der Übergänge zwischen den Zeeman-Niveaus der Hyperfeinstruktur induziert und damit zur longitudinalen Dekohärenz des Zwei-Niveau-Systems beiträgt. Vor allem inelastische Streuungen spielen eine entscheidende Rolle, da das Atom bei dieser Art der Streuung seinen internen Zustand ändert. Für die Realisierung des zustandsabhängigen Transports müssen solche Streuprozesse so weit wie möglich reduziert werden, denn während des Transports darf sich die Besetzung eines Qubit-Zustandes nicht ändern. Es sollte daher gewährleistet sein, dass die longitudinale Kohärenzzeit  $T_l$  des Atoms in der Dipolfalle größer ist als die Sequenzzeit  $t_{\text{seq}}$ . Die Sequenzzeit  $t_{\text{seq}}$  bezeichnet dabei die Zeit, die benötigt wird, um alle zustandssensitiven Operationen einer experimentellen Sequenz am Atom durchzuführen. Hierzu gehören beispielsweise Manipulationen des internen atomaren Zustandes mithilfe von Mikrowellen-Pulsen.

Die Berechnung der Streuraten wurde, wie auch schon die Bestimmung des Dipolpotentials, semiklassisch und unter Verwendung der Dipolnäherung durchgeführt. Eine diagrammatische Darstellung der Beiträge zur Streuraten in niedrigster Ordnung zeitabhängiger Störungstheorie ist in Abbildung 2.10 dargestellt.

---

<sup>2</sup>Die Messung der Fluktuationen wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit nicht durchgeführt. Es soll hier lediglich angegeben werden, wie gemessene Fluktuationen ausgewertet und mit den berechneten Werten verglichen werden können.



**Abbildung 2.10:** Feynman-Darstellung der Streuprozesse in niedrigster Ordnung Störungstheorie. (a) Ein Atom im Anfangszustand  $|g_i\rangle$  absorbiert ein Photon (wellenförmige Linie) der Frequenz  $\omega$  und relaxiert unter spontaner Emission eines Photons der Frequenz  $\omega_s$  in den Zustand  $|g_f\rangle$ . (b) Der gleiche Prozess kann auch mit umgekehrter zeitlicher Abfolge von Absorption und Emission stattfinden. Dies bedeutet eine kurzzeitige Verletzung der Energieerhaltung während des Streuprozesses. Beiträge höherer Ordnung sind durch einen Faktor  $\alpha \approx \frac{1}{137}$  pro zusätzlichem Vertex unterdrückt.

Wie aus Abbildung 2.10 ersichtlich, handelt es sich bei der Streuung um die Abfolge von Absorption und spontaner Emission jeweils eines Photons. Den stärkeren Beitrag zur Streurrate liefert der anschauliche Beitrag des Diagramms (a), in dem zuerst ein Photon absorbiert und dann ein Photon emittiert wird. Zusätzlich tritt ein Term auf, der die umgekehrte Reihenfolge von Absorption und spontaner Emission beschreibt und damit ein kurzzeitige Verletzung der Energieerhaltung impliziert. Unter Verwendung der Kramers-Heisenberg-Formel berechnet sich die Streurrate zu [33]

$$\Gamma_{\text{st}} = \sum_{\mathbf{k}_{\text{st}}, q_{\text{st}}} \frac{\pi \omega_{\text{st}} I}{2 \epsilon_0^2 \hbar^3 c V} \times \left| \sum_a \left( \frac{\langle g_f | e \hat{\mathbf{r}} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_{q_{\text{st}}} | a \rangle \langle a | e \hat{\mathbf{r}} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_q | g_i \rangle}{\omega_a - \omega} + \frac{\langle g_f | e \hat{\mathbf{r}} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_q | a \rangle \langle a | e \hat{\mathbf{r}} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_{q_{\text{st}}} | g_i \rangle}{\omega_a + \omega_{\text{st}}} \right) \right|^2 \delta(\omega - \omega_{\text{st}} - \omega_f). \quad (2.42)$$

Gleichung (2.42) beschreibt die Streuung eines Photons mit der Frequenz  $\omega_{\text{st}}$  und dem Wellenvektor  $\mathbf{k}_{\text{st}}$  an einem Atom im Zustand  $|g_i\rangle$  mit der Energie  $E_i = \hbar \omega_i = 0$ .  $|g_f\rangle$  ist der Endzustand des Atoms nach der Streuung und  $|a\rangle$  der angeregte Zustand, in dem sich das Atom während des Streuprozesses zwischenzeitlich befindet. Genau wie im vorigen Abschnitt werden hier nur die Beiträge der ersten beiden angeregten Zustände von Cäsium ( $6^2P_{1/2}$  und  $6^2P_{3/2}$ ) berücksichtigt. Die Polarisationen des einlaufenden und des gestreuten Photons werden mit  $q$  bzw.  $q_{\text{st}}$  bezeichnet.

Die systemspezifische Wellenlänge für den zustandsabhängigen Transports liegt bei  $\lambda_s = 865.9$  nm. Dies hat zur Folge, dass der zweite Term in der Klammer gegenüber dem ersten um einen Faktor  $c_{1/2} = 62$  für die D<sub>1</sub>-Linie und um einen Faktor  $c_{3/2} = 125$  für die D<sub>2</sub>-Linie unterdrückt ist. Damit ist die Anwendung der Drehwellennäherung gerechtfertigt. Der gegenläufige Term wird im weiteren Verlauf dieser Rechnung nicht berücksichtigt.

Die Summation über  $\mathbf{k}_{\text{st}}$  in (2.42) kann in eine Integration umgewandelt werden:

$$\sum_{\mathbf{k}_{\text{st}}} \rightarrow \frac{V}{(2\pi)^3} \int \int \frac{\omega_{\text{st}}^2}{c^3} d\omega_{\text{st}} d\Omega. \quad (2.43)$$

Nach Berechnen des Integrals und Summation über die möglichen Polarisierungen  $q_{\text{st}}$  des gestreuten Photons erhält man schließlich

$$\Gamma_{\text{st}} = \frac{I}{6\pi\epsilon_0^2\hbar^3c^4} \sum_{g_f} (\omega - \omega_f)^3 \times \left| \sum_{\substack{a, q_{\text{st}} \\ J'=1/2}} \frac{\langle g_f | e^{\hat{\mathbf{r}}} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_{q_{\text{st}}} | a \rangle \langle a | e^{\hat{\mathbf{r}}} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_q | g_i \rangle}{\omega_{ag_i} - \omega} + \sum_{\substack{a, q_{\text{st}} \\ J'=3/2}} \frac{\langle g_f | e^{\hat{\mathbf{r}}} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_{q_{\text{st}}} | a \rangle \langle a | e^{\hat{\mathbf{r}}} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_q | g_i \rangle}{\omega_{ag_i} - \omega} \right|^2. \quad (2.44)$$

Die Matrixelemente können wie in Abschnitt 2.1.1 diskutiert berechnet werden. Um eine anschaulichere Interpretation von Gleichung (2.44) zu geben, kann der Einfachheit halber die Hyperfeinaufspaltung vernachlässigt und die Verstimmung aus der jeweiligen Summe herausgezogen werden. Man erhält

$$\Gamma_{\text{st}} = \frac{I}{6\pi\epsilon_0^2\hbar^3c^4} \sum_{g_f} (\omega - \omega_f)^3 \left| \frac{A_{1/2}}{\Delta_{1/2}} + \frac{A_{3/2}}{\Delta_{3/2}} \right|^2 \quad (2.45)$$

mit

$$A_{J'} = \sum_{\substack{a, q_{\text{st}} \\ J'}} \langle g_f | e^{\hat{\mathbf{r}}} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_{q_{\text{st}}} | a \rangle \langle a | e^{\hat{\mathbf{r}}} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_q | g_i \rangle. \quad (2.46)$$

Für eine differenziertere Untersuchung der Streurrate liegt es nahe, zwischen dem elastischen und dem inelastischen Fall zu unterscheiden:

**Rayleigh-Streuung:** Bei der elastischen Rayleigh-Streuung befindet sich das Atom vor und nach der Streuung im gleichen Zustand. Die Energie des Atoms ist erhalten und das emittierte Photon besitzt die gleiche Frequenz wie das einlaufende Photon.

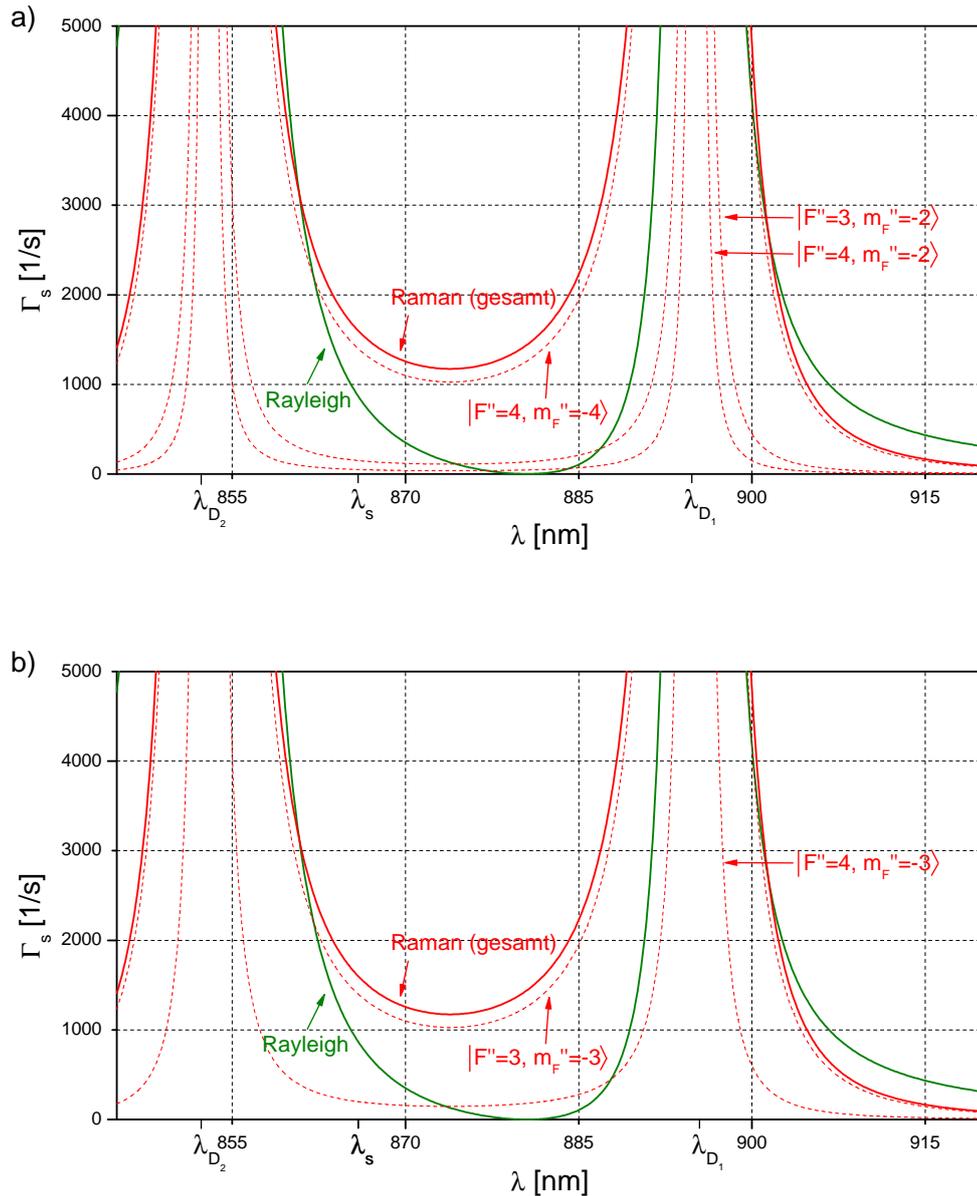
**Raman-Streuung:** Die Raman-Streuung ist ein inelastischer Prozess. Der Zustand  $|g_f\rangle$  des Atoms nach der Streuung ist ein anderer als der Eingangszustand  $|g_i\rangle$  und die Frequenz des gestreuten Photons unterscheidet sich von der des absorbierten Photons.

Eine Auswertung der  $A_{J'}$ -Symbole aus Gleichung (2.46) liefert grundlegend verschiedene Ergebnisse für den elastischen und den inelastischen Fall:

$$A_{3/2} \approx \begin{cases} 2A_{1/2} & \text{für Rayleigh-Streuung} \\ -A_{1/2} & \text{für Raman-Streuung} \end{cases}. \quad (2.47)$$

Bei Dipolfällen, deren Frequenz bezüglich beider D-Linien in die gleiche Richtung verstimmt ist, bedeutet dies eine Unterdrückung von Raman-Streuprozessen. Für Kohärenzbetrachtungen von Atomen in Dipolfällen ist die Streurrate daher oftmals vernachlässigbar.

Für das zustandsabhängige optische Gitter ist jedoch das Gegenteil der Fall: Die Raman-Streuung ist durch konstruktive Interferenz der Beiträge der  $D_1$ - und der  $D_2$ -Linie stärker als der elastische Beitrag zur Streuung. Der Grund hierfür ist die systemspezifische Wellenlänge, die mit  $\lambda_s = 865.9$  nm zwischen der  $D_1$ - und der  $D_2$ -Linie von Cäsium liegt. Die berechneten Streuraten in Abhängigkeit der Wellenlänge sind in Abbildung 2.11 dargestellt (Leistung des linear polarisierten Lasers:  $P = 3$  W, Strahlradius:  $w_0 = 20$   $\mu$ m).



**Abbildung 2.11:** Berechnete Streuraten eines Atoms in der Dipolfalle im Quantenbit-Zustand  $|0\rangle$  (a) und  $|1\rangle$  (b) bei linear polarisiertem Dipolfallenlaser. Die roten gestrichelten Kurven stellen die Beiträge zur Streuung durch die verschiedenen möglichen Endzustände  $|g_i\rangle = |F'', m_F''\rangle$  dar. Die Summe dieser Kurven ergibt die gesamte Raman-Streureate.

Es treten Beiträge zur Raman-Streuung durch mehrere mögliche Endzustände auf. Die Summe dieser Beiträge ergibt die vollständige Raman-Streureate. Die quantitativen Ergebnisse, die sich für linear polarisiertes Licht bei den Wellenlängen  $\lambda = \lambda_s$  und  $\lambda = \lambda_m$  ergeben, sind in Tabelle 2.4 zusammengefasst.

		$\lambda = \lambda_s$	$\lambda = \lambda_m$
0⟩	$\Gamma_{\text{ray}} \left[ \frac{1}{\text{s}} \right]$	759.8	522.8
	$\Gamma_{\text{ram}} \left[ \frac{1}{\text{s}} \right]$	1524.8	1364.4
1⟩	$\Gamma_{\text{ray}} \left[ \frac{1}{\text{s}} \right]$	763.6	525.4
	$\Gamma_{\text{ram}} \left[ \frac{1}{\text{s}} \right]$	1527.4	1366.0

**Tabelle 2.4:** Streuraten der Quantenbit-Zustände |0⟩ und |1⟩ bei einer Laserleistung von  $P = 3 \text{ W}$  und einem Strahlradius von  $w_0 = 20 \mu\text{m}$ . Die Polarisation des Lasers ist linear.

Die Streuraten der beiden Qubit-Zustände unterscheiden sich geringfügig, was auf die Hyperfeinaufspaltung des Grundzustandes zurückzuführen ist. Qualitativ zeigen jedoch die Streuraten beider Zustände das gleiche Verhalten.

Die inelastische Streureate  $\Gamma_{\text{ram}}$  entspricht der inversen Lebensdauer  $1/\tau$  des entsprechenden Zustandes (bei Vernachlässigung von weiteren Zerfallsprozessen). Die Lebensdauer  $\tau$  wiederum ist identisch mit der longitudinalen Kohärenzzeit  $T_1$ , die sich damit für die Wellenlänge  $\lambda = \lambda_s$  zu

$$T_1 = \begin{cases} 656 \mu\text{s} & \text{für den Zustand } |0\rangle \\ 655 \mu\text{s} & \text{für den Zustand } |1\rangle \end{cases} \quad (2.48)$$

berechnet. Die kurze longitudinale Kohärenzzeit zeigt, dass Raman-Streuprozesse eine nicht zu vernachlässigende Einschränkung der Möglichkeiten des beschriebenen Experiments darstellen.

Die Werte für die Kohärenzzeiten  $T_1$  aus Gleichung (2.48) habe ich für die maximale Laserleistung  $P = 3 \text{ W}$  berechnet. An dieser Stelle sei angemerkt, dass es nicht in jedem Fall nötig sein wird, mit einer so hohen Leistung zu arbeiten. Da die Kohärenzzeit invers proportional zur Intensität ist, kann mit kleineren Leistungen die Kohärenzzeit der Atome erhöht werden. Die minimal notwendige Tiefe der Dipolfalle, um Atome, die aus der magnetooptischen Falle umgeladen wurden, ohne die Verwendung von weiteren Kühlmechanismen zu speichern, lässt sich zu  $U_{\text{dip}} \approx 100 \mu\text{K}$  abschätzen. Dies impliziert eine obere Schranke der longitudinalen Kohärenzzeit von  $T_1 = 40 \text{ ms}$ .

# Kapitel 3

## Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau zum zustandsabhängigen Transport einzelner Atome beschrieben. Die Beschreibung konzentriert sich hierbei auf diejenigen Komponenten, die bereits fertiggestellt sind bzw. kurz vor der Fertigstellung stehen, darunter das Vakuumsystem, die magnetooptische Falle, die Dipolfalle und die Abbildungsoptik zur Beobachtung einzelner Atome.

