

# Ein System zur entarteten Raman- Seitenbandkühlung einzelner Cäsium-Atome

von  
Florian Grenz

**Diplomarbeit in Physik**

angefertigt im  
Institut für Angewandte Physik

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

Mai 2008

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

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1 Kühlen und Fangen von Atomen</b>	<b>3</b>
1.1 Die magnetooptische Falle . . . . .	3
1.2 Das Dipolpotential . . . . .	6
<b>2 Der zustandsabhängige Transport</b>	<b>9</b>
2.1 Das eindimensionale optische Gitter . . . . .	9
2.2 Das zustandsselektive Dipolpotential . . . . .	10
2.3 Experimentelle Realisierung des zustandsabhängigen Transports . . .	12
2.3.1 Kontrolle der internen atomaren Zustände . . . . .	12
2.3.2 Drehung der Polarisierung . . . . .	17
2.4 Der experimentelle Aufbau . . . . .	19
<b>3 Die Raman-Seitenbandkühlung</b>	<b>25</b>
3.1 Vibrationsniveaus von Atomen in der Dipolfalle . . . . .	25
3.1.1 Lage der Vibrationsniveaus . . . . .	25
3.1.2 Übergänge zwischen Vibrationsniveaus . . . . .	28
3.1.3 Messung der Oszillationsfrequenzen . . . . .	30
3.1.4 Messung der Temperatur . . . . .	33
3.2 Prinzip der Seitenbandkühlung . . . . .	36
3.3 Theorie stimulierter Raman-Übergänge . . . . .	37
3.4 Prinzip der Raman-Seitenbandkühlung . . . . .	40
3.5 Prinzip der entarteten Raman-Seitenbandkühlung . . . . .	43
3.6 Ein Konzept zur experimentellen Umsetzung der entarteten Raman-Seitenbandkühlung . . . . .	44
3.6.1 Auswahl der Raman-Zustände . . . . .	44
3.6.2 Orientierung und Polarisierung der Raman-Strahlen . . . . .	47
3.6.3 Wahl der Raman-Verstimmung . . . . .	51
3.6.4 Kühlung des axialen und radialen Freiheitsgrades . . . . .	53
3.6.5 Experimenteller Aufbau . . . . .	58
<b>4 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>61</b>



# Einleitung

Noch vor wenigen Jahren war es unvorstellbar, Experimente an einzelnen isolierten Atomen durchführen zu können. Erst das Prinzip der Laserkühlung, für deren Entwicklung S. Chu, W. D. Phillips und C. Cohen-Tannoudji 1997 mit dem Physik-Nobelpreis ausgezeichnet wurden, hat die Grundlage für derartige Experimente geschaffen. Im Jahre 1994 gelang es erstmals in einem Experiment einzelne Atome zu fangen und zu detektieren [1]. In den darauffolgenden Jahren änderte sich die Zielsetzung grundlegend. Man verließ die Rolle des rein passiven Beobachters und versuchte die vollständige Kontrolle über die internen und externen Freiheitsgrade der Atome zu erlangen. Diese Kontrolle ebnete den Weg zu zahlreichen neuen Forschungsgebieten, darunter die Quanteninformationsverarbeitung. Ein prominentes Ziel der Quanteninformationsverarbeitung ist die Realisierung eines Quantencomputers [2, 3], der von quantenmechanischen Eigenschaften profitiert, um bestimmte Klassen von Berechnungen zu beschleunigen. Im Gegensatz zur klassischen Informationsverarbeitung, deren Grundlage die Bits 0 und 1 bilden, basiert der Quantencomputer auf der Verarbeitung quantenmechanischer Zustände  $|0\rangle$  und  $|1\rangle$  und deren kohärenter Überlagerungen. Diese Quanten-Bits werden kurz als *Qubits* bezeichnet.

Neutrale Atome in optischen Gittern zeichnen sich durch eine geringe Wechselwirkung mit ihrer Umgebung aus. Sie erfüllen alle notwendigen Voraussetzungen für den Einsatz als Träger der Quanteninformation [4], darunter insbesondere die Skalierbarkeit der Systeme und die Manipulierbarkeit der internen Zustände.

Der entscheidende Schritt auf dem Weg zur Realisierung eines Quantencomputers ist die Erzeugung verschränkter Zustände. Diese Verschränkung kann mittels einer geeigneten Wechselwirkung erzeugt werden und wurde bereits in Systemen mit vielen Atomen in optischen Gittern mithilfe eines zustandsabhängigen Transports und kalten Kollisionen demonstriert [5, 6]. Hierbei werden Bose-Einstein-Kondensate in tiefe optische Gitter geladen [7]. Diese Systeme zeichnen sich dadurch aus, dass die gefangenen Atome den Grundzustand des Gitterpotentials besetzen, wodurch die vollständige Kontrolle der Kollisionsphase und damit des Verschränkungsgrades gewährleistet ist. Allerdings können die Zustände der Atome in diesen Systemen nicht individuell für jedes Atom manipuliert oder ausgelesen werden. Diese Lücke soll durch einen neuen Ansatz geschlossen werden, bei dem die Verschränkung von einigen wenigen, dafür jedoch unabhängig voneinander manipulierbaren Atomen verfolgt wird. Dieser Ansatz soll in dem in dieser Arbeit beschriebenen Experiment zum zustandsabhängigen Transport einzelner neutraler Cäsium-Atome in einem eindimensionalen optischen

Gitter umgesetzt werden. Die Herausforderung hierbei besteht in der Grundzustandskühlung der zunächst thermisch verteilten Atome im eindimensionalen optischen Gitter. An dieser Stelle setzt die vorliegende Arbeit an.

Im ersten Teil dieser Arbeit werden die Grundlagen des bestehenden Experiments vorgestellt, das ein hohes Maß an Kontrolle über sowohl die externen als auch die internen Freiheitsgrade einzelner Cäsium-Atome ermöglicht. In diesem Zusammenhang wird das Prinzip des zustandsabhängigen Transports erläutert. Dieser Transport bildet die Grundlage für die Realisierung von Anwendungen der Quanteninformationsverarbeitung, darunter der *Quantum Walk* [8, 9] und die Verschränkung von Atomen mittels kalter Kollisionen.

Im zweiten Teil werden die relevanten Parameter zur Implementierung einer Grundzustandskühlung einzelner Cäsium-Atome in einem eindimensionalen optischen Gitter charakterisiert. Anschließend werden verschiedene Schemas zur Kühlung vorgestellt, an die experimentelle Situation angepasst und hinsichtlich ihrer technischen Umsetzung untersucht. Hierbei wird das Prinzip der Seitenbandkühlung erläutert, wobei der Schwerpunkt auf die sogenannte *entartete Raman-Seitenbandkühlung* gelegt wird [10, 11]. Zuletzt wird eine im Rahmen dieser Diplomarbeit aufgebaute experimentelle Anordnung zur entarteten Raman-Seitenbandkühlung präsentiert.

# 1 Kühlen und Fangen von Atomen

Um Experimente mit einzelnen neutralen Cäsium-Atomen durchführen zu können, müssen diese in einer Ultra-Hochvakuum-Umgebung gekühlt und gefangen werden. Hierzu werden zwei Arten von optischen Atomfallen verwendet. Die magnetooptische Falle (engl. *magneto-optical trap*, MOT) fängt die Cäsium-Atome aus dem Hintergrundgas und kühlt diese ab, sodass sie in der Dipolfalle gespeichert werden können, in der die Experimente stattfinden. Anders als die MOT basiert die Dipolfalle nicht auf der Streuung von Photonen und bietet sich deshalb für eine kohärente Speicherung von Atomen und somit für die Realisierung von Experimenten zur Quanteninformationsverarbeitung an.

## 1.1 Die magnetooptische Falle

Die magnetooptische Falle ist eine häufig eingesetzte experimentelle Anordnung zum Kühlen und Fangen neutraler Atome. Sie beruht auf der gerichteten Absorption von Photonen, die zu einer dissipativen Kraft führt.

Zur Veranschaulichung der Funktionsweise einer MOT ist es sinnvoll, zunächst eine sogenannte *optische Melasse* in einer Dimension zu betrachten. Diese besteht aus Atomen, die vereinfacht als Zwei-Niveau-Systeme angenommen werden können und sich im Lichtfeld zweier gegenläufiger Laserstrahlen befinden. Die Frequenz der Laser  $\omega_L$  sei um  $\delta$  von der atomaren Resonanzfrequenz  $\omega_a$  rotverstimmt ( $\omega_L - \omega_a = \delta < 0$ ). Ein Atom, das sich mit der Geschwindigkeit  $\mathbf{v}$  entgegen der Einstrahlrichtung eines Laserstrahls mit Wellenvektor  $\mathbf{k}$  bewegt, wird aufgrund der Dopplerverschiebung  $\omega_D = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$  näher in Resonanz gebracht, wodurch es überwiegend Photonen dieses Strahls absorbiert. Die anschließende spontane Emission erfolgt isotrop, wodurch die Atome im Mittel einen Impulsübertrag entgegen ihrer Bewegungsrichtung erfahren und somit gekühlt werden.

Die Kraft, die beide Laserstrahlen auf ein Atom ausüben, lässt sich nach [12] schreiben als

$$\mathbf{F}_{\text{Mol}} = \frac{\hbar\Gamma s_0 \mathbf{k}}{2} \left( \frac{1}{1 + s_0 + (2(\delta - \mathbf{k}\mathbf{v})/\Gamma)^2} - \frac{1}{1 + s_0 + (2(\delta + \mathbf{k}\mathbf{v})/\Gamma)^2} \right), \quad (1.1)$$

wobei  $s_0 = I/I_s$  den Sättigungsparameter und  $\Gamma$  die Linienbreite des atomaren Übergangs bezeichnet. In Abbildung 1.1 ist die Kraft der optischen Melasse auf ein Atom in Abhängigkeit der Geschwindigkeit des Atoms dargestellt. Im Bereich kleiner Geschwindigkeiten ist die Dämpfung linear und kann dort näherungsweise durch die

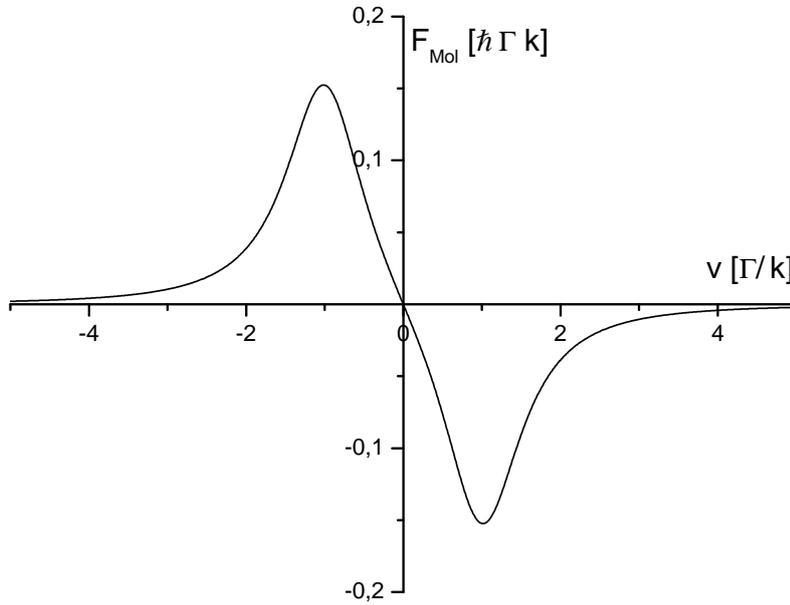
Gleichung

$$\mathbf{F}_{\text{Mol}} \cong \frac{8\hbar\delta s_0 \mathbf{k}^2 \mathbf{v}}{\Gamma(1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2)} \equiv -\beta \mathbf{v} \quad (1.2)$$

beschrieben werden.

Durch die Prozesse von Absorption und anschließender Reemission vollzieht das gekühlte Atom eine Art Brownscher Bewegung um den Impulsnullpunkt herum [13]. Hierdurch weist die minimale, mit diesem Mechanismus erreichbare Temperatur eine untere Schranke auf, die sogenannte *Doppler-Temperatur*. Diese ist gegeben durch

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}. \quad (1.3)$$

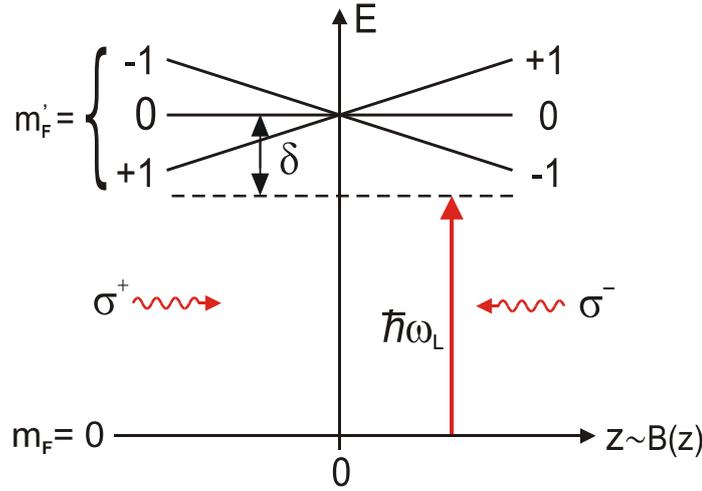


**Abbildung 1.1:** Kraft der optischen Melasse auf ein Atom in Abhängigkeit von dessen Geschwindigkeit  $v$ . Die entgegenläufigen Laserstrahlen besitzen eine Verstimmung von  $\delta = -\Gamma$  und einen Sättigungsparameter von  $s_0 = 0,5$ .

Um die Atome neben dem Kühlen auch fangen zu können, benötigt man zusätzlich zur Dämpfung noch eine ortsabhängige Rückstellkraft. Dies erreicht man durch das Anlegen eines linearen Magnetfeldgradienten  $\partial B/\partial z = \text{const.}$  Durch den *Zeeman-Effekt* wird die Energie eines atomaren Übergangs gemäß

$$\Delta E = (g_{F'} m_{F'} - g_F m_F) \mu_B B(z) \quad (1.4)$$

verschoben, wobei  $g_F$  und  $g_{F'}$  die Landé-Faktoren der beteiligten Zustände,  $B(z) \propto z$  das Magnetfeld an der Stelle  $z$  und  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton bezeichnet. Abbildung 1.2 verdeutlicht das Grundprinzip einer eindimensionalen MOT für Übergänge



**Abbildung 1.2:** Grundprinzip einer eindimensionalen MOT für den vereinfachten Fall eines Zwei-Niveau-Atoms mit  $F = 0$  und  $F' = 1$ . Aufgrund eines externen Magnetfeldes  $B$  werden die  $m_F$ -Niveaus gemäß des Zeeman-Effekts aufgespalten. Durch gegenläufige, entgegengesetzt zirkular polarisierte Laserstrahlen erfahren die Atome eine Kraft in Richtung des Magnetfeldnullpunkts bei  $z = 0$ .

vom Grundzustand  $F = 0$  in einen angeregten Zustand  $F' = 1$ . Die gegenläufigen Laserstrahlen der MOT besitzen eine entgegengesetzt zirkulare Polarisation. Durch den Zeeman-Effekt ist der Laser bezüglich des Übergangs in das ( $m_F' = +1$ )-Niveau für  $z < 0$  weniger verstimmt als bezüglich des Übergangs in das ( $m_F = -1$ )-Niveau. Folglich absorbiert ein Atom, das sich bei  $z < 0$  befindet, überwiegend Photonen des  $\sigma^+$ -polarisierten Laserstrahls. Das Atom erfährt demnach im Mittel eine Kraft in Richtung des Magnetfeldnullpunktes bei  $z = 0$ . Analoges gilt für Atome im Bereich  $z > 0$ , sodass zusätzlich zur Dämpfung der Melasse eine Rückstellkraft existiert. Dadurch ist es möglich Atome sowohl zu kühlen als auch zu fangen. Für allgemeine Zustände  $F$  und  $F'$  und für  $\Delta E, \omega_D \ll \delta$  kann die Kraft auf Atome in einer eindimensionalen MOT durch die Gleichung

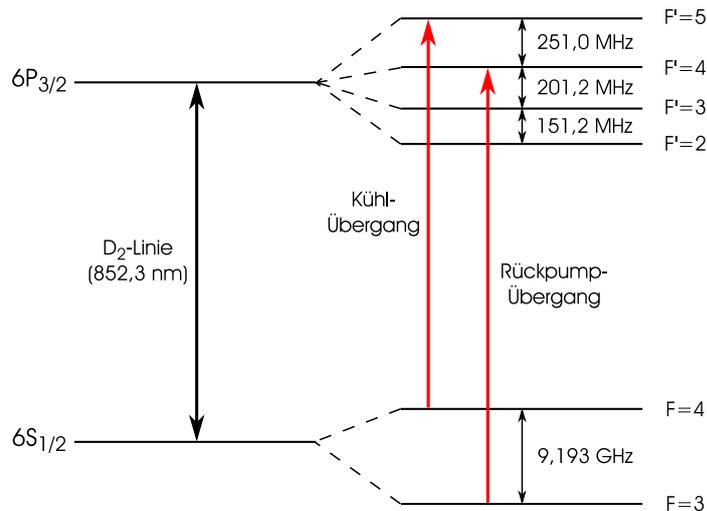
$$\mathbf{F}_{\text{MOT}} = -\beta\mathbf{v} - \kappa z \quad (1.5)$$

beschrieben werden. Der Faktor  $\kappa$  ist hierbei gegeben durch

$$\kappa = \frac{\beta\Delta E}{\hbar k} \frac{\partial B}{\partial z} . \quad (1.6)$$

Um die MOT auf drei Dimensionen zu erweitern, benötigt man drei orthogonale Paare entgegenlaufender Laserstrahlen und ein magnetisches Quadrupolfeld, das entlang jeder Strahlachse einen Gradienten aufweist.

Im Folgenden wird beschrieben, wie das vorgestellte allgemeine Prinzip im Experiment auf Cäsium-Atome mit einer Dopplertemperatur von  $T_D = 125 \mu\text{K}$  angewendet wird. In Abbildung 1.3 ist das Termschema der Cäsium- $D_2$ -Linie dargestellt. Zur

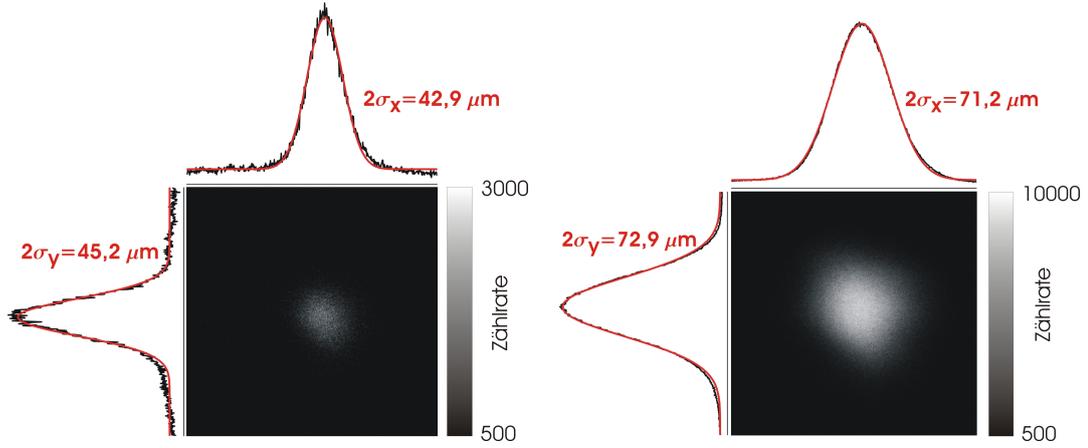


**Abbildung 1.3:** Hyperfeinstruktur der Cäsium-D<sub>2</sub>-Linie. Zum Kühlen und Fangen von Cäsium-Atomen in der MOT werden zwei Laser verwendet. Der Kühllaser wird resonant auf dem Kühlübergang  $F = 4 \rightarrow F' = 5$  betrieben. Der Rückpumplaser ist resonant auf dem ( $F = 3 \rightarrow F' = 4$ )-Übergang und überführt somit Atome im Zustand  $F = 3$  zurück in den Kühlzyklus.

Kühlung wird der ( $F = 4 \rightarrow F' = 5$ )-Übergang verwendet. Ein Atom, das in den Zustand  $F' = 5$  angeregt wurde, kann aufgrund von Auswahlregeln ausschließlich in den Zustand  $F = 4$  relaxieren. Es existiert jedoch eine geringe Wahrscheinlichkeit von  $10^{-3}$  den ( $F' = 4$ )-Zustand nicht-resonant anzuregen, von wo aus das Atom auch in den Zustand  $F = 3$  relaxieren kann. Um den Kühlzyklus zu schließen, wird deshalb ein weiterer Laser, der sogenannte *Rückpumplaser* eingesetzt, der resonant zum ( $F = 3 \rightarrow F' = 4$ )-Übergang ist und somit den ( $F = 3$ )-Zustand entvölkert. Die Aufnahme des Fluoreszenzsignals von Atomen in der MOT ist in Abbildung 1.4 für zwei verschiedene Magnetfeldgradienten dargestellt.

## 1.2 Das Dipolpotential

Im Gegensatz zur Kraft in der optischen Melasse ist die Dipolkraft dispersiv, d. h. sie beruht nicht auf der Streuung von Photonen, sondern auf der Wechselwirkung des induzierten atomaren Dipolmoments mit dem elektrischen Feld des Lichtes. Diese Wechselwirkung, die durch den Operator  $\hat{V} = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}$  beschrieben wird, führt zu einer Verschiebung der atomaren Energieniveaus, die als *AC-Stark-Verschiebung* bezeichnet wird. Hierbei bezeichnet  $\hat{\mathbf{d}}$  den Dipoloperator und  $\mathbf{E}$  den elektrischen Feldvektor des Lichtes, das in dieser Rechnung als klassisch behandelt wird. Eine störungstheoretische Rechnung führt in zweiter Ordnung zu einer Energieverschiebung



**Abbildung 1.4:** Aufnahme des Fluoreszenzsignals von Atomen in der MOT mittels einer EMCCD-Kamera. Die schwarzen Graphen zeigen die vertikal bzw. horizontal über den Kamera-Chip summierten Zählereignisse. Die angepasste Gauß-Funktion zur Bestimmung der räumlichen Ausdehnung der Atomwolken ist rot dargestellt. Mit zunehmendem Magnetfeldgradienten nimmt die Ausdehnung der Atomwolke und die Anzahl der gefangenen Atome ab. Bei der Aufnahme des linken Bildes wurde ein Magnetfeldgradient von  $\partial B/\partial z = 247,3 \text{ G/cm}$  verwendet, der zu einem Durchmesser der Atomwolke von ca.  $44 \mu\text{m}$  führt. Das rechte Bild wurde mit einem Gradienten von  $\partial B/\partial z = 96,2 \text{ G/cm}$  aufgenommen, bei dem die Atomwolke einen Durchmesser von ca.  $72 \mu\text{m}$  aufweist.

eines Zustands  $|g\rangle$  von [14]

$$\Delta E_g = \frac{1}{4} \sum_e \left( \frac{|\langle e|\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}|g\rangle|^2}{\hbar(\omega - \omega_{eg})} + \frac{|\langle e|\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}^*|g\rangle|^2}{\hbar(\omega + \omega_{eg})} \right). \quad (1.7)$$

Hierbei bezeichnet  $\omega_{eg} = (E_e - E_g)/\hbar$  die atomare Übergangsfrequenz. Summiert wird über alle atomaren Niveaus  $|e\rangle$ , in die Übergänge aufgrund von Auswahlregeln erlaubt sind. Unter der Annahme, dass  $|g\rangle$  ein Grundzustand ist kann man für Verstimmungen  $\Delta = \omega - \omega_{eg} \ll \omega_{eg}$  den jeweils zweiten Term in der Summe gegenüber dem ersten vernachlässigen. Diese Näherung ist unter dem Namen RWA (engl. *rotating wave approximation*) bekannt und vereinfacht Gleichung (1.7) zu

$$\Delta E_g = \frac{1}{4} \sum_e \frac{|\langle e|\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}|g\rangle|^2}{\hbar\Delta}. \quad (1.8)$$

Für ein Zwei-Niveau-System reduziert sich die Summe in Gleichung (1.8) zu

$$\Delta E_g = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I(\mathbf{r}). \quad (1.9)$$

Dieser Ausdruck mit der Linienbreite  $\Gamma$  und der Intensität  $I(\mathbf{r}) = \frac{1}{2}c\epsilon_0|\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2$  entspricht exakt dem klassischen Dipolpotential eines Zwei-Niveau-Atoms. Quantenmechanisch kann man demnach das Dipolpotential mit der AC-Stark-Verschiebung des

Grundzustandes identifizieren, in dem sich das Atom, für den Fall geringer Sättigung, die meiste Zeit befindet.

Gleichung (1.8) lässt sich für einen Cäsium-Grundzustand und für Verstimmungen, die größer als die Hyperfeinaufspaltung der angeregten Zustände  $|e\rangle$  sind, schreiben als [15]

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = \frac{\pi c^2}{2} \left( \frac{\Gamma_{\text{D2}}}{\omega_{\text{D2}}^3 \Delta_{\text{D2}}} (2 + q \cdot g_F m_F) + \frac{\Gamma_{\text{D1}}}{\omega_{\text{D1}}^3 \Delta_{\text{D1}}} (1 - q \cdot g_F m_F) \right) I(\mathbf{r}) . \quad (1.10)$$

Hierbei wurden alle Beiträge bis auf diejenigen der  $D_1$ - und der  $D_2$ -Linie vernachlässigt, was für Wellenlängen, die in diesem Experiment verwendet werden, gerechtfertigt ist. Die Verstimmungen von den Übergängen in das  $(6P_{1/2})$ - bzw.  $(6P_{3/2})$ -Niveau werden durch  $\Delta_{\text{D1}}$  und  $\Delta_{\text{D2}}$  bezeichnet. Die entsprechenden Linienbreiten und Übergangsfrequenzen sind durch  $\Gamma_{\text{D1}}$ ,  $\Gamma_{\text{D2}}$  und  $\omega_{\text{D1}}$ ,  $\omega_{\text{D2}}$  gegeben. Der Faktor  $q$  bestimmt die Polarisation des Lichtfeldes und ist definiert durch

$$q = \begin{cases} 0 & \text{für } \pi\text{-polarisiertes Licht} \\ \pm 1 & \text{für } (\sigma_{\pm})\text{-polarisiertes Licht} \end{cases} . \quad (1.11)$$

Zirkular polarisiertes Licht wirkt wie ein fiktives Magnetfeld und hebt somit die Entartung der  $m_F$ -Niveaus auf.

Anhand Gleichung (1.10) lassen sich alle für das Experiment wichtigen Eigenschaften des Dipolpotentials ablesen. Zum einen ist das Dipolpotential proportional zur Laserintensität. Zum anderen werden die Potentialbeiträge einzelner Übergänge nach ihrer Verstimmung  $\Delta$  gewichtet. Ist diese positiv, und somit das Licht blauverstimmt, so ist der Potentialbeitrag des entsprechenden Übergangs abstoßend. Für rotverstimmtes Licht ergibt sich ein anziehendes Potential, bei dem Atome in Regionen größter Laserintensität gefangen werden können.

Das Dipolfallenpotential wird in dieser Arbeit in der üblichen Einheit einer Temperatur (Energie/ $k_B$ ) angegeben.

## 2 Der zustandsabhängige Transport

Ein Ziel des Experiments ist die Realisierung eines zustandsabhängigen Transports neutraler Cäsium-Atome. Diese werden in einem eindimensionalen optischen Gitter gefangen. Mittels optischen Pumpens und der Anwendung von Mikrowellenpulsen werden die Atome in vorbestimmte Zustände präpariert. Durch eine spezielle Wahl der Wellenlänge und Polarisationskonfiguration des optischen Gitters, sowie der atomaren Zustände ist es möglich, Atome entlang des optischen Gitters zu verschieben, wobei die Verschieberichtung vom internen Zustand des Atoms abhängt.