### 3.1 Das Vakuumsystem

Um Experimente mit einzelnen Atomen in optischen Fallen durchführen zu können, ist es notwendig, sie von ihrer Umgebung zu isolieren. Dies wird dadurch gewährleistet, dass die Speicherung und Manipulation der Atome innerhalb eines Ultrahochvakuum(UHV)-Systems durchgeführt wird. Je niedriger der Druck in der Vakuumkammer ist, desto unwahrscheinlicher ist es, dass gespeicherte Cäsium-Atome mit Atomen aus dem verbleibenden Hintergrundgas stoßen. Solche Stöße führen zu einem Verlust der Atome aus der Dipolfalle und stellen somit eine zeitliche Beschränkung für Experimente mit diesen Atomen dar.

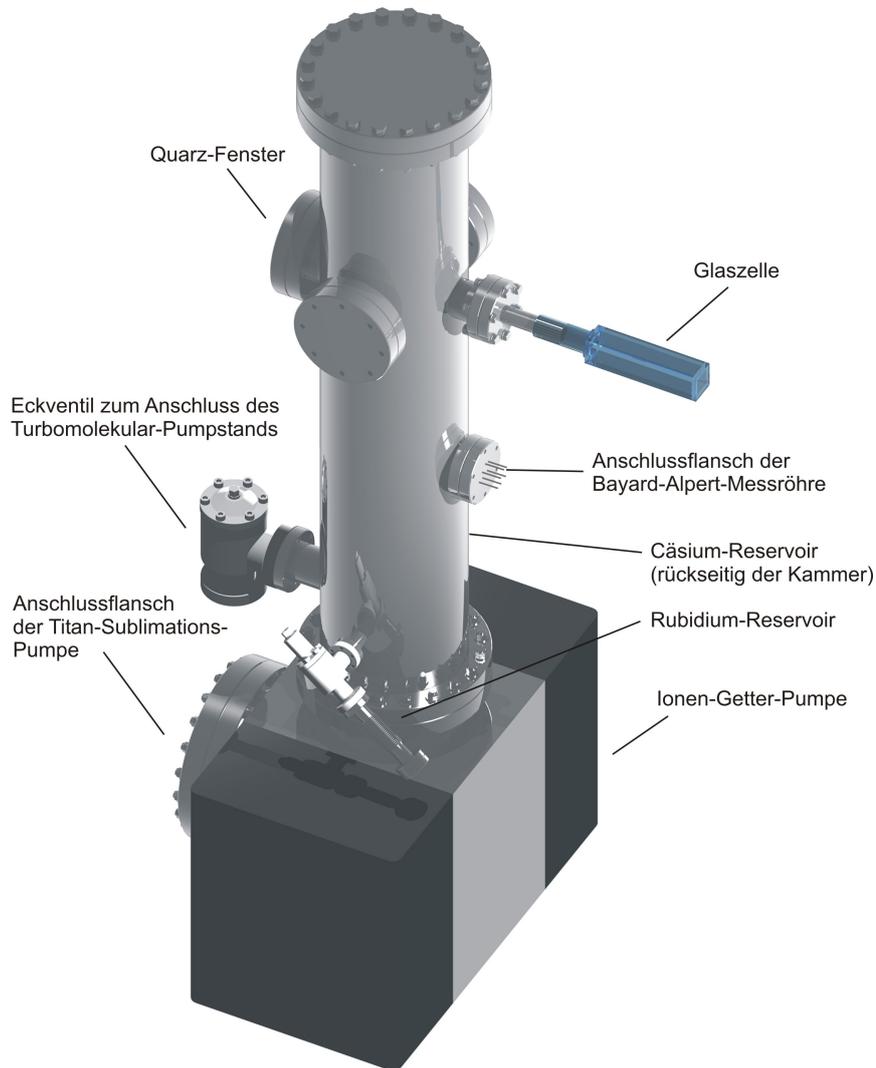
Der Aufbau des in diesem Experiment verwendeten UHV-Systems ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt.

#### 3.1.1 Die Vakuumkammer

Bei der verwendeten Vakuumkammer handelt es sich um eine Spezialanfertigung, die an die geometrischen Randbedingungen des Experiments angepasst wurde. Die Kammer ist zur Hälfte in den optischen Tisch eingelassen, was aus verschiedenen Gründen vorteilhaft ist:

**Stabilität:** Durch die Lage des Schwerpunktes der Vakuumkammer auf Höhe der Platte des optischen Tisches wird die mechanische Stabilität des Systems erhöht. Des Weiteren können die Dämpfungseigenschaften des optischen Tisches optimal ausgenutzt werden.

**Reduzierung von störenden Magnetfeldern:** Um Störeinflüsse durch Magnetfelder am Ort des Experiments zu minimieren, sollten alle Komponenten, die magnetische Materialien enthalten, möglichst weit von der Position der einzelnen Atome entfernt sein.



**Abbildung 3.1:** Schematische Darstellung des verwendeten Ultrahochvakuum-Systems. Eine Glaszelle bietet einfachen optischen Zugang für die Strahlen der magnetooptischen Falle und der Dipolfalle sowie für die Detektionsoptik. Die Zelle ist über einen mehrstufigen, unmagnetischen Glas-Metall-Übergang an die Vakuumapparatur angebracht.

Insbesondere ist hier der Einfluss von Vakuumpumpen zu beachten, deren Magnetfelder eine Verzerrung der für das Experiment benötigten Felder verursachen. Zur Minimierung solcher Störeinflüsse befinden sich alle Vakuumpumpen unterhalb des optischen Tisches.

**Optischer Zugang:** Die vorgesehene Position der optischen Fallen zur Speicherung einzelner Atome innerhalb des UHV-Systems befindet sich auf der standardmäßigen Höhe aller optischen Komponenten (50 mm über dem optischen Tisch), wodurch ein ein-

facher optischer Zugang gewährleistet ist.

**Platzangebot:** Das Einlassen der Vakuumkammer in den optischen Tisch ermöglicht eine Positionierung aller Pumpen und Anschlussventile unterhalb des Tisches, sodass kein Platz auf dem Tisch dafür aufgewendet werden muss.

Die Kammer besteht aus einem speziellen Edelstahl (316L, Flanschmaterial: 316LN) und wurde aus ökonomischen Gründen in der Zentralwerkstatt des physikalischen Instituts der Universität gefertigt. Der verwendete Edelstahl zeichnet sich durch eine geringe Ausgasrate sowie eine kleine magnetische Permeabilität ( $\mu < 1.01$ , [34]) aus, sodass magnetische Störeinflüsse auf ein Minimum reduziert werden. Nach dem Fertigungsprozess wurde die Vakuumkammer für eine Stunde bei  $1050^\circ\text{C}$  vakuumgeglüht. Durch den Glühprozess wurden Verunreinigungen an den Innenwänden der Kammer entfernt, insbesondere Oxidreste, die durch den Schweißprozess der Kammer entstanden waren.

Das Vakuumsystem beinhaltet sowohl ein Cäsium- als auch ein Rubidium-Reservoir. Diese sind über Ganzmetall-Eckventile an die Vakuumkammer angeschlossen, sodass je nach Bedarf die Menge von Atomen in der Kammer reguliert werden kann. Der Grund für den Einbau eines Rubidium-Reservoirs liegt darin, dass es sich als günstiger herausstellen könnte, den zustandsabhängigen Transport mit Rubidium- anstatt mit Cäsium-Atomen durchzuführen. Alle Komponenten des Aufbaus wurden wenn möglich so gewählt, dass sie für Experimente sowohl mit Cäsium als auch mit Rubidium verwendet werden können.

### 3.1.2 Die Glaszelle

Innerhalb der Glasküvette (Hersteller: Hellma, Material: Corning VYCOR (96 %  $\text{SiO}_2$ ), Ausmaße:  $30 \times 30 \times 125 \text{ mm}^3$ , Wanddicke: 5 mm) befindet sich das Zentrum des optischen Gitters und der magnetooptischen Falle. Die Zelle ist über einen mehrstufigen, unmagnetischen Quarzglas-Metall-Übergang an die Vakuumkammer angeschlossen. Die Laserstrahlen des optischen Gitters durchqueren die Glasküvette in Längsrichtung und werden auf die Position der MOT fokussiert.

Die Beschichtung der Glaszelle ist speziell für diese Anforderungen ausgelegt. Die Zelle ist auf den Außenseiten aller Flächen mit einer Breitband-Antireflexbeschichtung (770 nm bis 870 nm) versehen. Der Wellenlängenbereich dieser Beschichtung beinhaltet die Wellenlängen der  $\text{D}_2$ -Linien von Rubidium und Cäsium sowie die jeweiligen systemspezifischen Wellenlängen  $\lambda_s$  des optischen Gitters. Sollte es sich als günstiger herausstellen, den zustandsabhängigen Transport mit Rubidium- anstatt mit Cäsium-Atomen durchzuführen, so kann hierfür dieselbe Glasküvette verwendet werden. Die Beschichtung der Zelle ist für einen Einfallswinkel von  $\alpha = 22.5^\circ$  optimiert, sodass sowohl für senkrecht einlaufende Strahlen als auch für die unter  $45^\circ$  einlaufenden horizontalen Strahlen der magnetooptischen Falle die Reflexe an den Außenwänden der Glaszelle hinreichend gut unterdrückt werden ( $R < 0.5\%$ ). Jedoch sind aus herstellungstechnischen Gründen die Innenseiten der Küvette nicht antireflexbeschichtet und besitzen damit eine Reflektivität von  $R \approx 4\%$ . Die Ebenheit der Oberflächen der Glaszelle ist auf eine Genauigkeit von  $\lambda/4$  (über einen Bereich von 25 mm) spezifiziert.

Für den optischen Zugang des Dipolfallenlasers von der gegenüberliegenden Seite der Vakuumkammer wird ein spezielles unmagnetisches Quarz-Fenster (Quarzglas Spectrosil 2000, Ebenheit der Oberflächen:  $\lambda/4$ ) verwendet. Das Fenster ist für einen Wellenlängenbereich von 770 nm bis 870 nm und einen Einfallswinkel von  $0^\circ$  antireflexbeschichtet.

### 3.1.3 Das Pumpensystem

Um den notwendigen Enddruck ( $p < 10^{-11}$  mbar) in der Vakuumkammer zu erreichen, wird ein System von verschiedenen Pumpen eingesetzt. Zum Erreichen eines Drucks unterhalb von  $10^{-8}$  mbar wird ein Turbomolekular-Pumpstand (Pfeiffer, TSU 071 E), bestehend aus einer Membran-Vorpumpe (MVP 015-2) und einer Turbopumpe, verwendet. Die Turbopumpe (TMU 071 P) hat für Stickstoff ( $N_2$ ) ein spezifiziertes Saugvermögen von maximal 60 l/s und ist über ein Ganzmetall-Eckventil an die Vakuumkammer angeschlossen. Zum Erreichen von Drücken im UHV-Bereich wird eine Ionen-Getter-Pumpe (Varian, Vacion Plus 300 Starcell Kombipumpe, maximales Saugvermögen für  $N_2$ : 700 l/s, erreichbarer Enddruck:  $< 10^{-11}$  mbar) verwendet. Die Funktionsweise der Ionen-Getter-Pumpe basiert auf der Ionisation einzelner Atome durch Elektronenstöße. Nach dem Ionisationsprozess werden die Atome mittels eines elektrischen Feldes in Richtung einer Titan-Schicht beschleunigt und dort eingefangen. Eine Titan-Sublimations-Pumpe (Varian, TSP 916-0050) wird zur Unterstützung der Ionen-Getter-Pumpe eingesetzt. Die Titan-Sublimations-Pumpe beinhaltet heizbare Titan-Stäbe. Das Titan verdampft von der Oberfläche dieser Stäbe und setzt sich an den Wänden eines wassergekühlten Cryopanel (Varian, TSP Cryopanel 919-0180) ab. Insbesondere für Wasserstoff und Stickstoff besteht eine große Wahrscheinlichkeit, von dem Titan an den Wänden des Cryopanel eingefangen zu werden, sodass die Konzentration dieser Gase in der Vakuumapparatur reduziert wird. Die spezifizierte maximale Pumpleistung der Titan-Sublimationspumpe in Kombination mit dem zugehörigen Cryopanel liegt für Stickstoff bei 500 l/s.

Zur Messung des Drucks in der Vakuumapparatur wird eine Bayard-Alpert-Messröhre (Varian, UHV-24p) eingesetzt. Diese Messröhre hat einen Messbereich von  $1 \cdot 10^{-3}$  mbar bis  $7 \cdot 10^{-12}$  mbar und misst den Druck in der Kammer bei einer Umgebungstemperatur von  $20^\circ\text{C}$  zu  $p = 2.2 \cdot 10^{-11}$  mbar. Der Druck hängt stark von der Temperatur der Vakuumkammer ab. Aus diesem Grund ist die Messröhre weit ins Innere der Vakuumkammer eingeschoben, um die Wände der Vakuumkammer nicht zu erhitzen. Es sei hier angemerkt, dass die Druckmessung durch die Messröhre prinzipiell relativ fehlerbehaftet ist. Das liegt daran, dass die Druckmessung auf eine Messung von sehr kleinen Strömen zurückgeführt wird und diese Methode trotz speziell abgeschirmter Kabel anfällig für äußere Störungen ist. Eine genauere Messung des Drucks in der Vakuumkammer muss mittels der Lebensdauer von Atomen in der Dipolfalle vorgenommen werden.

## 3.2 Die magnetooptische Falle

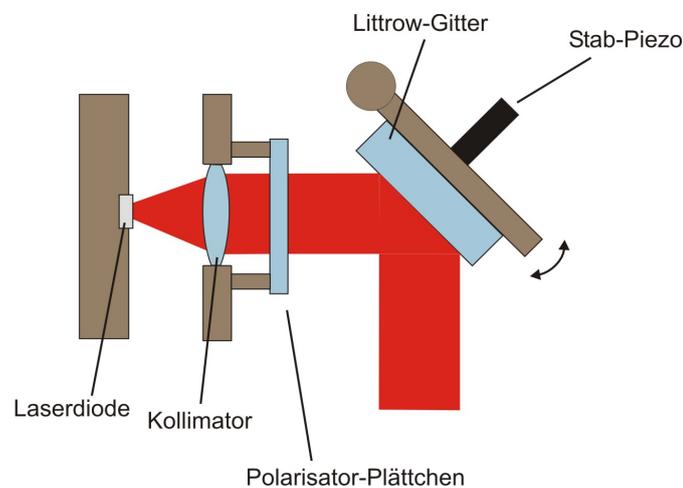
Bei der in diesem Experiment aufgebauten magnetooptischen Falle handelt es sich um eine Drei-Strahl-MOT, deren drei Strahlenpaare durch jeweils retroreflektierte Laserstrahlen realisiert werden. Die Geometrie der magnetooptischen Falle ist so gewählt, dass ihre Position im Zentrum des quaderförmigen Teils der Vakuumglaszelle liegt. Hierdurch ist ein verhältnismäßig einfacher optischer Zugang gewährleistet.

### 3.2.1 Das Lasersystem

Zum Einfangen der Atome mittels der magnetooptischen Falle sowie zur Initialisierung der für den zustandsabhängigen Transport vorgesehenen Qubit-Zustände werden verschiedene Lasersysteme benötigt, deren Frequenzen auf die Hyperfeinstrukturübergänge von Cäsium abgestimmt werden müssen. Zu diesem Zweck habe ich zwei Diodenlaser in Littrow-Konfiguration aufgebaut und mithilfe zweier Spektroskopie-Anordnungen auf die benötigten Frequenzen stabilisiert.

#### Aufbau der Diodenlaser

Der Aufbau der verwendeten Diodenlaser ist in Abbildung 3.2 schematisch dargestellt. Der



**Abbildung 3.2:** Schematischer Aufbau der in diesem Experiment verwendeten Diodenlaser in Littrow-Konfiguration. Durch Einstellen der Länge des externen Resonators kann die Ausgangsfrequenz innerhalb der Verstärkungsbandbreite der Laserdiode variiert werden. Das Polarisator-Plättchen hinter dem Kollimator dient zur Filterung der unerwünschten Polarisation.

aus der Laserdiode austretende Strahl wird mittels einer asphärischen Linse (Brennweite  $f = 4.5 \text{ mm}$ ) kollimiert und trifft auf ein holographisch hergestelltes Reflexionsgitter. Dieses Gitter koppelt einen Teil der Leistung aus dem Laser aus und reflektiert den anderen Teil zurück zur Laserdiode, wobei diese Rückreflexion wellenlängenabhängig ist. Es entsteht ein zusätzlicher externer Resonator, über dessen Länge die Frequenz des Lasers feineingestellt werden kann. Die Einstellung des Gitterwinkels und damit auch der Länge des externen Resonators wird über einen Stabpiezo vorgenommen, der mithilfe einer Mikrometerschraube hinter dem Gitter eingespannt ist.

Der Aufbau der Diodenlaser wurde auf verschiedene Parameter hin optimiert. Beispielsweise habe ich verschiedene Gitter getestet und deren Einfluss auf die longitudinale Modenstruktur der Laserdiode untersucht. Mittels einer in der Laserdiode integrierten (internen) Photodiode wurde das Lasersignal bei einer linearen Rampe des Laserdiodenstromes betrachtet und die Winkeleinstellungen des Littrow-Gitters auf die Modenstruktur hin optimiert. Das gleiche Kriterium wurde, neben der Laserschwelle, auch zur Justage der genauen Position

der Kollimationslinse verwendet.

Nach diesen Kriterien sowie aus ökonomischen Gründen stellte sich ein Gitter der Firma Carl Zeiss Microimaging GmbH (Modell: 263232-9051-324,  $15 \times 10 \times 6 \text{ mm}^3$ , 1800 Linien/mm) als eine gute Wahl heraus. Das Gitter weist eine hohe Reflexion ( $R = 78 \%$ ) für Licht, das horizontal polarisiert ist, auf. Der aus der frei laufenden Laserdiode austretende Strahl ist senkrecht zu dieser Ebene (vertikal) polarisiert. Während der Untersuchungen des Gitters wurde festgestellt, dass eine derart starke Rückkopplung der horizontalen (unerwünschten) Polarisation zur Instabilität der Laserdioden bis hin zu einem Defekt führen kann. Aus diesem Grund wird ein spezielles Polarisator-Plättchen (CODIXX AG, colorPol(r) IR950 BC4 CW02,  $12 \times 12 \times 2 \text{ mm}^3$ , [35]) verwendet, das hinter die Kollimationslinse geklebt ist, um die Rückkopplung der waagerechten Polarisation zu unterdrücken. Bei einer Wellenlänge von  $\lambda_{D_2} = 852.3 \text{ nm}$  besitzt das Polarisator-Plättchen eine spezifizierte Transmission der durchgelassenen Polarisationskomponente von  $T = 93 \%$  und ein Auslöschungsverhältnis von  $1 : 10^5$ .

Die maximale spezifizierte Ausgangsleistung der frei laufenden Laserdioden liegt bei  $P_{\max} = 150 \text{ mW}$ . Durch den Rückkopplungseffekt des Littrow-Gitters tritt eine Erhöhung der Leistung in der Laserdiode auf. Um die Laserdiode nicht zu zerstören, wird der Strom daher auf  $I_{\text{d}} = 130 \text{ mA}$  begrenzt. Bei diesem Strom beträgt die gemessene Ausgangsleistung des Lasers  $P = 81 \text{ mW}$ . Der Schwellenstrom bei optimaler Einstellung des Gitters liegt bei  $I_{\text{s}} = 12 \text{ mA}$ .

Der aus der Laserdiode austretende Strahl besitzt unterschiedliche Divergenzwinkel in den zwei ausgezeichneten Richtungen senkrecht zur Strahlachse. Der Grund hierfür liegt in der nicht symmetrischen Austrittsfläche der Diode. Der resultierende elliptische Strahlquerschnitt muss korrigiert werden, um Verluste an optischen Elementen sowie beim Einkoppeln in optische Fasern zu vermeiden. Zu diesem Zweck wird für jeden Laser unmittelbar hinter der Austrittsöffnung ein Zylinderlinsenpaar eingesetzt. Die Brennweiten dieser Linsen betragen  $f_1 = 60 \text{ mm}$  und  $f_2 = -20 \text{ mm}$ . Der Strahl wird in horizontaler Richtung um einen Faktor  $v = 3$  gestaucht und somit auf einen nahezu runden Querschnitt gebracht. Die Zylinderlinsen sind auf einem Stangensystem montiert, wodurch eine präzise und einfache Justage des relativen Abstandes der beiden Linsen ermöglicht wird. Neben der leichten Handhabung ist ein weiterer Vorteil des Zylinderlinsenpaares (gegenüber der Verwendung eines anamorphen Prismenpaares), dass der Laserstrahl auf einen möglichen Astigmatismus korrigiert werden kann. Jedoch ist der Stauchungsfaktor der Anordnung durch die Brennweiten der Linsen festgelegt und stellt somit keinen freien Parameter dar.

### Frequenzstabilisierung mittels optischer Polarisationspektroskopie

Für den Einsatz der Diodenlaser in der magnetooptischen Falle muss die Frequenz der Laser auf die verwendeten Übergänge zwischen den Cäsium-Hyperfeinniveaus stabilisiert werden. Die Anforderung an die Linienbreite der Laser ist durch die natürliche Linienbreite der  $D_2$ -Linie von Cäsium ( $\Gamma_{D_2} = 5.2 \text{ MHz}$ ) festgelegt. Letztere stellt eine obere Schranke für die benötigte Linienbreite der Diodenlaser dar. Für die Realisierung des in dieser Arbeit beschriebenen Experiments sind die folgenden Hyperfeinübergänge relevant:

$F = 4 \rightarrow F' = 5$ : Dieser Übergang dient zum Kühlen der Atome in der magnetooptischen Falle. Die Frequenz des Kühllasers sollte etwa ein bis zwei Linienbreiten unterhalb der atomaren Resonanz liegen.

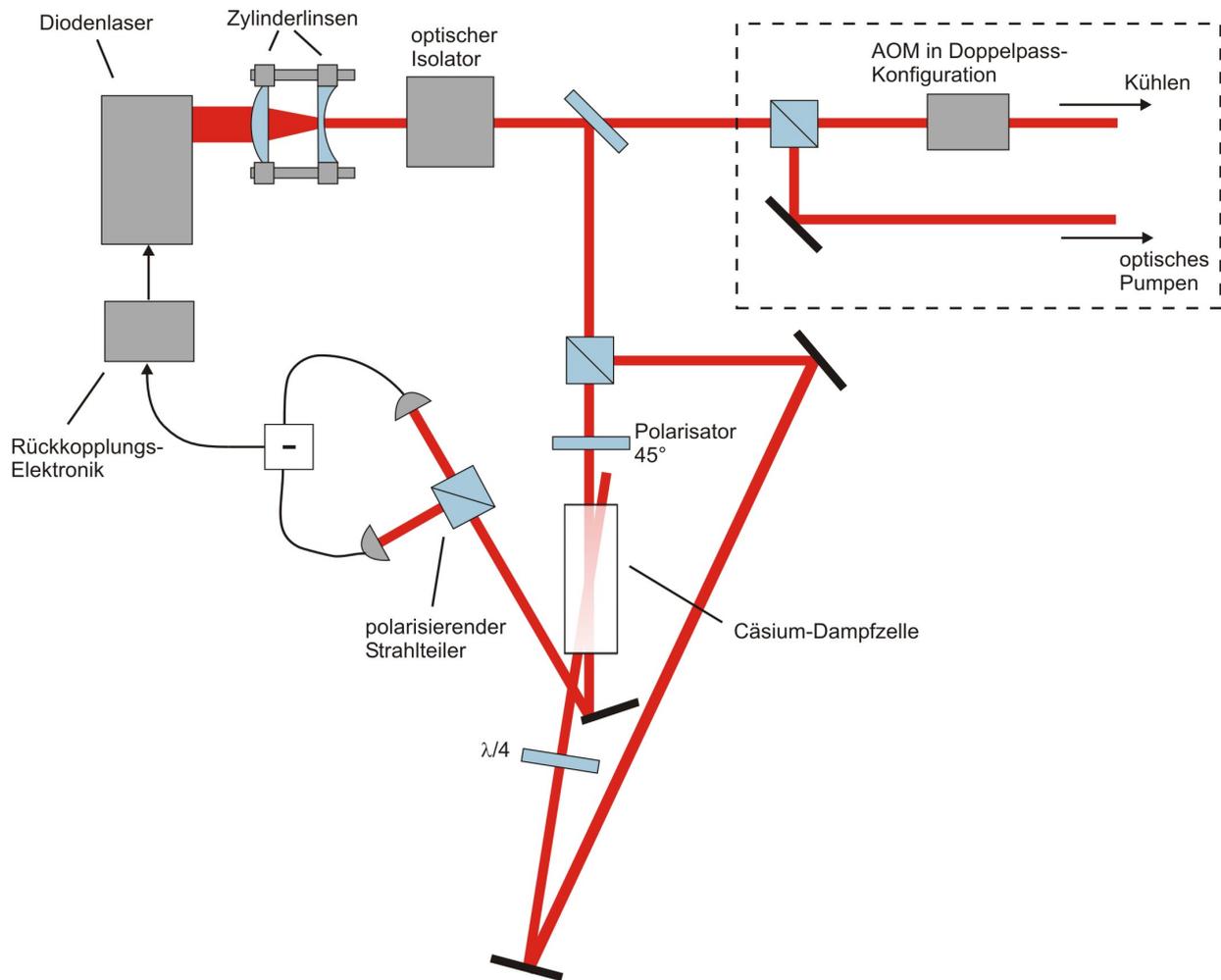
$F = 3 \rightarrow F' = 4$ : Zum Rückpumpen der Atome in den Kühlzyklus (vgl. Abschnitt 1.1) wird ein zweiter Diodenlaser eingesetzt, dessen Frequenz auf den Übergang  $F = 3 \rightarrow F' = 4$  stabilisiert ist. Die genaue Verstimmung des Rückpumpasers ist hierbei nebensächlich, da es in erster Linie darum geht, den Kühlzyklus zu schließen.

$F = 4 \rightarrow F' = 4$ : Im optischen Gitter muss der Qubit-Zustand  $|0\rangle = |F = 4, m_F = -4\rangle$  initialisiert werden. Hierzu dient ein zirkular polarisierter Laserstrahl, dessen Frequenz dem  $(F = 4 \rightarrow F' = 4)$ -Übergang entspricht. Für diese Initialisierung wird dieselbe Laserquelle wie für das Kühlen in der magnetooptischen Falle verwendet.

Neben der Verwendung für die magnetooptische Falle wird der Kühllaser auch zur Detektion einzelner Atome im optischen Gitter eingesetzt. Zur richtigen Einstellung der Beleuchtungsparameter während des Detektionsvorgangs ist es notwendig, die Frequenz des Kühllasers bis auf wenige MHz genau einstellen zu können. Aus diesem Grund wird der Kühllaser zunächst auf die  $(F = 4 \rightarrow F' = 3/F = 4 \rightarrow F' = 5)$ -Crossover-Linie im Cäsium-Spektrum stabilisiert [36]. Die Frequenz dieser Linie liegt 226 MHz unterhalb der Frequenz des  $(F = 4 \rightarrow F' = 5)$ -Übergangs (vgl. Abbildung 1.3). Mithilfe eines akustooptischen Modulators (AOM), der in Doppelpass-Konfiguration aufgebaut ist, wird die Frequenz des Kühllasers in die Nähe des  $(F = 4 \rightarrow F' = 5)$ -Übergangs verschoben. Mittels der Frequenz des AOMs ist somit eine genaue Einstellung der Frequenz des Kühllasers möglich.

Das optische Pumpen zur Initialisierung der Atome im optischen Gitter erfolgt ebenfalls über den Kühllaser. Hierbei ist zu beachten, dass die Atome im optischen Gitter eine AC-Stark-Verschiebung durch den Dipolfallenlaser erfahren. Die Differenz der AC-Stark-Verschiebungen des angeregten Zustandes und des Grundzustandes liegt für den Pumpübergang  $F = 4 \rightarrow F' = 4$  je nach magnetischem Unterniveau zwischen +133 MHz/W und +197 MHz/W (bei einer Wellenlänge des Dipolfallenlasers von  $\lambda_s = 865.9$  nm und einem fokalen Strahlradius von  $w_0 = 20 \mu\text{m}$ , vgl. Abschnitt 2.1.3). Die Frequenz der  $(F = 4 \rightarrow F' = 3/F = 4 \rightarrow F' = 5)$ -Crossover-Linie, auf die der Kühllaser stabilisiert ist, liegt 25 MHz über der Frequenz des unverschobenen  $(F = 4 \rightarrow F' = 4)$ -Übergangs. Wenn die Leistung des Dipolfallenlasers auf etwa  $P_L = 150$  mW geregelt wird (dies entspricht einer Falltiefe von  $U_{\text{dip}} = 0.65$  mK), liegt die Übergangsfrequenz für keines der magnetischen Unterniveaus weiter als eine Linienbreite von der Frequenz des Pumpasers entfernt.

Zur Stabilisierung der beiden Laseranordnungen habe ich jeweils einen Regelkreis aufgebaut, der auf dem Prinzip der Doppler-freien Polarisationspektroskopie [37] beruht (vgl. Abbildung 3.3). Als Frequenzreferenz dient eine Cäsium-Dampfzelle, die von einem Pump- und einem Nachweisstrahl durchlaufen wird. Der Pumpstrahl ist zirkular polarisiert und induziert eine zirkulare Doppelbrechung innerhalb der Zelle. Der Nachweisstrahl besitzt vor der Zelle eine Polarisation, die um  $45^\circ$  gegenüber der horizontalen Ebene verkippt ist. Die Komponenten des elektrischen Feldes in horizontaler und vertikaler Richtung sind damit identisch. Nach Durchlaufen des doppelbrechenden Cäsiums innerhalb der Dampfzelle werden die beiden Komponenten mittels eines polarisierenden Strahlteilers getrennt und ihre Differenz gebildet. Durch die induzierte Doppelbrechung in der Dampfzelle und die dadurch

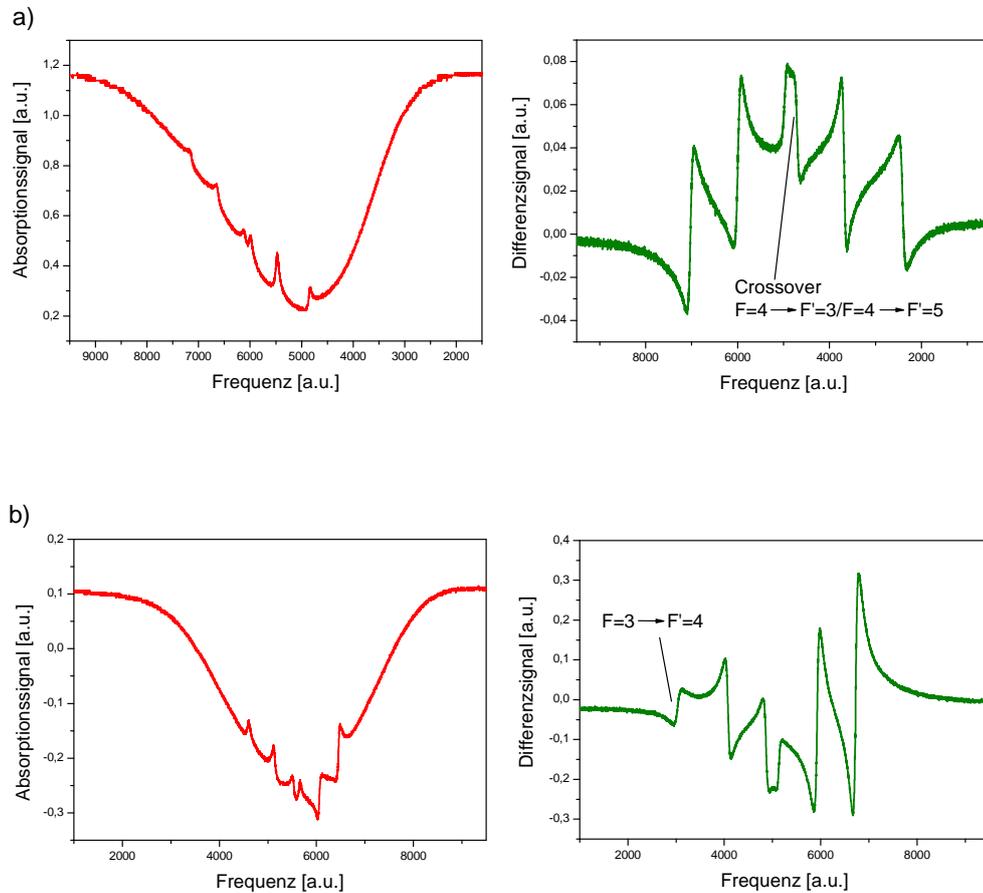


**Abbildung 3.3:** Schematische Darstellung der Anordnung zur Frequenzstabilisierung der Diodenlaser. Die Abbildung zeigt den Aufbau des Lasers der zum Kühlen und optischen Pumpen verwendet wird. Die Anordnung des Rückpumpasers ist analog aufgebaut, mit dem einzigen Unterschied, dass kein akustooptischer Modulator zur Verstimmung der Frequenz (gestrichelter Kasten) verwendet wird.

verursachte Drehung der Polarisation des Nachweisstrahls ergibt sich nach Differenzbildung ein dispersives Spektrum (vgl. Abbildung 3.4, [37]).

Das Scannen und Stabilisieren der Laser funktioniert über den auf der Rückseite des Gitters befestigten Stabpiezo, der die Winkeleinstellung des Littrow-Gitters und damit die Länge des externen Resonators steuert. Das Differenzsignal am Ausgang des Stabilisierungsaufbaus wird über einen Proportional-Integral-Differential-Regler auf den Piezokristall rückgekoppelt. Damit ist eine Stabilisierung der Laserfrequenz auf jeden beliebigen Hyperfeinübergang der  $D_2$ -Linie von Cäsium möglich.