### 2.1 Das eindimensionale optische Gitter

Zur Erzeugung eines eindimensionalen optischen Gitters wird eine Stehwellenanordnung aus zwei gegenläufigen, linear polarisierten Laserstrahlen verwendet. Diese wird durch einen fokussierten, gaußförmigen Laserstrahl gebildet, der retroreflektiert wird. Die Polarisation des reflektierten Strahls kann um einen Winkel  $\vartheta$  gegenüber der des einfallenden gedreht werden, was einer lin- $\vartheta$ -lin-Konfiguration [16] entspricht.

Das elektrische Feld eines entlang der  $z$ -Achse propagierenden gaußförmigen Laserstrahls besitzt in der Nähe des Fokus in Zylinderkoordinaten  $\mathbf{r} = (\rho, z, \phi)$  die Form [17]

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{\rho^2}{w^2(z)}\right) e^{-i(\omega t \pm kz)} \cdot \mathbf{e}_\phi, \quad (2.1)$$

wobei die Guoy-Phase und die Krümmung der Wellenfronten in Fokussnähe vernachlässigt werden können. Der Jones-Vektor (vgl. Abschnitt 2.3.2)

$$\mathbf{e}_\phi = \cos \phi \cdot \mathbf{e}_x + \sin \phi \cdot \mathbf{e}_y, \quad (2.2)$$

beschreibt die Polarisation des Laserstrahls.

Der hinlaufende Strahl sei linear entlang der  $x$ -Achse polarisiert, während die Polarisation des rücklaufenden Strahls um den Winkel  $\vartheta$  dazu geneigt ist. Für die Gesamtfeldstärke folgt somit

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_\vartheta(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{E}_{\text{hin}}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}_{\text{rück}}(\mathbf{r}, t) \\ &= \mathbf{E}(\mathbf{r}) \left( e^{-i(\omega t - kz)} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + e^{-i(\omega t + kz)} \begin{pmatrix} \cos \vartheta \\ \sin \vartheta \end{pmatrix} \right). \end{aligned} \quad (2.3)$$

Zerlegt man die Gesamtfeldstärke  $\mathbf{E}_\vartheta(\mathbf{r}, t)$  in einen  $(\sigma_+)$ - und einen  $(\sigma_-)$ -polarisierten Anteil, so erhält man

$$\mathbf{E}_\vartheta(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_{\vartheta, \sigma_+}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}_{\vartheta, \sigma_-}(\mathbf{r}, t) \quad (2.4)$$

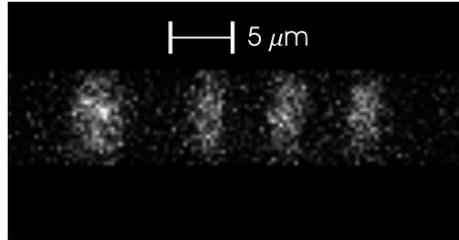
mit

$$\mathbf{E}_{\vartheta, \sigma_\pm}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) \cos(kz \pm \vartheta/2) \begin{pmatrix} \cos(\omega t \pm \vartheta/2) \\ \pm \sin(\omega t \pm \vartheta/2) \end{pmatrix}. \quad (2.5)$$

Die Gesamtintensität ist gegeben durch

$$\begin{aligned} I(\mathbf{r}) &= c\epsilon_0 \langle \mathbf{E}_\vartheta^2(\mathbf{r}, t) \rangle \\ &= c\epsilon_0 \mathbf{E}^2(\mathbf{r}) (\cos^2(kz + \vartheta/2) + \cos^2(kz - \vartheta/2)) \\ &= I_{\sigma_+} + I_{\sigma_-}. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Das Dipolpotential ist nach Abschnitt 1.2 proportional zur Intensität. Es lässt sich somit in zwei getrennte Potentiale unterschiedlicher zirkularer Polarisation zerlegen, die räumlich um  $\vartheta/k$  getrennt sind. Axial besitzen die beiden Dipolpotentiale eine periodische Struktur  $U_{\text{dip}, \sigma_\pm} \propto \cos^2(kz)$ , die jeweils ein eindimensionales optisches Gitter bildet. In radialer Richtung werden die Atome in einem gaußförmigen Potential eingeschlossen, das dem radialen Intensitätsprofil des Laserstrahls entspricht. Abbildung 2.1 zeigt die Aufnahme des Fluoreszenzlichtes von Atomen in der Dipolfalle, die mithilfe einer EMCCD-Kamera (vgl. Abschnitt 2.4) aufgenommen wurde.



**Abbildung 2.1:** Aufnahme von fünf Atomen in der Dipolfalle. Das durch die Beleuchtung mit dem Licht der optischen Melasse entstehende Fluoreszenzsignal der Atome wird hierbei mithilfe einer EMCCD-Kamera detektiert. Die beiden linken Atome befinden sich in benachbarten Potentialtöpfen und können deshalb optisch nicht voneinander getrennt werden. Das asymmetrische Fluoreszenzbild eines Atoms spiegelt den unterschiedlichen Einschluss in radialer und axialer Richtung wider.

## 2.2 Das zustandsselektive Dipolpotential

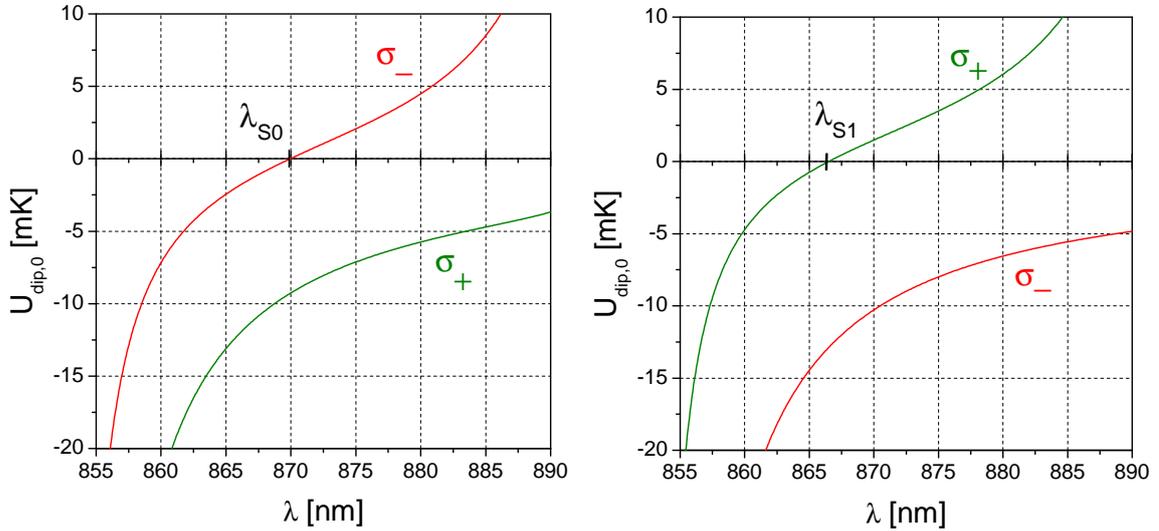
Im vorangehenden Abschnitt wurde das Dipolfallen-Potential in eine  $(\sigma_+)$ - und eine  $(\sigma_-)$ -Komponente zerlegt. Um ein zustandsselektives Dipolpotential erzeugen zu

können, müssen die atomaren Zustände und die Wellenlänge des Dipolfallenlasers derart gewählt werden, dass ein Atom möglichst nur durch eine der beiden Polarisationskomponenten beeinflusst wird und somit in nur einem der beiden Untergitter gefangen wird.

Nach Gleichung (1.10) setzt sich das Dipolpotential eines Atoms im Grundzustand hauptsächlich aus den Beiträgen des  $D_1$ - und des  $D_2$ -Übergangs zusammen. Abhängig vom Vorzeichen der Verstimmung von diesen Übergängen, handelt es sich entweder um ein anziehendes oder ein abstoßendes Potential. Für eine Wellenlänge zwischen der des  $D_1$ - und des  $D_2$ -Übergangs haben die Terme ein unterschiedliches Vorzeichen und können sich bei geeigneter Wahl der Wellenlänge für eine Polarisationskomponente gegenseitig aufheben. Die gewählten Zustände, die in Hinblick auf ihre spätere Verwendung bereits als Qubits bezeichnet werden, sind Unterzustände des  $(6S_{1/2})$ -Grundzustands von Cäsium und definiert durch

$$\begin{aligned} |0\rangle &\equiv |F = 3, m_F = -3\rangle \\ |1\rangle &\equiv |F = 4, m_F = -4\rangle . \end{aligned} \quad (2.7)$$

In einer Rechnung, die auch die Hyperfeinstruktur der angeregten atomaren Zustände berücksichtigt [18], wurde die Abhängigkeit des Dipolpotentials beider Zustände von der Wellenlänge berechnet. Dabei wurde eine Laserleistung von  $P_D = 3 \text{ W}$  und ein Fokus von  $\omega_0 = 20 \mu\text{m}$  angenommen. Das Ergebnis ist in Abbildung 2.2 zu sehen.



**Abbildung 2.2:** Dipolpotential in Abhängigkeit der Wellenlänge für ein Atom im Qubit-Zustand  $|0\rangle$  (links) und ein Atom im Qubit-Zustand  $|1\rangle$  (rechts), jeweils für eine Laserleistung von  $P_D = 3 \text{ W}$  und einen Fokus von  $\omega_0 = 20 \mu\text{m}$  (entnommen aus [18]).

Man erkennt, dass für beide Zustände jeweils genau eine Wellenlänge existiert, bei der der jeweilige Zustand nur an eine zirkuläre Komponente des Lichtfeldes koppelt.

Für den Zustand  $|0\rangle$  beträgt diese spezielle Wellenlänge  $\lambda_{S0} = 869,3 \text{ nm}$ . Bei dieser Wellenlänge koppelt der Zustand  $|0\rangle$  ausschließlich an  $(\sigma_+)$ -polarisiertes Licht, wohingegen sich das Dipolpotential des Zustands  $|1\rangle$  aus beiden Polarisationskomponenten zusammensetzt. Für den Fall  $\vartheta = n\pi$ , bei dem die beiden Untergitter exakt übereinander liegen gilt

$$U_{\text{dip}}(|0\rangle, \lambda_{S0}) = U_{\sigma_+} = -8,828 \text{ mK} , \quad (2.8)$$

$$U_{\text{dip}}(|1\rangle, \lambda_{S0}) = \frac{7}{8}U_{\sigma_-} - \frac{1}{8}U_{\sigma_+} = -8,851 \text{ mK} . \quad (2.9)$$

Bei der Wellenlänge  $\lambda_{S1} = 865,9 \text{ nm}$  hingegen koppelt der Zustand  $|1\rangle$  ausschließlich an  $(\sigma_-)$ -polarisiertes Licht. Hierbei gilt

$$U_{\text{dip}}(|0\rangle, \lambda_{S1}) = \frac{7}{8}U_{\sigma_+} + \frac{1}{8}U_{\sigma_-} = -12,851 \text{ mK} , \quad (2.10)$$

$$U_{\text{dip}}(|1\rangle, \lambda_{S1}) = U_{\sigma_-} = -12,883 \text{ mK} . \quad (2.11)$$

Obwohl der Anteil der jeweils ungewollten Polarisationskomponente bei beiden Wellenlängen nahezu identisch ist, ist die Wellenlänge  $\lambda_{S1}$  zur Erzeugung eines zustandsselektiven Potentials wegen einer bei gleicher Laserleistung größeren Falltiefe vorzuziehen. Bei allen im Folgenden beschriebenen Experimenten wurde der Dipolfallenlaser bei dieser Wellenlänge betrieben.

## 2.3 Experimentelle Realisierung des zustandsabhängigen Transports

In den vorangehenden Abschnitten wurde gezeigt, dass man mithilfe eines retroreflektierten Laserstrahls in der Lage ist, ein Lichtfeld zu erzeugen, welches man in zwei optische Gitter entgegengesetzt zirkularer Polarisation zerlegen kann. Durch geeignete Wahl der Laserwellenlänge kann man außerdem erreichen, dass ein Atom, das in einen Qubit-Zustand präpariert wurde, jeweils nur in einem dieser optischen Gitter gefangen wird. Durch eine Drehung der Polarisationsachse des linear polarisierten, retroreflektierten Laserstrahls ist es darüberhinaus möglich, die beiden Untergitter gegeneinander zu verschieben. Dies ermöglicht einen zustandsabhängigen Transport der darin gefangenen Atome.

### 2.3.1 Kontrolle der internen atomaren Zustände

Die Präparation eines Atoms in den Qubit-Zustand  $|1\rangle = |F = 4, m_F = -4\rangle$  erfolgt mittels optischen Pumpens. Hierzu wird ein  $(\sigma_-)$ -polarisierter Laser entlang der Dipolfallenachse eingestrahlt, der auf den  $(F = 4 \rightarrow F' = 4)$ -Übergang stabilisiert ist. Der Zustand  $|1\rangle$  ist für den Laser des optischen Pumpens ein sogenannter *Dunkelzustand*, d. h. ein in diesen Zustand relaxiertes Atom kann aufgrund von Auswahlregeln

nicht mehr durch das optische Pumpen angeregt werden. Das Atom verbleibt folglich in diesem Zustand.

Um auch Atome präparieren zu können, die sich zu Beginn im Zustand  $F = 3$  befinden bzw. solche, die in diesen Zustand relaxiert sind, wird zusätzlich ein ( $\sigma_-$ )-polarisierter Rückpumplaser eingesetzt. Dieser, auf dem ( $F = 3 \rightarrow F' = 4$ )-Übergang resonante Laser, wird ebenfalls entlang der Dipolfallenachse eingestrahlt und entvölkert den ( $F = 3$ )-Zustand. Durch eine geringfügige Defokussierung beider Strahlen gegenüber dem Aufenthaltsort der Atome wird verhindert, dass die retroreflektierten Anteile die Atome beeinflussen.

Die Präparation des Qubit-Zustands  $|0\rangle = |F = 3, m_F = -3\rangle$  wird durch Mikrowellenpulse realisiert. Hierzu muss das Atom zunächst in den Zustand  $|1\rangle$  gebracht werden. Um ausschließlich Übergänge in den Zustand  $|0\rangle$  zu induzieren wird ein homogenes Magnetfeld  $B$  angelegt, welches die Entartung der  $m_F$ -Niveaus aufhebt. Die Hyperfeinaufspaltung zwischen den Cäsium-Grundzuständen  $F = 3$  und  $F = 4$  beträgt  $\Delta_{\text{HFS}} = 9,193$  GHz. Durch das äußere Magnetfeld spalten die Hyperfeinzustände, wie in Abbildung 2.3 gezeigt, gemäß Gleichung (1.4) in die einzelnen Zeeman-Niveaus auf. Aufgrund der unterschiedlichen Landé-Faktoren der Hyperfeinzustände ( $g_{F=4} = 1/4$ ,  $g_{F=3} = -1/4$ ) weist der für die Präparation relevante Übergang zwischen den Qubit-Zuständen  $|1\rangle \leftrightarrow |0\rangle$  eine Übergangsfrequenz  $\omega_{\text{MW}}$  auf, die kleiner ist als die Übergangsfrequenz zwischen allen anderen Zeeman-Niveaus. Durch die Einstrahlung resonanter Mikrowellen mit Magnetfeldvektor  $\mathbf{B}_{\text{MW}}$  werden Rabi-Oszillationen der Frequenz  $\Omega_{\text{MW}}$  zwischen den Niveaus  $|1\rangle$  und  $|0\rangle$  induziert. Die Rabi-Frequenz ist dabei gegeben durch

$$\Omega_{\text{MW}} = -\frac{\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{B}_{\text{MW}}}{\hbar}. \quad (2.12)$$

Mittels einer geeigneten Dauer und Amplitude der Mikrowellenpulse ist es möglich, Atome in beliebige kohärente Überlagerungszustände der Form  $|\Psi\rangle = \alpha|1\rangle + \beta|0\rangle$  mit  $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$  zu versetzen.

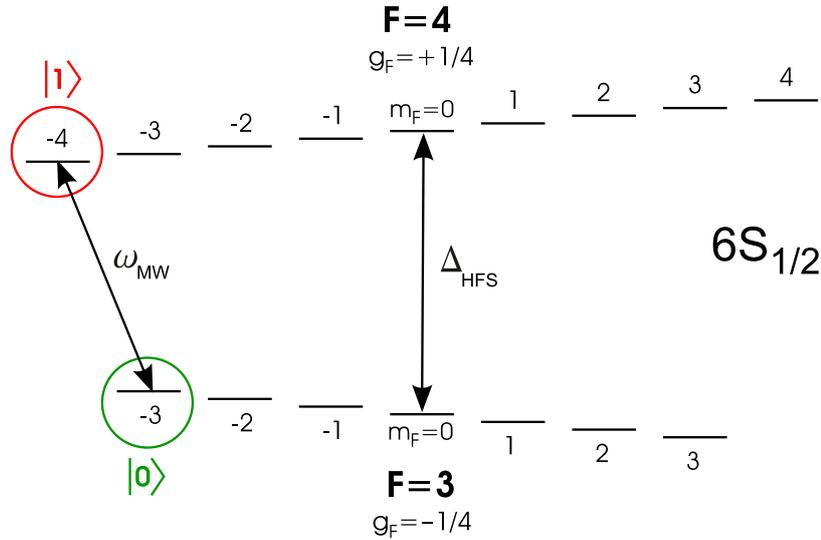
Zur Präparation des Zustands  $|0\rangle$  wird ein Mikrowellenpuls der Dauer  $\tau$  auf ein Atom eingestrahlt, das vorher mittels optischen Pumpens in den Zustand  $|1\rangle$  gebracht wurde. Dieser Mikrowellenpuls muss hierzu die Bedingung

$$\chi \equiv \int_0^\tau \Omega_{\text{MW}}(t) dt = \pi \quad (2.13)$$

erfüllen, weshalb man auch von einem  $\pi$ -Puls spricht. Zur Erzeugung eines symmetrischen Überlagerungszustands  $|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + i|1\rangle)$  wird ein  $\pi/2$ -Puls verwendet, für den entsprechend  $\chi = \pi/2$  gilt.

### Mikrowellen-Spektroskopie

Die Überprüfung der Genauigkeit der Zustandspräparation erfolgt anhand der Analyse von Mikrowellenspektren. Zur Aufnahme eines Mikrowellenspektrums wird das folgende Schema für verschiedene Mikrowellenfrequenzen wiederholt.

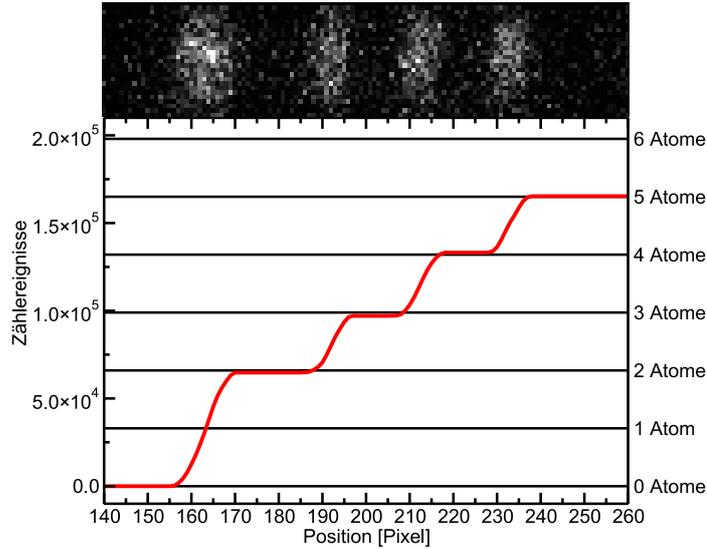


**Abbildung 2.3:** Zeeman-Aufspaltung der Hyperfein-Zustände des ( $6S_{1/2}$ )-Grundzustands von Cäsium. Einkreist sind die definierten Qubit-Zustände, die eine Übergangsfrequenz von  $\omega_{\text{MW}}$  aufweisen. Durch Einstrahlung resonanter Mikrowellenpulse ist es möglich Atome von einem in den anderen Qubit-Zustand zu transferieren.

Zunächst werden Atome in der MOT eingefangen und anschließend durch das Ausschalten des Gradientenfeldes in die Dipolfalle umgeladen. Danach wird die Anzahl der Atome  $N_i$  in der Dipolfalle bestimmt. Hierzu werden die Atome mit den Lasern der optischen Melasse beleuchtet und deren Fluoreszenzsignal mittels einer EMCCD-Kamera detektiert. Abbildung 2.4 zeigt den stufenförmigen Verlauf der Zählereignisse von wenigen Atomen in der Dipolfalle, der durch Aufintegration des Fluoreszenzsignals oberhalb eines zuvor bestimmten Untergrundes entsteht. Aus der Höhe der Stufen lässt sich unter der Annahme, dass jedes Atom einen nahezu identischen Beitrag zum Fluoreszenzsignal liefert, die Anzahl der im Detektionsbereich gefangenen Atome direkt bestimmen. Nach der Bestimmung der anfänglichen Atomzahl wird die Tiefe des Dipolfallenpotentials innerhalb von 100 ms reduziert. Um die Quantisierungsachse für das optische Pumpen zu definieren und einzelne Zeeman-Niveaus im Mikrowellenspektrum auflösen zu können, wird ein magnetisches Quantisierungsfeld  $\mathbf{B}_q$  der Stärke 1 G entlang der Dipolfallenachse angelegt.

Anschließend werden die Atome in den Zustand  $F = 4$  präpariert. Dies geschieht entweder durch das Einschalten des MOT-Rückpumpasers (resonant mit dem Übergang  $F = 3 \rightarrow F' = 4$ ) für eine Zeit von 5 ms, oder mittels optischen Pumpens mit eingeschaltetem Rückpump-Laser (vgl. Abschnitt 2.3.1).

Nach Einstrahlung eines Mikrowellenpulses mit festgelegter Dauer und Frequenz, wird die Anzahl der Atome bestimmt, die einen Mikrowellenübergang in den Zustand  $F = 3$  vollzogen haben. Für diese zustandsselektive Detektion werden alle im Zustand  $F = 4$  verbliebenen Atome durch den Strahlungsdruck des vertikalen Kühllaserstrahls (resonant mit dem Übergang  $F = 4 \rightarrow F' = 5$ ) aus der Dipolfalle entfernt.



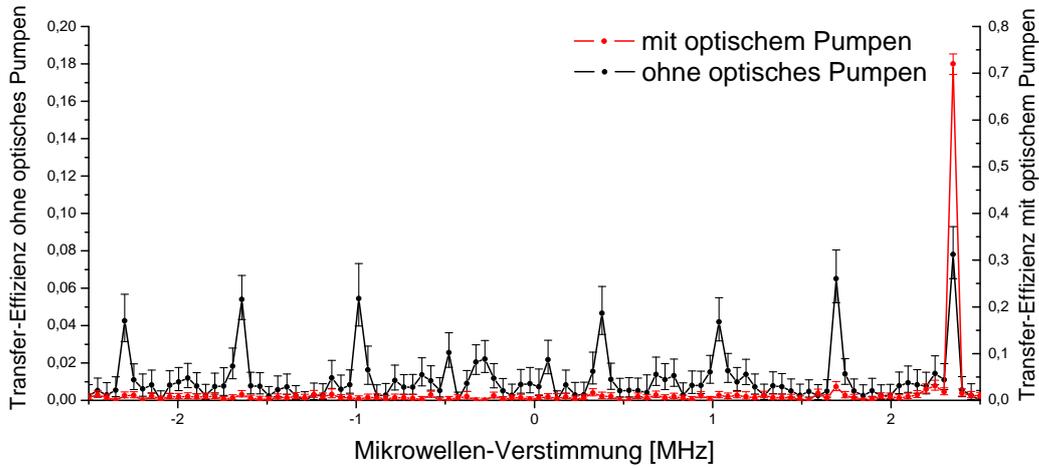
**Abbildung 2.4:** Durch die Aufintegration der Zählereignisse oberhalb eines zuvor bestimmten Untergrundes entlang der Dipolfallenachse entsteht ein stufenförmiger Verlauf. Unter der Annahme, dass jedes Atom einen nahezu identischen Beitrag zum Fluoreszenzsignal liefert, lässt die Anzahl der im Detektionsbereich gefangenen Atome direkt aus der Höhe der Stufen bestimmen.

Schließlich wird die Anzahl der verbliebenen Atome  $N_f$  bestimmt. Damit die Atome hierbei durch die Beleuchtung mit den Lasern der optischen Melasse nicht aus der Dipolfalle geheizt werden, wird die Tiefe der Dipolfalle wieder auf ihren anfänglichen Wert erhöht.

Die Absenkung des Dipolfallenpotentials war notwendig, um die Atome im Zustand  $F = 4$  möglichst vollzählig aus der Dipolfalle entfernen zu können. Die Präparation erfolgt in der abgesenkten Dipolfalle, um die zustandsabhängige Detektion unmittelbar danach durchführen zu können, was innerhalb der Kohärenzzeit geschehen muss. Andernfalls würde zwischen der Präparation und der zustandsabhängigen Detektion eine Zeit von 100 ms für die Absenkung des Dipolpotentials vergehen, in der sich die atomaren Zustände ändern können.

In Abbildung 2.5 sind zwei Mikrowellenspektren dargestellt, bei denen die Mikrowellenfrequenz im Bereich von 5 MHz um die zentrale Frequenz von 9,1926 GHz variiert wurde. Die aufgetragene Transfer-Effizienz ergibt sich aus dem Quotient  $N_f/N_i$ . Bei der in rot dargestellten Messung erfolgte die Zustandspräparation mittels optischen Pumpens. Hierbei werden die Atome durch den ( $\sigma_+$ )-polarisierten Laserstrahl, der resonant zum ( $F = 4 \rightarrow F' = 4$ )-Übergang ist, überwiegend in den Qubit-Zustand  $|1\rangle = |F = 4, m_F = 4\rangle$  gepumpt. Um die Aussage dieser Messung auf die Präparation der Qubit-Zustände zu übertragen, müsste lediglich das Magnetfeld umgepolt werden, sodass das optische Pumpen wie in Abschnitt 2.3.1 beschrieben erfolgt.

Bei der in schwarz dargestellten Messung wurden die Atome durch den MOT-Rückpump-Laser in den Zustand  $F = 4$  gebracht. In Abbildung 2.6 sind alle Mikrowel-

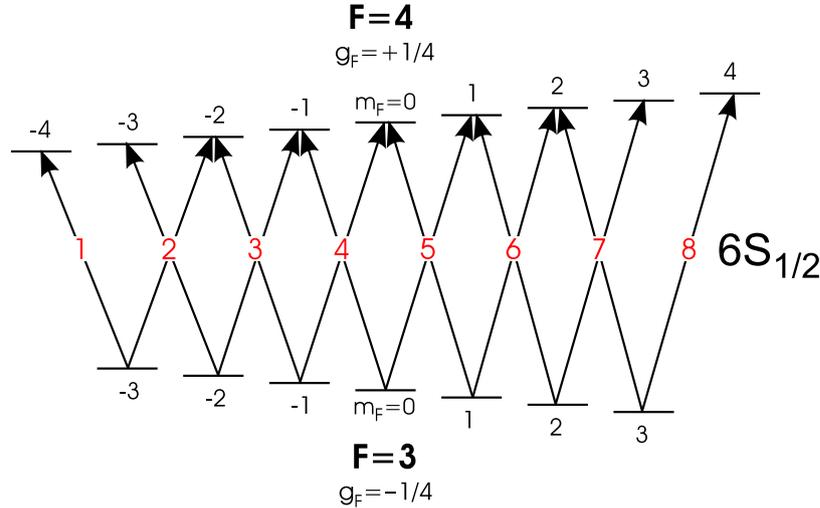


**Abbildung 2.5:** Mikrowellenspektrum mit und ohne optisches Pumpen. Die zentrale Frequenz der 20  $\mu\text{s}$  langen Mikrowellenpulse betrug 9,1926 GHz. Das angelegte Quantisierungsfeld hatte eine Stärke von  $B_q = 1$  G. Die Dipolfallenleistung wurde nach dem Ladevorgang von 200 mW auf 13,5 mW reduziert. Jeder der 100 Datenpunkte entspricht jeweils dem Mittel über drei Einzelmessungen. Die gezeigten Fehlergrenzen werden ausschließlich durch einen statistischen Fehler nach [19] bestimmt.

lenübergänge zwischen den Hyperfein-Grundzuständen mit zirkularer Polarisation dargestellt. Insgesamt existieren 14  $\sigma$ -Übergänge, von denen jedoch zwölf paarweise entartet sind. Folglich sind nur acht verschiedene Übergangsfrequenzen im Spektrum zu erkennen. Diese lassen sich eindeutig den acht im Mikrowellenspektrum erkennbaren Peaks zuordnen. Lediglich der Peak, der aus Übergängen  $m_F = 0 \rightarrow m'_F = 1$  und  $m_F = 1 \rightarrow m'_F = 0$  resultiert, weist eine Verformung auf. Da im Spektrum keine  $\pi$ -Übergänge sichtbar sind, kann man darauf schließen, dass das Magnetfeld der eingestrahlten Mikrowellen senkrecht auf der Quantisierungsachse steht.

Im Spektrum, bei dessen Aufnahme die Präparation mittels optischen Pumpens erfolgte, ist nur ein einziger dominanter Peak zu erkennen, der aus Übergängen vom Zustand  $|1\rangle = |F = 4, m_F = 4\rangle$  in den Zustand  $|0\rangle = |F = 3, m_F = 3\rangle$  resultiert. Die Tatsache, dass im Spektrum nur dieser Peak existiert, zeigt, dass das optische Pumpen zur Zustandspräparation mit einer hohen Zuverlässigkeit funktioniert. Die gemessene Transfer-Effizienz dieses Übergangs beträgt nur 72%. Die Ursachen hierfür lassen sich zum einen auf die geringe Auflösung von 50 kHz zurückführen, wodurch nur ein Messpunkt im relevanten Bereich liegt. Zum anderen existieren Mechanismen, die zwischen den Messungen von  $N_i$  und  $N_f$  zu einem Verlust von Atomen aus der Dipolfalle führen und somit die gemessene Transfer-Effizienz unabhängig vom optischen Pumpen reduzieren. Hierzu zählt der Verlust von Atomen während des Absenkens des Dipolfallenpotentials. Auch ohne die Anwendung von Mikrowellenpulsen verlassen allein durch das Absenken der Falltiefe 5% der Atome die Dipolfalle. Außerdem wur-

de beobachtet, dass auch Atome im Zustand  $F = 3$  während der zustandsselektiven Detektion aus der Dipolfalle entfernt werden.

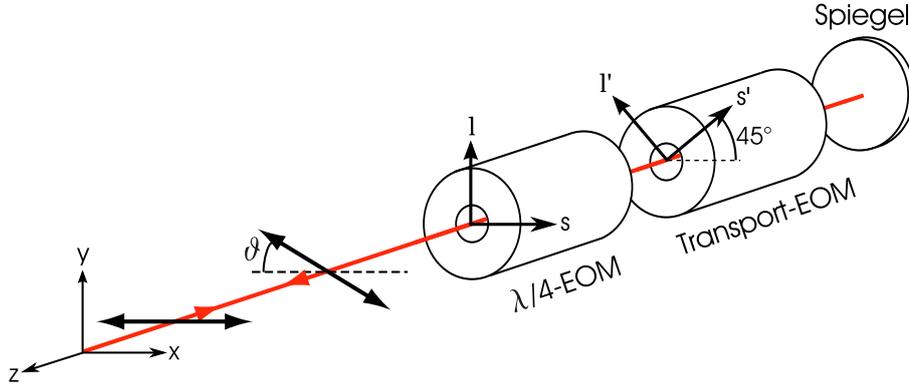


**Abbildung 2.6:** Mikrowellenübergänge zwischen den Hyperfein-Grundzuständen mit zirkularer Polarisation in einem externen Magnetfeld. Von insgesamt 14  $\sigma$ -Übergängen sind zwölf jeweils paarweise entartet, sodass acht  $\sigma$ -Übergänge mit unterschiedlicher Übergangsfrequenz existieren.

### 2.3.2 Drehung der Polarisation

Um die Polarisationsachse des retroreflektierten, linear polarisierten Dipolfallenstrahls um einen beliebigen Winkel  $\vartheta$  zu drehen, wird eine Anordnung bestehend aus zwei *elektrooptischen Modulatoren* (EOMs) eingesetzt. Diese ist in Abbildung 2.7 schematisch dargestellt. Die EOMs besitzen zwei ausgezeichnete Achsen, die senkrecht zu ihrer Transmissionsachse stehen. Licht, das parallel zur „schnellen“ Achse eines EOMs, im Folgenden als  $s$ -Achse bezeichnet, polarisiert ist, erfährt im EOM den kleinsten Brechungsindex. Licht, welches entlang der „langsamen“ ( $l$ -Achse) polarisiert ist, erfährt entsprechend den größten Brechungsindex. Hierdurch wird die Komponente des Lichtes, die entlang der  $l$ -Achse polarisiert ist, gegenüber der, die entlang der  $s$ -Achse polarisiert ist, verzögert. Diese Verzögerung basiert auf dem elektrooptischen Effekt und kann durch eine am EOM angelegte Spannung eingestellt werden. Der hinlaufende Laserstrahl verläuft entlang der  $z$ -Achse und besitzt eine lineare Polarisation entlang der  $s$ -Achse des ersten EOMs. Dieser wird so betrieben, dass die Phasenverzögerung zwischen den zwei ausgezeichneten Achsen entweder  $+\pi/2$  oder  $-\pi/2$  beträgt. Da dies genau dem Verhalten einer  $\lambda/4$ -Platte entspricht wird dieser EOM als  $\lambda/4$ -EOM bezeichnet.

Die Achsen des zweiten EOMs sind zu denen des ersten um einen Winkel von  $45^\circ$  gedreht. Der zweite EOM wird als Transport-EOM bezeichnet und induziert eine



**Abbildung 2.7:** Schematische Darstellung der experimentellen Anordnung zur Drehung der Polarisation des rücklaufenden Strahles (entnommen aus [20]). Mithilfe von zwei EOMs, einem  $\lambda/4$ -EOM und einem Transport-EOM, kann die Polarisationsachse des rücklaufenden Laserstrahls um einen Winkel  $\vartheta$  gegenüber der Polarisationsachse des einfallenden Strahls gedreht werden.

kontinuierlich einstellbare Phasendifferenz zwischen  $-\pi$  und  $\pi$ .

Zur Beschreibung der durch die EOMs induzierten Polarisationsdrehung bietet sich der Jones-Formalismus [21] an. In diesem Formalismus wird die Polarisation des hinlaufenden Laserstrahls in der  $xy$ -Ebene durch den Jones-Vektor

$$\mathbf{J}_{\text{hin}} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

dargestellt. Die Jones-Matrizen, die den Einfluss der beiden EOMs auf die Polarisation des transmittierten Laserstrahls beschreiben, haben die Form [22]

$$\mathbf{M}_{\lambda/4} = \begin{pmatrix} e^{i\delta(t)} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

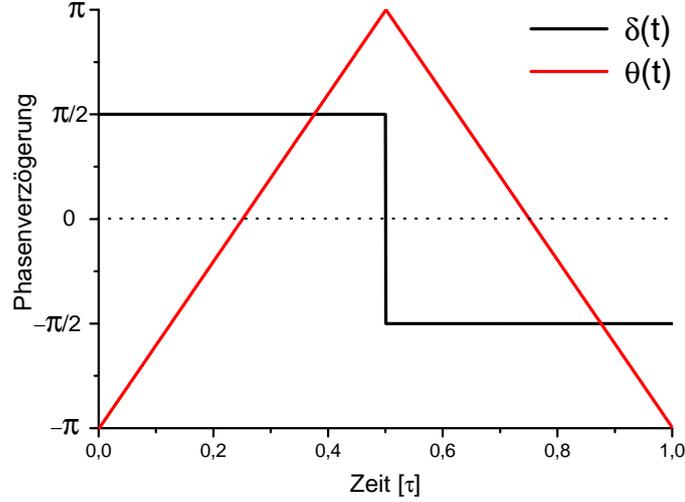
$$\mathbf{M}_{\text{Trans}} = \begin{pmatrix} \cos(\theta(t)/2) & i \sin(\theta(t)/2) \\ i \sin(\theta(t)/2) & \cos(\theta(t)/2) \end{pmatrix}. \quad (2.16)$$

$\delta(t)$  und  $\theta(t)$  bezeichnen die induzierten Phasenverzögerungen des  $\lambda/4$ - bzw. Transport-EOMs, deren zeitlicher Verlauf in Abbildung 2.8 für eine Schaltperiode  $\tau$  dargestellt ist. Nach zweimaligem Durchlaufen der in Abbildung 2.7 gezeigten Anordnung lässt sich der Polarisationsvektor des rücklaufenden Laserstrahls wie folgt schreiben

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_{\text{rück}} &= \mathbf{M}_{\lambda/4} \cdot \mathbf{M}_{\text{Trans}} \cdot \mathbf{M}_{\text{Trans}} \cdot \mathbf{M}_{\lambda/4} \cdot \mathbf{J}_{\text{hin}} \\ &= \begin{pmatrix} e^{2i\delta(t)} \cos(\theta(t)) \\ ie^{i\delta(t)} \sin(\theta(t)) \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Wie aus Abbildung 2.8 hervorgeht ist die Phasenverzögerung des  $\lambda/4$ -EOMs gegeben durch

$$\delta(t) = \begin{cases} +\pi/2 & \text{für } t < \tau/2 \\ -\pi/2 & \text{für } t \geq \tau/2 \end{cases} \quad (2.18)$$



**Abbildung 2.8:** Zeitlicher Verlauf der Phasenverzögerung des  $\lambda/4$ -EOMs  $\delta(t)$  und des Transport-EOMs  $\Theta(t)$  für eine Schaltperiode  $\tau$ . Innerhalb einer Schaltperiode können Atome in einem Qubit-Zustand um zwei Gitterplätze transportiert werden.

Der in Gleichung (2.17) auftretende Faktor  $e^{\pm i\pi} = \pm 1$  kann als globale Phase aus dem Jones-Vektor herausgezogen werden. Unter Ausnutzung von  $e^{\pm i\pi/2} = \pm i$  erhält man schließlich

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_{\text{rück}}(t) &= \begin{pmatrix} \cos(\theta(t)) \\ \sin(\theta(t)) \end{pmatrix} && \text{für } t < \tau/2, \\ \mathbf{J}_{\text{rück}}(t) &= \begin{pmatrix} \cos(-\theta(t)) \\ \sin(-\theta(t)) \end{pmatrix} && \text{für } t \geq \tau/2. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Der rücklaufende Strahl besitzt folglich eine lineare Polarisierung. Der Winkel, um den die lineare Polarisationsachse gegenüber der des einfallenden Strahls gedreht wurde, ist durch  $\vartheta(t) = \pm\theta(t)$  gegeben, wobei der Vorzeichenwechsel von plus nach minus zum Zeitpunkt  $t = t/2$  stattfindet. Innerhalb einer Schaltperiode wird  $\vartheta$  kontinuierlich von  $\vartheta = 0$  bis  $\vartheta = 4\pi$  erhöht, was einem Transport um zwei Gitterplätze entspricht (vgl. Abschnitt 2.1). Hier wird der Vorteil des  $\lambda/4$ -EOMs gegenüber einer einfachen  $\lambda/4$ -Platte deutlich. Diese besitzt eine feste Phasenverzögerung von  $\pi/2$  und würde die Drehung der Polarisierung auf den Bereich von 0 bis  $2\pi$  einschränken. Eine Erhöhung der angelegten Spannung am Transport-EOM könnte das zwar kompensieren, ist aus technischen Gründen aber nicht möglich (vgl. Abschnitt 2.4).

## 2.4 Der experimentelle Aufbau

In diesem Abschnitt werden die wichtigsten Komponenten des Hauptexperimentes beschrieben. Ihre Anordnung ist in Abbildung 2.9 schematisch dargestellt.

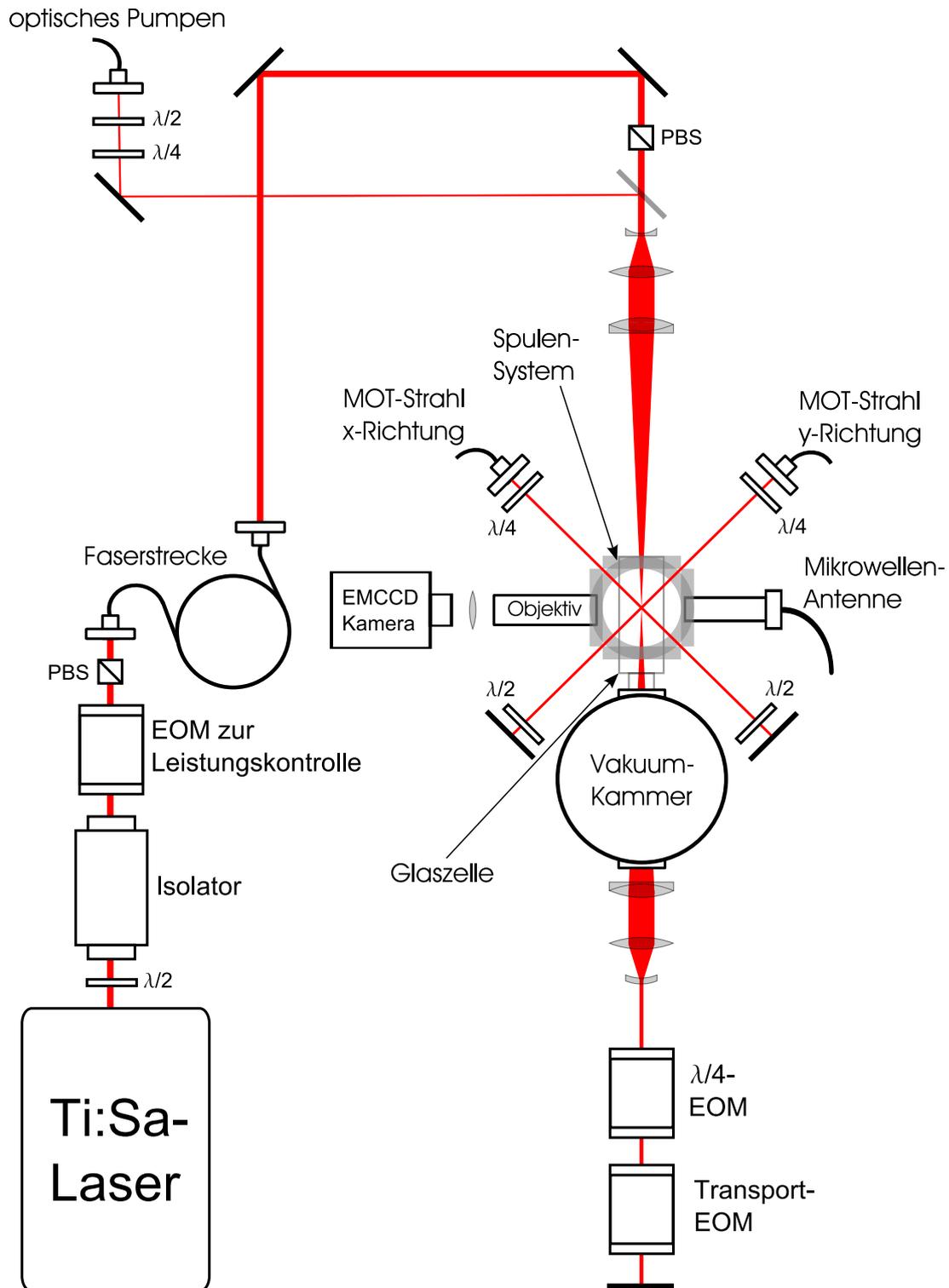


Abbildung 2.9: Schematischer Aufbau des Hauptexperimentes

**Dipolfalle** Zur Erzeugung der Dipolfalle wird ein Titan:Saphir-Laser<sup>1</sup> verwendet. Dieser wird von einem diodengepumpten, frequenzverdoppelten Nd:YVO<sub>4</sub> Laser<sup>2</sup> gepumpt. Die Wellenlänge des Titan:Saphir-Lasers ist über einen Bereich von 700 nm bis 1000 nm durchstimmbare. Bei der von uns verwendeten Wellenlänge  $\lambda_{S1} = 865,9$  nm besitzt der Laser eine maximale Ausgangsleistung von  $P_{\max} = 3,0$  W. Um den Laser vor Rückreflexen zu schützen durchläuft der Dipolfallenstrahl einen optischen Isolator<sup>3</sup>.

Anschließend durchläuft der nach dem Isolator linear polarisierte Dipolfallenstrahl einen EOM<sup>4</sup>. Mittels diesem lässt sich in Kombination mit einem polarisierenden Strahlteilerwürfel (engl. *polarizing beam splitter cube*, PBS) vor der Faserstrecke die Laserleistung am Ort der Atome kontrollieren. Ein zusätzlicher Regelkreis kompensiert die Intensitätsfluktuationen des Lasers. Der EOM wird durch einen Niederspannungstreiber<sup>5</sup> angesteuert, der eine Maximalspannung von 275 V bei einer Bandbreite von 7 MHz liefert.

Um die transversale Mode des Dipolfallenlaserstrahls auf die TEM<sub>00</sub>-Mode einzuschränken wird dieser durch eine polarisationserhaltende Glasfaser geleitet. Diese ist für hohe Leistungen spezifiziert und besitzt eine Transmission von 80%. Des Weiteren erhöht die Faser die Positionsstabilität des Dipolfallenstrahls, die insbesondere durch den EOM zur Leistungskontrolle verschlechtert wird. Eine Änderung der Strahlpolarisation sowie der Strahlposition vor der Faserstrecke wird durch diese in eine Intensitätsänderung übersetzt, die durch den beschriebenen Regelkreis kompensiert werden kann.

Das optische Gitter wird durch einen fokussierten gaußförmigen Laserstrahl erzeugt (vgl. Abschnitt 2.1). Die Fokussierung wird mit einem Linsensystem realisiert, das auf minimale Aberration optimiert wurde. Nachdem die Polarisationsachse des Laserstrahls durch einen PBS<sup>6</sup> definiert wurde, wird der Laserstrahl durch ein Teleskop mit einer Vergrößerung von  $v = 1,75$  aufgeweitet. Anschließend wird der Strahl durch eine Dublett-Linse<sup>7</sup> in die Glaszelle fokussiert. Im Fokus besitzt der Strahl einen aus dem Strahlengang berechneten Radius von  $\omega_0 \approx 20$   $\mu\text{m}$  und eine erwartete Aberration von weniger als  $\lambda/20$  über die gesamte Strahlfläche. Nach dem Durchlaufen der Glaszelle und des Fensters der Vakuumkammer wird der Strahl durch eine weitere Dublett-Linse<sup>8</sup> kollimiert. Ein Teleskop verkleinert den Strahlradius anschließend auf  $\omega_0 \approx 750$   $\mu\text{m}$ , um die nachfolgende EOM-Anordnung verlustfrei passieren zu können.

<sup>1</sup>Coherent, MBR-110

<sup>2</sup>Coherent, Verdi V-18,  $P_{\max} = 18$  W

<sup>3</sup>LINOS Photonics, FI-660/1100 8SI, Isolation >30 dB, Transmission >90%

<sup>4</sup>LINOS Photonics, LM 0202 P 10W IR

<sup>5</sup>Leysop, 250 series

<sup>6</sup>Glan Laser, Auslöschungsverhältnis  $< 5 \cdot 10^{-6}$

<sup>7</sup>Thorlabs, AC508-250-B

<sup>8</sup>Thorlabs, AC508-500-B

**EOMs zur Polarisationsdrehung** Die zur Polarisationsdrehung verwendeten EOMs<sup>9</sup> sind aus KD\*P-Kristallen aufgebaut. Sie besitzen eine Halbwellenspannung  $U_{\lambda/2}(866 \text{ nm}) \approx 620 \text{ V}$  und eine Apertur von 4 mm. Um ein möglichst schnelles Umschalten des  $\lambda/4$ -EOMs zu gewährleisten, wird ein Puls-Verstärker<sup>10</sup> verwendet, der eine Anstiegszeit von unter 50 ns aufweist. Der Transport-EOM wird über einen Hochspannungsverstärker<sup>11</sup> angesteuert, der eine Maximalspannung von  $\pm 700 \text{ V}$  erzeugt, was die induzierte Phasenverzögerung auf den Bereich von  $\theta = -\pi$  bis  $\theta = \pi$  einschränkt. Die Signalform, die den Verlauf der Phasenverzögerung durch den Transport-EOM bestimmt, wird durch einen an den Verstärker angeschlossenen Arbiträrgenerator<sup>12</sup> bereitgestellt.

**Vakuumsystem** Die von uns verwendete Vakuumkammer besteht aus einem speziellen Edelstahl<sup>13</sup>, der sich vor allem durch eine geringe magnetische Permeabilität  $\mu < 0,01 \text{ N/A}^2$  auszeichnet. Diese Eigenschaft ist für das Experiment besonders wichtig, da die vorgestellten Mikrowellen-Operationen sehr sensitiv auf Magnetfeldeinflüsse sind. An die Vakuumkammer ist sowohl ein Cäsium- als auch ein Rubidium-Reservoir angeschlossen, das die Atome für unsere Experimente bereitstellt. Das Rubidium-Reservoir wird jedoch in den aktuellen Experimenten nicht genutzt.

Der Enddruck in der Vakuumkammer liegt bei  $p < 10^{-11} \text{ mbar}$ . Dieser Druck wurde mithilfe einer Turbomolekular-Pumpe<sup>14</sup> erreicht und wird alleine durch eine Ionen-Getter-Pumpe<sup>15</sup> konstant gehalten. Bei Bedarf kann zusätzlich eine Titan-Sublimations-Pumpe<sup>16</sup> zugeschaltet werden. Der niedrige Enddruck ist notwendig um die gefangenen Cäsium-Atome von der Umwelt zu isolieren. Je höher der Druck in der Kammer ist, desto wahrscheinlicher sind Stöße mit Atomen des Hintergrundgases, was zu Heizprozessen und somit zum Verlust der Atome aus der Dipolfalle führen kann.

**Spulensystem** Das Spulensystem besteht aus insgesamt sechs Spulenpaaren. Ein Spulenpaar bilden die wassergekühlten MOT-Spulen, die in Anti-Helmholtz-Konfiguration betrieben werden und das für die MOT benötigte Quadrupolfeld erzeugen. Diese Spulen erzeugen ein Gradientenfeld von  $45,8 \text{ G/A}\cdot\text{cm}$  und können kurzzeitig einen Gradienten von  $600 \text{ G/cm}$  erzeugen. Zur Kompensation von Störmagnetfeldern, wie beispielsweise dem Erdmagnetfeld, stehen zusätzlich drei luftgekühlte Kompensationsspulenpaare in einer Helmholtz-Konfiguration zur Verfügung, die ein Magnetfeld von  $1,81 \text{ G/A}$  erzeugen. Ein wassergekühltes

---

<sup>9</sup>Lasermetrics, 3079-4FW(700-900)

<sup>10</sup>Quantum Technology, Starfire 3DM-PN-1.5kV-BIAS-DC

<sup>11</sup>Trek Inc., PZD700-H-SHV-CE-EX MIS

<sup>12</sup>Hewlett-Packard, 33120A

<sup>13</sup>Edelstahl 316L, teilweise 316LN

<sup>14</sup>Pfeiffer, TSU 071 E

<sup>15</sup>Varian, Vacion Plus 300 Starcell

<sup>16</sup>Varian, TSP 916-0050

Adressier-Spulenpaar erzeugt ein Gradientenfeld entlang der Dipolfallenachse von  $2,8 \text{ G/A}\cdot\text{cm}$ , und sorgt dafür, dass jeder Gitterplatz eine andere Mikrowellen-Übergangsfrequenz zwischen den Qubit-Zuständen aufweist und somit Atome separat adressiert werden können. Hierdurch können Qubit-Operationen positionsabhängig durchgeführt werden. Schließlich beinhaltet das Spulensystem noch ein sogenanntes Offset-Spulenpaar. Dieses ebenfalls wassergekühlte Spulenpaar erzeugt ein homogenes Magnetfeld der Stärke  $7,5 \text{ G/A}$  entlang der Dipolfallenachse und dient dazu, ein starkes Quantisierungsfeld zu erzeugen, um den Einfluß von Störmagnetfeldern senkrecht zum Magnetfeldgradienten zu minimieren.

**Magnetooptische Falle** Die Strahlen für die MOT werden auf einem separaten optischen Tisch durch zwei Diodenlaser in Littrow-Konfiguration erzeugt, die eine maximale Ausgangsleistung von  $150 \text{ mW}$  aufweisen. Mittels zweier Polarisationspektroskopien werden die Frequenzen der Laser auf Cäsium-Übergänge stabilisiert. Der Rückpumplaser wird dabei auf den  $(F = 3 \rightarrow F' = 4)$ -Übergang stabilisiert (vgl. Abschnitt 1.1). Der Kühllaser wird zunächst auf eine sogenannte *Crossover-Linie* zwischen dem  $(F = 4 \rightarrow F' = 3)$ - und dem  $(F = 4 \rightarrow F' = 5)$ -Übergang stabilisiert, deren Frequenz  $226 \text{ MHz}$  unterhalb der des Kühlübergangs  $F = 4 \rightarrow F' = 5$  liegt. Mithilfe eines zweifach durchlaufenen *akustooptischen Modulators*<sup>17</sup> (AOMs) wird die Frequenz des Kühllasers anschließend in die Nähe des Kühlübergangs verschoben. Über drei polarisationserhaltende Fasern gelangen die MOT-Strahlen auf den optischen Tisch des Hauptexperiments, wobei der Rückpumplaser in der Faser des vertikalen MOT-Strahls geführt wird. Durch  $\lambda/4$ -Plättchen hinter den Faserauskopplern wird die zirkulare Polarisation der hinlaufenden MOT-Strahlen erzeugt. Die entgegengesetzt zirkulare Polarisation der rücklaufenden Strahlen wird durch die hinter der Glaszelle positionierten  $\lambda/2$ -Platten erreicht, die zweifach durchlaufen werden.

**Optisches Pumpen** Zur Erzeugung des Laserstrahls für das in Abschnitt 2.3.1 beschriebene optische Pumpen wird derselbe Diodenlaser verwendet, der für die Kühlübergänge in der MOT eingesetzt wird. Die Frequenz dieses Lasers liegt nach zweimaligem Durchlaufen des AOMs ca.  $25 \text{ MHz}$  über der des für das optische Pumpen benötigten  $(F = 4 \rightarrow F' = 4)$ -Übergangs. Diese Verstimmung wird durch die AC-Stark-Verschiebung der Dipolfalle kompensiert, sodass die Übergangsfrequenzen aller Zeeman-Niveaus weniger als eine Linienbreite von der Frequenz des Lasers entfernt sind. Durch eine optische Faser gelangt der Laserstrahl auf den Haupttisch und wird dort mithilfe eines Strahlteiler-Plättchens mit dem Dipolfallenstrahl vor Eintritt in die Glaszelle überlagert.

Der Prozess des optischen Pumpens ist extrem sensitiv auf die Polarisation des Lichtfeldes. Um zu gewährleisten, dass der Laserstrahl eine möglichst reine zirkulare Polarisation aufweist, wird die Polarisationsänderung, die das Strahl-

<sup>17</sup>AA Sa, MT200-A0,5-IR

teilerplättchen verursacht, durch eine Kombination aus einer  $\lambda/4$ - und einer  $\lambda/2$ -Platte kompensiert.