Ist die Intensität des Pump- oder des Nachweisstrahls zu groß, so sind die Linien der Hyperfeinübergänge sättigungsverbreitert und die Linienbreite des Lasers nimmt zu. Andererseits



**Abbildung 3.4:** Absorptives und dispersives Signal der Polarisationspektroskopie an einer Cäsium-Dampfzelle. Die Frequenz des Kühllasers wird auf den Crossover-Übergang  $F = 4 \rightarrow F' = 3/F = 4 \rightarrow F' = 5$  stabilisiert. In (a) ist das Spektroskopiesignal der D<sub>2</sub>-Linie mit dem Grundzustand  $|F = 4\rangle$  gezeigt. Die Frequenz des Rückpump lasers entspricht dem ( $F = 3 \rightarrow F' = 4$ )-Übergang. Demensprechend ist in (b) das Spektroskopiesignal der D<sub>2</sub>-Linie mit dem Grundzustand  $|F = 3\rangle$  dargestellt.

kann bei einer gegenüber dem Hintergrundrauschen zu geringen Signalstärke die Frequenz des Lasers nicht stabil auf einen Übergang eingestellt werden. Die optimale Einstellung ist gefunden, wenn die Linienbreite der Hyperfeinübergänge so klein wie möglich ist, bei gleichzeitig hinreichend großer Signalstärke des dispersiven Spektroskopiesignals. Auf diese Weise können durch geeignete Wahl der Intensitäten des Pump- und des Nachweisstrahls die Linienbreite und die Stabilität der jeweiligen Laseranordnung optimiert werden. Anhand der Amplitudenschwankungen des Stabilisierungssignals der optimal eingestellten Laser lässt sich deren Linienbreite abschätzen. Sie liegt sowohl für den Kühllaser als auch für den Rückpump laser bei  $\Delta\nu \approx 1.5$  MHz und somit deutlich unterhalb der natürlichen Linienbreite der D<sub>2</sub>-Linie.

An dieser Stelle sei betont, dass der oben beschriebene Aufbau auf dem optischen Pumpen der Cäsium-Atome mit zirkular polarisiertem Licht basiert. Daher ist es notwendig, die Dampfzelle gegen äußere Magnetfelder abzuschirmen. Zu diesem Zweck wurden mehrere Lagen  $\mu$ -Metall um die Zelle gewickelt und anschließend mithilfe einer mit Wechselstrom betriebenen Spule entmagnetisiert.

### Polarisationserhaltende einmodige Fasern

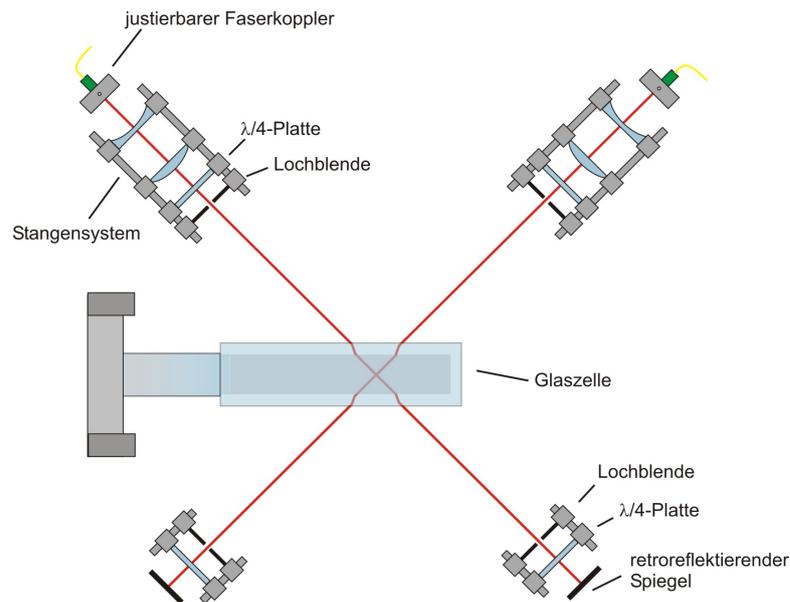
Aus Platzgründen befinden sich die Diodenlaser auf einem anderen Tisch als der eigentliche Hauptaufbau zum zustandsabhängigen Transport. Zum Überführen der stabilisierten Laserstrahlen auf den Haupttisch werden polarisationserhaltende einmodige Fasern mit einer kompakten Einkopplungsvorrichtung (Schäfter + Kirchhof, 60FC-4-M12-10) verwendet. Die Fasern wurden aus ökonomischen Gründen in Handarbeit mit einer Ummantelung sowie FC-Steckern versehen und die Enden in mehreren Schritten poliert. Mit den so präparierten Fasern werden Transmissionen der Diodenlaserstrahlen von etwa 65 % erreicht. Der Einsatz eines FC-Stecker-Systems erweist sich vor allem aus praktischen Gründen als sehr nützlich. Die Fasern können mit nur wenigen Handgriffen ausgetauscht werden, ohne dass eine erneute aufwendige Justage der Fasereinkopplung notwendig ist.

### 3.2.2 Der optische Strahlengang

Für die magnetooptische Falle werden insgesamt vier Laserstrahlen benötigt. Drei dieser Strahlen sind die jeweils retroreflektierten Kühllaserstrahlen (ein Strahl für jede Raumdimension). Bei dem vierten Strahl handelt es sich um den Rückpumplaserstrahl, der entlang einer beliebigen Achse eingestrahlt werden kann. Die Aufspaltung der Diodenlaserstrahlen erfolgt auf dem Nebentisch, auf dem auch die Laser- und Stabilisierungsanordnungen aufgebaut sind. Mithilfe von drei der oben beschriebenen polarisationserhaltenden Fasern werden diese Strahlen auf den Haupttisch überführt. In einer der Fasern wird der z-Strahl des Kühllasers sowie der Rückpumplaserstrahl geführt, während die anderen beiden Fasern für die x- bzw. y-Strahlen des Kühllasers verwendet werden. Um die Polarisationserhaltung der Fasern auch bei Störeinflüssen wie Temperaturschwankungen zu gewährleisten, muss die Polarisation der Laserstrahlen parallel zu einer der beiden optischen Achsen der Fasern stehen. Hierzu wird vor jedem Fasereinkoppler ein  $\lambda/2$ -Plättchen eingesetzt, dessen Einstellung auf bestmögliche Polarisationserhaltung hin optimiert wurde.

Das Aufspalten und Kombinieren der Strahlen auf dem Nebentisch gewährleistet nicht nur einen kompakteren Aufbau auf dem Haupttisch, sondern auch eine höhere geometrische Stabilität der Strahlen. Durch Überführung der Strahlen unmittelbar an den Ort ihres Einsatzes werden die optischen Wege so kurz wie möglich gehalten. Des Weiteren passieren die Laserstrahlen nur die minimal nötige Anzahl an optischen Komponenten. Der optische Aufbau für die horizontalen Strahlen der magnetooptischen Falle ist in Abbildung 3.5 dargestellt.

Der aus der Faser austretende, linear polarisierte Strahl wird mittels eines  $\lambda/4$ -Plättchens in die entsprechende zirkuläre Polarisation transformiert. Um zu gewährleisten, dass der rücklaufende Strahl die entgegengesetzte Polarisation wie der hinlaufende Strahl annimmt,



**Abbildung 3.5:** Schematische Darstellung des Verlaufs der MOT-Strahlen in der x-y-Ebene. Die Strahlen passieren die Glaszelle unter einem Winkel von  $45^\circ$ . Der in dieser Darstellung aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht gezeigte z-Strahl verläuft senkrecht zur x-y-Ebene und ist analog zu den beiden eingezeichneten Strahlen aufgebaut. Zur Ausrichtung der optischen Elemente entlang einer definierten Achse sowie zur einfachen Justage des relativen Abstandes der Komponenten wird ein Stangensystem der Firma Thorlabs eingesetzt.

wird auf der gegenüberliegenden Seite der Glaszelle vor dem retroreflektierenden Spiegel ein weiteres  $\lambda/4$ -Plättchen verwendet, welches zweifach durchlaufen wird. Die auf beiden Seiten der MOT in den Strahlengang eingebauten Lochblenden dienen als Referenz für eine optimal eingestellte Strahlposition.

Um den Radius des aus der Faser austretenden Strahls zu vergrößern oder zu verkleinern, wird unmittelbar nach der Auskopplung des Strahls ein Teleskop eingesetzt. Eine Vergrößerung des Strahldurchmessers hat den Vorteil einer einfacheren Justage der MOT, während eine Reduzierung des Querschnitts eine geringere Gesamtleistung (und damit weniger Streulicht) bei gleicher Intensität an der Position der Falle gewährleistet. Die verwendeten Faserkoppler besitzen eine entlang der Strahlachse justierbare Kollimationslinse. Diese kann eingesetzt werden, um den Strahl leicht konvergent durch die Anordnung laufen zu lassen. Hierdurch werden Intensitätsverluste, die vor allem an den nicht antireflexbeschichteten Innenseiten der Glaszelle auftreten, ausgeglichen und somit eine Intensitätsangleichung der hin- und rücklaufenden Strahlen an der Position der MOT erreicht. Wird ein Teleskop zur Veränderung des Strahldurchmessers verwendet, so kann die Intensitätsanpassung auch mithilfe des relativen Abstandes der beiden Teleskoplinsen vorgenommen werden.

Im derzeitigen Aufbau der magneto-optischen Falle verwenden wir ein Teleskop, das den z-Strahl um einen Faktor zwei aufweitet. Für die horizontalen Strahlen werden keine Teleskope eingesetzt. Die Intensitätsangleichung wird bei allen Strahlen mittels der Kollimationslinsen der Faserkoppler realisiert. Für eine genauere Beschreibung der Parameter dieses Aufbaus

(z.B. des Strahldurchmessers und der Laserleistung) sei auf Kapitel 4 verwiesen.

### 3.2.3 Das Magnetfeld

Die geplante Anordnung des für die magnetooptische Falle benötigten Magnetfeldes beruht auf zwei Magnetspulen, die in Anti-Helmholtz-Konfiguration betrieben werden. Die Konstruktion der Spulenanordnung wird in der institutseigenen Feinmechanik-Werkstatt durchgeführt. Aufgrund der langen Konstruktionszeit der Spulen verwenden wir in einem vorläufigen Aufbau der magnetooptischen Falle ein Antihelmholtz-Spulenpaar aus dem Restbestand eines älteren Experiments. Eine Beschreibung dieses Spulenpaares sowie der damit durchgeführten Messungen findet sich in Kapitel 4.

## 3.3 Das optische Gitter

Nach dem Einfang- und Kühlprozess der Cäsium-Atome in der magnetooptischen Falle können diese in das optische Gitter umgeladen werden. Das optische Gitter wird dabei mittels einer Stehwellen-Dipolfalle realisiert, die sich im Fokus zweier gegenläufiger Laserstrahlen befindet (vgl. Abschnitt 1.2.3).

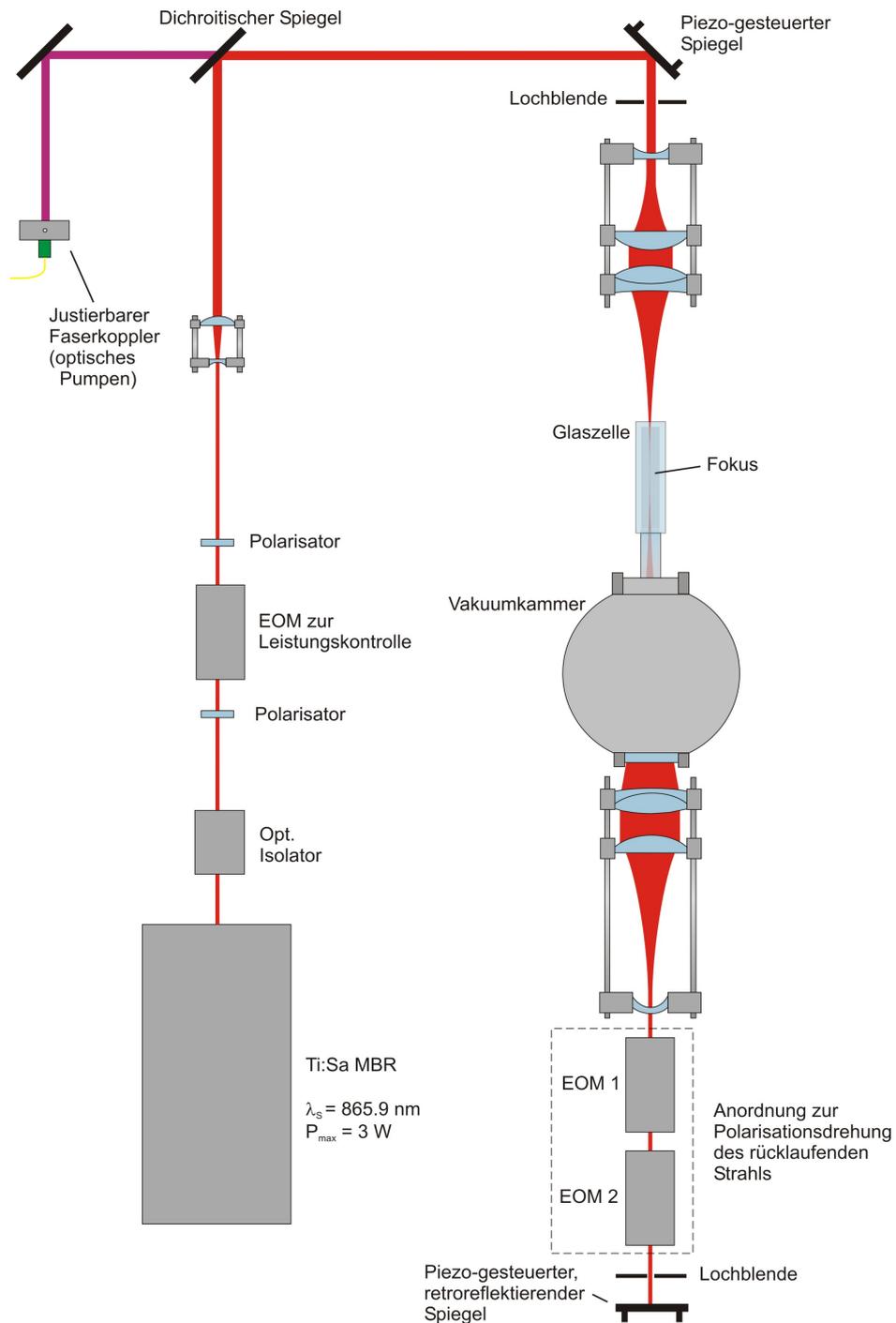
### 3.3.1 Das Lasersystem

Bei dem für die Dipolfalle verwendeten Laser handelt es sich um einen durchstimmbaren Titan:Saphir-Ringlaser (COHERENT, Modell MBR-110). Die Durchstimmbarkeit läuft bei maximaler Pumpleistung über einen Bereich von 700 nm bis 1000 nm. Der Laser ist auf einen Referenzresonator frequenzstabilisiert. Die Linienbreite ist auf  $< 100$  kHz spezifiziert. Der Titan:Saphir-Laser wird von einem diodengepumpten frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser gepumpt (COHERENT, Modell Verdi V-18). Die Wellenlänge des Pump lasers liegt bei 532 nm. Die maximale Pumpleistung beträgt 18 W. Bei dieser Leistung erhält man im Fall einer optimalen Justage der Einkopplung eine gemessene Ausgangsleistung des Titan:Saphir-Lasers von  $P_{\max} = 3.3$  W (bei einer Wellenlänge von  $\lambda_s = 865.9$  nm).

### 3.3.2 Der optische Strahlengang

Bei den beiden gegenläufigen Strahlen, die das optische Gitter erzeugen, handelt es sich um den hin- und den rücklaufenden Strahl einer Retroreflexions-Anordnung. Für die Realisierung des Aufbaus wird ein Linsensystem verwendet, das auf minimale Aberrationen optimiert wurde. Diese Optimierung wurde mithilfe des Linsensimulationsprogramms OSLO [38] vorgenommen. Das Linsensystem besteht bis auf wenige Ausnahmen aus standardmäßig erhältlichen Komponenten. Lediglich bei der Meniskuslinse, die als letztes von dem hinlaufenden Strahl passiert wird, handelt es sich um eine Spezialanfertigung. Für das optimierte System beträgt die zu erwartende Wellenfrontaberration im Fokus der Dipolfalle weniger als  $\lambda/20$  über die gesamte Strahlfläche. Der Strahlverlauf auf dem optischen Tisch ist in Abbildung 3.6 schematisch dargestellt.

Der aus dem Titan:Saphir-Laser austretende Strahl durchläuft zum Schutz vor Rückreflexen zunächst einen optischen Isolator (LINOS Photonics, FI-660/1100 8SI) mit einer spezifizier-



**Abbildung 3.6:** Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus der Dipolfalle. Der Laserstrahl durchläuft zwei Teleskope und wird mittels einer Dublett-Linse in die Glaszelle fokussiert. Die Kollimation des Strahls hinter der Vakuummkammer erfolgt mithilfe einer weiteren Dublett-Linse. Die Einkopplung des Lasers zum optischen Pumpen der Atome in der Dipolfalle ist über einen dichroitischen Spiegel realisiert.

ten Isolation von  $> 30$  dB. Die Transmission des Isolators beträgt mehr als 90 %.

Für die verschiedenen Operationen, die im Rahmen des zustandsabhängigen Transports an den Atomen in der Dipolfalle durchgeführt werden sollen, ist es wichtig, die Leistung des Lasers kontrolliert schalten zu können. Zu diesem Zweck ist die Verwendung eines elektrooptischen Modulators (LINOS Photonics, LM 0202 P 10 W IR) in Kombination mit zwei Polarisatoren vorgesehen.