**Die Abbildungsoptik** Zum Einfangen des Fluoreszenzlichtes der Atome wird ein eigens für diese Zwecke entworfenes Objektiv verwendet [23]. Dieses Abbildungsobjektiv besitzt eine Brennweite von  $f_{\text{obj}} = 36$  mm und eine numerische Apertur von  $\text{NA} = 0,29$ . Durch eine Linse mit einer Brennweite von  $f = 2$  m wird das Fluoreszenzlicht auf den Chip einer EMCCD-Kamera<sup>18</sup> (engl. *electron-multiplying charge coupled device*) fokussiert. Hieraus resultiert eine Vergrößerung des Abbildungssystems von  $v = 55,7$ , was einem Abbildungsmaßstab von 1,48 Pixeln pro Potentialtopf der Dipolfalle entspricht. Vor dem CCD-Chip der Kamera befindet sich ein Bandpassfilter<sup>19</sup>, dessen zentrale Transmissionswellenlänge bei  $\lambda_c = 850,5$  nm liegt. Seine Spektrale Breite beträgt  $\Delta\lambda = 5$  nm, sodass Streulicht des Dipolfallenlasers durch den Filter eine Abschwächung von 37 dB erfährt. Licht im optischen Bereich wird um mehr als 40 dB abgeschwächt. Mithilfe dieses Bandpassfilters wird sichergestellt, dass ausschließlich das Fluoreszenzlicht der Atome auf den Kamera-Chip gelangt. Der CCD-Chip besteht aus  $512 \times 512$  Pixeln mit einer Größe von jeweils  $16 \times 16 \mu\text{m}^2$ . Bei einer Chip-temperatur von  $-20^\circ\text{C}$  liegt die spezifizierte Quanteneffizienz von Photonen der Wellenlänge  $\lambda_{D2} = 852,3$  nm bei  $\eta = 38\%$ .

**Die Mikrowellenanordnung** Um Mikrowellenpulse zur kohärenten Manipulation der Qubit-Zustände zu erzeugen, werden die Signale einer Festfrequenzquelle<sup>20</sup> und eines Vektorgenerators<sup>21</sup> gemischt. Beide Geräte werden auf die Referenzfrequenz eines Rubidiumstandards<sup>22</sup> stabilisiert. Die Festfrequenzquelle liefert eine Frequenz von 9,04 GHz und wird über einen Einseitenband-Upconverter<sup>23</sup> mit der variablen Frequenz des Vektorgenerators von ca. 150 MHz gemischt. Während die Trägerfrequenz und das untere Seitenband unterdrückt werden, wird das obere Seitenband anschließend auf ca. 12,5 W verstärkt und über eine Hohlleiterantenne senkrecht zur Dipolfallenachse in das Experiment eingestrahlt.

---

<sup>18</sup> ANDOR iXon DV887DCS

<sup>19</sup> Dr. Hugo Anders GmbH

<sup>20</sup> Miteq, PLDRO-10-09040-3-15P

<sup>21</sup> Agilent, E4432B

<sup>22</sup> Stanford Research Systems, PRS10

<sup>23</sup> Miteq, SSM0812LCCDC

# 3 Die Raman-Seitenbandkühlung

Atome, die aus der MOT in die Dipolfalle umgeladen werden, besitzen eine thermische Energieverteilung, bei der im Allgemeinen nicht die niedrigsten Energieniveaus des Fallenpotentials besetzt werden. Oftmals ist jedoch die Besetzung des niedrigsten Energieniveaus für die Realisierung fortgeschrittener Anwendungen des zustandsabhängigen Transports, darunter die Verschränkung von Atomen mittels sogenannter *kalter Kollisionen*, essenziell. Des Weiteren bietet die Besetzung der niedrigsten Vibrationsniveaus durch eine zusätzliche Kühlung der Atome in der Dipolfalle zahlreiche Vorteile für das Experiment.

Zum einen können die Experimente mit geringeren Fallentiefen durchgeführt werden, weshalb die Intensität des Dipolfallenlasers reduziert und somit die spontane Streurrate der Atome verringert werden kann. Dies führt zur Verringerung der Wahrscheinlichkeit für unerwünschte atomare Zustandsänderungen und somit zu längeren longitudinalen Kohärenzzeiten. Zusätzlich ermöglicht die Reduzierung der Dipolfallenleistung eine Verringerung der differentiellen Lichtverschiebung atomarer Zustände, wodurch schmalere Übergangslinienbreiten erreicht werden können.

Zum anderen ermöglicht die Kühlung der Atome in das niedrigste Energieniveau eine bessere räumliche Lokalisierung, was vor allem für individuelle, positionsabhängige Manipulationen der internen Zustände von Atomen in Anwesenheit von magnetischen Feldgradienten von Vorteil ist [24].

Die Raman-Seitenbandkühlung [25, 26] bietet eine Möglichkeit, die thermisch verteilten Atome in der Dipolfalle zu kühlen, in einer Richtung sogar in den Grundzustand des Potentials.

## 3.1 Vibrationsniveaus von Atomen in der Dipolfalle

### 3.1.1 Lage der Vibrationsniveaus

Innerhalb einer Mulde des Dipolpotentials führen die darin gefangenen Atome eine Oszillationsbewegung aus. Zur Charakterisierung dieser räumlichen Oszillation lässt sich das Potential einer stehenden Dipolfalle in erster Näherung durch das eines harmonischen Oszillators beschreiben.

Unter Vernachlässigung der Guoy-Phase und der Krümmung der Wellenfronten lässt sich nach Abschnitt 2.1 das Dipolpotential eines Atoms in einer stehenden Welle schreiben als

$$U(\rho, z) = U_0 \frac{\omega_0^2}{\omega(z)^2} e^{-\frac{2\rho^2}{\omega(z)^2}} \cos^2(kz) , \quad (3.1)$$

wobei die maxiale Falltiefe  $U_0$  durch das in Abschnitt 1.2 beschriebene Dipolpotential gegeben ist. Entwickelt man diesen Ausdruck sowohl für  $\rho$  als auch für  $z$  in eine Taylor-Reihe um die Gleichgewichtslage  $z = \rho = 0$ , so erhält man

$$U(z = 0, \rho) \approx U_0 \left[ 1 - \frac{2}{\omega_0^2} \rho^2 + \mathcal{O}(\rho^4) \right] \quad (3.2)$$

$$U(z, \rho = 0) \approx U_0 \left[ 1 - \left( k^2 + \frac{1}{z_r^2} \right) z^2 + \mathcal{O}(z^4) \right], \quad (3.3)$$

wobei  $z_r$  die Rayleigh-Länge bezeichnet. Ein Vergleich mit dem Potential eines harmonischen Oszillators

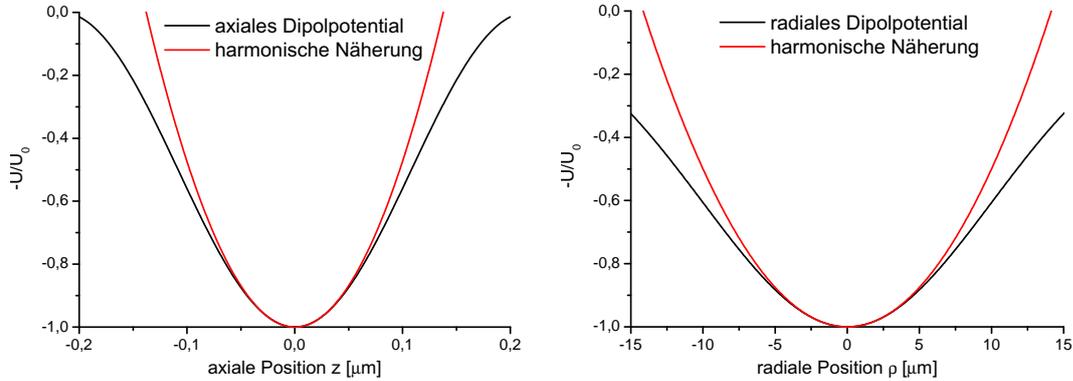
$$V_{\text{HO}}(x) = -V_0 + \frac{1}{2} m \Omega_x^2 x^2 \quad (3.4)$$

ergibt für  $k^2 \gg \frac{1}{z_r^2} = \frac{4}{k^2 \omega_0^4}$  die radiale und axiale Fallenfrequenz [27]

$$\Omega_{\text{rad}} \equiv \sqrt{\frac{4|U_0|}{m\omega_0^2}} \quad (3.5)$$

$$\Omega_{\text{ax}} \equiv \sqrt{\frac{2k^2|U_0|}{m}}. \quad (3.6)$$

In Abbildung 3.1 sind die Verläufe des axialen und radialen Dipolpotentials zusammen mit der jeweiligen harmonischen Näherung dargestellt. Anhand dieser lässt sich erkennen, dass in beiden Fällen die harmonische Näherung nur für kalte Atome angewendet werden kann, deren Energie nahe dem Potentialminimum ist.

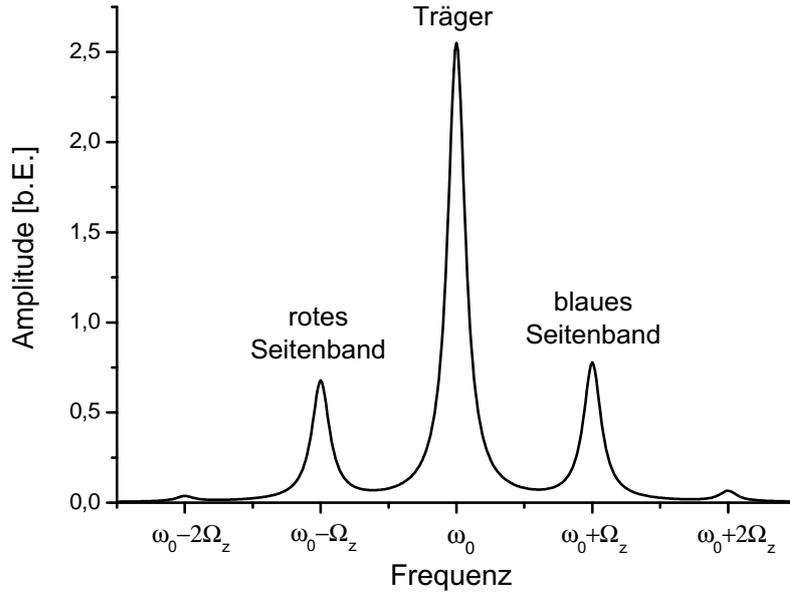


**Abbildung 3.1:** Vergleich des axialen und radialen Dipolpotentials mit der jeweiligen harmonischen Näherung.

Die quantisierten Energieeigenwerte eines Atoms in diesem Potential werden Vibrationsniveaus genannt und werden durch die Vibrationsquantenzahl  $n_z$  charakterisiert. Sie besitzen die Form

$$E_{n_z} = \left( n_z + \frac{1}{2} \right) \hbar \Omega_z. \quad (3.7)$$

Im Folgenden steht  $\Omega_z$  allgemein für eine Fallenfrequenz und kann somit sowohl die radiale als auch die axiale Oszillationsfrequenz von Atomen in der Dipolfalle bezeichnen. Die Vibrationsquantenzahl eines Freiheitsgrades  $n_z$  wird im weiteren Verlauf der Arbeit aufgrund besserer Übersichtlichkeit ohne den dazugehörigen Index  $z$  angegeben.



**Abbildung 3.2:** Seitenbandspektrum eines Zwei-Niveau-Atoms in einem harmonischen Potential für  $\Gamma = 0,1\Omega_z$ , ein Ausgangsvibrationsniveau von  $n = 5$  und  $\sqrt{\hbar\omega_0^2/2m\Omega_z c^2} = 0,2$  (siehe Abschnitt 3.1.2). Neben dem reinen atomaren Übergang existieren Übergänge, bei denen sich zusätzlich die Vibrationsquantenzahl ändert. Übergänge, bei denen sich die Vibrationsquantenzahl um eins verringert, tragen zum ersten roten Seitenband bei. Übergänge, bei denen sich die Vibrationsquantenzahl um eins erhöht, bilden das erste blaue Seitenband.

In Abbildung 3.2 ist das Frequenzspektrum eines Zwei-Niveau-Atoms in einem harmonischen Potential dargestellt. Bei der sogenannten *Trägerfrequenz*  $\omega_0$  befindet sich die Absorptionslinie eines reinen atomaren Übergangs  $|g, n\rangle \rightarrow |e, n\rangle$ , umgeben von Seitenbändern, die durch vibrationsniveauändernde Übergänge  $|g, n\rangle \rightarrow |e, n + l\rangle$  entstehen. Vibrationsübergänge  $|n\rangle \rightarrow |n - 1\rangle$  bilden das sogenannte erste *rote Seitenband*, Übergänge der Form  $|n\rangle \rightarrow |n + 1\rangle$  bilden das erste *blaue Seitenband*.

Die Frequenz des  $l$ -ten Seitenbands ist gegeben durch  $\omega_l = \omega_0 + l\Omega_z$ , dessen Amplitude wird durch das Betragsquadrat der Übergangsmatrixelemente bestimmt (vgl. Abschnitt 3.1.2).

Hierbei ist zu beachten, dass die Gesamtabsorption gegenüber einem freien Atom unverändert bleibt und sich lediglich auf Träger und Seitenbänder verteilt.

### 3.1.2 Übergänge zwischen Vibrationsniveaus

Das Übergangsmatrixelement zu einem durch Licht mit dem Wellenvektor  $\mathbf{k}$  induzierten Übergang vom Vibrationsniveau  $n$  in ein Vibrationsniveau  $n'$  ist gegeben durch [28]

$$A_{n \rightarrow n'} = \langle n' | e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{z}} | n \rangle . \quad (3.8)$$

Der Ortsoperator  $\mathbf{z}$  in Gleichung (3.8) lässt sich im Operatorformalismus mithilfe der Auf- und Absteigeoperatoren  $\hat{a}^\dagger$  und  $\hat{a}$  darstellen als

$$\mathbf{z} = z_0(\hat{a} + \hat{a}^\dagger)\mathbf{e}_z , \quad (3.9)$$

wobei  $z_0$  die räumliche Ausdehnung des Oszillatorgrundzustandes angibt. Diese ist gegeben durch

$$z_0 \equiv \sqrt{\frac{\hbar}{2m\Omega_z}} . \quad (3.10)$$

Die explizite Form der Wellenfunktionen eines harmonischen Oszillators im Vibrationszustand  $|n\rangle$  lautet [13]

$$|n\rangle = (2^n n! \sqrt{\pi})^{1/2} \exp\left(-z^2 \frac{m\Omega_z}{2\hbar}\right) \cdot H_n \left[ \sqrt{\frac{m\Omega_z}{\hbar}} z \right] , \quad (3.11)$$

wobei  $H_n$  das Hermite-Polynom  $n$ -ter Ordnung ist.

Mithilfe der Gleichungen (3.11), (3.8) und (3.9) ergibt sich ein analytischer Ausdruck für die Übergangsmatrixelemente zu [13]

$$A_{n \rightarrow n'} = \exp\left(-\frac{(k_z z_0)^2}{2}\right) \sqrt{\frac{(n_<)!}{(n_>)!}} (ik_z z_0)^{\Delta n} L_{n_<}^{\Delta n} [(k_z z_0)^2] . \quad (3.12)$$

Hierbei bezeichnen  $n_<$  und  $n_>$  das Minimum bzw. das Maximum von  $n$  und  $n'$ ,  $\Delta n \equiv |n - n'|$  und  $L_m^a$  das generalisierte Laguerre-Polynom. Die Projektion des Wellenvektors auf die Oszillationsachse ist durch  $k_z$  gegeben.

#### Das Lamb-Dicke-Regime

Die Kopplungsstärke zweier Vibrationsniveaus kann durch den sogenannten *Lamb-Dicke-Parameter*  $\eta$  quantifiziert werden. Dieser ist definiert als

$$\eta \equiv k_z z_0 = \sqrt{\frac{E_{\text{rec}}}{\Delta E_n}} . \quad (3.13)$$

Hierbei bezeichnet  $E_{\text{rec}} = (\hbar k_z)^2 / 2m$  die Rückstoßenergie, die das Atom durch die Absorption oder Emission eines Photons erhält. Je größer das Verhältnis dieser Rückstoßenergie zur Energiedifferenz benachbarter Vibrationsniveaus  $\Delta E_n = \hbar\Omega_z$  ist, desto

wahrscheinlicher ist eine durch das Photon induzierte Änderung des Vibrationsniveaus.

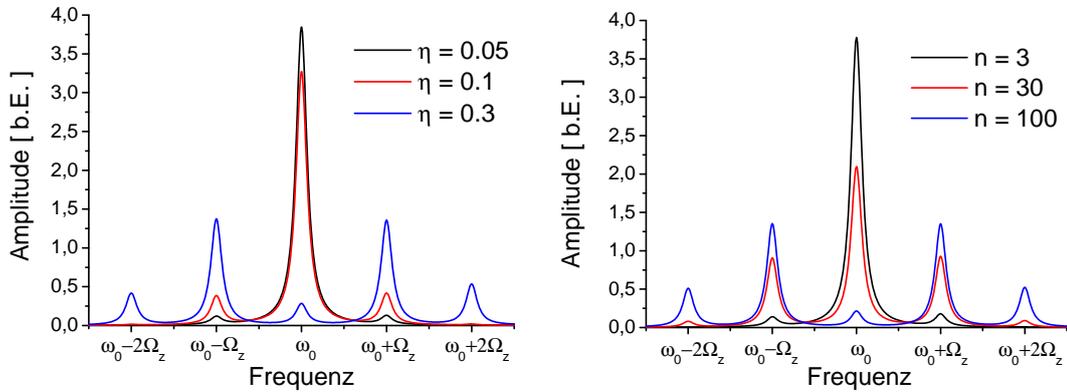
Die daraus resultierende Abhängigkeit des Seitenbandspektrums vom Lamb-Dicke-Parameter wird durch Abbildung 3.3(a) illustriert, in der exemplarisch das Seitenbandspektrum eines Atoms im Vibrationsniveau  $n = 10$  für verschiedene  $\eta$  dargestellt ist. Mit steigendem  $\eta$  nimmt die Anregungswahrscheinlichkeit in die höheren Seitenbänder zu, während gleichzeitig die Wahrscheinlichkeit für die Übergänge der Trägerfrequenz  $\omega_0$  abnimmt.

Das sogenannte *Lamb-Dicke-Regime* ist definiert durch die Bedingung

$$\eta \ll 1 .$$

In diesem Bereich ist die Änderung des Vibrationsniveaus durch die Emission oder Absorption eines Photons mit Wellenvektor  $k$  sehr unwahrscheinlich, weshalb die Seitenbänder für einen Lamb-Dicke-Parameter von  $\eta = 0,05$  fast vollständig unterdrückt sind (vgl. Abbildung 3.3(a)).

Es ist jedoch zu beachten, dass der Lamb-Dicke-Parameter zur Charakterisierung des Seitenbandspektrums nicht ausreichend ist. Zur Illustration dieses Sachverhaltes ist in Abbildung 3.3(b) das Seitenbandspektrum für verschiedene Ausgangsvibrationszustände  $n$ , aber festem  $\eta = 0,1$ , dargestellt. Anhand dieser lässt sich erkennen, dass die Seitenbänder für höheres  $n$  deutlich ausgeprägter sind, obwohl weiterhin das Kriterium des Lamb-Dicke-Regimes erfüllt ist.



**Abbildung 3.3:** Seitenbandspektrum für den Fall aufgelöster Seitenbänder, mit  $\Gamma = 0,1 \cdot \Omega_z$ . Links sind die Seitenbandspektren für verschiedene Lamb-Dicke-Parameter  $\eta$  und festes Vibrationsniveau  $n = 10$  gezeigt. Rechts die sind Seitenbandspektren für verschiedene Vibrationsniveaus  $n$ , aber festem Lamb-Dicke-Parameter  $\eta = 0,1$ , dargestellt.

Durch die Einführung des Lamb-Dicke-Parameters lässt sich die Gleichung (3.12) schreiben als

$$A_{n \rightarrow n'} = \exp\left(-\frac{\eta^2}{2}\right) \cdot \sqrt{\frac{(n_{<})!}{(n_{>})!}} \cdot (i\eta)^{\Delta n} \cdot L_{n_{<}}^{\Delta n}[\eta^2] . \quad (3.14)$$

Im Lamb-Dicke-Regime vereinfacht sich diese Gleichung zu

$$A_{n \rightarrow n'} \approx \sqrt{\frac{(n_{>})! (i\eta)^{\Delta n}}{(n_{<})! \Delta n!}}. \quad (3.15)$$

Durch diese Vereinfachung hat die Kopplung an das erste rote und das erste blaue Seitenband die kompakte Form

$$\begin{aligned} A_{n \rightarrow n-1} &= i\eta\sqrt{n} \\ A_{n \rightarrow n+1} &= i\eta\sqrt{n+1}. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Aus dieser Form lässt sich unmittelbar schließen, dass die Kopplung an das blaue Seitenband für alle Ausgangsvibrationsniveaus höher ist als an das rote. Folglich führen spontane Streuprozesse im Mittel immer zu einer Heizung von Atomen in der Dipolfalle.

### 3.1.3 Messung der Oszillationsfrequenzen

Zur Messung der Oszillationsfrequenzen wird die Tiefe des Dipolpotentials moduliert. Gilt für die Frequenz dieser Modulation  $f_{\text{mod}} = 2\Omega_z$ , so werden die Atome in der Dipolfalle parametrisch angeregt [29]. Diese Anregung kann durch eine Absenkung der Falltiefe in einen Verlust der heißen Atome „übersetzt“ werden.

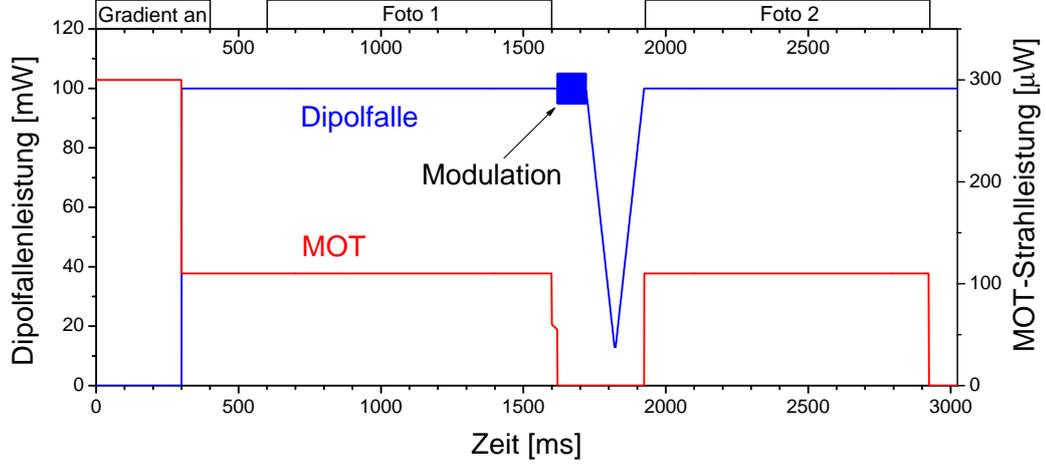
Die verwendete experimentelle Sequenz ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Zunächst werden die Atome in der MOT gefangen und durch Ausschalten des Magnetfeldes in die Dipolfalle umgeladen. Anschließend wird ein Foto aufgenommen, um die anfängliche Anzahl  $N_i$  der Atome in der Dipolfalle zu bestimmen (vgl. Abschnitt 2.3.1). Zur Kühlung der Atome bleiben die Strahlen der optischen Melasse für weitere 20  $\mu\text{s}$  angeschaltet, während die Frequenz des Kühllasers kontinuierlich verringert wird.

Um die Atome parametrisch anzuregen wird die Dipolfallenintensität mithilfe eines EOMs moduliert, der zur Leistungskontrolle verwendet wird. Die Modulation der Intensität wird hierbei beschrieben durch

$$I(t) = I_0 \left( 1 + M \sin \left[ 2\pi \left( f_{\text{mod}} t + \frac{f_{\text{low}}^2 - f_{\text{mod}}^2}{4n_{\text{osc}}} t^2 \right) \right] \right). \quad (3.17)$$

Aufgrund der Anharmonizität des Dipolpotentials (vgl. Abbildung 3.1) sind die Oszillationsfrequenzen der heißeren Atome kleiner als die der kälteren. Um diesen Effekt während der parametrischen Anregung der Atome zu berücksichtigen, wird die Modulationsfrequenz während einer Messsequenz linear von  $f_{\text{mod}}$  nach  $f_{\text{low}} = 0,95 \cdot f_{\text{mod}}$  verringert. Die Dauer der Modulation wird hierbei derart eingestellt, dass die Anzahl der Modulationsperioden für alle gemessenen Modulationsfrequenzen  $n_{\text{osz}} = 2000$  beträgt. Für die Messung wurde ein Modulationsgrad  $M = 0,1$  verwendet.

Um festzustellen, wie viele Atome parametrisch angeregt wurden, werden diese aus der Falle entfernt. Hierzu wird die Dipolfallenleistung  $P_D$  innerhalb von 100  $\mu\text{s}$  von



**Abbildung 3.4:** Experimentelle Sequenz zur Messung der Oszillationsfrequenzen.

101 mW auf 13 mW linear reduziert. Für die darauf folgende Bestimmung der Anzahl verbliebener Atome  $N_f$  wird die Dipolfallenleistung wieder auf ihren ursprünglichen Wert erhöht und ein zweites Foto aufgenommen. Dieser Prozess wird für verschiedene Modulationsfrequenzen  $f_{\text{mod}}$  wiederholt. Es lässt sich somit ein Spektrum aufnehmen, bei dem die Überlebenswahrscheinlichkeit  $N_i/N_f$  für verschiedene Modulationsfrequenzen gemessen wird. Abbildung 3.5 zeigt die Ergebnisse der Messung für die axiale und radiale Oszillationsfrequenz. Der Wert eines Datenpunktes ergibt sich aus der Mittelung über 5 Einzelmessungen. Deren Standardabweichung vom Mittelwert bestimmt die aufgetragenen Fehlerbalken.

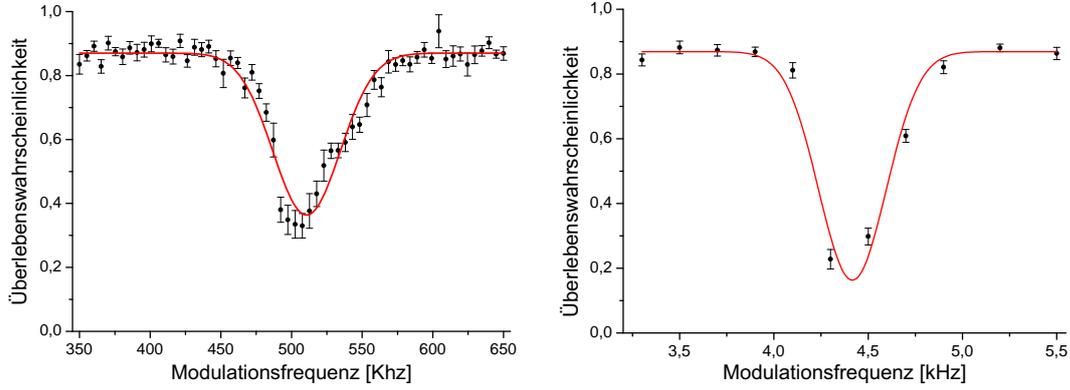
Man erkennt, dass bei beiden Messungen ein Frequenzbereich existiert, in dem die Überlebenswahrscheinlichkeit aufgrund von parametrischer Anregung der Atome deutlich verringert wird. Die Breite dieses Peaks resultiert zum einen aus der Verringerung der Modulationsfrequenz von  $f_{\text{mod}}$  auf  $f_{\text{low}}$  und zum anderen aus der Anharmonizität der Dipolfalle, die dafür sorgt, dass eine thermische Verteilung der Atome im Potential eine entsprechende Verteilung der Oszillationsfrequenzen zur Folge hat.

Das Zentrum des Peaks befindet sich bei der parametrischen Modulationsfrequenz  $f_{\text{para}}$ , die mithilfe einer angepassten Gauß-Funktion bestimmt werden kann. Aus ihr lässt sich durch den einfachen Zusammenhang

$$\Omega_z = 2\pi \cdot \frac{f_{\text{para}}}{2} \quad (3.18)$$

die radiale und axiale Oszillationsfrequenz von Atomen in der Dipolfalle bestimmen. Die so ermittelten Werte lauten

$$\begin{aligned} \Omega_{\text{ax}} &= 2\pi \cdot (255 \pm 6) \text{ kHz} \\ \Omega_{\text{rad}} &= 2\pi \cdot (2,21 \pm 0,04) \text{ kHz} , \end{aligned}$$



**Abbildung 3.5:** Messung der Überlebenswahrscheinlichkeit der Atome in der Dipolfalle in Abhängigkeit der Modulationsfrequenz der Dipolfallentiefe. Links sind die Messergebnisse der axialen Oszillationsfrequenz gezeigt, rechts die Messergebnisse der radialen Oszillationsfrequenz. Jeder Datenpunkt resultiert aus einer Mittelung über 5 Einzelmessungen, bei denen im Durchschnitt etwa 30 Atome aufgenommen wurden. Zur Bestimmung der parametrischen Modulationsfrequenz  $f_{\text{para}}$  wurde jeweils eine Gauß-Funktion an die gemessenen Werte angepasst.

wobei die angegebenen Fehler der Hälfte der Halbwertsbreite des jeweiligen Peaks entsprechen. Diese Werte ermöglichen sowohl die Bestimmung der Dipolfallentiefe  $|U_0|$ , als auch die Bestimmung des tatsächlichen Strahlradius  $\omega_0$  im Fokus der Dipolfalle. Aus der axialen Oszillationsfrequenz ergibt sich die Dipolfallentiefe zu

$$|U_0| = \frac{m\Omega_{\text{ax}}^2}{2k^2} = (390 \pm 18) \mu\text{K} . \quad (3.19)$$

Die theoretische erwartete Dipolfallentiefe erhält man aus dem über alle Hyperfein-Grundzustände gemittelten Dipolpotential. Die zugrunde gelegte Intensität ergibt sich aus dem Strahlradius  $\omega_{0,\text{theo}}$  und der verwendeten Leistung des hinlaufenden Strahls von  $P_D = 101 \text{ mW}$ .

Der theoretisch erwartete Wert  $|U_{0,\text{theo}}| = 433 \mu\text{K}$  liegt ca. 10% über dem experimentell bestimmten. Diese Abweichung kann dadurch erklärt werden, dass der rücklaufende Strahl etwa 20% weniger Leistung als der hinlaufende besitzt. Hierdurch verringert sich die Amplitude der Stehwelle am Ort der Atome und somit auch das axiale Dipolpotential.

Um diesen Effekt quantitativ bestimmen zu können, betrachtet man die Intensität, die durch die Überlagerung des hin- und des rücklaufenden Laserstrahls entsteht

$$I \propto |E_{\text{hin}} + E_{\text{rück}}|^2 = E_{\text{hin}}^2 + E_{\text{rück}}^2 + 2E_{\text{hin}}E_{\text{rück}} . \quad (3.20)$$

Entscheidend für das axiale Potential ist die Amplitude der Stehwelle. Diese lässt sich schreiben als

$$A \equiv (I_{\text{max}} - I_{\text{min}}) \propto 4E_{\text{hin}}E_{\text{rück}} . \quad (3.21)$$

Für die Leistung des rücklaufenden Strahls gilt  $P_{\text{rück}} = \alpha P_{\text{hin}} \propto E_{\text{rück}}^2$  und somit

$$A \propto \sqrt{\alpha} . \quad (3.22)$$

Eine um den Faktor  $\alpha$  kleinere Leistung des rücklaufenden Laserstrahls bewirkt folglich eine um den Faktor  $\sqrt{\alpha}$  kleinere Amplitude der Stehwelle, die wiederum proportional zum axialen Dipolfallenpotential ist. Der um den Faktor  $\sqrt{\alpha} = \sqrt{0,8}$  korrigierte theoretisch erwartete Wert lautet  $|U_{0,\text{theo}}| = 388 \mu\text{K}$  und stimmt mit dem experimentell bestimmten Wert sehr gut überein.

Mithilfe der ermittelten Dipolfallentiefe erhält man für den Strahlradius

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{4|U_0|}{m\Omega_{\text{rad}}^2}} = (22,5 \pm 0,7) \mu\text{m} . \quad (3.23)$$

Dieser ist in guter Übereinstimmung mit dem aus dem optischen Strahlengang berechneten Wert von  $\omega_{0,\text{theo}} = 20 \mu\text{m}$ .

Die gute Übereinstimmung der aus den Messwerten bestimmten Größen mit den theoretisch erwarteten Werten bestätigt die Genauigkeit der Oszillationsfrequenzmessung. Darüberhinaus zeigt diese Übereinstimmung, dass das Profil des Dipolfallenstrahls in sehr guter Näherung, wie bisher angenommen, durch das einer gaußschen  $\text{TEM}_{00}$ -Mode beschrieben werden kann.

Alle im weiteren Verlauf dieser Arbeit verwendeten Werte der Oszillationsfrequenzen beziehen sich auf die in diesem Abschnitt beschriebene Messung und gelten somit nur für die dabei verwendete Potentialtiefe.

### 3.1.4 Messung der Temperatur

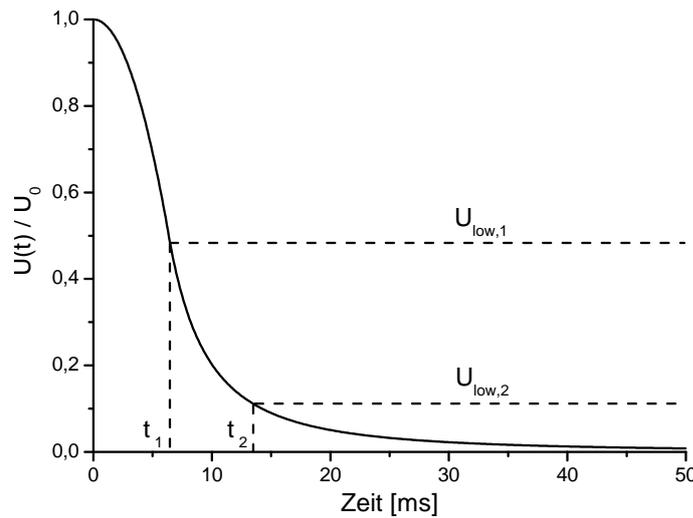
Die Messung der Energieverteilung einzelner Atome in der Dipolfalle beruht auf der adiabatischen Absenkung des Dipolfallenpotentials. Hierbei wird das Potential der Dipolfalle auf einen zuvor festgelegten Wert  $U_{\text{low}}$  abgesenkt. Atome, deren Energie größer als dieser Wert ist, können die Falle verlassen. Anschließend wird die Anzahl der in der Falle verbliebenen Atome bestimmt. Falls diese Absenkung schnell im Vergleich zur Oszillationsperiode eines Atoms innerhalb des Dipolpotentials stattfindet, bestimmt die aktuelle kinetische Energie der Atome, ob diese das abgesenkte Potential verlassen. Die Überlebenswahrscheinlichkeit der Atome in der Dipolfalle hängt somit auch von der Phase der Oszillation der Atome zum Zeitpunkt der Absenkung ab.

Ist die Absenkung jedoch langsam verglichen mit der Oszillationsperiode, so spricht man von einer adiabatischen Absenkung und die Potentialtiefe  $U_{\text{esc}}$ , bei der ein Atom entkommt, hängt ausschließlich von seiner anfänglichen Gesamtenergie  $E_0$  ab. Aufgrund der Invarianz der Wirkung gegenüber adiabatischer Änderungen des Potentials ist es möglich, die ursprüngliche Energie der Atome  $E_0$  aus der gemessenen Potentialtiefe  $U_{\text{esc}}$  zu bestimmen.

Durch Variation des Parameters  $U_{\text{low}}$  ist man somit in der Lage, die kumulative Energieverteilung der Atome in der Dipolfalle und somit deren Temperatur zu bestimmen. Für verschiedene Werte  $U_{\text{low}}$ , auf die das Dipolfallenpotential abgesenkt wurde, wurde die Überlebenswahrscheinlichkeit der Atome analog zu Abschnitt 3.1.3 gemessen. Der verwendete, auf Adiabaticität optimierte Verlauf der Dipolfallenabsenkung  $U(t)$  [19] ist in Abbildung 3.6 gezeigt und wird beschrieben durch

$$U(t) = \begin{cases} U_0 & \text{für } t \leq 0 \\ U_0(1 - \frac{t^2}{4T_c^2}) & \text{für } 0 > t \leq T_c\sqrt{2} \\ U_0 \frac{T_c^2}{t^2} & \text{für } t > T_c\sqrt{2} \end{cases} . \quad (3.24)$$

Die charakteristische Zeitkonstante beträgt hierbei  $T_c = 9,9 \cdot 2\pi/\Omega_{\text{rad}} = 4,5$  ms. Nach der Absenkung wird die Dipolfallentiefe 40 ms konstant auf dem Wert  $U_{\text{low}}$  gehalten und anschließend linear, innerhalb von 100 ms auf den ursprünglichen Wert  $U_0 = 390 \mu\text{K}$  erhöht.



**Abbildung 3.6:** Verlauf der adiabatischen Absenkung des Dipolfallenpotentials. Für eine Variation von  $U_{\text{low}}$  wird die Fallentiefe ab der Zeit, bei der der gewünschte Wert erreicht ist, konstant gehalten.

Mithilfe einer dreidimensionalen Simulation der Atomtrajektorien können durch Berücksichtigung der adiabatischen Kühlung die ursprünglichen Energien der Atome  $E_0$  aus den Werten für  $U_{\text{low}}$  berechnet werden [30]. Auf diese Weise erhält man eine kumulative Energieverteilung der Atome in der Dipolfalle, die in Abbildung 3.7 dargestellt ist. Der Wert eines Datenpunktes ergibt sich hierbei durch die Mittelung über 21 Einzelmessungen, bei denen im Durchschnitt jeweils zehn Atome in die Dipolfalle geladen wurden. Die aufgetragenen Fehler ergeben sich aus der Standardabweichung der Einzelmessungen vom Mittelwert.

Um aus der Energieverteilung die Temperatur bestimmen zu können, nimmt man an,

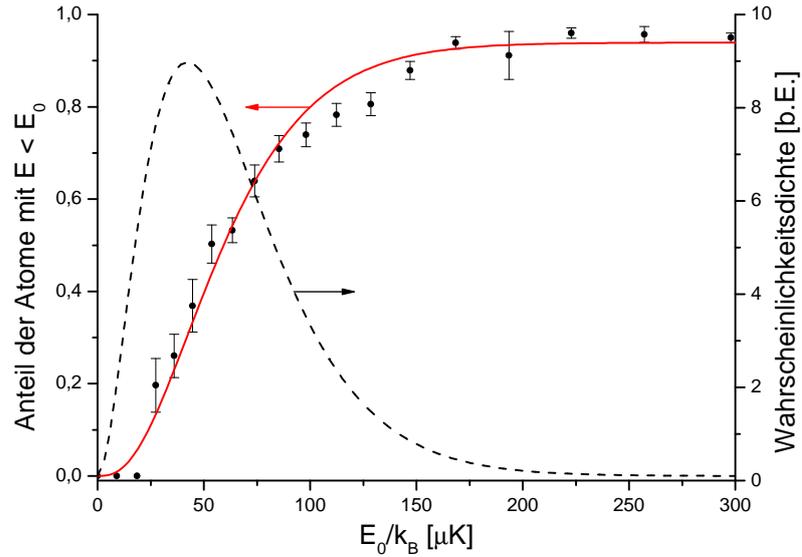
dass die Energieverteilung der Atome einer dreidimensionalen Boltzmann-Verteilung in einem harmonischen Potential

$$p(E) = \frac{E^2}{2(k_B T)^3} \cdot \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) \quad (3.25)$$

entspricht [31]. Die zugehörige kumulative Verteilung erhält man mittels Integration von Gleichung (3.25).

Durch eine Anpassung der kumulativen Verteilungsfunktion an die gemessenen Werte lässt sich schließlich die Temperatur der Atome bestimmen. Hierbei muss berücksichtigt werden, dass auch bei einer nicht abgesenkten Dipolfalle die Überlebenswahrscheinlichkeit nicht 100% beträgt. Zu diesem Zweck wird ein zusätzlicher Parameter  $P_{\text{ges}}$  eingeführt. Mithilfe dieses Parameters ergibt sich die Anpassungsfunktion zu

$$P(E) = P_{\text{ges}} \left[ 1 - \left( 1 + \frac{E}{k_B T} + \frac{E^2}{2(k_B T)^2} \right) \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) \right]. \quad (3.26)$$



**Abbildung 3.7:** Kumulative Energieverteilung der Atome im Dipolfallenpotential. Rot dargestellt ist die angepasste kumulative dreidimensionale Boltzmann-Verteilung für eine Temperatur  $T = 21 \mu\text{K}$ . Die entsprechende nicht-kumulative Verteilung ist gestrichelt dargestellt.

Zusammen mit einer Gesamtwahrscheinlichkeit  $P_{\text{ges}} = 0,94 \pm 0,01$  liefert die Anpassungsfunktion eine Temperatur von

$$T = (21,1 \pm 0,6) \mu\text{K} .$$

Mithilfe der gemessenen Fallenfrequenzen und der ermittelten Temperatur lässt sich die mittlere Vibrationsquantenzahl der Atome im Dipolpotential bestimmen. Diese

ist gegeben durch [13]

$$\langle n \rangle_z = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\Omega_z}{k_B T}\right) - 1} . \quad (3.27)$$

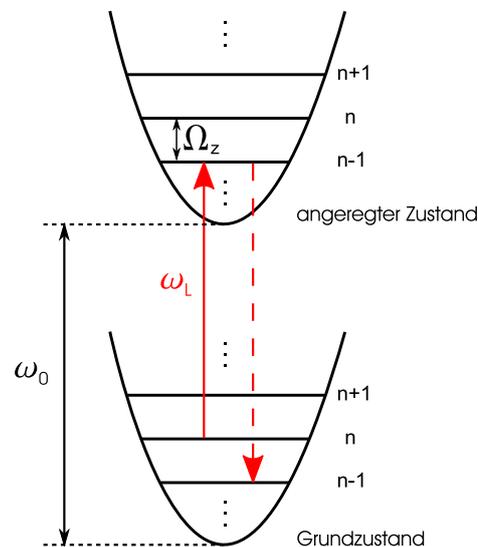
Für den axialen und radialen Freiheitsgrad lauten die ermittelten Werte

$$\begin{aligned} \langle n \rangle_{\text{ax}} &= 1,27 \pm 0,04 \\ \langle n \rangle_{\text{rad}} &= 199 \pm 7 . \end{aligned}$$

Die Atome besetzen demnach fast den Grundzustand des axialen Freiheitsgrades. Radial ist die mittlere Vibrationsquantenzahl der Atome jedoch so groß, dass die Realisierung kalter Kollisionen sowie die individuelle Adressierung benachbarter Atome nicht möglich ist. Folglich ist eine Kühlung der Atome in der Dipolfalle erforderlich.

### 3.2 Prinzip der Seitenbandkühlung

Das Grundprinzip der Seitenbandkühlung, mit deren Hilfe Atome in einem harmonischen Potential gekühlt werden können, ist in Abbildung 3.8 anhand eines vereinfachten Termschemas eines Zwei-Niveau-Atoms mit der atomaren Übergangsfrequenz  $\omega_0$  dargestellt.



**Abbildung 3.8:** Grundprinzip der Seitenbandkühlung. Durch die Einstrahlung eines Lasers, der resonant auf dem ersten roten Seitenband ist, ist es bei ausreichend schmaler Linienbreite möglich, Atome in den Grundzustand eines harmonischen Potentials zu kühlen.

Vor der Kühlung befindet sich das Atom im elektronischen Grundzustand, wobei seine Vibrationsquantenzahl  $n$  beträgt. Strahlt man einen Laser der Frequenz  $\omega_L = \omega_0 - \Omega_z$

resonant mit dem ersten roten Seitenband ein, regt man das Atom in das Vibrationsniveau  $n - 1$  des angeregten Zustands an. Aufgrund der Impulserhaltung muss der Laser hierbei eine Komponente entlang der betrachteten Fallenachse besitzen, um die Vibrationsquantenzahl des Atoms verändern zu können. Andernfalls wäre  $\eta = 0$  und somit kein Übergang in ein anderes Vibrationsniveau möglich (vgl. Abschnitt 3.1.2). Anschließend zerfällt das Atom spontan zurück in den Grundzustand. Im Lamb-Dicke-Regime ist eine Änderung des Vibrationsniveaus bei spontaner Emission unwahrscheinlich, sodass das Atom um ein Vibrationsquant gekühlt wird. Durch eine  $n$ -fache Wiederholung dieses Prozesses ist es möglich, das Atom in den vibronischen Grundzustand zu kühlen. In diesem verbleibt das Atom, da für den Grundzustand kein rotes Seitenband mehr existiert und das Atom somit nicht mehr durch den Laser der Frequenz  $\omega_L$  angeregt werden kann.

Anschaulich lässt sich das Prinzip der Seitenbandkühlung mit der in Abschnitt 1.1 beschriebenen Dopplerkühlung erklären. Das gefangene Atom führt eine Oszillationsbewegung mit einer mittleren Geschwindigkeit  $v$  im harmonischen Potential aus. Strahlt man einen rotverstimmen Laserstrahl ein, so absorbiert das Atom aufgrund der Doppler-Verschiebung  $\Delta\omega_D = \mathbf{v}\mathbf{k}$  überwiegend dann Photonen, wenn es sich entgegen der Einstrahlrichtung bewegt. Die anschließende spontane Emission erfolgt isotrop, sodass das Atom gekühlt wird.

Dieses einfache Prinzip der Seitenbandkühlung kann jedoch nicht zur Kühlung von Atomen in typischen Fallen verwendet werden, da die Linienbreite von optischen Dipolübergängen deutlich größer ist als die Oszillationsfrequenz der Atome. Die Linienbreite einer Cäsium-D-Linie liegt bei  $\Gamma_D \approx 2\pi \cdot 5$  MHz und somit oberhalb einer typischen Dipolfallenfrequenz  $\Omega_z < 1$  MHz.

Um Atome deterministisch in den Vibrationsgrundzustand kühlen zu können, muss dieser ein dunkler Zustand sein, darf also nicht mehr durch das Lichtfeld angeregt werden. Hierzu ist es notwendig die Seitenbänder optisch aufzulösen, was nur unter der Bedingung

$$\Gamma \ll \Omega_z \quad (3.28)$$

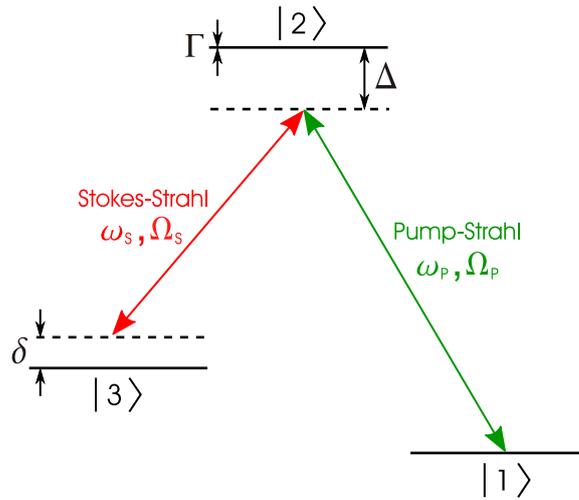
möglich ist.

### 3.3 Theorie stimulierter Raman-Übergänge

Stimulierte Raman-Übergänge zeichnen sich durch eine extrem schmale Linienbreite aus und bieten sich daher für die Realisierung einer Seitenbandkühlung an.

Abbildung 3.9 zeigt das vereinfachte Termschema eines Atoms, dessen drei Niveaus, in einem  $\Lambda$ -Schema angeordnet sind. Die Zustände  $|1\rangle = |J, F, m_F\rangle$  und  $|3\rangle = |J'', F'', m_F''\rangle$  sind Grundzustände, während  $|2\rangle = |J', F', m_F'\rangle$  ein angeregter Zustand ist. Die Grundzustände  $|1\rangle$  und  $|3\rangle$  sind durch zwei Laserfelder über einen stimulierten Raman-Übergang miteinander gekoppelt. Ein Atom im Zustand  $|1\rangle$  absorbiert ein Photon der Frequenz  $\omega_P$  aus dem Pumpstrahl, wird in ein virtuelles Zwischenniveau angeregt und gelangt anschließend durch stimulierte Emission eines Photons in den

Stokes-Strahl der Frequenz  $\omega_S$  in den Zustand  $|3\rangle$ . Es handelt sich hierbei um einen kohärenten Zwei-Photonen-Prozess, bei dem der Übergang zurück in den Ausgangszustand durch die gleichen Laserfelder induziert wird. Aus diesem Grund kommt es zu einer Raman-Rabi-Oszillation, bei der die Population mit der Frequenz  $\Omega_R$  zwischen den Grundzuständen wechselt. Um eine Anregung des Zustands  $|2\rangle$  zu vermeiden, muss die Raman-Verstimmung  $\Delta$  der beiden Ein-Photon-Übergänge deutlich größer als die Linienbreite  $\Gamma$  des angeregten Zustands sein. Die Verstimmung des Zwei-Photonen-Übergangs wird durch  $\delta$  bezeichnet.



**Abbildung 3.9:** Vereinfachtes Termschema eines Drei-Niveau-Atoms, dessen Grundzustände  $|1\rangle$  und  $|3\rangle$  durch einen stimulierten Raman-Übergang gekoppelt sind.

Zur Herleitung der Raman-Rabi-Frequenz  $\Omega_R$ , die die Kopplungsstärke der beiden Grundzustände bestimmt, wird zunächst die zeitabhängige Schrödinger-Gleichung

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(t) = \hat{H}(t) \cdot \Psi(t) \quad (3.29)$$

betrachtet, die ein Drei-Niveau-Atom in einem Lichtfeld beschreibt. Der Hamilton-Operator  $\hat{H}(t) = \hat{H}_0 + \hat{V}(t)$  setzt sich zusammen aus dem Hamilton-Operator des ungestörten Atoms  $\hat{H}_0$  und aus dem Operator der Atom-Licht-Wechselwirkung  $\hat{V}(t)$  aus Abschnitt 1.2. Die Wellenfunktion  $\Psi(t)$  eines Drei-Niveau-Systems lässt sich nach Eigenzuständen  $\Psi_n$  von  $\hat{H}_0$  entwickeln

$$\Psi(t) = c_1(t)\Psi_1(t) + c_2(t)\Psi_2(t) + c_3(t)\Psi_3(t) . \quad (3.30)$$

Das Gesamtsystem kann mithilfe von  $C(t) = \{c_1(t), c_2(t), c_3(t)\}$  durch die Gleichung

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} C(t) = \hat{H} \cdot C(t) \quad (3.31)$$

beschrieben werden.

Für ein verlustfreies System hat der Hamilton-Operator  $\hat{H}$  in der RWA nach [32] die

Form

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_P & 0 \\ \Omega_P & 2\Delta & \Omega_S \\ 0 & \Omega_S & 2\delta \end{pmatrix}. \quad (3.32)$$

Hierbei bezeichnen  $\Omega_P$  und  $\Omega_S$  die Rabi-Frequenzen, die die Kopplung der entsprechenden Zustände charakterisieren. Sie sind gegeben durch

$$\Omega_P = \frac{V_{12}(t)}{\hbar} = -\frac{\langle 2 | \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_P | 1 \rangle}{\hbar} \quad (3.33)$$

$$\Omega_S = \frac{V_{23}(t)}{\hbar} = -\frac{\langle 3 | \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_S | 2 \rangle}{\hbar}. \quad (3.34)$$

Wenn gemäß der sogenannten *adiabatischen Elimination* angenommen wird, dass die Verstimmung  $\Delta$  so groß ist, dass die Anregungswahrscheinlichkeit in den Zustand  $|2\rangle$  vernachlässigt werden kann ( $\dot{c}_2 = c_2(0) = 0$ ), lässt sich der effektive Hamilton-Operator auf die Basiszustände  $|1\rangle$  und  $|3\rangle$  reduzieren zu

$$\hat{H}_{\text{eff}} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \frac{\Omega_P^2}{2\Delta} & \frac{\Omega_P \Omega_S}{2\Delta} \\ \frac{\Omega_P \Omega_S}{2\Delta} & \frac{\Omega_S^2}{2\Delta} - 2\delta \end{pmatrix}. \quad (3.35)$$

Die Nebendiagonalelemente dieser Matrix geben die Kopplung der Zustände  $|1\rangle$  und  $|3\rangle$  durch den stimulierten Raman-Übergang an. Diese Kopplung entspricht der resonanten Raman-Rabi-Frequenz

$$\Omega_R = \frac{\Omega_S \Omega_P}{2\Delta}. \quad (3.36)$$

Die Frequenz  $\Omega_0$ , mit der die Population im Falle einer Verstimmung  $\delta$  (siehe Abbildung 3.9) zwischen den Grundzuständen wechselt, ist durch die Gleichung

$$\Omega_0 = \sqrt{\Omega_R^2 + \delta^2} \quad (3.37)$$

gegeben. Mit dieser Frequenz lauten die Lösungen der Schrödinger-Gleichung (3.31)

$$|c_1|^2 = 1 - \frac{\Omega_R^2}{\Omega_0^2} \sin^2 \left( \frac{\Omega_0}{2} t \right) \quad (3.38)$$

$$|c_3|^2 = \frac{\Omega_R^2}{\Omega_0^2} \sin^2 \left( \frac{\Omega_0}{2} t \right). \quad (3.39)$$

Befindet sich das Atom zusätzlich in einem harmonischen Potential, so lassen sich die Übergänge der einzelnen Freiheitsgrade getrennt betrachten, weil die internen atomaren Zustände und die externen Vibrationszustände separiert werden können. Aus diesem Grund hat die Raman-Rabi-Frequenz eines Atoms in einem harmonischen Potential die einfache Form

$$\Omega_R(n \rightarrow n') = A_{n \rightarrow n'} \Omega_R. \quad (3.40)$$

### 3.4 Prinzip der Raman-Seitenbandkühlung

In Folgenden wird beschrieben, wie stimulierte Raman-Übergänge zur Seitenbandkühlung eingesetzt werden können. Das Grundprinzip der sogenannten *Raman-Seitenbandkühlung* (RSK) ist in Abbildung 3.10 dargestellt. Das zu kühlende Atom, das sich in einem harmonischen Potential im Vibrationsniveau  $n$  befindet, sei vor der Kühlung in einem elektronischen Grundzustand  $|F, m_F\rangle$ , was im weiteren Verlauf als  $|F, m_F, n\rangle$  geschrieben wird.

Der Kühlzyklus besteht aus zwei Prozessen. Der erste Prozess ist ein stimulierter Raman-Übergang resonant auf dem ersten roten Seitenband, bei dem das Atom in den Grundzustand  $|F'', m_F'', n-1\rangle$  gebracht wird. Der zweite Prozess im Kühlkreislauf ist das optische Pumpen. Bei diesem Prozess regt ein dritter Laser das Atom resonant vom Zustand  $|F'', m_F'', n-1\rangle$  in den Zustand  $|F', m_F'\rangle$  an und unterbricht somit die Raman-Rabi-Oszillation, bevor das Atom in den Ausgangszustand zurückkehrt. Vom Zustand  $|F', m_F'\rangle$  gelangt das Atom durch die spontane Emission eines Photons in den Zustand  $|F, m_F, n-1\rangle$ , falls der Prozess des optischen Pumpens das Kriterium des Lamb-Dicke-Regimes erfüllt. Hierdurch wird der Kühlzyklus geschlossen. Im Allgemeinen kann das Atom auch in andere Zustände relaxieren und gelangt erst durch wiederholtes optisches Pumpen bzw. für den Fall, dass sich der Hyperfeinzustand geändert hat, durch einen zusätzlichen Rückpumpelaser in den Zustand  $|F, m_F, n-1\rangle$ . Nach Durchlaufen des Kühlzyklus befindet sich das Atom schließlich wieder im elektronischen Ausgangszustand. Seine kinetische Energie hat sich jedoch um ein Vibrationsquant reduziert. Der Prozess des optischen Pumpens legt die Richtung fest, in der der Zyklus durchlaufen wird, und macht somit eine Kühlung des Atoms möglich. Durch wiederholtes Durchlaufen dieses Kühlkreislaufs wird das Atom schließlich in den für den Raman-Übergang und das optische Pumpen dunklen elektronischen und vibronischen Grundzustand  $|F, m_F, 0\rangle$  gekühlt. Je größer die Raman-Rabi-Frequenz ist, desto schneller kann der Zyklus ablaufen, was eine schnellere Kühlrate impliziert. Der Raman-Übergang ist nur dann resonant auf dem ersten roten Seitenband, wenn die Frequenz des Stokes-Strahls  $\omega_S$  und die des Pump-Strahls  $\omega_P$  so aufeinander stabilisiert werden, dass die Bedingung

$$\omega_P - \omega_S = \Delta_{\text{HFS}} - \Omega_z \quad (3.41)$$

erfüllt ist. Eine Frequenzfluktuation von Pump- oder Stokes-Laser bewirkt eine Änderung ihrer Frequenzdifferenz. Dies führt zunächst zu einer Verstimmung  $\delta$  des Zwei-Photonen-Übergangs, was die Kopplung der Grundzustände und somit die Kühlrate verringert. Ist die Änderung der Frequenzdifferenz größer als die Fallenfrequenz, so kommt es zu Kopplungen an andere Seitenbänder.