Der Strahl des Titan:Saphir-Lasers besitzt am Ausgang des Lasers einen Radius von  $w = 350 \mu\text{m}$  und ist leicht divergent. Um diese Divergenz zu beheben und eine Vorvergrößerung des Strahldurchmessers zu erreichen, wird ein Teleskop mit einer Vergrößerung von  $v_1 = 2.4$  verwendet. Der Strahl wird über zwei Spiegel auf die Achse der Dipolfalle gelenkt. Dort wird er mittels eines Teleskops der Vergrößerung  $v_2 = 1.75$  erneut aufgeweitet und schließlich über eine aberrationsarme Dublett-Linse (Thorlabs, AC508-250-B) in die Glaszelle fokussiert. Im Fokus befindet sich die eigentliche Position des optischen Gitters. Der theoretisch zu erwartende Strahlradius im Fokus liegt bei  $w_0 = 18 \mu\text{m}$ . Der Strahl durchläuft die Vakuumkammer sowie das Fenster und wird mittels einer zweiten Dublett-Linse (Thorlabs, AC508-250-B) kollimiert. Ein Teleskop mit der Vergrößerung  $v_3 = 10$  reduziert den Strahlradius auf  $w_0 = 750 \mu\text{m}$ . Der kollimierte Strahl durchläuft ein System zweier elektrooptischer Modulatoren, die zur Polarisationsdrehung des rücklaufenden Strahls verwendet werden. Die Polarisationsdrehung ist hierbei notwendig, um eine relative Verschiebung der links- und rechtszirkular polarisierten Komponenten der stehenden Welle und damit den zustandsabhängigen Transport zu realisieren<sup>1</sup>. Nach dem Passieren der elektrooptischen Modulatoren trifft der Strahl auf den retroreflektierenden Spiegel und durchläuft die gesamte Anordnung in entgegengesetzter Richtung.

Sowohl für den retroreflektierenden Spiegel als auch für den Spiegel, der den hinlaufenden Laserstrahl auf die Achse der Dipolfalle lenkt, wird eine Piezosteuerung eingesetzt. Dies ermöglicht eine Feinjustage sowie eine aktive Stabilisierung der Strahlposition. Eine genaue Kontrolle der Position des Strahls ist notwendig, da die Laserstrahlen im Fokus lediglich einen Radius von  $w_0 = 18 \mu\text{m}$  besitzen. Dementsprechend führen schon Ungenauigkeiten der Strahlposition von wenigen  $\mu\text{m}$  im Fokus zu einer erheblichen Reduzierung der Falltiefe. Wie in Abschnitt 2.2 diskutiert, haben Fluktuationen der relativen Strahlposition im Fokus der Dipolfalle eine nicht zu vernachlässigende Reduzierung der transversalen Kohärenzzeit  $T_t$  zur Folge und müssen damit so gut wie möglich unterdrückt werden.

Um von den geringen Aberrationen des Linsensystems profitieren zu können, muss der Strahl alle Linsen der Anordnung zentrisch durchlaufen. Aus diesem Grund sowie zur genaueren Justage des relativen Abstands der Komponenten wird (wie beim Aufbau der magnetooptischen Falle) ein Stangensystem verwendet. Die Linsen sind auf diesem Stangensystem montiert und können damit kontrolliert entlang der Strahlachse verschoben werden. Zu Testzwecken habe ich das hier vorgestellte Linsensystem abseits der Vakuumkammer aufgebaut und justiert. Als Referenz dienten dabei zum einen zwei Lochblenden, die die Achse des Strahls definierten. Zum anderen wurde mithilfe eines Keilplatten-Interferometers die

---

<sup>1</sup>Der Aufbau und Test der Polarisationskontrolle war nicht Gegenstand dieser Arbeit. Die Anordnung sei hier deshalb nur der Vollständigkeit halber erwähnt.

Kollimation vor bzw. hinter der jeweiligen Dublett-Linse überprüft. Nach der Justage aller Komponenten wurde mit der EMCCD-Kamera des Experiments der Strahlradius im Fokus des hin- sowie des rücklaufenden Strahls gemessen. Sowohl für den hin- als auch für den rücklaufenden Strahl erhält man in horizontaler ( $x$ -)Richtung und vertikaler ( $y$ -)Richtung einen Strahlradius von

$$\begin{aligned} w_{0,x} &= (14 \pm 1) \mu\text{m} \\ w_{0,y} &= (12 \pm 1) \mu\text{m}. \end{aligned}$$

An dieser Stelle sei angemerkt, dass bei der Messung das erste Telekop hinter dem Titan:Saphir-Laser nicht an seiner eigentlich vorgesehenen Position stand. Daher ist davon auszugehen, dass der Strahl vor der Fokussierung in die Dipolfalle einen anderen Durchmesser hatte als im endgültigen Aufbau, womit eine Abweichung vom theoretisch erwarteten Strahldurchmesser im Fokus zustande kommt. Die Differenz zwischen dem horizontalen und dem vertikalen Strahlradius ist durch ein zum Zeitpunkt der Messung elliptisches Strahlprofil des aus dem Laser austretenden Strahls zu erklären.

### Das optische Pumpen

Sind die Atome in der Dipolfalle gespeichert, so müssen sie für den zustandsabhängigen Transport zunächst in einem der beiden Qubit-Zustände initialisiert werden. Dies wird mithilfe eines separaten Laserstrahls realisiert, der entlang der Dipolfallenachse eingestrahlt wird. Bei diesem Laser handelt es sich um einen der Diodenlaser, dessen Frequenz bei richtiger Anpassung der Intensität des Dipolfallenlasers dem ( $F = 4 \rightarrow F' = 4$ )-Übergang der  $D_2$ -Linie des Cäsium entspricht (vgl. Abschnitt 3.2.1). Mittels optischen Pumpens wird eine Initialisierung der Atome im Qubit-Zustand  $|1\rangle$  erreicht.

Für die Einkopplung des Pumpstrahls ist ein dichroitischer Spiegel vorgesehen, der den Laser der Dipolfalle ( $\lambda_s = 865.9 \text{ nm}$ ) reflektiert und gleichzeitig eine nicht-verschwindende Transmission bei der Wellenlänge  $\lambda_{D_2} = 852.3 \text{ nm}$  des Pumplasers aufweist. Der Spiegel (Laser Components, HR865-870HT852/AR/45 PP1025C) besitzt eine spezifizierete Reflexion von  $R = 99\%$  (für  $\lambda = \lambda_s$ , s-polarisiertes Licht) und eine Transmission von  $T \leq 25\%$  (für  $\lambda = \lambda_{D_2}$ , unpolarisiertes Licht; für s-polarisiertes Licht:  $T = 2\%$ ). Diese Angaben beziehen sich auf einen Einfallswinkel von  $45^\circ$ . Um die Atome optisch pumpen zu können, genügt bei hinreichend kleinem Strahldurchmesser eine Leistung von einigen hundert nW (vgl. auch [39]). Bei einer Einkopplungsleistung in die entsprechende optische Faser von mehreren hundert  $\mu\text{W}$  ist demzufolge nicht zu erwarten, dass der geringe Transmissionsgrad des dichroitischen Spiegels eine Einschränkung des Pumpprozesses darstellt.

Eine größere Herausforderung ist durch die Polarisation des Pumplasers gegeben. Um möglichst effektiv optisch pumpen zu können, muss eine sehr genau definierte zirkulare Polarisation des Strahls gewährleistet sein. Da bei nicht-senkrechter Reflexion an den verwendeten Spiegeln relative Phasenverschiebungen der linearen Polarisationskomponenten auftreten, ist eine Vorkompensation dieser Phasenverschiebungen notwendig. Als Alternative zu der in Abbildung 3.6 gezeigten Einkopplung wäre auch das Einkoppeln des Pumpstrahls am retroreflektierenden Spiegel denkbar. Jedoch durchliefe der Strahl in diesem Fall vor dem Erreichen der Atomposition zwei elektrooptische Modulatoren, was eine Änderung der

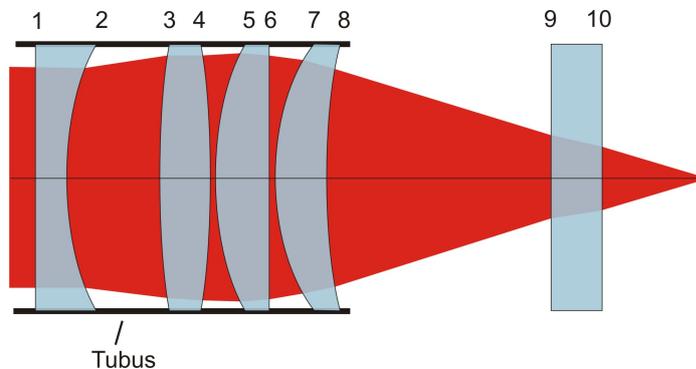
Polarisation implizieren würde. Diese Änderung müsste daher zunächst untersucht und, ebenso wie die Phasenverschiebungen an den Spiegeln, vorkompensiert werden.

### 3.4 Die Abbildungsoptik zur Detektion einzelner Atome

Die räumlich aufgelöste Detektion der in der Dipolfalle gefangenen Atome erfolgt mittels Beobachtung der Fluoreszenz bei Beleuchtung mit dem nahresonanten Kühllaser der magneto-optischen Falle. Hierzu wird ein auf minimale Aberrationen optimiertes Abbildungssystem eingesetzt. Dieses Abbildungssystem ist beugungslimitiert und bietet die Möglichkeit, die Position der Atome im optischen Gitter bis auf einen Potentialtopf genau zu bestimmen [19]. Um im Rahmen der geometrischen Gegebenheiten möglichst viel Fluoreszenzlicht der Atome einzusammeln, ist die numerische Apertur des verwendeten Abbildungsobjektivs so groß wie möglich gewählt. Dementsprechend stellt das Abbildungsobjektiv die kritischste Komponente des Systems in Bezug auf Abbildungsfehler dar.

#### 3.4.1 Das Abbildungsobjektiv

Das Objektiv als Teil des Abbildungssystems habe ich nach dem Vorbild eines von Wolfgang Alt entworfenen Objektivs [40] konzipiert und mithilfe des Simulationsprogramms OSLO auf die Parameter unseres Experiments optimiert. Die Anordnung sowie die geometrischen Parameter des Linsensystems sind in Abbildung 3.7 und Tabelle 3.1 zusammengestellt.



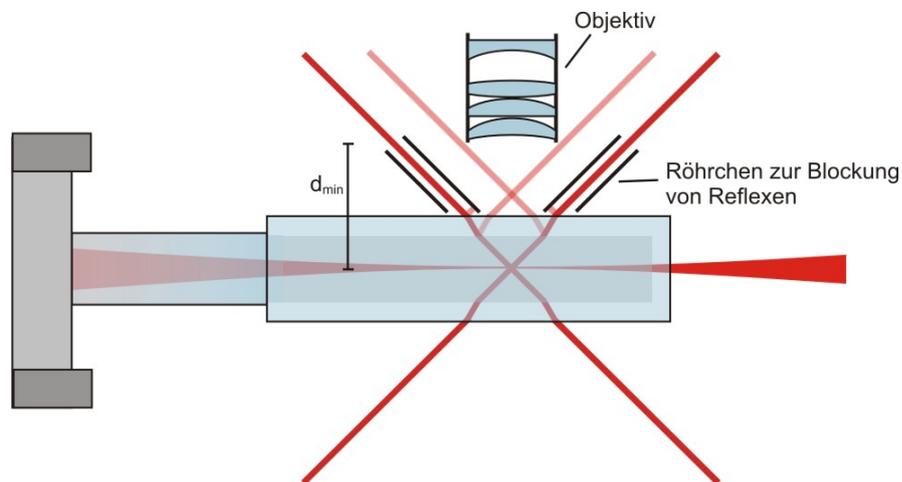
**Abbildung 3.7:** Anordnung der Linsen im Abbildungsobjektiv. Die planen Oberflächen rechts im Bild stellen die Wand der Glaszelle dar. Mit Ausnahme der (von der Fallenposition aus gesehen) ersten Linse (Oberflächen 7 und 8, vgl. Tabelle 3.1) handelt es sich bei allen Linsen um standardmäßig erhältliche Komponenten.

Das so konstruierte Abbildungsobjektiv besitzt eine Brennweite von  $f_{\text{obj}} = 36$  mm und eine numerische Apertur von  $NA = 0.29$ . Die Beobachtungsachse der Abbildungsoptik liegt in der horizontalen Ebene, senkrecht zur Achse des optischen Gitters. Dies bedeutet, dass das Objektiv bei zu kleinem Abstand von der Glaszelle die einlaufenden Laserstrahlen der magneto-optischen Falle behindert oder reflektierte Strahlen einfängt. Letzterer Faktor bestimmt den minimalen Abstand  $d_{\text{min}}$  des Abbildungsobjektivs vom Ort der Atome und damit auch die maximal erreichbare numerische Apertur. Die Position wird dabei so gewählt,

Oberfläche	Krümmungsradius [mm]	Abstand zur nächsten Fläche [mm]	Material	Brennweite [mm]
1	$\infty$	2.97	BK7	-75
2	39.08	8.90	Luft	
3	103.29	4.92	BK7	100
4	-103.29	0.40	Luft	
5	39.08	5.15	BK7	75
6	$\infty$	0.40	Luft	
7	26.00	4.90	BK7	73.5
8	78.16	21.55	Luft	
9	$\infty$	5.00	SiO <sub>2</sub>	$\infty$
10	$\infty$	10.00	Vakuum	

**Tabelle 3.1:** Parameter der im Objektiv eingesetzten Linsen. Bei der Simulation und Optimierung wurde der minimal mögliche Abstand zweier Linsenmitten auf 0.4 mm festgesetzt. Der Unterschied zu den in [40] angegebenen Werten liegt in den Abständen zwischen den Linsenmitten. Die genauen Dicken der in diesem Experiment verwendeten Linsen wurden vermessen. Unter Verwendung dieser Maße wurde das System mittels OSLO simuliert und eine Feinoptimierung der Abstände zwischen den Linsen vorgenommen.

dass die an der Innenseite der Glaszelle reflektierten Strahlen gerade am Objektiv vorbeilaufen. Die Reflexionen der Außenseite der Glaszelle werden durch Röhrchen geblockt, in denen die Laserstrahlen in der Nähe der Zelle geführt werden (vgl. Abbildung 3.8).

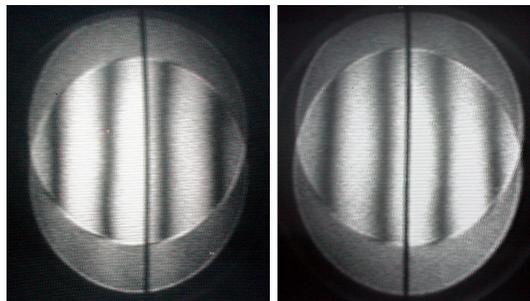


**Abbildung 3.8:** Position des Objektivs im Versuchsaufbau. Die numerische Apertur ist durch den Verlauf der Laserstrahlen der magnetooptischen Falle begrenzt. Zur Unterdrückung von Reflexen werden die Strahlen in der Nähe der Glaszelle in Röhrchen geführt.

Die theoretische Größe einer mit dem Abbildungsobjektiv abgebildeten Punktquelle ist beugungsbegrenzt und beträgt  $2\sigma = 1.78 \mu\text{m}$  ( $\sigma$ : rms-Radius). Um diesen Wert zu überprüfen und die Eigenschaften des Objektivs zu untersuchen, musste eine Punktquelle zur Simu-

lation der einzelnen Atome realisiert werden. Hierzu habe ich eine Lochblende mit einem Durchmesser von  $1.0 \pm 0.5 \mu\text{m}$  verwendet. Ein durch eine einmodige polarisationserhaltende Faser geführter Laserstrahl mit einer Wellenlänge von  $\lambda_{\text{D}_2} = 852.3 \text{ nm}$  wurde mit einer asphärischen Linse der Brennweite  $f = 4.5 \text{ mm}$  auf die Lochblende fokussiert. Zur Simulation der Glaszellenwand (Bereich zwischen den Oberflächen 9 und 10, vgl. Tabelle 3.1) wurde ein  $\text{SiO}_2$ -Fenster verwendet.

Die Linsen des Objektivs wurden in ein lichtundurchlässiges Tubussystem der Firma Thorlabs eingebaut. Mithilfe von speziell angefertigten Abstandsringen konnte der Abstand zwischen den Linsen mit einer Genauigkeit von  $0.05 \text{ mm}$  festgelegt werden. Bei optimaler Justage der Position und des Winkels des Objektivs hinter der Lochblende sollte der Strahl durch eine gute Kollimation und gleichzeitig nur minimale Aberrationen charakterisiert gewesen sein. Diese Eigenschaften wurden mittels eines Keilplatten-Interferometers überprüft. Beim Keilplatten-Interferometer wird ein einlaufender Strahl sowohl an der Vorderseite als auch an der Rückseite eines keilförmigen Plättchens reflektiert. Die beiden Reflexionen werden auf einem Schirm überlagert und können mit einer Kamera betrachtet werden. Bei einem kollimierten Strahl verlaufen die entstehenden Interferenzstreifen parallel zur Referenzlinie des Interferometers. Aberrationen äußern sich in gekrümmten Interferenzstreifen bzw. in einem Unterschied der Interferenzmuster bei Betrachtung der Kollimation in horizontaler und vertikaler Richtung. Die Bilder des Keilplatten-Interferometers bei optimaler Einstellung des Objektivs sind in Abbildung 3.9 dargestellt.



**Abbildung 3.9:** Keilplatten-Interferogramm des mit dem Abbildungsobjektiv kollimierten Lichts einer Punktquelle. Die beiden dargestellten Bilder entsprechen der Untersuchung der Kollimation in zwei orthogonalen Richtungen. Eine gute Kollimation bei gleichzeitiger Aberrationsfreiheit äußert sich in geraden Streifen, die parallel zur Referenzlinie des Interferometers verlaufen.