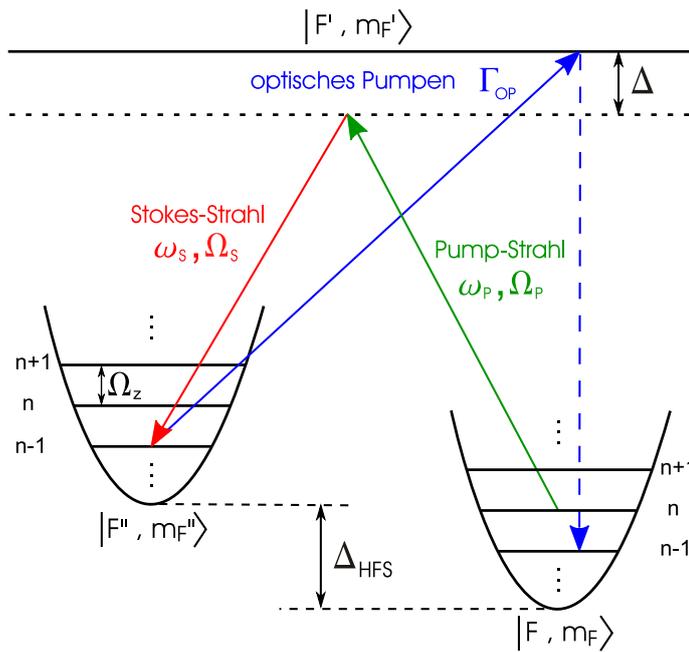
Die Kopplung an blaue Seitenbänder würde zu einer systematischen Heizung der Atome führen. Die Kopplung an höhere rote Seitenbänder kann prinzipiell auch zur Kühlung verwendet werden. Allerdings ist diese Kopplung im Lamb-Dicke-Regime deutlich geringer (vgl. Abschnitt 3.1.2). Des Weiteren ist es in diesem Fall nicht

möglich, Atome unabhängig von ihrem vibronischen Anfangszustand in den Vibrationsgrundzustand zu kühlen. Die Fluktuation der Frequenzdifferenz zwischen Pump- und Stokes-Strahl muss deshalb kleiner sein als die Fallenfrequenz, was üblicherweise durch eine aufwendige Phasenstabilisierung erreicht wird.

Um die Kühlzyklusrate abschätzen zu können, kann man vereinfachend annehmen, dass ein Zwei-Niveau-System durch den stimulierten Raman-Übergang gekoppelt ist. Das optische Pumpen stellt hierbei einen Verlustmechanismus mit der Rate  $\Gamma_{\text{OP}}$  dar. Unter Vernachlässigung eines eventuell erforderlichen Rückpumpprozesses lässt sich die Kühlzyklusrate somit annähern durch [33]

$$\Gamma_{\text{Zyklus}} = \Gamma_{\text{OP}} \left( \frac{\Omega_{\text{R}}^2}{\Gamma_{\text{OP}}^2 + 2\Omega_{\text{R}}^2 + 4\delta^2} \right). \quad (3.42)$$

Gleichung (3.42) erlaubt eine grobe Abschätzung der optimalen optischen Pumprate. Diese liegt im Fall resonanter Kopplung ( $\delta = 0$ ) bei  $\Gamma_{\text{OP}} = \sqrt{2}\Omega_{\text{R}}$  und hat eine



**Abbildung 3.10:** Grundprinzip der Raman-Seitenbandkühlung. Durch einen stimulierten Raman-Übergang gelangt ein Atom von einem elektronischen Grundzustand in einen anderen. Dieser Übergang ist resonant auf dem ersten roten Seitenband, weshalb die Vibrationsquantenzahl des Atoms um eins reduziert wird. Durch optisches Pumpen über einen angeregten Zustand gelangt das Atom zurück in den Ausgangszustand. Im Lamb-Dicke-Regime ist eine Änderung des Vibrationsniveaus durch den Prozess des optischen Pumpens unwahrscheinlich, sodass das Atom beim einmaligen Durchlaufen dieses Zyklus um ein Vibrationsquant gekühlt wird.

maximale Zyklusrate von

$$\Gamma_{\text{Zyklus,max}} = \frac{\Omega_R}{2\sqrt{2}} \quad (3.43)$$

zur Folge.

Für die RSK existieren zwei Lamb-Dicke-Parameter, die die Kühleffizienz bestimmen. Der Lamb-Dicke-Parameter für den Prozess des optischen Pumpens ist gegeben durch

$$\eta_{\text{op}} \equiv \sqrt{\frac{\hbar \mathbf{k}_{\text{op}}^2}{2m\Omega_z}}, \quad (3.44)$$

wobei  $\mathbf{k}_{\text{op}}$  der Wellenvektor eines im optischen Pumpprozess spontan gestreuten Photons ist. Gilt  $\eta_{\text{op}} \ll 1$ , so kann man davon ausgehen, dass sich die Vibrationsquantenzahl während des optischen Pumpens nicht ändert, da die Seitenbänder stark unterdrückt sind. Dies ist eine wichtige Voraussetzung, um beim einmaligen Durchlaufen des dargestellten Kühlzyklus das Atom im Mittel um ein Vibrationsquant zu kühlen zu können.

Bei der Definition von  $\eta_{\text{op}}$  wurde davon ausgegangen, dass die eigentlich isotrop emittierten Photonen entlang der Fallenachse ausgesandt werden. Es handelt sich demnach um eine obere Abschätzung dieses Parameters. Andererseits wird in Gleichung (3.44) lediglich eine Fallendimension betrachtet und ein in eine andere Raumrichtung gestreutes Photon kann zur Anregung von Vibrationsquanten in dieser Dimension führen.

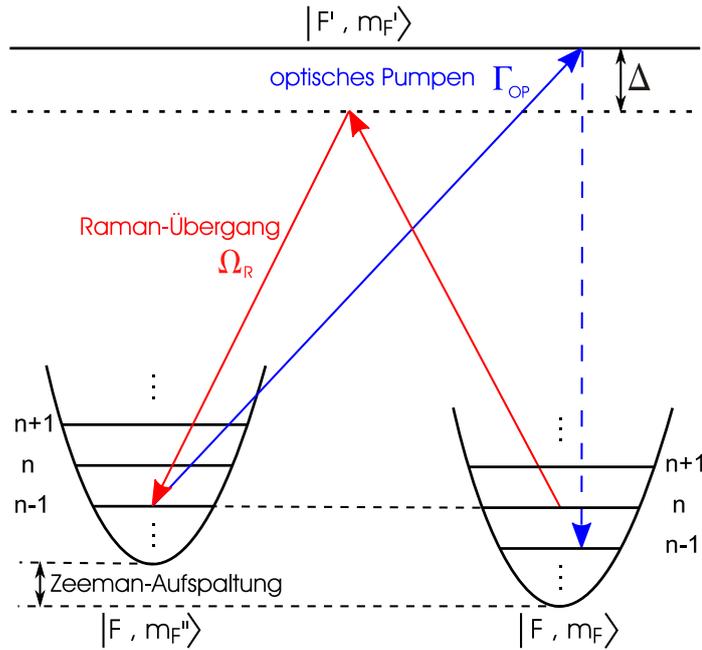
Für den Prozess des stimulierten Raman-Übergangs hat der Lamb-Dicke-Parameter eine völlig andere Bedeutung. Da das Prinzip der RSK auf der Kopplung an das erste rote Seitenband beruht, sollte diese so groß wie möglich sein, wobei nach wie vor gewährleistet sein muss, dass die Seitenbänder aufgelöst werden können. Der für die Kühlung relevante Lamb-Dicke-Parameter ist gegeben durch

$$\eta_R \equiv \sqrt{\frac{\hbar \Delta \mathbf{k}_{R,z}^2}{2m\Omega_z}}. \quad (3.45)$$

Er beinhaltet die Projektion des Differenzwellenvektors von Pump- und Stokes-Strahl  $\Delta \mathbf{k}_R = \mathbf{k}_P - \mathbf{k}_S$  auf die betrachtete Fallenachse. Da die Wellenlängen des optischen Pumpens und des Raman-Lasers nahezu gleich groß sind, kann  $\eta_R$  maximal doppelt so groß werden wie  $\eta_{\text{op}}$ . Dies ist dann der Fall, wenn Pump- und Stokes-Strahl gegenläufig und parallel zur Fallenachse sind und somit  $\Delta \mathbf{k}_R = 2\mathbf{k}_P$  gilt.

### 3.5 Prinzip der entarteten Raman-Seitenbandkühlung

Eine Vereinfachung des Konzeptes der Raman-Seitenbandkühlung stellt die *entartete Raman-Seitenbandkühlung* (ERSK) dar, deren Grundprinzip Abbildung 3.11 illustriert.



**Abbildung 3.11:** Prinzip der entarteten Raman-Seitenbandkühlung. Bei der ERSK werden die durch den stimulierten Raman-Übergang gekoppelten Niveaus durch ein äußeres Magnetfeld entartet. Pump- und Stokes-Übergang weisen somit dieselbe Frequenz auf, so dass beide Übergänge durch einen einzigen Laser getrieben werden können.

Bei der ERSK befinden sich beide zur Kühlung verwendeten elektronischen Grundzustände im gleichen Hyperfeinzustand ( $F = F''$ ) und unterscheiden sich lediglich in ihrer  $m_F$ -Quantenzahl. Diese Grundzustände werden durch ein externes Magnetfeld  $B$ , welches eine Zeeman-Aufspaltung bewirkt, so gegeneinander verschoben, dass die Zustände  $|F, m_F, n\rangle$  und  $|F, m_F'', n-1\rangle$  für alle Vibrationsniveaus  $n$  entartet sind. Dies setzt voraus, dass die Zeeman-Aufspaltung der Energiedifferenz zwischen benachbarten Vibrationsniveaus entspricht

$$\hbar\Omega_z = g_F\mu_B B . \quad (3.46)$$

Da die gekoppelten Zustände entartet sind, ist die Frequenz des Pump- und des Stokes-Übergangs identisch. Dies hat zur Folge, dass beide Übergänge durch einen einzigen Laser getrieben werden können. Hierdurch wird zum einen der experimentelle Aufbau vereinfacht, da eine aufwendige Phasenstabilisation zweier separater Laser

entfällt. Zum anderen zeichnet sich die ERSK deshalb durch eine im Vergleich zur RSK größere Robustheit gegenüber Laserfrequenzschwankungen aus.

Da bei der ERSK nur ein einziger Laser verwendet wird, führt eine Frequenzfluktuation nicht zu einer Verstimmung des Zwei-Photonen-Übergangs  $\delta$ , sondern zu einer Änderung der Raman-Verstimmung  $\Delta$ . Aus diesem Grund ist der Raman-Übergang weiterhin resonant auf dem ersten roten Seitenband.

Ist die Verstimmung  $\Delta$  darüberhinaus so groß gewählt (typ.  $\approx 10$  GHz), dass eine Frequenzfluktuation nicht zu einer resonanten Anregung der Atome führen kann, so ändert sich lediglich die Raman-Rabi-Frequenz gemäß Gleichung (3.36), es werden jedoch keine Heizprozesse induziert. Stattdessen können bei der ERSK Fluktuationen des Magnetfeldes zu einer Verstimmung des Zwei-Photonen-Prozesses  $\delta$  führen, weshalb dieses entsprechend stabil sein muss, sodass es nicht zur Kopplung an andere Seitenbänder kommt.

## 3.6 Ein Konzept zur experimentellen Umsetzung der entarteten Raman-Seitenbandkühlung

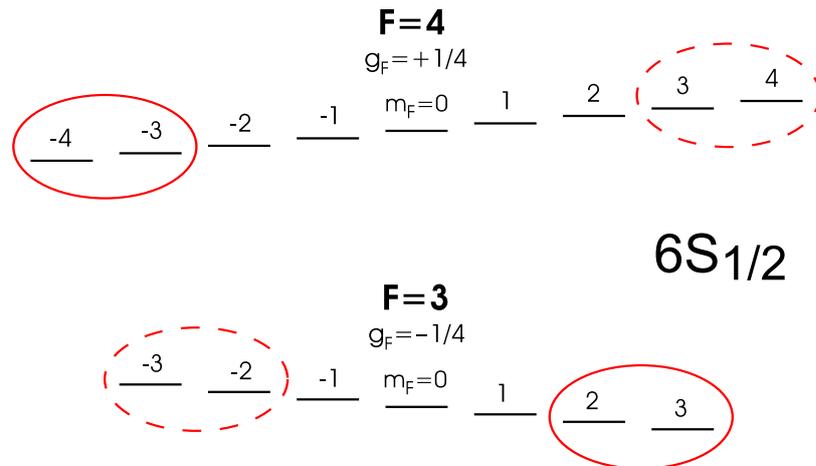
### 3.6.1 Auswahl der Raman-Zustände

Um im Experiment mithilfe der ERSK Cäsium-Atome in der Dipolfalle kühlen zu können, müssen die durch einen stimulierten Raman-Übergang gekoppelten Zustände zwei Bedingungen erfüllen.

Zum einen muss der Zustand  $|F, m_F, n\rangle$  dunkel bezüglich des optischen Pumpens sein, um einen geschlossenen Kühlzyklus zu erreichen und darüber hinaus das Atom zu Beginn der Kühlung in diesen Zustand präparieren zu können. Diese Bedingung beschränkt die Auswahl der Grundzustände auf die äußersten Zeeman-Niveaus des ( $6S_{1/2}$ )-Grundzustands, die in Abbildung 3.12 rot eingekreist sind.

Auch die ( $m_F = 0$ )-Niveaus der beiden Grundzustände erfüllen diese Bedingung. Allerdings können diese ausschließlich durch  $\pi$ -polarisiertes Licht gepumpt werden. Im Mittel werden deshalb deutlich mehr Photonen des optischen Pumpens benötigt, als für die äußeren Zeeman-Niveaus. Da diese zusätzlich benötigten Photonen den Kühlprozess verlangsamen und die Atome in der Falle aufheizen, werden die ( $m_F = 0$ )-Niveaus nicht für die ERSK verwendet.

Zum anderen müssen die Grundzustände derart gewählt werden, dass sich beim Anlegen eines äußeren Magnetfeldes der Zustand  $|F, m_F''\rangle$  gegenüber dem Zustand  $|F, m_F\rangle$  energetisch nach oben verschiebt. Nur dann ist es möglich, ein Magnetfeld derart anzulegen, dass der stimulierte Raman-Übergang resonant auf einem roten Seitenband stattfindet. Die Zustände, die auch diese Bedingung erfüllen, sind in Abbildung 3.12 durchgängig eingekreist. Es existieren demnach zwei Möglichkeiten die Grundzustände von Cäsium zu wählen, um eine ERSK zu realisieren [33]. Im Folgenden werden zwei Kühlschemas vorgestellt, die auf jeweils einer dieser Möglichkeiten basieren.



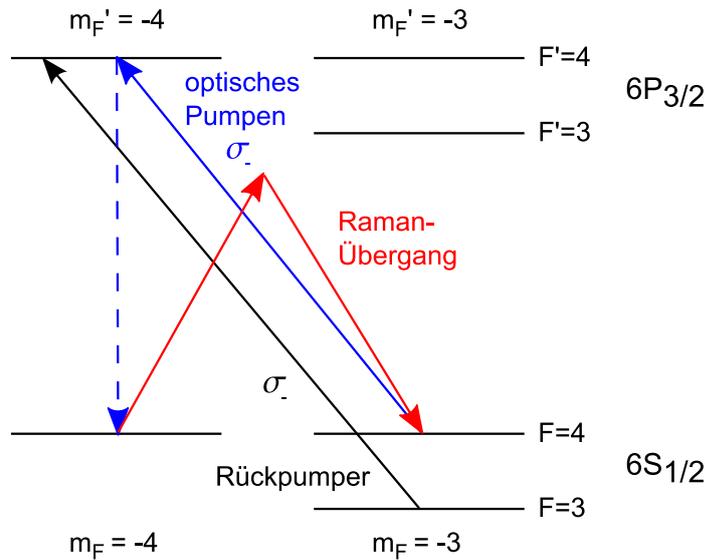
**Abbildung 3.12:** Struktur des ( $6S_{1/2}$ )-Grundzustandes unter der Einwirkung eines Magnetfeldes. Die für die ERSK verwendbaren Zustände sind durchgängig eingekreist. Die gestrichelt eingekreisten Zustände sind aufgrund einer falschen relativen Zeeman-Verschiebung nur für die Realisierung einer nicht-entarteten RSK geeignet.

### Verwendung des Zustandes $F = 4$

Das erste Kühlechema, das in Abbildung 3.13 dargestellt ist, wurde von Jessen *et al.* vorgeschlagen und umgesetzt [10]. Bei diesem Schema wird der ( $F = 4$ )-Hyperfein-Grundzustand zur ERSK verwendet.

Durch Anlegen eines Magnetfeldes werden die Zustände  $|F = 4, m_F = -4, n\rangle$  und  $|F = 4, m_F = -3, n - 1\rangle$  entartet. Diese werden über einen stimulierten Raman-Übergang miteinander gekoppelt. Das optische Pumpen erfolgt über den Zustand  $|F' = 4, m_{F'} = -4\rangle$  mittels eines ( $\sigma_-$ )-polarisierten Laserstrahls. Da Atome von dort aus nicht nur in den Ausgangszustand  $|F = 4, m_F = -4\rangle$ , sondern auch in den Zustand  $|F = 3, m_F = -3\rangle$  relaxieren können, ist es notwendig, dass ein ( $\sigma_-$ )-polarisierter Rückpumpplaser, der resonant auf dem ( $F = 3 \rightarrow F' = 4$ )-Übergang betrieben wird, die Atome wieder in den Kühlzyklus zurückführt.

Im Mittel ist etwa ein Rückpump-Photon pro Kühlzyklus notwendig, was die Zyklusrate verringert und eventuell auch zu Heizprozessen führen kann (vgl. Abschnitt 3.1.2). Des Weiteren ist zu beachten, dass ein Atom im „falschen“ Hyperfeinzustand  $F = 3$  eine systematische Heizung erfährt, da der Raman-Übergang dort aufgrund des unterschiedlichen Vorzeichens des Landé-Faktors resonant auf dem blauen Seitenband ist. Der Rückpump-Prozess sollte aus diesem Grund deutlich schneller sein als der Raman-Prozess, um die Zeit, die ein Atom im Zustand  $F = 3$  verbringt, zu minimieren.



**Abbildung 3.13:** Kühlschema, das von Jessen *et al.* umgesetzt wurde und den Hyperfein-Grundzustand  $F = 4$  zur ERSK verwendet.

### Verwendung des Zustandes $F = 3$

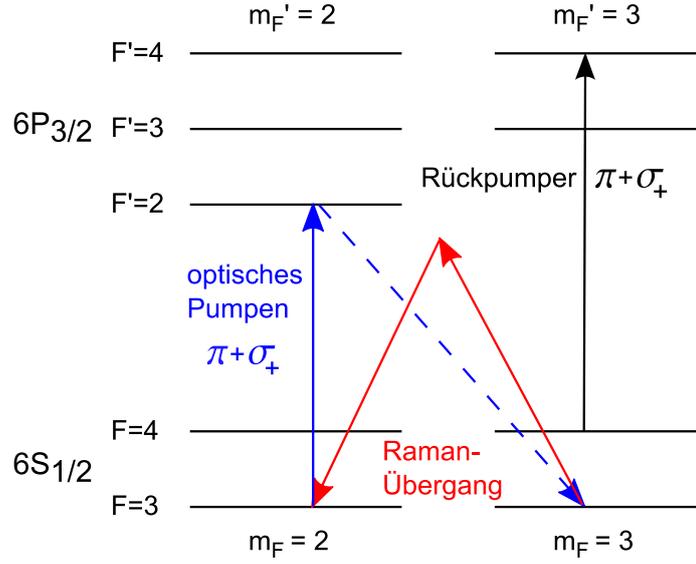
Das zweite Kühlschema wurde von Chu *et al.* realisiert [11] und verwendet den Hyperfein-Grundzustand  $F = 3$  zur ERSK (vgl. Abbildung 3.14).

Die zur Entartung gebrachten Zustände  $|F = 3, m_F = 3, n\rangle$  und  $|F'' = 3, m_F'' = 2, n - 1\rangle$  werden durch einen stimulierten Raman-Übergang miteinander gekoppelt. Um zu verhindern, dass wie in obigem Schema während des Kühlzyklus ein Rückpump-Laser benötigt wird, erfolgt das optische Pumpen über den Zustand  $|F' = 2, m_F' = 2\rangle$ . Von dort aus kann das Atom ausschließlich in den ( $F = 3$ )-Zustand und vorzugsweise in das ( $m_F = 3$ )-Niveau zerfallen.

Damit der Zustand  $|m_F = 3, n = 0\rangle$  der einzige dunkle Zustand ist, muss die Polarisation des optischen Pumpens sowohl eine  $\pi$ - als auch eine ( $\sigma_+$ )-Komponente aufweisen. Bei einer reinen ( $\sigma_+$ )-Polarisation wäre zusätzlich der Zustand  $m_F = 2$  dunkel für das optische Pumpen. Der Kühlkreislauf wäre somit unterbrochen.

Vernachlässigt man die nicht-resonante Anregung des ( $F' = 3$ )-Zustands, so wird lediglich zur Präparation des Ausgangszustands ein Rückpump-Laser resonant auf dem ( $F = 4 \rightarrow F' = 4$ )-Übergang benötigt, der den ( $F = 4$ )-Zustand entvölkert. Um zu verhindern, dass der Zustand  $|F = 4, m_F = 4\rangle$  ein Dunkelzustand ist, muss die Polarisation des Rückpump-Lasers neben einer ( $\sigma_+$ )- auch eine  $\pi$ -Komponente besitzen.

Dieses Schema ist dem erstgenannten prinzipiell überlegen, da der Kühlzyklus ohne einen zusätzlichen Rückpump-Laser auskommt. Die Integration dieses Schemas in das in dieser Arbeit beschriebene Experiment ist jedoch deutlich komplizierter, was in Abschnitt 3.6.2 diskutiert wird.



**Abbildung 3.14:** Kühlschema zur ERSK, das von S. Chu *et al.* realisiert wurde und den Hyperfein-Grundzustand  $F = 3$  verwendet.

### 3.6.2 Orientierung und Polarisation der Raman-Strahlen

Um die optimale Orientierung und Polarisation der Raman-Strahlen bestimmen zu können, ist es sinnvoll, die atomaren Matrixelemente zu betrachten, die zum stimulierten Raman-Übergang beitragen.

Für die resonante Raman-Rabi-Frequenz folgt aus Gleichung (3.36) und (3.34)

$$\Omega_R = \frac{1}{2\hbar^2} \sum_a \frac{\langle 3 | e \mathbf{r} \mathbf{E}_{\text{ges}} | a \rangle \langle a | e \mathbf{r} \mathbf{E}_{\text{ges}} | 1 \rangle}{\Delta_a}, \quad (3.47)$$

wobei  $\mathbf{E}_{\text{ges}} = \mathbf{E}_P + \mathbf{E}_S$  das elektrische Gesamtfeld bezeichnet, in dem sich das Atom befindet. Bei der ERSK besitzen Pump- und Stokes-Strahl die gleiche Frequenz, so dass bei allgemeiner Polarisation der Strahlen diese gar nicht als Pump- oder Stokes-Strahl identifiziert werden können. Vielmehr können beide Lichtfelder gleichermaßen zu beiden Übergängen beitragen. Aus diesem Grund wird für beide Übergänge das elektrische Gesamtfeld berücksichtigt.

Im Gegensatz zu Abschnitt 3.3 in dem lediglich ein angeregter Zustand  $|2\rangle$  betrachtet wurde, berücksichtigt Gleichung (3.47) alle angeregten Zustände  $|a\rangle$ . Unter Vernachlässigung der Zeeman-Verschiebung folgt aus Gleichung (3.47)

$$\Omega_R = \frac{1}{2\hbar^2} \sum_{J', F', m'_F} \frac{\langle J'', F'', m''_F | e \mathbf{r} \mathbf{E}_{\text{ges}} | J', F', m'_F \rangle \langle J', F', m'_F | e \mathbf{r} \mathbf{E}_{\text{ges}} | J, F, m_F \rangle}{\Delta_{J', F'}}. \quad (3.48)$$

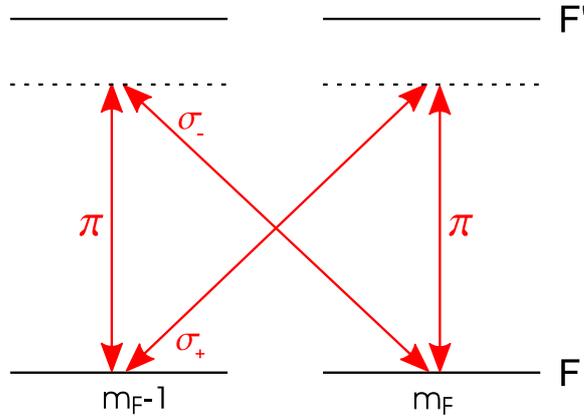
Die Verstimmung  $\Delta_{1/2, F'}$  von Übergängen in das  $(6P_{1/2})$ -Niveau ist bei beiden, im vorangehenden Abschnitt vorgestellten Schemas so groß, dass dieses Niveau in sehr

guter Näherung vernachlässigt werden kann. Somit gilt für die weitere Rechnung  $J = 1/2$  und  $J' = 3/2$ . Des Weiteren befinden sich die gekoppelten Zustände im selben Fein- und Hyperfein-Grundzustand, sodass außerdem  $J'' = J$ , sowie  $F'' = F$  gilt.

Befindet sich ein Atom im Zustand  $m_F$ , so existieren für ein festes  $F'$  zwei Übergänge, die zur Kopplung an den Zustand  $m_F'' = m_F - 1$  beitragen (vgl. Abbildung 3.15):

- Absorption eines  $\pi$ -polarisierten Photons und stimulierte Emission eines ( $\sigma_+$ )-polarisierten Photons
- Absorption eines ( $\sigma_-$ )-polarisierten Photons und stimulierte Emission eines  $\pi$ -polarisierten Photons

Analoges gilt für die Kopplung an den Zustand  $m_F'' = m_F + 1$ .



**Abbildung 3.15:** Beiträge zur Kopplung zweier benachbarter  $m_F$ -Niveaus über einen stimulierten, entarteten Raman-Übergang.