Die aufgenommenen Interferenzstreifen verlaufen sowohl für die horizontale als auch für die vertikale Kollimation parallel zur Referenzlinie des Interferometers. Eine signifikante Welligkeit der Streifen ist nicht auszumachen. Es sollte demzufolge möglich sein, beugungsbegrenzte Bilder der Atome (bzw. der Lochblende) mit diesem Objektiv aufzunehmen.

### 3.4.2 Abbildung auf die EMCCD-Kamera

Das mithilfe des Abbildungsobjektivs kollimierte Licht wird zur Beobachtung auf eine Kamera fokussiert. Bei der in diesem Experiment verwendeten Kamera handelt es sich um eine hochempfindliche EMCCD Kamera (Typ: ANDOR iXon DV887DCS, vorderseitenbeleuch-

tet). Der CCD-Chip besteht aus  $512 \times 512$  Pixeln mit einer Größe von jeweils  $16 \times 16 \mu\text{m}^2$ . Die spezifizierte Quanteneffizienz liegt bei einer Chiptemperatur von  $-20^\circ\text{C}$  und einer Wellenlänge von  $\lambda_{\text{D}_2} = 852.3 \text{ nm}$  bei  $\eta = 38\%$ .

Der gesamte optische Weg befindet sich in dem lichtundurchlässigen Tubussystem. Dies gewährleistet einen guten Schutz vor externen Streulichteinflüssen. Um verbleibende Reflexe (insbesondere solche, die durch den Dipolfallenlaser verursacht werden) zu unterdrücken, wird ein Interferenzfilter direkt vor der EMCCD-Kamera eingesetzt. Dieser Bandpassfilter wurde in den hier vorgestellten Testmessungen zwar nicht verwendet, er ist jedoch für die Detektion einzelner Atome im optischen Gitter unabdingbar. Der Filter besitzt eine zentrale Transmissionswellenlänge von  $\lambda_c = 850.5 \text{ nm}$  und eine spektrale Breite von  $\Delta = 5 \text{ nm}$  (Halbwertsbreite). Die gemessene Transmission für eine Wellenlänge von  $\lambda_{\text{D}_2} = 852.3 \text{ nm}$  liegt bei  $82.3\%$ . Gleichzeitig wird die Wellenlänge des Dipolfallenlasers  $\lambda_s = 865.9 \text{ nm}$  mit einer Unterdrückung von  $37 \text{ dB}$  herausgefiltert. Für den gesamten optischen Bereich ergibt sich eine spezifizierte Abschwächung von  $> 40 \text{ dB}$ .

Zur Fokussierung auf die Kamera können, je nachdem welche Vergrößerung erforderlich ist, verschiedene großbrennweitige Linsen in das Tubussystem eingesetzt werden. Eine in Betracht gezogene Möglichkeit ist, ein System aus einer plankonvexen Linse der Brennweite  $f_1 = 500 \text{ mm}$  und einer Meniskuslinse der Brennweite  $f_2 = -500 \text{ mm}$  zu verwenden. Mittels des Abstandes der beiden Linsen kann die Vergrößerung des Abbildungssystems eingestellt werden. Zudem liefert die Kombination zweier Linsen eine große Brennweite bei gleichzeitig verhältnismäßig geringer Laufweite des Strahls. Jedoch hat sich herausgestellt, dass dieses System aus zwei Linsen sehr empfindlich auf die transversale Orientierung der beiden Linsen zueinander ist. Um Aberrationen zu vermeiden sollten daher genaue transversale Justiereinrichtungen für diese Linsen verwendet werden.

Zur Untersuchung des Abbildungssystems wurden zunächst zwei einzelne plankonvexe Linsen der Brennweiten  $f = 500 \text{ mm}$  und (alternativ)  $f = 1000 \text{ mm}$  zur Fokussierung auf die Kamera verwendet. Die Vergrößerung  $v_{\text{abb}}$  der Abbildungsoptik beträgt

$$v_{\text{abb}} = \frac{f}{f_{\text{obj}}}. \quad (3.1)$$

Nach der Justage der Position der großbrennweitigen Linse auf die Achse des Abbildungsobjektivs wurde das Licht über zwei Spiegel auf die Kamera gelenkt und das Bild der



**Abbildung 3.10:** Bild der Lochblende auf der EMCCD-Kamera bei Betrachtung durch die Abbildungsoptik. Die Vergrößerung beträgt  $a = 13.7$  im linken Bild ( $f = 500 \text{ mm}$ ) und  $a = 26.6$  im rechten Bild ( $f = 1000 \text{ mm}$ ).

Lochblende aufgenommen (vgl. Abbildung 3.10).

Zur Bestimmung der Größe der abgebildeten Lichtquelle wurden die Zählraten der EMCCD-Kamera zeilenweise bzw. spaltenweise summiert. An das Ergebnis wurde jeweils eine Gaußkurve angepasst und die Breite  $2\sigma$  der Verteilung bestimmt. Da die Vergrößerung bekannt ist, kann aus der Größe des Bildes an der Position der Kamera auf die Größe am Objektpunkt geschlossen werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.2 zusammengestellt.

		Breite (Bild) [ $\mu\text{m}$ ]	Breite (Objekt) [ $\mu\text{m}$ ]	Beugungslimit [ $\mu\text{m}$ ]
$f = 500 \text{ mm}$	horizontal	$26.2 \pm 1.5$	$1.92 \pm 0.11$	1.78
	vertikal	$26.0 \pm 1.5$	$1.89 \pm 0.11$	1.78
$f = 1000 \text{ mm}$	horizontal	$48.4 \pm 2.5$	$1.82 \pm 0.09$	1.78
	vertikal	$54.8 \pm 2.5$	$2.06 \pm 0.09$	1.78

**Tabelle 3.2:** Bild- und Objektgröße der abgebildeten Lochblende. Die Bestimmung der Bildbreite wurde für zwei verschiedene Brennweiten jeweils in horizontaler und vertikaler Richtung durchgeführt.

Die Bildgröße entspricht für beide Brennweiten (unter Berücksichtigung der Fehler beim Anpassen einer Gaußkurve an die Messdaten) größtenteils dem Beugungslimit des Objektivs. Lediglich die Messung der Bildgröße mit der 1000 mm-Linse in vertikaler Richtung lieferte einen Wert, der deutlich oberhalb des Beugungslimits liegt. Möglicherweise durchlief der Strahl bei der Messung die großbrennweitige Linse vor der Kamera unter einem kleinen Winkel, sodass sich zusätzliche Abbildungsfehler ergeben haben. Abgesehen von dieser Abweichung lässt sich jedoch feststellen, dass die gemessenen Bildgrößen mit der erwarteten Beugungsbegrenzung des Objektivs übereinstimmen.

## Kapitel 4

# Atome in der magnetooptischen Falle

Wegen der langen Konstruktionszeit der Magnetspulen in der institutseigenen Feinmechanik-Werkstatt wurden für den vorläufigen Aufbau der magnetooptischen Falle zwei Spulen aus dem Restbestand eines älteren Experiments verwendet. Mithilfe dieser Spulen konnten Atome gefangen und ihre Fluoreszenz mit dem vorgesehenen Abbildungssystem (vgl. Abschnitt 3.4) aufgenommen werden. Der Schwerpunkt dieses Kapitels liegt auf der Untersuchung des Ladeverhaltens sowie der Anzahl eingefangener Atome in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern der magnetooptischen Falle.

Diese Untersuchungen sind die ersten Messungen, die im Rahmen des beschriebenen Experiments mit gefangenen Atomen durchgeführt wurden. Neben der Überprüfung der Einsatzfähigkeit der aufgebauten MOT-Laser und des Abbildungssystems ging es vor allem darum, ein Gespür für die Abhängigkeit des Verhaltens der Falle von verschiedenen experimentellen Parametern zu erlangen. Zudem konnten gute Justagekriterien für die Laserstrahlen und das Magnetfeld der magnetooptischen Falle entwickelt werden. Da es sich um einen vorläufigen Aufbau der magnetooptischen Falle handelt, ist die Stabilität, insbesondere aufgrund der provisorischen Magnetspulen-Halterung, nicht vergleichbar mit der eigentlich vorgesehenen Konstruktion.

### 4.1 Anordnung der Magnetspulen

Die provisorischen Spulen zur Erzeugung eines magnetischen Quadrupolfeldes sind mit einem Spulendraht der Dicke  $d = 1$  mm gewickelt. Die Spulen sind luftgekühlt, weshalb zur Vermeidung einer Überhitzung der Strom bei kontinuierlichem Betrieb auf  $I_{\max} = 4$  A begrenzt werden muss. Der Abstand zwischen den Spulen beträgt  $h = 8$  cm. Die genaue Windungszahl der Spulen ist unbekannt, sodass der Feldgradient an der Position der Atome anhand der Geometrie der Spulenkörper (unter Berücksichtigung des Füllfaktors des Drahtes) abgeschätzt werden muss. Die Abschätzung liefert einen Wert für den auf den Strom normierten Gradienten von  $11 \frac{\text{G}}{\text{A}\cdot\text{cm}}$  entlang der Spulenachse. Mit Magnetfeldgradienten dieser Größenordnung ist eine deutlich größere magnetooptische Falle zu erwarten als diejenige, die mit den eigentlich vorgesehenen Magnetspulen realisiert werden und als Quelle einzelner Atom dienen soll.

Zur Kompensation von externen Magnetfeldern, insbesondere der Felder, die durch die Ionen-Getter-Pumpe erzeugt werden, wird entlang der vertikalen ( $z$ -)Achse ein weiteres Spulenpaar (in Helmholtz-Konfiguration) verwendet. Die externen Magnetfelder in der horizontalen  $x$ - $y$ -Ebene sind verhältnismäßig schwach und werden nicht kompensiert.

Die MOT-Laserstrahlen in der  $x$ - $y$ -Ebene werden an den Lochreihen des optischen Tisches ausgerichtet. Der Kreuzungspunkt dieser beiden Strahlen bildet eine gute Referenz für die Justage des  $z$ -Strahls sowie die Position der Achse des Spulenpaares. Die Position des Spulenpaares wird so justiert, dass der Nullpunkt des Quadrupolfeldes auf dem Kreuzungspunkt der drei MOT-Strahlen liegt. Bei gleichzeitiger Beobachtung dieser Position mittels einer CCD-Kamera wird die optimale Einstellung für die magnetooptische Falle gesucht. Das hierfür verwendete Justierkriterium ist neben der Stärke des Fluoreszenzsignals die räumliche und zeitliche Stabilität der Falle.

## 4.2 Eichung des Abbildungssystems

Die Bestimmung der Atomzahl in der magnetooptischen Falle erfolgt über die Auswertung der Fluoreszenz, die mit der EMCCD-Kamera über das Abbildungssystem des Experiments detektiert wird. Hierfür ist zunächst eine Eichung der Kamera notwendig. Die Eichung wurde mittels eines stark abgeschwächten Laserstrahls der Wellenlänge  $\lambda_{D_2} = 852.3 \text{ nm}$  vorgenommen. Für die Einstellungen der Kamera, die bei allen hier vorgestellten Messungen verwendet wurden (Chip-Temperatur:  $-50^\circ\text{C}$ , Frame Transfer Modus, Belichtungszeit: 99.86 ms, Ausleserate 1 MHz, Verstärkung: 1x), wurde bei verschiedenen Leistungen das über den beleuchteten Teil des Kamera-Chips integrierte Signal aufgenommen. Das auf den Untergrund korrigierte Signal konnte mittels eines kameraspezifischen Umrechnungsfaktors sowie der Belichtungszeit in die Zahl der erzeugten Photoelektronen pro Sekunde,  $N_e$ , umgerechnet werden. Mit  $N_e = \eta \cdot N_\gamma$  ( $N_\gamma$ : Anzahl der einlaufenden Photonen) erhält man eine Quanteneffizienz von

$$\eta = (33 \pm 4) \% . \quad (4.1)$$

Diese Quanteneffizienz liegt innerhalb des Bereichs, der vom Kamera-Hersteller spezifiziert wurde. Die Atomzahl  $N_{\text{at}}$  in der magnetooptischen Falle berechnet sich aus der Rate der erzeugten Photoelektronen zu

$$N_{\text{at}} = \frac{1}{\eta \cdot a_{\text{geo}} \cdot \Gamma_{\text{st}}} N_e . \quad (4.2)$$

Dabei ist  $\Gamma_{\text{st}}$  die Streurrate von Photonen an einem Atom in der magnetooptischen Falle aus Gleichung (1.1). Die Reemission der Photonen erfolgt im Mittel isotrop in alle Raumrichtungen. Der geometrische Faktor  $a_{\text{geo}}$  gibt den Anteil des Raumwinkels an, der durch das Abbildungssystem abgedeckt wird. Hierbei ist zu beachten, dass zum Umlenken des kollimierten Strahls in Richtung der auf die EMCCD-Kamera fokussierenden Linse zwei würfelförmige Spiegelhalter verwendet werden. Die Apertur dieser Spiegelhalter ist geringer als die des Objektivs. Aus diesem Grund geht mindestens die Hälfte des vom Abbildungsobjektiv ( $\text{NA} = 0.29$ ) aufgesammelten Lichts verloren. Weiterhin treten Verluste an den Wänden der Glaszelle und den durchlaufenen Linsen auf. Da alle Oberflächen bis auf die Innenseite der Glaszelle mit Antireflexbeschichtungen versehen sind, werden diese Verluste auf 10 %

abgeschätzt. Insgesamt wird ein geometrischer Korrekturfaktor von  $a_{\text{geo}} = (0.7 \pm 0.3) \%$  angenommen. Eine genauere Bestimmung des geometrischen Korrekturfaktors wird dadurch erschwert, dass die Position der magnetooptischen Falle Schwankungen von bis zu  $200 \mu\text{m}$  aufweist. Demzufolge variiert der Winkel des aus dem Abbildungsobjektiv austretenden kollimierten Strahls und somit auch der Anteil der an den Spiegelhaltern geblockten Intensität.

### 4.3 Atomzahlmessungen

Es wurden verschiedene Messreihen zur Bestimmung der Anzahl der in der MOT gefangenen Atome durchgeführt. Nach einer Vermessung der Ladekurve im ersten Teil dieses Abschnitts folgt die Untersuchung der Abhängigkeit der maximalen Atomzahl von verschiedenen Parametern, darunter die Verstimmung des Kühllasers und der Strom durch die Gradientenspulen.

#### 4.3.1 Aufnahme der Ladekurve

Zur Aufnahme der Ladekurve (d.h. der Atomzahl als Funktion der Zeit beim Einschaltvorgang der magnetooptischen Falle) habe ich einen elektronisch gesteuerten Verschluss verwendet, der im Strahlengang des Rückpumpasers positioniert war. Mit dem Öffnen des Verschlusses wurde der Ladevorgang initiiert und der zeitliche Verlauf des Fluoreszenzsignals mithilfe der EMCCD-Kamera detektiert. Die für diese Messung verwendeten Parameter sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt.

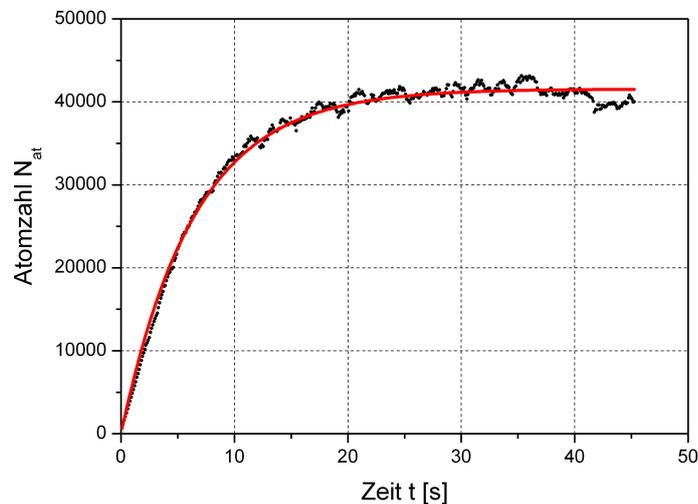
Verstimmung $\Delta$		$2\pi \cdot (5.1 \pm 0.1) \text{ MHz}$
Laserleistung	Kühllaser x-Richtung	$(1.13 \pm 0.03) \text{ mW}$
	Kühllaser y-Richtung	$(1.30 \pm 0.04) \text{ mW}$
	Kühllaser z-Richtung	$(0.66 \pm 0.02) \text{ mW}$
	Rückpumpaser	$(0.83 \pm 0.02) \text{ mW}$
Strahlradius $w_0$	Kühllaser x-Richtung	$(1.1 \pm 0.1) \text{ mm}$
	Kühllaser y-Richtung	$(1.1 \pm 0.1) \text{ mm}$
	Kühllaser z-Richtung	$(2.2 \pm 0.2) \text{ mm}$
	Rückpumpaser	$(2.2 \pm 0.2) \text{ mm}$
Streurrate $\Gamma_{\text{st}}$		$(1.57 \pm 0.01) \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$
Spulenstrom	Gradientenspulen	$(3.00 \pm 0.05) \text{ A}$
	Offsetspulen	$(2.00 \pm 0.05) \text{ A}$
Magnetfeldgradient (geschätzt)		$33 \text{ G/cm}$

**Tabelle 4.1:** Experimentelle Parameter zur Aufnahme der Ladekurven der magnetooptischen Falle. Die angegebene Streurrate  $\Gamma_{\text{st}}$  entspricht einer perfekten Überlagerung der drei Laserstrahlen.

Die Sättigungsintensität liegt für den Kühlübergang der  $D_2$ -Linie und zirkular polarisiertes Licht bei  $I_0 = 1.10 \text{ mW/cm}^2$ . Demzufolge sind die Cäsium-Atome bei den verwendeten Leistungen und Strahlradien hochgradig gesättigt. Es besteht in diesem Bereich nur eine geringe Abhängigkeit der Streurrate von der Intensität der Laserstrahlen.

Bei identischen Einstellungen des Experiments wurden zwanzig Ladekurven aufgenommen und eine Mittelung über diese Kurven durchgeführt. Die Mittelung war notwendig, da die Atomzahl in der magnetooptischen Falle Schwankungen von bis zu 20 % auf einer Zeitskala von mehreren Sekunden unterworfen war. Eine detaillierte Analyse dieser Effekte überschreitet den Rahmen dieser Diplomarbeit. Wir vermuten jedoch, dass die Schwankungen auf den Einfluss von Luftschlieren, hervorgerufen durch Luftströmungen unterschiedlicher Temperatur, zurückzuführen waren. Grund für diese Annahme ist ein nicht zu übersehender Einfluss des Gebläses der Klimaanlage auf die Stabilität der magnetooptischen Falle. Des Weiteren kann man annehmen, dass auch die starke Wärmeentwicklung der luftgekühlten Gradientenspulen zu einer Schlierenbildung der Luft in der nahen Umgebung der Glaszelle geführt hat.

Die gemittelte Ladekurve ist in Abbildung 4.1 dargestellt.



**Abbildung 4.1:** Über zwanzig Messungen gemittelte Ladekurve der magnetooptischen Falle. Der systematische Fehler der Atomzahl beträgt etwa 40 % und ist aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet. Die rote Kurve stellt die Anpassung einer theoretisch zu erwartenden Ladekurve dar.

Für die funktionale Abhängigkeit der Atomzahl von der Zeit erwartet man ein exponentielles Verhalten gemäß folgender Differentialgleichung (vgl. auch [41, 42]):

$$\frac{dN_{\text{at}}(t)}{dt} = R - \alpha N_{\text{at}}(t). \quad (4.3)$$

Hierbei bezeichnet  $R$  die konstante Laderate der MOT und  $\alpha$  den Verlustparameter durch Stöße mit Atomen aus dem Hintergrundgas. Zwei-Körper-Stöße zwischen Atomen der magnetooptischen Falle werden in dieser Betrachtung nicht berücksichtigt, da nur eine grobe Abschätzung der Atomzahl und der Laderate vorgenommen werden soll. Eine detaillierte Beschreibung von Verlustprozessen, die durch Zwei-Körper-Stöße induziert werden, findet sich in [41]. Durch Integration von Gleichung (4.3) erhält man für die Atomzahl

$$N_{\text{at}}(t) = N_{\text{at},0} (1 - e^{-\alpha t}), \quad (4.4)$$

wobei  $N_{\text{at},0}$  die maximale Atomzahl in der MOT bezeichnet. Die Laderate ist gegeben durch  $R = \alpha \cdot N_{\text{at},0}$ . Nach Durchführung einer Anpassung gemäß Gleichung (4.4) an die Messpunkte aus Abbildung 4.1 erhält man

$$\begin{aligned} N_{\text{at},0} &= (4.2 \pm 1.8) \cdot 10^4 \\ \alpha &= (0.155 \pm 0.001) \text{ s}^{-1}. \end{aligned}$$

Damit ergibt sich die Laderate zu  $R = (6.5 \pm 2.8) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ . Die großen Fehler in der Bestimmung der maximalen Atomzahl und der Laderate sind auf den in Abschnitt 4.2 diskutierten systematischen Fehler bei der Abschätzung des geometrischen Korrekturfaktors  $a_{\text{geo}}$  zurückzuführen.

Die Laderate  $R$  ist mit der Teilchenzahldichte  $n$  der Cäsium-Atome in der Vakuumkammer über die Beziehung

$$R = n \cdot \frac{r_c^2 v_c^4}{u^3} \quad (4.5)$$

verknüpft [43, 44]. Hierbei bezeichnet  $r_c$  den Einfangbereich der magnetooptischen Falle, der mit dem Strahldurchmesser  $2w_0$  genähert werden kann. Die Einfanggeschwindigkeit

$$v_c = \sqrt{\frac{2r_c \hbar \Gamma_{\text{st}}}{\lambda_{\text{D}_2} m_{\text{Cs}}}} \quad (4.6)$$

beschreibt die maximal mögliche Geschwindigkeit eines Atoms, das von der MOT eingefangen wird. Die Geschwindigkeit

$$u = \sqrt{\frac{2k_{\text{B}}T}{m_{\text{Cs}}}} \quad (4.7)$$

gibt die wahrscheinlichste Geschwindigkeit der Cäsium-Atome im thermischen Hintergrundgas der Vakuumapparatur an. Unter Verwendung der idealen Gasgleichung in der Form

$$p = nk_{\text{B}}T \quad (4.8)$$

lässt sich somit mittels der gemessenen Laderate der Partialdruck  $p$  des Cäsiums in der Vakuumkammer abschätzen. Die Abschätzung liefert bei einer Temperatur von  $T = 20^\circ\text{C}$  einen Wert von

$$p = (4.7 \pm 2.0) \cdot 10^{-12} \text{ mbar}.$$

Der abgeschätzte Partialdruck liegt etwa eine Größenordnung unterhalb des zum Zeitpunkt der Messung vorliegenden Gesamtdrucks von  $5 \cdot 10^{-11} \text{ mbar}$  in der Vakuumkammer. An dieser Stelle sei angemerkt, dass die Abschätzung des Partialdrucks sehr empfindlich auf den genauen Wert des Einfangradius  $r_c$  ist, da dieser zur vierten Potenz in die Formel für den Partialdruck eingeht. Der ermittelte Wert des Partialdrucks sollte daher nur als eine grobe Abschätzung betrachtet werden, die die Konsistenz der gemessenen Laderate mit den experimentellen Parametern bestätigt.

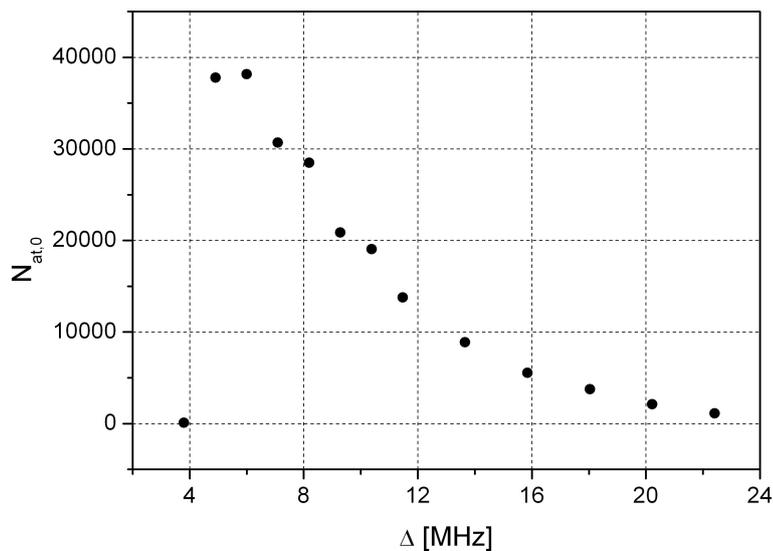
### 4.3.2 Einfluss der Verstimmung des Kühllasers

Die Verstimmung des Kühllasers lässt sich mittels einer Spannungsquelle einstellen, die über einen VCO (*Voltage Controlled Oscillator*) die Frequenz des im Strahlengang eingebauten akustooptischen Modulators reguliert (vgl. Abbildung 3.3). Hierzu wurde zunächst

eine Frequenzeichung des VCOs durchgeführt.

Für die Messung der Abhängigkeit der maximalen Atomzahl von der Verstimmung habe ich bei jedem Wert der Verstimmung die Photonen-Zählrate der Kamera über ein Zeitintervall von 40 s gemittelt und daraus die Atomzahl  $N_{\text{at},0}$  bestimmt. Hierbei musste berücksichtigt werden, dass die Streurrate  $\Gamma_{\text{st}}$  und damit die gemessene Fluoreszenz von der Verstimmung der Laserstrahlen abhängt. Die aufgenommenen Zählraten wurden dementsprechend korrigiert.

Des Weiteren tritt bei einer Änderung der Verstimmung eine Änderung der Beugungseffizienz des akustooptischen Modulators auf. Dies führte zu einer gemessenen Leistungsänderung über den betrachteten Bereich der Verstimmung von etwa 10 %. Der Effekt konnte jedoch während der Messung vernachlässigt werden, da die Atome bei den verwendeten Intensitäten hochgradig gesättigt waren (vgl. Abschnitt 4.3.1). Eine Änderung der Intensität um 10 % bewirkte demnach eine Änderung der Streurrate um weniger als 0.5 %.



**Abbildung 4.2:** Abhängigkeit der Atomzahl  $N_{\text{at},0}$  in der MOT von der Verstimmung  $\Delta$  des Kühllasers. Die aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht eingezeichneten Fehler der Messdaten betragen etwa 40 %.

Für die Messung wurden die gleichen Parameter wie bei der Aufnahme der Ladekurve (vgl. Tabelle 4.1) verwendet. Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Die gemessenen Werte weisen ein Maximum der Atomzahl bei einer Verstimmung von etwa 5 MHz auf, was im Bereich des Wertes der natürlichen Linienbreite der  $D_2$ -Linie von Cäsium liegt. Bei kleineren Verstimmungen sinkt die Atomzahl rapide ab, während sie zu größeren Verstimmungen hin nur langsam abfällt.

Der Verlauf der Messwerte lässt sich wie folgt erklären:

- Aufgrund der starken Sättigungsverbreiterung ist bei kleinen Verstimmungen die Funktion des Kühlmechanismus nicht mehr hinreichend gewährleistet. Die Kühlung der Atome ist maximal, wenn die Photonen etwa eine halbe Linienbreite von der atomaren Resonanz verstimmt sind. Bei zu geringen Verstimmungen und gleichzeitig stark verbreiterten Linien hingegen ist die Frequenz des MOT-Lasers für alle Positionen innerhalb der MOT nahe der Mitte der sättigungsverbreiterten Linie. In diesem Fall ist die dissipative Kraft, die auf die Atome wirkt, nur sehr gering und es findet kaum Kühlung statt.
- Für die Beschreibung des Verhaltens der MOT bei größeren Verstimmungen muss der Radius der Laserstrahlen betrachtet werden. Dieser liegt für den x- und den y-Strahl bei  $w_0 = 1.1 \mu\text{m}$ . Für die Wechselwirkung der Photonen mit den in der MOT gefangenen Atomen sind insbesondere die Positionen von Bedeutung, an denen die Frequenz der Laserstrahlen in der Nähe (d.h. im Bereich einer Linienbreite) der atomaren Resonanz liegt. Mit wachsender Verstimmung entfernen sich diese Positionen vom Zentrum der MOT (vgl. auch Abbildung 1.2 in Kapitel 1). Für den vorliegenden Magnetfeldgradienten von  $33 \text{ G/cm}$  ergibt sich bei einer Verstimmung von  $\Delta = 5 \text{ MHz}$  der Bereich der stärksten Wechselwirkung in einer Entfernung von  $d \approx w_0$  vom Zentrum der MOT. Mit größeren Verstimmungen entfernt sich dieser von dem Kreuzungspunkt der Laserstrahlen und die Atomzahl in der Falle nimmt demzufolge ab.

Die beobachtete Begrenzung durch die Strahlgröße ist ein Effekt, der umgangen werden kann, indem entweder ein größerer Strahlradius oder ein stärkerer Magnetfeldgradient verwendet wird. Letzteres wird auch in dem hier beschriebenen Experiment der Fall sein, sobald mit den eigentlich für die magnetooptische Falle vorgesehenen Spulen gearbeitet werden kann.

### 4.3.3 Einfluss des Stroms in den Gradientenspulen

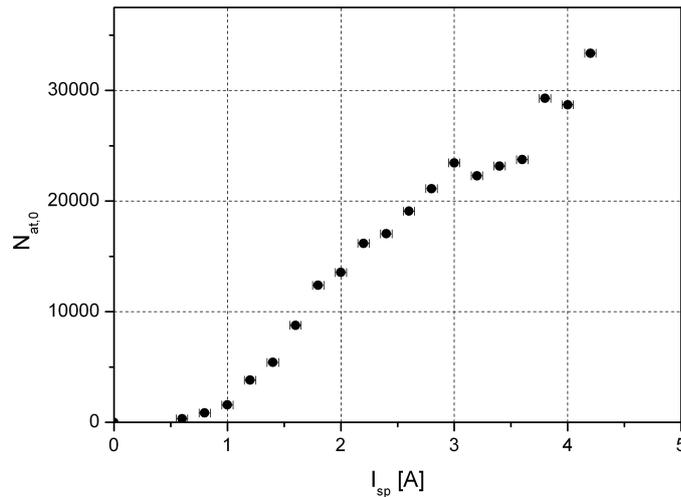
Eine Änderung des Stromes durch die Gradientenspulen hat eine Änderung des Magnetfeldgradienten im Zentrum des Quadrupolfeldes zur Folge. Dementsprechend ändern sich

Verstimmung		$2\pi \cdot (7.1 \pm 0.1) \text{ MHz}$
Laserleistung	Kühlaser x-Richtung	$(1.59 \pm 0.05) \text{ mW}$
	Kühlaser y-Richtung	$(1.77 \pm 0.05) \text{ mW}$
	Kühlaser z-Richtung	$(2.52 \pm 0.08) \text{ mW}$
	Rückpumplaser	$(0.97 \pm 0.03) \text{ mW}$
Strahlradius $w_0$	Kühlaser x-Richtung	$(1.1 \pm 0.1) \text{ mm}$
	Kühlaser y-Richtung	$(1.1 \pm 0.1) \text{ mm}$
	Kühlaser z-Richtung	$(2.2 \pm 0.2) \text{ mm}$
	Rückpumplaser	$(2.2 \pm 0.2) \text{ mm}$
Streurrate $\Gamma_{\text{st}}$		$(1.57 \pm 0.01) \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$
Spulenstrom	Offsetspulen	$(2.20 \pm 0.05) \text{ A}$

**Tabelle 4.2:** Experimentelle Parameter für die Messung der Abhängigkeit der Atomzahl vom Strom durch die Gradientenspulen.

die Tiefe und die Größe der magnetooptischen Falle.

Der Strom durch die Magnetspulen wurde zwischen 0 A und 4 A variiert und die Atomzahl  $N_{\text{at},0}$  in der MOT bestimmt. Die Parameter für diese Messung finden sich in Tabelle 4.2. Die Abhängigkeit der Atomzahl vom Strom durch die Magnetspulen ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Man erkennt einen Abfall der Atomzahl in der magnetooptischen Falle zu kleineren Strömen hin.



**Abbildung 4.3:** Abhängigkeit der Atomzahl  $N_{\text{at},0}$  in der MOT vom Magnetspulenstrom  $I_{\text{sp}}$ . Die Fehler der ermittelten Atomzahl sind vergleichbar zu dem Fehler bei der Bestimmung der Atomzahl aus der Ladekurve. Die Fehler des Spulenstromes resultieren aus einer wenig präzisen Einstellmöglichkeit am verwendeten Netzteil.

Dies ist darauf zurückzuführen, dass bei kleineren Magnetfeldgradienten ein Effekt ähnlich zu dem, der im vorigen Abschnitt diskutiert wurde, auftritt. Ein Absenken des Gradienten hat zur Folge, dass sich der Bereich der stärksten Wechselwirkung zwischen den Photonen und den Atomen aus dem Gebiet des Kreuzungspunktes der Laserstrahlen entfernt und somit die Atomzahl geringer wird. Hätte man mit den verwendeten Spulen größere Gradienten erzeugen können, so wäre ein Abfall der Atomzahl bei größeren Strömen zu erwarten gewesen. Ein solcher Abfall ist auf die Eingrenzung der Falle auf einen kleineren Raumbereich und das Auftreten von interatomaren Stößen zurückzuführen.

**Fazit** Die provisorisch aufgebaute MOT wurde bezüglich der Atomzahl untersucht, wobei die aufgenommenen Messkurven eine gute Bestätigung der theoretisch zu erwartenden Resultate geliefert haben. Die vorgestellten Messungen wurden an einer magnetooptischen Falle durchgeführt, die hinsichtlich ihrer Größe und Stabilität sehr verschieden von der eigentlich für das Experiment vorgesehenen MOT ist. Das Fazit dieses Kapitels bezüglich der Realisierung eines zustandsabhängigen Transports ist demnach vor allem, dass die Einsatzfähigkeit des Lasersystems und der Abbildungsoptik erfolgreich getestet wurde.

# Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit den theoretischen Vorüberlegungen und dem experimentellen Aufbau zum zustandsabhängigen Transport einzelner Cäsium-Atome. Um diesen Transport zu realisieren, müssen die Atome zunächst in einem optischen Gitter gespeichert werden, das durch die Überlagerung zweier gegenläufiger Laserstrahlen erzeugt wird. Zwei langlebige Qubit-Zustände  $|0\rangle$  und  $|1\rangle$  werden in den Hyperfeingrundzuständen des Cäsium-Atoms kodiert. Durch geeignete Wahl einer systemspezifischen Wellenlänge kann eine Zustandsselektivität des optischen Gitters erreicht werden, die sich in einer Wechselwirkung der beiden Qubit-Zustände mit unterschiedlich zirkular polarisierten Komponenten des Lichtfeldes äußert.