Das Gesamtfeld lässt sich gemäß

$$\mathbf{E}_{\text{ges}} = E_{\pi} \boldsymbol{\epsilon}_{\pi} + E_{\sigma_+} \boldsymbol{\epsilon}_{\sigma_+} + E_{\sigma_-} \boldsymbol{\epsilon}_{\sigma_-} \quad (3.49)$$

in Betrag und Einheitsvektor der einzelnen Polarisationskomponenten zerlegen. Gleichung (3.48) lässt sich somit auf die beiden beitragenden Übergänge reduzieren zu

$$\begin{aligned} \Omega_{\text{R}} = \frac{E_{\pi}}{2\hbar^2} \sum_{F'} \frac{1}{\Delta_{F'}} & \left[ E_{\sigma_{\pm}} \langle J, F, m_F \mp 1 | e \mathbf{r} \boldsymbol{\epsilon}_{\sigma_{\pm}} | J', F', m_F \rangle \langle J', F', m_F | e \mathbf{r} \boldsymbol{\epsilon}_{\pi} | J, F, m_F \rangle \right. \\ & \left. + E_{\sigma_{\mp}} \langle J, F, m_F \mp 1 | e \mathbf{r} \boldsymbol{\epsilon}_{\pi} | J', F', m_F \mp 1 \rangle \langle J', F', m_F \mp 1 | e \mathbf{r} \boldsymbol{\epsilon}_{\sigma_{\mp}} | J, F, m_F \rangle \right]. \end{aligned} \quad (3.50)$$

Die Terme, die die beiden in Abbildung 3.15 dargestellten Raman-Übergänge repräsentieren, sind betragsmäßig in guter Näherung gleich groß<sup>1</sup>, besitzen jedoch für

<sup>1</sup>Da die Beiträge der beiden Übergänge verschiedene Zeeman-Niveaus beinhalten und diese leicht unterschiedliche Clebsch-Gordan-Koeffizienten besitzen sind die entsprechenden Beiträge nicht genau identisch.

alle  $F'$  ein unterschiedliches Vorzeichen. Mithilfe von  $\Delta E_\sigma = |E_{\sigma_+} - E_{\sigma_-}|$  folgt aus Gleichung (3.50)

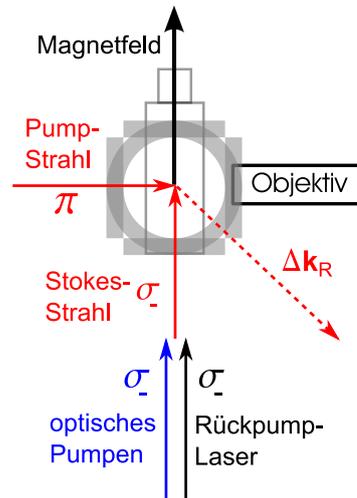
$$\Omega_R \approx \frac{E_\pi \Delta E_\sigma}{2\hbar^2} \sum_{F'} \frac{\langle J, F, m_F - 1 | e\mathbf{r}\boldsymbol{\epsilon}_{\sigma_+} | J', F', m_F \rangle \langle J', F', m_F | e\mathbf{r}\boldsymbol{\epsilon}_\pi | J, F, m_F \rangle}{\Delta_{F'}}. \quad (3.51)$$

Für den Fall, dass beide zirkuläre Polarisationskomponenten gleich groß sind ( $\Delta E_\sigma = 0$ ), findet eine maximal destruktive Interferenz der beiden Übergänge statt, sodass  $\Omega_R \approx 0$  gilt. Dies ist automatisch der Fall, falls beide Raman-Strahlen eine rein lineare Polarisation aufweisen, unabhängig davon, unter welchem Winkel zur Quantisierungsachse diese eingestrahlt werden.

Eine maximale Raman-Rabi-Frequenz und somit eine optimale Kopplung wird erreicht, falls neben einer  $\pi$ -Komponente nur eine  $\sigma$ -Komponente zum Gesamtfeld beiträgt.

### Strahlenkonfiguration bei Verwendung des Zustandes $F = 4$

Zur experimentellen Umsetzung des in Abschnitt 3.6.1 zuerst beschriebenen Schemas bietet sich eine Strahlenkonfiguration an, die in Abbildung 3.16 dargestellt ist. Die durch das Magnetfeld definierte Quantisierungsachse liegt hierbei parallel zur axialen Dipolfallenachse. Entlang dieser Achse wird der Strahl des optischen Pumpens, der Strahl des Rückpump-Lasers sowie einer der Raman-Strahlen eingestrahlt, die alle eine reine ( $\sigma_-$ )-Polarisation aufweisen. Ein zweiter Raman-Strahl wird senkrecht zur Quantisierungsachse mit einer reinen  $\pi$ -Polarisation eingestrahlt.



**Abbildung 3.16:** Strahlenkonfiguration bei Verwendung des ( $F = 4$ )-Zustands.

Da beide Raman-Strahlen nur eine einzige Polarisationskomponente aufweisen, ist für den Übergang  $|F = 4, m_F = -4\rangle \rightarrow |F = 4, m_F = -3\rangle$  die Definition eines

$\pi$ -polarisierten Pump-Strahls und eines ( $\sigma_-$ )-polarisierten Stokes-Strahls möglich. Ein großer Vorteil dieser Konfiguration besteht darin, dass sowohl der Laser des optischen Pumpens, als auch der Rückpump-Laser bereits in dieser Form zur Präparation des Qubit-Zustands  $|1\rangle = |F = 4, m_F = -4\rangle$  in das Hauptexperiment integriert sind. Darüberhinaus besitzt einer der Raman-Strahlen dieselbe Polarisation und Orientierung und kann daher in der selben optischen Faser geführt werden.

Zur Implementierung dieses Schemas wird nur ein einziger zusätzlicher Laser benötigt, der in zwei Strahlen aufgeteilt werden kann und den stimulierten Raman-Übergang induziert.

Um einen optischen Zugang für den Pump-Strahl zu schaffen, muss die Orientierung der Mikrowellenantenne im derzeitigen experimentellen Aufbau (vgl. Abbildung 2.9) verändert werden, was jedoch ohne Probleme möglich ist.

### Strahlenkonfiguration bei Verwendung des Zustandes $F = 3$

Zur möglichst einfachen Umsetzung des zweiten Schemas (vgl. Abschnitt 3.6.1) kann eine Strahlengeometrie der Raman-Laser verwendet werden, die in Abbildung 3.17 gezeigt ist.

Um, wie beim ersten Schema, die Faser des zur Qubit-Zustandspräparation eingesetzten optischen Pumpens verwenden zu können, wird das Magnetfeld für die Dauer des Kühlprozesses umgepolt. Hierdurch besitzen die Laserstrahlen, die aus dieser Faser austreten eine reine ( $\sigma_+$ )-Polarisation bezüglich der neuen Quantisierungsachse.

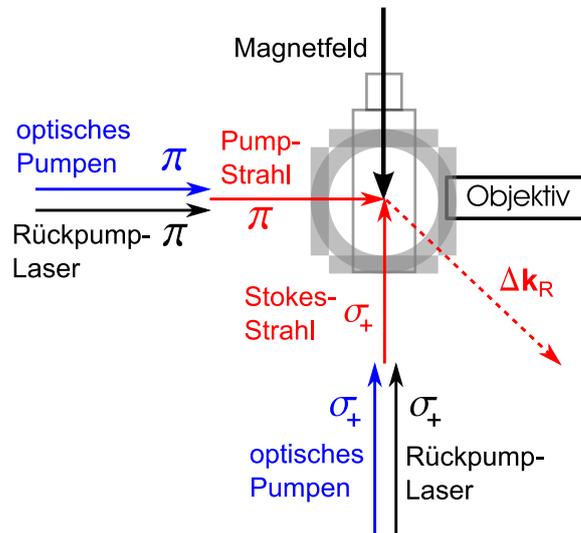


Abbildung 3.17: Strahlenkonfiguration bei Verwendung des ( $F = 3$ )-Zustands.

Alle zur ERSK verwendeten Laser werden sowohl durch diese Faser als auch senkrecht zur Quantisierungsachse mit einer reinen  $\pi$ -Polarisation eingestrahlt, um die erforderlichen Polarisationskomponenten zu enthalten.

Zur Implementierung dieses Schemas werden zwei zusätzliche Laser benötigt. Ein

Raman-Laser und der Laser für das optische Pumpen. Der Rückpump-Übergang entspricht genau dem Übergang, der für das zur Qubit-Zustandspräparation eingesetzte optische Pumpen verwendet wird. Der entsprechende Laserstrahl kann deshalb in zwei Strahlen aufgeteilt werden, um ihn aus zwei Richtungen mit unterschiedlichen Polarisierungen einstrahlen zu können.

### 3.6.3 Wahl der Raman-Verstimmung

Zur Bestimmung der optimalen Wellenlänge des Raman-Lasers müssen zwei Kriterien erfüllt werden. Zum einen muss die Verstimmung  $\Delta$  so groß gewählt werden, dass die Population eines angeregten atomaren Zustandes mit der darauffolgenden spontanen Emission minimiert wird.

Zum anderen muss die Raman-Rabi-Frequenz  $\Omega_R$  groß genug sein, um eine effektive Kühlung zu erreichen, jedoch klein genug, um die Seitenbänder auflösen zu können. Im folgenden Abschnitt werden sowohl die Raman-Rabi-Frequenz als auch die Streurrate in Abhängigkeit der Wellenlänge des Raman-Lasers berechnet.

#### Raman-Rabi-Frequenz

Zur Berechnung der resonanten Raman-Rabi-Frequenz wird angenommen, dass sich das elektrische Gesamtfeld aus einem rein  $\pi$ -polarisierten Pump-Strahl und einem rein zirkular polarisierten Stokes-Strahl zusammensetzt (vgl. Abschnitt 3.6.2). Des Weiteren wird vereinfachend angenommen, dass die elektrische Feldstärke beider Strahlen gleich groß ist, sodass gilt

$$E_\pi = E_{\sigma_\pm} \equiv E_0 . \quad (3.52)$$

Die Gleichung für die Raman-Rabi-Frequenz (3.50) vereinfacht sich mit diesen Annahmen zu

$$\Omega_R = \frac{I}{c\epsilon_0\hbar^2} \sum_{F'} \frac{1}{\Delta_{F'}} \langle J, F, m_F \pm 1 | e\mathbf{r}\epsilon_{\sigma_\mp} | J', F', m_{F'} \rangle \langle J', F', m_{F'} | e\mathbf{r}\epsilon_\pi | J, F, m_F \rangle , \quad (3.53)$$

wobei  $I = \frac{1}{2}c\epsilon_0 E_0^2$  die gemeinsame Intensität des Pump- und Stokes-Strahls bezeichnet. Mithilfe des Wigner-Eckart-Theorems [34]

$$\begin{aligned} \langle J, F, m_F | e\mathbf{r}\epsilon_q | J', F', m_{F'} \rangle &= (-1)^{F'+m_{F'}-1} \sqrt{2F'+1} \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ m_{F'} & q & -m_F \end{pmatrix} \times \langle F | e\mathbf{r} | F' \rangle \\ &= (-1)^{F'+m_{F'}-1} \sqrt{2F'+1} \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ m_{F'} & q & -m_F \end{pmatrix} (-1)^{J+\tilde{I}+F'+1} \\ &\quad \sqrt{(2F'+1)(2J+1)} \begin{Bmatrix} J & J' & 1 \\ F' & F & \tilde{I} \end{Bmatrix} \times \langle J | e\mathbf{r} | J' \rangle \\ &= C_{F,m_F}^{F',m_{F'}} \cdot \langle J | e\mathbf{r} | J' \rangle \end{aligned} \quad (3.54)$$

lassen sich die Matrixelemente aus Gleichung (3.53) in Clebsch-Gordan-Koeffizienten  $C_{F,m_F}^{F',m'_F}$  und ein reduziertes Matrixelement  $\langle J|e\mathbf{r}|J'\rangle$  zerlegen. Die Clebsch-Gordan-Koeffizienten sind hier als Wigner-3J- bzw. Wigner-6J-Symbole geschrieben und beinhalten den Kernspin  $\tilde{I}$ . Der Faktor  $q = \Delta m_F$  ist bestimmt durch die Polarisation des absorbierten bzw. stimuliert emittierten Photons.

Das Betragsquadrat des reduzierten Matrixelements lässt sich nach [35] schreiben als

$$|\langle J|e\mathbf{r}|J'\rangle|^2 = \frac{2J'+1}{2J+1} \frac{3\pi\epsilon_0\hbar c^3\Gamma}{\omega_0^3}. \quad (3.55)$$

Setzt man dieses Matrixelement unter Ausnutzung des Wigner-Eckart-Theorems in Gleichung (3.53) ein, so erhält man

$$\Omega_R = \frac{6\pi c^2 \Gamma_{D2} I}{\omega_{D2}^3 \hbar} \sum_{F'} \frac{1}{\Delta_{F'}} C_{F,m_F}^{F',m_F} \cdot C_{F',m_F}^{F,m_F \pm 1}. \quad (3.56)$$

Mithilfe dieser Gleichung lässt sich die Raman-Rabi-Frequenz sowohl für die Zustände  $|F=3, m_F=3\rangle \leftrightarrow |F=3, m_F''=2\rangle$  als auch für die Zustände  $|F=4, m_F=-4\rangle \leftrightarrow |F=4, m_F''=-3\rangle$  berechnen. Die Ergebnisse dieser Rechnung sind in den Abbildungen 3.18 und 3.19 gezeigt.

### Spontane Streurrate

Die Streurrate eines Atoms im Zustand  $|i\rangle$  in einem Lichtfeld der Intensität  $I$  und der Frequenz  $\omega$  ist gegeben durch [36]

$$\Gamma_{\text{Streu}} = \frac{I\omega^3}{6\pi\hbar^3\epsilon_0^2 c^4} \sum_a \sum_{f,q_{\text{st}}} \left| \frac{\langle f|e\mathbf{r}\epsilon_q|a\rangle \langle a|e\mathbf{r}\epsilon_{q_{\text{st}}}|i\rangle}{\Delta_a} \right|^2. \quad (3.57)$$

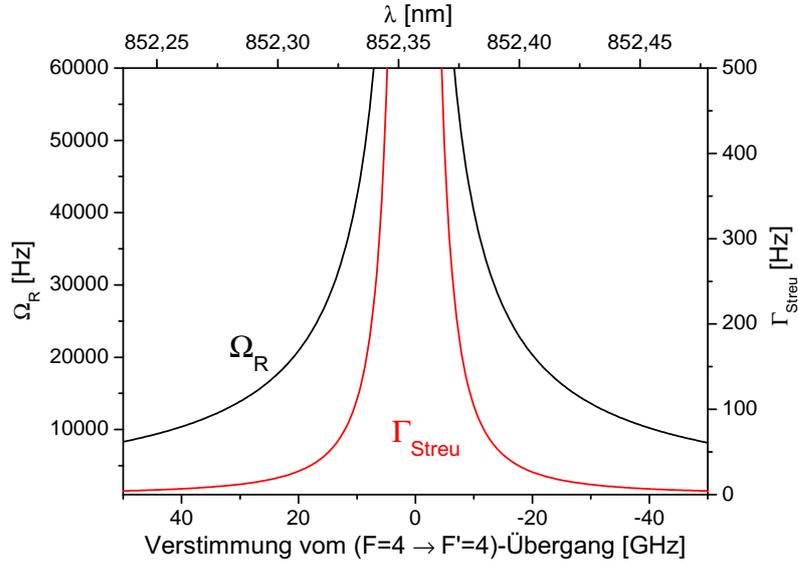
Hierbei wurde analog zu Abschnitt 1.2 die RWA verwendet.

Zur Berechnung der durch die Raman-Laser induzierten Streurrate werden folgende vereinfachende Annahmen gemacht.

Zum einen wird angenommen, dass sich das Atom die meiste Zeit über im äußeren Zeeman-Niveau  $m_F = -4$  bzw.  $m_F = 3$  befindet. Diese Annahme ist gerechtfertigt, falls die Rate des optischen Pumpens  $\Gamma_{\text{op}}$  deutlich größer als  $\Omega_R$  ist. Des Weiteren wird angenommen, dass sich die Gesamtstreurrate als Summe der Streuraten des Pump- und Stokes-Strahls schreiben lässt  $\Gamma_{\text{Streu}} = \Gamma_P + \Gamma_S$ . Mithilfe des Wigner-Eckart-Theorems lassen sich analog zum vorigen Abschnitt die Matrixelemente in Gleichung (3.57) und somit die Streurrate berechnen.

Die Abbildungen 3.18 und 3.19 zeigen die Raman-Rabi-Frequenz und die Streurrate des jeweiligen Kühlschemas in Abhängigkeit der Verstimmung. Diese Verstimmung bezieht sich jeweils auf Übergänge aus dem entsprechenden ( $6S_{1/2}$ )-Hyperfeinzustand in den ( $6P_{3/2}$ )-Feinzustand mit gleichem Gesamtdrehimpuls  $F$ .

Da  $\Gamma_{\text{Streu}}$  quadratisch und  $\Omega_R$  linear mit der inversen Verstimmung abnimmt, ist es



**Abbildung 3.18:** Raman-Rabi-Frequenz der Zustände  $|F = 4, m_F = -4\rangle \leftrightarrow |F = 4, m_F = -3\rangle$  und die Streurrate des Zustands  $|F = 4, m_F = -4\rangle$  in Abhängigkeit der Verstimmung vom  $(F = 4 \rightarrow F' = 4)$ -Übergang der  $D_2$ -Linie. Zugrundegelegt wurde eine Leistung des Pump- und Stokes-Strahls von 1 mW sowie ein Strahlradius von 1 mm.

möglich die Verstimmung derart zu wählen, dass  $\Gamma_{\text{Streu}}$  vernachlässigbar klein, während  $\Omega_R$  möglichst groß (jedoch kleiner als die Fallenfrequenz) ist. Für beide Kühltaschemas, bei denen sich die Absolutwerte nicht signifikant unterscheiden, ist eine Verstimmung von  $|\Delta| = 30$  GHz sinnvoll, bei der gilt

$$\begin{aligned}\Omega_R(F = 4) &= 11,7 \text{ kHz} \text{ und } \Gamma_{\text{Streu}}(F = 4) = 8 \text{ Hz} \\ \Omega_R(F = 3) &= 13,5 \text{ kHz} \text{ und } \Gamma_{\text{Streu}}(F = 3) = 12 \text{ Hz} .\end{aligned}$$

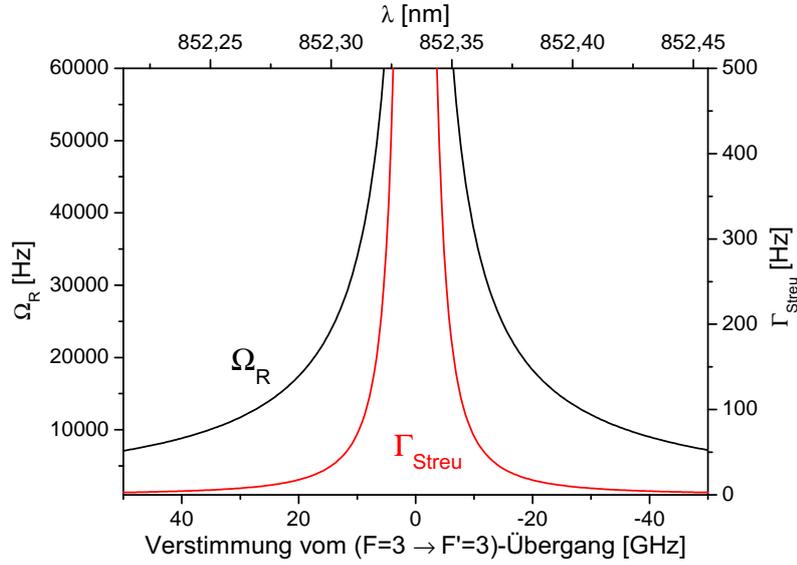
### 3.6.4 Kühlung des axialen und radialen Freiheitsgrades

#### Der axiale Freiheitsgrad

Mit den Oszillationsfrequenzen aus Abschnitt 3.1.3 ergibt sich aus Gleichung (3.44) bei einer Wellenlänge des optischen Pumpens von 852,3 nm ein Lamb-Dicke-Parameter des axialen Freiheitsgrades von

$$\eta_{\text{op}}(\Omega_{\text{ax}}) = 0,09 .$$

Die axialen Fallenparameter liegen demnach im Lamb-Dicke-Regime. Weil man somit Heizeffekte durch das optische Pumpen und das Rückpumpen vernachlässigen kann, ist es möglich, Atome axial mithilfe der ERSK in den vibronischen Grundzustand zu kühlen. Hierzu müsste nach Gleichung (3.46) ein Magnetfeld der Stärke



**Abbildung 3.19:** Raman-Rabi-Frequenz der Zustände  $|F = 3, m_F = 3\rangle \leftrightarrow |F = 3, m_F = 2\rangle$  und die Streurrate des Zustands  $|F = 3, m_F = 3\rangle$  in Abhängigkeit der Verstimmung vom  $(F = 3 \rightarrow F' = 3)$ -Übergang der  $D_2$ -Linie. Zugrundegelegt wurde eine Leistung des Pump- und Stokes-Strahls von 1 mW sowie ein Strahlradius von 1 mm.

$B(\Omega_{\text{ax}}) = 730$  mG angelegt werden, um den stimulierten Raman-Übergang in Resonanz mit dem ersten roten Seitenband zu bringen.

Bei den vorgeschlagenen Strahlkonfigurationen (vgl. Abbildung 3.16 und 3.17) schließt  $\Delta \mathbf{k}$  einen Winkel von  $\alpha = 45^\circ$  zur axialen Dipolfallenachse ein. Des Weiteren sind Pump- und Stokes-Strahl orthogonal zueinander, sodass  $\Delta \mathbf{k}_R = \sqrt{2} \mathbf{k}_P$  gilt. Hieraus resultiert ein axialer Lamb-Dicke-Parameter des stimulierten Raman-Übergangs von

$$\eta_R(\Omega_{\text{ax}}) = \sqrt{2} \cos(\alpha) \sqrt{\frac{\hbar \mathbf{k}_P^2}{2m\Omega_{\text{ax}}}} = \eta_{\text{op}}(\Omega_{\text{ax}}) . \quad (3.58)$$

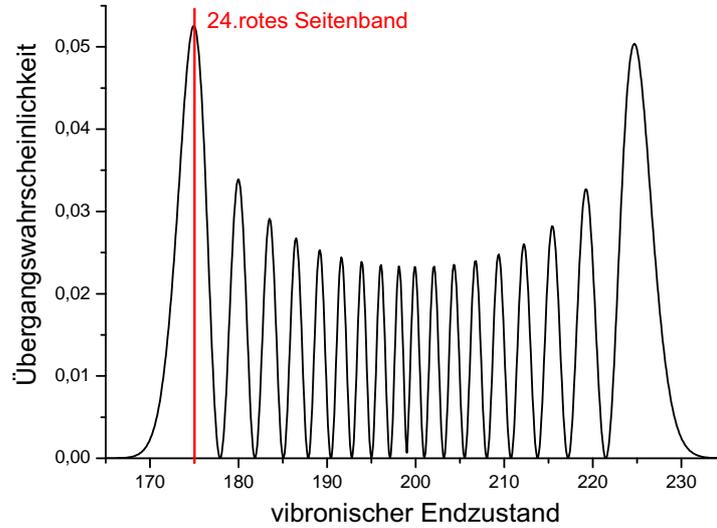
Ausgehend vom mittleren axialen Vibrationsniveau  $\langle n \rangle_{\text{ax}} \approx 1$  ergibt sich nach Gleichung (3.16) und (3.40) die effektive Raman-Rabi-Frequenz für Übergänge des ersten roten Seitenbands zu

$$\Omega_R(1 \rightarrow 0) = \eta_R(\Omega_{\text{ax}}) \cdot \Omega_R . \quad (3.59)$$

Für den Fall, dass die Verstimmung  $\Delta$  und die Laserintensität wie in Abschnitt 3.6.3 gewählt wird, beträgt die effektive Raman-Rabi-Frequenz  $\Omega_R(1 \rightarrow 0) \approx 1$  kHz.

### Der radiale Freiheitsgrad

Um mithilfe der ERSK Atome radial in den Vibrationsgrundzustand zu kühlen, muss ein homogenes Magnetfeld der Stärke  $B(\Omega_{\text{rad}}) = 6$  mG angelegt werden. Die erwarteten Magnetfeldfluktuationen aufgrund äußerer Streufelder liegen in einem Bereich



**Abbildung 3.20:** Übergangswahrscheinlichkeiten vom Vibrationsniveau  $\langle n \rangle_{\text{rad}} = 199$  in Abhängigkeit des vibronischen Endzustands.

von 5-10 mG, sodass es nicht möglich sein wird einzelne radiale Vibrationsniveaus aufzulösen. Dies hat zur Folge, dass radial keine deterministische Kühlung in den Vibrationsgrundzustand realisiert werden kann.

Der radiale Lamb-Dicke-Parameter des optischen Pumpens beträgt

$$\eta_{\text{op}}(\Omega_{\text{rad}}) = 0,97 .$$

Somit liegen die radialen Fallenparameter deutlich außerhalb des Lamb-Dicke-Regimes. Da die Seitenbänder für den Prozess des optischen Pumpens deutlich stärker sind als Übergänge der Trägerfrequenz, ist eine Aufheizung der Atome durch das optische Pumpen unvermeidbar.

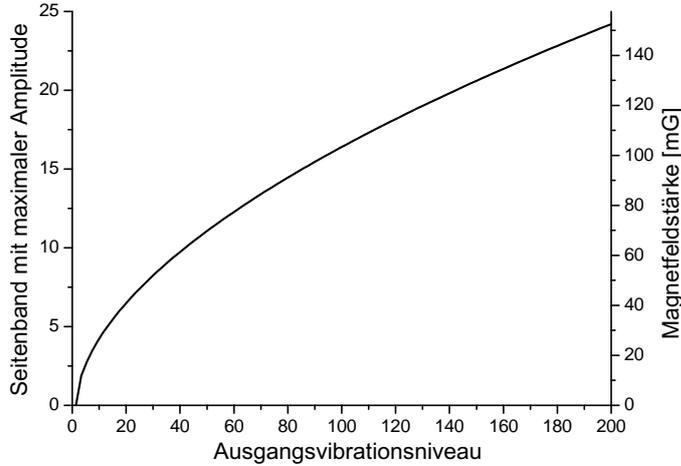
Um dennoch eine Kühlung entlang des radialen Freiheitsgrades zu erreichen, kann der stimulierte Raman-Übergang in Resonanz mit einem höheren roten Seitenband gebracht werden.

Für den radialen Lamb-Dicke-Parameter des stimulierten Raman-Übergangs folgt analog zum axialen Freiheitsgrad

$$\eta_{\text{R}}(\Omega_{\text{rad}}) = \eta_{\text{op}}(\Omega_{\text{rad}}) = 0,97 .$$

Abbildung 3.20 zeigt die daraus resultierende Amplitude der Seitenbänder für das mittlere Vibrationsniveau  $\langle n \rangle_{\text{rad}} = 199$ , die nach Gleichung (3.14) berechnet wurden. Die höchste Übergangswahrscheinlichkeit weist der Übergang in das Vibrationsniveau  $n' = 175$  auf, was dem 24. roten Seitenband entspricht.

Für eine möglichst effektive Kühlung sollte der stimulierte Raman-Übergang deshalb



**Abbildung 3.21:** Verlauf der maximalen Übergangsamplitude zusammen mit der erforderlichen Magnetfeldstärke, um den stimulierten Raman-Übergang in Resonanz mit dem entsprechenden Seitenband zu bringen.

resonant auf diesem Seitenband sein. Hierzu ist eine Magnetfeldstärke von  $B(\Omega_{\text{rad}}) = 151 \text{ mG}$  erforderlich.

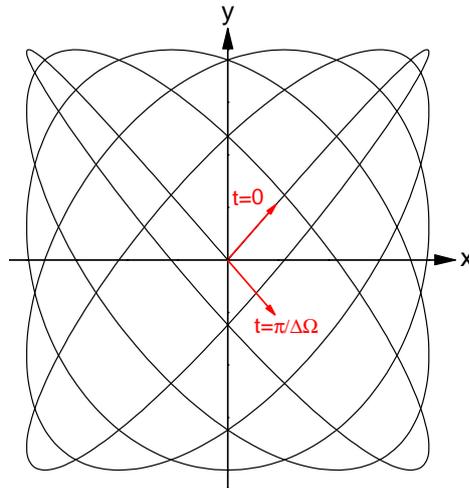
Während des Kühlprozesses verändert sich jedoch die Lage des optimalen Seitenbands, was Abbildung 3.21 illustriert. Dort ist das rote Seitenband mit maximaler Amplitude für verschiedene Ausgangsvibrationsniveaus aufgetragen. Um diesen Effekt zu berücksichtigen und eine maximale Kühlrate zu erreichen, muss die Magnetfeldstärke während des Kühlprozesses entsprechend verringert werden. Der radiale Freiheitsgrad kann in zwei orthogonale Achsen zerlegt werden. Aus diesem Grund gibt es bei beiden Strahlkonfigurationen eine Achse des radialen Freiheitsgrades, die senkrecht auf dem Differenzwellenvektor  $\Delta\mathbf{k}_R$  steht. Somit wäre eine Kühlung von Atomen, die entlang dieser Achse oszillieren, nicht möglich.