## Theoretische Berechnungen

Die genaue Kenntnis der atomaren Energieniveaus und der Kohärenzzeiten der im optischen Gitter gespeicherten Atome ist eine wesentliche Voraussetzung für die Realisierung des zustandsabhängigen Transports sowie seiner zahlreichen Anwendungsmöglichkeiten. Aus diesem Grund habe ich störungstheoretische Berechnungen zur AC-Stark-Verschiebung der atomaren Zustände im Lichtfeld des Dipolfallenlasers durchgeführt. Mithilfe dieser Berechnungen konnte das zustandsselektive Gitter für jeden Zeitpunkt des Transports quantitativ charakterisiert werden. Hierbei ist insbesondere die unterschiedliche Phasenentwicklung der beiden Qubit-Zustände  $|0\rangle$  und  $|1\rangle$  von Interesse, die bei der kohärenten Manipulation des Systems mittels Mikrowellenpulsen berücksichtigt werden muss.

Des Weiteren habe ich verschiedene Dekohärenzmechanismen diskutiert und eine quantitative Abschätzung der Anforderungen an die Stabilitätsparameter des Experiments (im Hinblick auf die Realisierung verschiedener vorgegebener Kohärenzzeiten) durchgeführt. Der Schwerpunkt lag hierbei auf der Abschätzung homogener, irreversibler Dekohärenzmechanismen, wobei sowohl transversale als auch longitudinale Dekohärenzeffekte berücksichtigt wurden. Longitudinale Effekte implizieren einen Zerfall der Population des Zwei-Niveau-Systems der beiden Qubit-Zustände. Aufgrund der großen Raman-Streurate von Photonen der Dipolfalle an den gespeicherten Atomen stellt dieser Populationszerfall in dem hier vorgestellten Experiment einen nicht zu vernachlässigenden Effekt dar.

## Experimenteller Beitrag

Neben den theoretischen Berechnungen wurden verschiedene Beiträge zur experimentellen Umsetzung des zustandsabhängigen Transports geleistet, darunter der Aufbau einer magneto-optischen Falle für Cäsium-Atome. In dieser Falle können Atome eingefangen, gekühlt

und somit für das Umladen in eine Dipolfalle vorbereitet werden. Aufgrund der unvorhersehbar langen Konstruktionszeiten der für die magneto-optische Falle bestimmten Magnetspulen konnten diese im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht verwendet werden. Die Falle wurde mittels eines provisorischen Ersatz-Spulenpaares aufgebaut und charakterisiert.

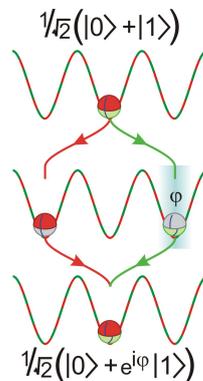
Des Weiteren wurde das Linsensystem der Dipolfalle aufgebaut und mithilfe des dafür bestimmten Titan:Saphir-Lasers getestet.

Die räumlich aufgelöste Abbildung einzelner Atome im optischen Gitter erfolgt mittels Detektion der Fluoreszenz bei Einstrahlung von nahresonantem Laserlicht. Das dafür vorgesehene Abbildungsobjektiv wurde aufgebaut und getestet. Ich habe gezeigt, dass mit diesem Objektiv eine beugungsbegrenzte Abbildung einer Punktquelle möglich ist.

### Realisierung des zustandsabhängigen Transports und seiner Anwendungen

Zur Realisierung des zustandsabhängigen Transports einzelner Atome im optischen Gitter sind zum derzeitigen Zeitpunkt nahezu alle wichtigen Komponenten getestet und einbaubereit. Einzig die Konstruktion der Magnetspulen in der institutseigenen Feinmechanik-Werkstatt ist noch nicht beendet. Nach der Fertigstellung des Spulensystems sollte bald ein zustandsabhängiger Transport realisiert werden können. Einige Anwendungen des zustandsabhängigen Transports werden im Folgenden kurz vorgestellt.

**Das Ein-Atom-Interferometer:** Für das Ein-Atom-Interferometer [16] wird ein Atom in einer Superposition der beiden Qubit-Zustände  $|0\rangle$  und  $|1\rangle$  präpariert, mittels des zustandsabhängigen Transports räumlich delokalisiert und schließlich wieder zusammengeführt. Die Phasendifferenz  $\varphi$  zwischen den beiden Zuständen, die während des

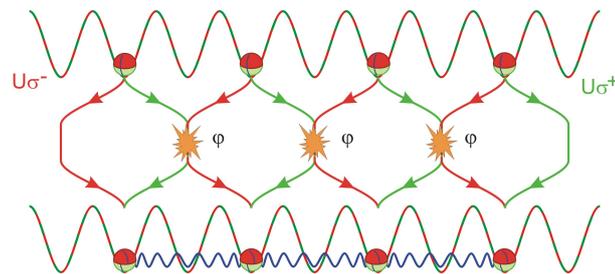


Vorgangs aufgesammelt wird, kann anhand des Endzustandes ermittelt werden. Ein solches Ein-Atom-Interferometer stellt ein sensibles Messgerät für die Energiedifferenz der beiden Qubit-Zustände während des zustandsabhängigen Transports dar.

**Der eindimensionale Quantum Walk:** Als ein Analogon eines klassischen, eindimensionalen Random Walk kann der eindimensionale Quantum Walk betrachtet werden [17, 18]. Die Aufspaltung eines Atoms erfolgt in diesem Fall über mehrere Schritte, sodass am Ende des Quantum Walk ein einzelnes Atom über eine definierte Anzahl von Gitterplätzen delokalisiert ist. Führt man nun eine Messung durch, so wird der delokalisierte Quantenzustand auf einen der Gitterplätze projiziert und man erhält bei

mehrmaliger Durchführung des Quantum Walk eine räumliche Wahrscheinlichkeitsverteilung über die verschiedenen Gitterplätze. Aufgrund der auftretenden Quanteninterferenzen unterscheidet sich diese Verteilung von der gaußförmigen Wahrscheinlichkeitsverteilung eines klassischen Random Walk und bietet interessante Anwendungsmöglichkeiten im Rahmen der Quanteninformationsverarbeitung.

**Kohärente kalte Kollisionen:** Die Verschränkung von mehreren Atomen und somit die Erzeugung von Cluster-Zuständen kann mithilfe kontrollierter kalter Kollisionen realisiert werden [13, 14]. Für diese Anwendung ist die Initialisierung mehrerer Atome in Überlagerungszuständen und in regelmäßigen Abständen im optischen Gitter notwendig. Die Durchführung des zustandsabhängigen Transports impliziert eine Wechselwirkung zwischen Zuständen benachbarter Atome. Während dieser Wechselwirkung



sammelt der jeweilige Zustand eine Phase  $\varphi$  auf. Nach dem Ausführen des Transports in umgekehrter Richtung befinden sich die Atome wieder an ihren ursprünglichen Gitterplätzen und bilden infolge der aufgesammelten Phase einen verschränkten Zustand.



# Literaturverzeichnis

- [1] P. Shor, *Polynomial-Time Algorithms for Prime Factorization and Discrete Logarithms on a Quantum Computer*, SIAM J. Comput. **26**, 1484 (1997)
- [2] L. Grover, *Quantum Mechanics Helps in Searching for a Needle in a Haystack*, Phys. Rev. Lett. **79**, 325 (1997)
- [3] A. Barenco, C.H. Bennett, R. Cleve, D.P. DiVincenzo, N. Margolus, P. Shor, T. Sleator, J. Smolin und H. Weinfurter, *Elementary gates for quantum computation*, Phys. Rev. A **52**, 3457 (1995)
- [4] D.J. Shepherd, T. Franz und R.F. Werner, *Universally Programmable Quantum Cellular Automaton*, Phys. Rev. Lett. **97**, 020502 (2006)
- [5] R. Raussendorf und H.J. Briegel, *A One-Way Quantum Computer*, Phys. Rev. Lett. **86**, 5188 (2001)
- [6] S. Gulde, M. Riebe, G.P.T. Lancaster, C. Becher, J. Eschner, H. Häffner, F. Schmidt-Kaler, I.L. Chuang und R. Blatt, *Implementing of the Deutsch-Jozsa algorithm on an ion-trap quantum computer*, Nature **421**, 48 (2003)
- [7] D. Kielpinski, V. Meyer, M.A. Rowe, C.A. Sackett, W.M. Itano, C. Monroe und D.J. Wineland, *A Decoherence-Free Quantum Memory Using Trapped Ions*, Science **291**, 1013 (2001)
- [8] N. Kiesel, C. Schmid, U. Weber, G. Tóth, O. Gühne, R. Ursin und H. Weinfurter, *Experimental Analysis of a Four-Qubit Photon Cluster State*, Phys. Rev. Lett. **95**, 210502 (2005)
- [9] I.L. Chuang, L.M.K. Vandersypen, X. Zhou, D.W. Leung und S. Lloyd, *Experimental realization of a quantum algorithm*, Nature **393**, 143 (1998)
- [10] D. Loss und D.P. DiVincenzo, *Quantum computation with quantum dots*, Phys. Rev. A **57**, 120 (1998)
- [11] Y. Makhlin, G. Schön, und A. Shnirman, *Quantum-state engineering with Josephson-junction devices*, Rev. Mod. Phys. **73**, 357 (2001)
- [12] W. Alt, D. Schrader, S. Kuhr, M. Müller, V. Gomer und D. Meschede, *Single atoms in a standing-wave dipole trap*, Phys. Rev. A **67**, 033403 (2003)

- [13] O. Mandel, M. Greiner, A. Widera, T. Rom, T.W. Hänsch und I. Bloch, *Controlled collisions for multi-particle entanglement of optically trapped atoms*, Nature **425**, 937 (2003)
- [14] D. Jaksch, H.-J. Briegel, J.I. Cirac, C.W. Gardiner und P. Zoller, *Entanglement of Atoms via Cold Controlled Collisions*, Phys. Rev. Lett. **82**, 1975 (1999)
- [15] G.K. Brennen, C.M. Caves, P.S. Jessen und I.H. Deutsch, *Quantum Logic Gates in Optical Lattices*, Phys. Rev. Lett. **82**, 1060 (1999)
- [16] A.I. Sidorov, B.J. Dalton, S.M. Whitlock und F. Scharnberg, *Asymmetric double-well potential for single-atom interferometry*, Phys. Rev. A **74**, 023612 (2006)
- [17] J. Kempe, *Quantum random walks: an introductory overview*, Contemp. Phys. **44**, 307 (2003)
- [18] Y. Aharanov, L. Davidovich und N. Zagury, *Quantum random walks*, Phys. Rev. A **48**, 1687 (1993)
- [19] I. Dotsenko, W. Alt, M. Khudaverdyan, S. Kuhr, D. Meschede, Y. Miroshnychenko, D. Schrader und Arno Rauschenbeutel, *Submicrometer Position Control of Single Trapped Neutral Atoms*, Phys. Rev. Lett. **95**, 033002 (2005)
- [20] H.J. Metcalf und P. van der Straaten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer, New York (1999)
- [21] J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji, *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2023 (1989)
- [22] R. Grimm, M. Weidemüller und Y.B. Ovchinnikov, *Optical dipole traps for neutral atoms*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **42**, 95 (2000)
- [23] D. Meschede, *Optik, Licht und Laser*, Teubner, Wiesbaden, 2. Auflage (2005)
- [24] F.Schwabl, *Quantenmechanik*, Springer, Berlin, 6. Auflage (2002).
- [25] J.J. Sakurai, *Modern Quantum Mechanics*, Addison-Wesley, 2. Auflage (1994)
- [26] D.A. Steck, *Cesium D Line Data*, <http://steck.us/alkalidata/> (23. Januar 1998, Version 1.6 14. Oktober 2003)
- [27] D.M. Brink und G.R. Satchler, *Angular Momentum*, Oxford (1962)
- [28] M. Fabry und J.R. Cussenot, *Détermination théorique et expérimentale des forces d'oscillateur des transitions de l'atome de cesium*, Can. J. Phys. **54**, 836 (1976)
- [29] S.E. Hamann, D.L. Haycock, G. Klose, P.H. Pax, I.H. Deutsch und P.S. Jessen, *Resolved-Sideband Raman Cooling to the Ground State of an Optical Lattice*, Phys. Rev. Lett. **80**, 4149 (1998)
- [30] L. Allen und J.H. Eberly, *Optical Resonance and Two-Level Atoms*, Dover, New York (1987)

- [31] E.L. Hahn, *Spin-Echoes*, Phys. Rev. Lett. **80**, 580 (1950).
- [32] D.W. Allan, *Statistics of atomic frequency standards*, Proc. IEEE **54**, 221 (1966)
- [33] R. Loudon, *The quantum theory of light*, Oxford, New York, 2. Auflage (1983)
- [34] S. Yadav, *Magnetic Permeability of Stainless Steels at Low Temperature*, Fermilab Report, TD-01-065, September 2001, Fermi National Accelerator, PO Box 500, Batavia, Illinois, USA 60510
- [35] A. Volke und G. Heine, *Mit kleinen Partikeln ganz groß – Polarisatoren für UV, VIS und IR*, Photonik **3**, 70 (2004)
- [36] W. Demtröder, *Laserspektroskopie*, Springer, Berlin, 2. Auflage (1991)
- [37] C.P. Pearman, C.S. Adams, S.G. Cox, P.F. Griffin, D.A. Smith und I.G. Hughes, *Polarization spectroscopy of a closed atomic transition: applications to laser frequency locking*, At. Mol. Opt. Phys. **35**, 5141 (2002)
- [38] OSLO Edu, Version 6.4.2, Sinclair Optics Inc., 6780 Palmyra Road, Fairport, NY 14450, <http://www.sinopt.com/>
- [39] D. Schrader, *A neutral atom quantum register*, Doktorarbeit, Universität Bonn (2004)
- [40] W. Alt, *An objective lens for efficient fluorescence detection of single atoms*, Optik **113**, 142 (2002)
- [41] M. Prentiss, A. Cable, J.E. Bjorkholm, S. Chu, E.L. Raab und D.E. Pritchard, *Atomic-density-dependent losses in an optical trap*, Opt. Lett. **13**, 452 (1988)
- [42] A.L. Migdall, J.V. Prodan, W.D. Phillips, T.H. Bergeman und H.J. Metcalf, *First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms*, Phys. Rev. Lett. **54**, 2596 (1985)
- [43] K.E. Gibble, S. Kasapi und S. Chu, *Improved magneto-optic trapping in a vapor cell*, Opt. Lett. **17**, 526 (1992)
- [44] D. Haubrich, A. Höpe und D. Meschede, *A simple model for optical capture of atoms in strong magnetic quadrupole fields*, Opt. Comm. **102**, 225 (1993)



# Danksagung

Bedanken möchte ich mich bei allen, die zum Gelingen meiner Diplomarbeit beigetragen haben. Ohne die Unterstützung vieler Menschen wäre diese Zeit sicherlich weniger spannend und auch weniger schön gewesen.

Als Erstes danke ich Prof. Meschede dafür, dass er mir einen Einblick in die faszinierende Welt der Quantenoptik ermöglicht hat. Die Mitarbeit an diesem spannenden Experiment und die Chance, an vielen Konferenzen und Workshops teilzunehmen, hat mir in den verschiedensten Bereichen, nicht nur der Physik, sehr geholfen. Bei Prof. Weitz bedanke ich mich für die Übernahme des Korreferats.

Mein besonderer Dank gilt dem Team des Quantentransport-Experiments. Von Michal Karski habe ich bei nicht endenden Diskussionen über die theoretischen Seiten des Experiments viel lernen können. Leonid Förster hat mir besonders mit seinem experimentellen Geschick und seiner unendlichen Ruhe weitergeholfen. Die Atmosphäre, in der das Experiment aufgebaut wurde, war immer arbeitsam und trotzdem nett und umgänglich. Nicht nur für ihren Beitrag dazu möchte ich mich bei meinen beiden Junior-Diplomanden, Arne Härter und Florian Grenz, bedanken.

Bei unseren beiden Postdocs Wolfgang Alt und Artur Widera bedanke ich mich für ihre Unterstützung bei physikalischen und technischen Fragen. Wolfgang Alt hat mich stets an seinem unendlichen Wissen teilhaben lassen und mit dem kritischen Hinterfragen jedes noch so scheinbar unwichtigen Details zu vielen Verbesserungen des Experiments beigetragen. Artur Widera danke ich für seine Unterstützung und wertvollen Ratschläge, gerade in der Endphase meiner Arbeit.

Auch den anderen Mitglieder der Arbeitsgruppe bin ich sehr dankbar, vor allem für die immer gute Arbeitsatmosphäre. Dietmar Haubrich danke ich für seine tatkräftige Mithilfe bei der ersten Realisierung unserer (Holz-)MOT und Herr Langen für die Bereitstellung von Konstruktionszeichnungen, die zum Teil in dieser Arbeit verwendet worden sind. Erwähnt seien auch alle, die Teile meiner Arbeit kritisch gelesen und mir bei der Korrektur geholfen haben: Michal, Leonid, Arne, Artur, Wolfgang, Johannes, Uli, Matthias und Anke.

Nicht zuletzt möchte ich allen Freunden und meiner Familie danken. Bei meinen Mitbewohnern Arne und Johannes und meiner Schwester Anna bedanke ich mich für die Hilfe bei der Vorbereitung meines Diplom-Kolloquiums. Anke danke ich für die tolle und bestimmt nicht immer leichte Unterstützung, gerade wenn sonst mal nicht alles so lief wie es sollte. Bei meinen Eltern bedanke ich mich für den Rückhalt, den sie mir nicht nur während der Diplomarbeit, sondern während der gesamten Zeit meines Studiums gegeben haben. Ihre Unterstützung hat mir vieles erleichtert.



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

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