Diese Schlussfolgerung ist jedoch nur für eine perfekt radialsymmetrische Fallengeometrie korrekt. Für eine Dipolfalle, deren radiales Profil elliptisch ist, kann man das radiale Potential in zwei Hauptachsen zerlegen, deren Oszillationsfrequenzen sich um  $\Delta\Omega$  unterscheiden.

Die Achse, entlang der ein Atom in einem solchen Potential oszilliert, pendelt in der radialen Ebene mit der Differenzfrequenz  $\Delta\Omega$ . Nach der Zeit  $t = \pi/\Delta\Omega$  weist die atomare Bewegung somit eine maximale Amplitude entlang der zur anfänglichen Oszillationsachse orthogonalen Richtung auf. Diese Amplitude ist durch die Amplitude bei  $t = 0$  gegeben. Abbildung 3.22 zeigt die Trajektorie eines Atoms, dessen Bewegungsrichtung zur Zeit  $t = 0$  einen Winkel von  $45^\circ$  zu beiden Hauptachsen einschließt.

Durch die Pendelbewegung der Oszillationsachse werden die Freiheitsgrade in der radialen Dipolfallenebene gekoppelt, sodass eine Kühlung des Atoms in allen drei Dimensionen möglich ist, falls ein elliptisches Profil des Dipolfallenstrahls erzeugt

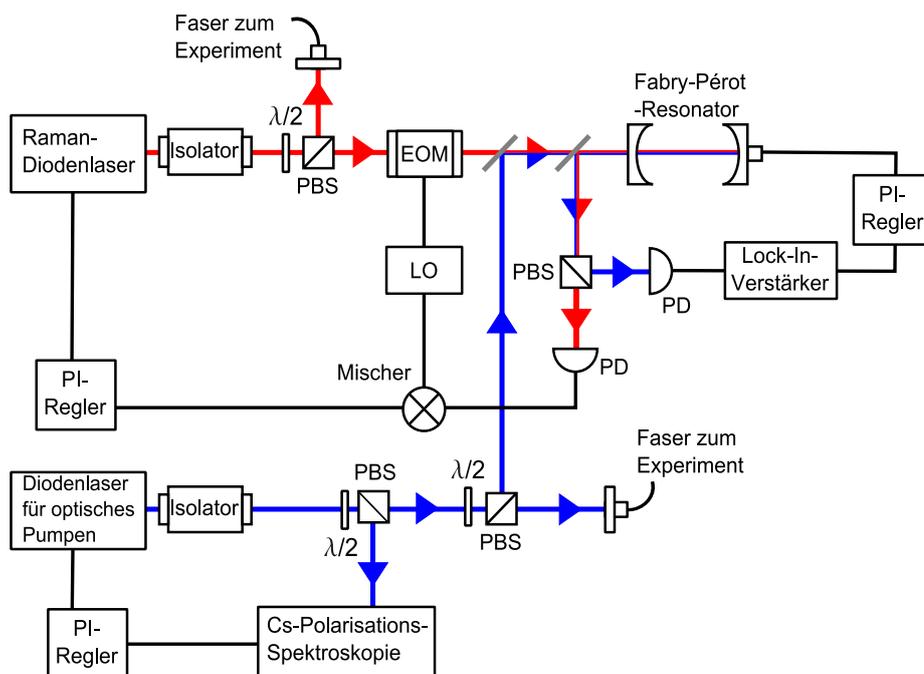
werden kann. Diese Elliptizität ist jedoch aufgrund von Imperfektionen des optischen Strahlengangs immer in einem gewissen Maße gegeben, sodass eine absichtliche Deformation eventuell nicht notwendig ist.



**Abbildung 3.22:** Trajektorie eines Atoms in einem elliptischen radialen Dipolfallenpotential. Die Oszillationsfrequenz entlang der  $y$ -Achse ist um  $\Delta\Omega = 0,1$  größer als die Frequenz entlang der  $x$ -Achse. Die Achse, entlang der das Atom oszilliert pendelt in der radialen Ebene mit einer Frequenz  $\Delta\Omega$ . Nach der Zeit  $t = \pi/\Delta\Omega$  weist die atomare Bewegung eine maximale Amplitude entlang der zur anfänglichen Oszillationsachse orthogonalen Richtung auf.

### 3.6.5 Experimenteller Aufbau

Zur Realisierung der ERSK wird ein Aufbau verwendet, der so variabel ausgelegt ist, dass beide in Abschnitt 3.6.1 vorgestellten Schemas umgesetzt werden können. Dieser Aufbau ist schematisch in Abbildung 3.23 dargestellt und wird im Folgenden beschrieben. Beide zur Kühlung verwendete Laser sind Diodenlaser in Littrow-Kon-



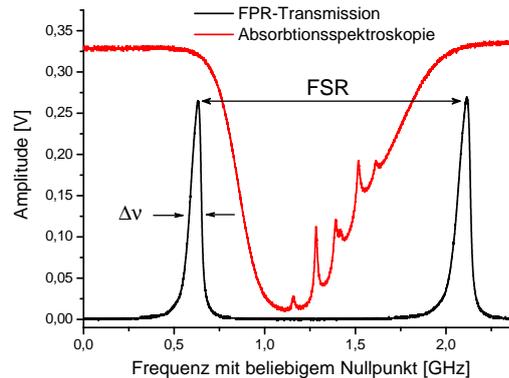
**Abbildung 3.23:** Schematischer Aufbau zur Frequenzstabilisierung der für die ERSK benötigten Laser.

figuration, die jeweils durch einen optischen Isolator<sup>2</sup> vor Rückreflexionen geschützt werden. Die Bauweise der Diodenlaserköpfe wurde hinsichtlich ihrer Isolation gegenüber akustischen Störungen verbessert. Einer der beiden Laser ist in Abbildung 3.25 zu sehen.

#### Der Raman-Laser

Ein kontinuierlich einstellbarer Anteil der Raman-Laserleistung wird zur Frequenzstabilisierung verwendet. Der restliche Teil wird über optische Fasern zum Hauptexperiment geleitet. Der Raman-Laser muss auf eine Frequenz stabilisiert werden, die um  $\Delta \approx 30$  GHz von einem Cäsium-Übergang verstimmt ist. Aus diesem Grund ist es nicht möglich, das Signal einer Cäsium-Spektroskopie zur Stabilisierung zu verwenden. Stattdessen wird der Raman-Laser mithilfe des Pound-Drever-Hall-Verfahrens [37] auf das Reflexions-Signal eines externen *Fabry-Pérot-Resonators* (FPR) stabilisiert.

<sup>2</sup>LINOS Photonics, DLI 1



**Abbildung 3.24:** Zur Vermessung des Fabry-Pérot-Resonators wurde sowohl dessen Transmission, als auch das Absorptionsspektrum der Cäsium-D<sub>2</sub>-Linie aufgenommen, indem der Reflexionsgitterwinkel des Diodenlasers moduliert wurde. Mithilfe der bekannten Frequenzabstände der Absorptionslinien im Cäsium-Spektrum lässt sich die Zeitachse des verwendeten Oszilloskops in eine Frequenzachse umeichen. Aus dem Transmissionssignal des FPR erhält man auf diese Weise einen freien Spektralbereich von  $FSR = 1,48$  GHz und eine Halbwertsbreite von  $\Delta\nu = 64,49$  MHz. Daraus ergibt sich eine Finesse von  $\mathcal{F} = \frac{FSR}{\Delta\nu} = 22,96$ .

Hierzu wird der Laserstrahl zunächst durch einen EOM<sup>3</sup> mit einer Frequenz von ca. 20 MHz phasenmoduliert. Dadurch entstehen im Frequenzspektrum des Lasers Seitenbänder im Abstand der Modulationsfrequenz, deren Phase sich um  $\pi$  unterscheidet. Anschließend wird das Licht in den FPR eingekoppelt. Das durch den Resonator reflektierte Licht wird durch eine verstärkte Photodiode<sup>4</sup> detektiert.

Mithilfe eines Mischers<sup>5</sup> wird die Modulationsfrequenz vom Photodiodensignal abgezogen, wodurch ein Signal entsteht, dass in Resonanz zu einer Resonatormode einen steilen Nulldurchgang aufweist. Mithilfe dieses Signals lässt sich die Frequenz des Raman-Lasers auf eine Resonatormode stabilisieren. Der FPR besteht aus zwei Konkavspiegeln, mit einer Brennweite von 5 cm, die durch einen 5 cm langen Zerodur-Stab miteinander verbunden sind. Dieser Stab zeichnet sich durch eine sehr geringe Ausdehnung bei Temperaturänderungen aus und stabilisiert somit passiv die Resonatortlänge. In Abbildung 3.24 sind die Ergebnisse der Vermessung des FPR dargestellt, der einen freien Spektralbereich von  $FSR=1,48$  GHz aufweist.

### Der Laser für das optische Pumpen

Der Laserstrahl des optischen Pumpens wird in drei Teile aufgespalten. Der erste Teil gelangt über optische Fasern zum Hauptexperiment. Ein zweiter Teil wird in eine Polarisationspektroskopie-Anordnung geleitet, mit deren Hilfe der Laser auf die

<sup>3</sup>LINOS Photonics, LM 0202 PHAS 5W IR,  $U_{\lambda/2}(\lambda = 852 \text{ nm}) \approx 300 \text{ V}$

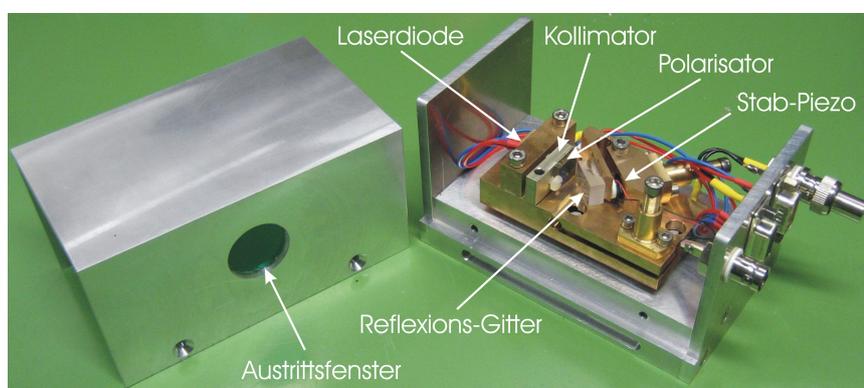
<sup>4</sup>Thorlabs, PDA10A-EC, Bandbreite 150 MHz

<sup>5</sup>Mini-Circuits, ZAD-1+

Frequenz eines Cäsium-Übergangs stabilisiert werden kann.

Ein dritter Teil des Laserlichts wird zur aktiven Stabilisierung der FPR-Länge mithilfe des Lock-In-Verfahrens verwendet. Hierzu wird der Laser des optischen Pumpens mit einer linearen Polarisation in den Resonator eingekoppelt, die orthogonal zu der des Raman-Lasers ist. Somit kann durch einen polarisierenden Strahlteilerwürfel (PBS) das Reflexionssignal des Lasers für das optische Pumpen von dem des Raman-Lasers getrennt und anschließend mittels einer Photodiode detektiert werden.

Die Länge des FPR wird mithilfe eines piezoelektrischen Aktuators mit einer Frequenz von ca. 100 KHz moduliert, sodass ein Lock-In-Verstärker<sup>6</sup> aus dem Signal der Photodiode und dem Modulationssignal ein Fehlersignal generiert, mit dem die Resonatorlänge aktiv stabilisiert werden kann.



**Abbildung 3.25:** Diodenlaser in Littrow-Konfiguration. Der aus der Laserdiode<sup>7</sup> austretende Strahl wird durch eine asphärische Linse<sup>8</sup> kollimiert und fällt anschließend auf ein holographisches Reflexionsgitter<sup>9</sup>. Dieses reflektiert die erste Beugungsordnung zurück in die Diode, und bildet somit zusammen mit der Rückfacette der Diode einen externen Resonator. Ein Polarisator<sup>10</sup>, der sich hinter dem Kollimator befindet, schützt die Diode vor horizontal polarisierten Rückreflexen. Die nullte Beugungsordnung verlässt durch ein anti-Reflex-beschichtetes Austrittsfenster das Diodenlasergehäuse. Durch die Verkipfung des Gitters mithilfe eines stabförmigen piezoelektrischen Aktuators kann die Laserwellenlänge durchgestimmt werden. Zum Schutz vor akustischen Störungen besteht der Gehäusedeckel aus massivem Aluminium.

<sup>6</sup>FEMTO, LIA-MV-200-H, Bandbreite 50 Hz-120 kHz

<sup>7</sup>Frankfurt Laser Company, FAXD-850-XX-150S,  $P_{\max} = 150$  mW, single mode

<sup>8</sup>Thorlabs, C230TM-B, Anti-Reflex-Beschichtung für 600-1050 nm, Brennweite  $f = 4,5$  mm

<sup>9</sup>Carl Zeiss Microimaging GmbH, 263232-9051-324, 1800 Linien/mm

<sup>10</sup>CODIXX, IR950 BC4 CW02, Auslöschungsverhältnis 1 : 10<sup>5</sup>

<sup>11</sup>Thorlabs, WG41050-B, Anti-Reflex-Beschichtung für 650-1050 nm

## 4 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden zunächst die physikalischen Grundlagen zur optischen Kontrolle einzelner Atome erläutert. Anschließend wurde die experimentelle Realisierung des zustandsabhängigen Transports von Cäsium-Atomen in einem ein-dimensionalen optischen Gitter vorgestellt. Hierbei wurde gezeigt, dass ein optisches Gitter bei geeigneter Wellenlänge und Polarisationskonfiguration in zwei zustandsselektive, gegeneinander verschiebbare Untergitter zerlegt werden kann. Zudem wurde beschrieben, wie die Cäsium-Atome mittels optischen Pumpens und der Anwendung von Mikrowellenpulsen in bestimmte atomare Zustände präpariert werden können, sodass die Atome in nur einem der beiden Untergitter gefangen werden. Es wurde eine Methode präsentiert, die es erlaubt, mittels zweier elektro-optischer Modulatoren die beiden Untergitter gegeneinander zu verschieben und somit die darin gefangenen Atome zustandsabhängig zu transportieren.

Der Hauptteil dieser Arbeit befasste sich mit der Kühlung von Atomen in der Dipolfalle. Aus den vorgestellten Messungen der Oszillationsfrequenzen und der Temperatur der Atome konnten die im Mittel besetzten Vibrationsniveaus in der Dipolfalle bestimmt werden. Es konnte gezeigt werden, dass insbesondere die radiale Vibrationsquantenzahl der Atome so groß ist, dass eine Kühlung für Experimente zur Quanteninformationsverarbeitung notwendig ist.

In diesem Zusammenhang wurde das Prinzip der Seitenbandkühlung, insbesondere das der Raman-Seitenbandkühlung vorgestellt. Hierbei wurden die Vorteile der entarteten Raman-Seitenbandkühlung hervorgehoben und ein Konzept zu ihrer experimentellen Umsetzung anhand zweier Kühlschemas präsentiert. Es wurde gezeigt, mit welchen Strahlkonfigurationen beide Schemas in das bestehende Experiment integriert werden können. Hierbei erwies sich das von Jessen *et al.* vorgeschlagene Schema aufgrund der bereits bestehenden Laserkonfiguration als besonders vorteilhaft. Des Weiteren wurden anhand theoretischer Berechnungen die erwarteten Raman-Rabi-Frequenzen, sowie die spontanen Streuraten abgeschätzt und daraus eine sinnvolle Wellenlänge des Raman-Lasers abgeleitet.

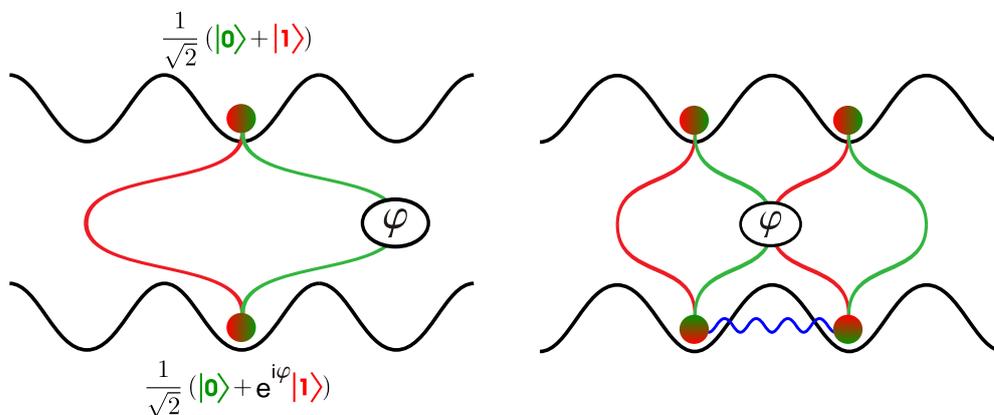
In einer Betrachtung der einzelnen Oszillationsfreiheitsgrade wurde gezeigt, dass eine entartete Raman-Seitenbandkühlung in den vibronischen Grundzustand des axialen Freiheitsgrades möglich ist. Obwohl die radialen Seitenbänder nicht aufgelöst werden können, wurde ein Lösungsvorschlag präsentiert, der eine Kühlung des radialen Freiheitsgrades und somit eine dreidimensionale Kühlung der Atome in der Dipolfalle ermöglicht.

Schließlich wurde eine während dieser Arbeit aufgebaute experimentelle Anordnung beschrieben, die zur Frequenzstabilisierung der benötigten Laser verwendet wird.

## Anwendungen des zustandsabhängigen Transports

Der zustandsabhängige Transport wurde während dieser Arbeit bereits realisiert. Die Implementierung darauf aufbauender Anwendungen erfordert längere Kohärenzzeiten der Atome sowie eine höhere Genauigkeit der kohärenten atomaren Zustandspräparation, was eine zusätzliche Kühlung der Atome notwendig macht. Hierzu kann das beschriebene Konzept zur entarteten Raman-Seitenbandkühlung experimentell umgesetzt werden, indem die Anordnung zur Frequenzstabilisierung der Raman-Laser vervollständigt und in das bestehende Experiment integriert wird.

Eine erste Anwendung des zustandsabhängigen Transports ist das Ein-Atom-Interferometer [38] (vgl. Abbildung 4.1). Bei diesem wird ein Atom zunächst in einen symmetrischen Überlagerungszustand  $\frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle)$  präpariert. Die Anwendung des zustandsabhängigen Transports ermöglicht eine Delokalisierung der atomaren Wellenfunktion. Durch einen Transport in die umgekehrte Richtung wird die aufgespaltene Wellenfunktion wieder zusammengeführt. Mittels eines letzten Mikrowellenpulses mit variabler Phase wird die relative Phase der beiden Zustände auf die Besetzung dieser Zustände überführt. Eine anschließende Messung des internen atomaren Zustands erlaubt die Untersuchung der Kohärenzeigenschaften des zustandsabhängigen Transports.



**Abbildung 4.1:** Schematische Darstellung des Ein-Atom-Interferometers (links) und der Verschränkung zweier Atome mittels einer kalten Kollision (rechts).

Eine weitere interessante Anwendung des zustandsabhängigen Transports stellt der sogenannte *Quantum Walk* dar. Bei diesem wird die Wellenfunktion eines einzelnen Atoms sukzessiv über mehrere Positionen des optischen Gitters delokalisiert. Es kommt zu einer Interferenz der Wellenfunktion mit sich selbst. Anschließend findet eine Messung der Position des Atoms statt. Die konstruktiven und destruktiven Interferenzen der Wellenfunktion führen dazu, dass sich die Wahrscheinlichkeit, das Atom an einer bestimmten Position zu finden beim Quantum Walk signifikant von der des

---

klassischen Analogons, dem Random Walk, unterscheidet.

Der zustandsabhängige Transport kann zudem dazu verwendet werden, eine kontrollierte Wechselwirkung von benachbarten Atomen mittels sogenannter *kalter Kollisionen* zu realisieren (vgl. Abbildung 4.1). Durch eine geeignete Präparation der Ausgangszustände sowie der Kontrolle der durch die Wechselwirkung verursachten Kollisionsphase  $\phi$  ist es möglich, einen maximal verschränkten Zustand zu erzeugen [39]. Die vollständige Kontrolle der Kollisionsphase setzt jedoch eine Kühlung der Atome in den Grundzustand des Dipolpotentials voraus.



# Literaturverzeichnis

- [1] Z. Hu und H. J. Kimble, *Observation of a single atom in a magneto-optical trap*, Optics Letters **19**, 22 (1994)
- [2] R. P. Feynman, *Simulating Physics with Computers*, Int. J. Theor. Phys. **21**, 467 (1982)
- [3] R. P. Feynman, *Quantum mechanical computers*, Foundations of Physics **16**, 507 (1986)
- [4] D. P. DiVincenzo, *The Physical Implementation of Quantum Computation*, Fortschritte der Physik **48**, 771 (2000)
- [5] O. Mandel, M. Greiner, A. Widera, T. Rom, T. W. Hänsch und I. Bloch, *Coherent transport of neutral atoms in spin-dependent optical lattice potentials*, Phys. Rev. Lett. **91**, 010407 (2003)
- [6] 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)
- [7] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hänsch und I. Bloch, *Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms*, Nature **415**, 39 (2002)
- [8] W. Dür, R. Raussendorf, V. M. Kendon und H. J. Briegel, *Quantum walks in optical lattices*, Phys. Rev. A **66**, 052319 (2002)
- [9] J. Kempe, *Quantum random walks: an introductory overview*, Contemp. Phys. **44**, 307 (2003)
- [10] 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. A **80**, 4149 (1998)
- [11] V. Vuletic, C. Chin, A. Kerman und S. Chu, *Degenerate Raman Sideband Cooling of Trapped Cesium Atoms at Very High Atomic Densities*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1975 (1998)

- [12] H. J. Metcalf und P. van der Straaten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer, New York (1999)
- [13] D. J. Wineland und W. Itano, *Laser cooling of atoms*, Phys. Rev. A **20**, 1521 (1979)
- [14] B. W. Shore, *The Theory of Coherent Atomic Excitation Vol 1*, Wiley (1990)
- [15] R. Grimm, M. Weidemüller und Y. B. Ovchinnikov, *Optical dipole traps for neutral atoms*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **42**, 95 (2000)
- [16] V. Finkelstein, P. R. Berman und J. Guo, *One-dimensional laser cooling with linearly polarized fields*, Phys. Rev. A **45**, 1829 (1992)
- [17] D. Meschede, *Optik, Licht und Laser*, Teubner, Wiesbaden, 2. Auflage (2005)
- [18] D. Döring, *Ein Experiment zum zustandsabhängigen Transport einzelner Atome*, Diplomarbeit, Universität Bonn (2007)
- [19] W. Alt, *Optical control of single neutral atoms*, Doktorarbeit, Universität Bonn (2004)
- [20] A. Härter, *Ein Aufbau zur kohärenten Manipulation und zum zustandsabhängigen Transport einzelner Atome*, Diplomarbeit, Universität Bonn (2007)
- [21] R. Clark Jones, *A New Calculus for the Treatment of Optical Systems*, J. Opt. Soc. Am. **31**, 488 (1941)
- [22] D. Kliger, J. Lewis und C. Randall, *Polarized Light in Optics and Spectroscopy*, Academic Press, San Diego (1990)
- [23] W. Alt, *An objective lens for efficient fluorescence detection of single atoms*, Optik **113**, 142 (2002)
- [24] D. Schrader, *A neutral atom quantum register*, Doktorarbeit, Universität Bonn (2004)
- [25] C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, S. R. Jefferts, W. M. Itano, D. J. Wineland und P. Gould, *Resolved-Sideband Raman Cooling of a Bound Atom at the 3D Zero-Point Energy*, Phys. Rev. Lett. **75**, 4011 (1995)
- [26] H. Perrin, A. Kuhn, I. Bouchoule und C. Salomon, *Sideband cooling of neutral atoms in a far detuned optical lattice*, Europhys. Lett. **42**, 395 (1998)
- [27] S. Kuhr, *A controlled quantum system of individual neutral atoms*, Doktorarbeit, Universität Bonn (2003)

- [28] I. Bouchoule, *Refroidissement par bandes latérales d'atomes de Cesium et quelques applications*, Doktorarbeit, Laboratoire Kastler Brossel (2000)
- [29] M. E. Gehm, K. M. O'Hara, T. A. Savard und J. E. Thomas, *Dynamics of noise-induced heating in atom traps*, Phys. Rev. A **58**, 3914 (1998)
- [30] W. Alt, D. Schrader, S. Kuhr, M. Müller, Victor Gomer, und D. Meschede, *Single atoms in a standing-wave dipole trap*, Phys. Rev. A. **67**, 033403 (2003)
- [31] V. Bagnato, D. E. Pritchard und D. Kleppner, *Bose-Einstein condensation in an external potential*, Phys. Rev. A **35**, 4354 (1987)
- [32] B. W. Shore, *The Theory of Coherent Atomic Excitation Vol 2*, Wiley (1990)
- [33] A. J. Kerman, *Raman sideband cooling and cold atomic collisions in optical lattices*, Doktorarbeit, Stanford University (2002)
- [34] D. M. Brink und G. R. Satchler, *Angular Momentum*, Oxford (1962)
- [35] D. A. Steck, *Cesium D Line Data*, <http://steck.us/alkalidata/> (23. Januar 1998, Version 1.6 14. Oktober 2003)
- [36] R. Loudon, *The quantum theory of light*, Oxford, New York, 2. Auflage (1983)
- [37] R. Drever, J. Hall, F. Kowalski, J. Hough, G. Ford, A. Munley und H. Ward, *Laser Phase and Frequency Stabilization Using an Optical Resonator*, Appl.Phys. B **31**, 97 (1983)
- [38] 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)
- [39] 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)



# Danksagung

An erster Stelle danke ich Herrn Prof. Dr. Dieter Meschede für die Möglichkeit, an diesem überaus interessanten Experiment im Rahmen meiner Diplomarbeit mitarbeiten zu können. Die Zeit in der Arbeitsgruppe und insbesondere die Teilnahme an verschiedenen Konferenzen und Workshops hat mir einen Einblick in ein faszinierendes Forschungsgebiet gegeben.

Außerdem möchte ich Prof. Dr. Martin Weitz für die Übernahme des Korreferats danken.

Ein ganz besonderer Dank gilt dem Quantentransport-Team Michał Karski, Leonid Förster und Dr. Jai Min Choi, für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die Betreuung während meiner Diplomarbeitszeit.

Des Weiteren danke ich den Postdocs Dr. Artur Widera und Dr. Wolfgang Alt, die mir jederzeit mit Geduld und Fachwissen zur Seite gestanden und wertvolle Anregungen gegeben haben.

Für die kritische Durchsicht meiner Arbeit sowie die umfassende und kompetente Hilfe bei den Korrekturen, danke ich insbesondere Michał, Leonid, Karim und Artur. Für eine hervorragende Stimmung und guten Kaffee danke ich den Mitinsassen meines Büros, auch wenn diese sich nicht alle am Kaffeekonsum beteiligt haben.

Karim und Karsten danke ich für lustige und entspannte Mittagspausen, die wir nicht selten einem leckeren Steak gewidmet haben.

Der größte Dank gebührt meiner Frau Nicole, die mir immer zur Seite gestanden hat und mich auch in schwierigen Situationen wieder aufbauen konnte. Ich danke auch meiner restlichen Familie, die mich während des gesamten Studiums in vielerlei Hinsicht unterstützt hat.



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