

Institut für Angewandte Physik  
der Universität Bonn

Wegelerstr. 8  
53115 Bonn

# Ramankühlung einzelner Atome

von  
Martin Müller

Diplomarbeit in Physik

angefertigt im  
Institut für Angewandte Physik

vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität  
Bonn  
im November 2001

Referent: Prof. Dr. D. Meschede  
Korreferent: Prof. Dr. W.-J. Schwillie

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Eine deterministische Atomquelle</b>	<b>7</b>
2.1	Die magnetooptische Falle . . . . .	7
2.1.1	Kühlung und Speicherung neutraler Atome . . . . .	7
2.1.2	Die MOT im Experiment . . . . .	9
2.1.3	Die Dynamik der MOT . . . . .	11
2.2	Die optische Dipolfalle . . . . .	13
2.2.1	Das Dipolpotenzial . . . . .	13
2.2.2	Die Dipolfalle im Experiment . . . . .	15
2.2.3	Speicherung der Atome in der Dipolfalle . . . . .	17
2.2.4	Atomares Förderband . . . . .	19
2.2.5	Die axiale Oszillationsfrequenz der Atome in der Dipolfalle	20
<b>3</b>	<b>Theorie zur Raman-Seitenbandkühlung</b>	<b>27</b>
3.1	Seitenbandkühlung . . . . .	27
3.1.1	Entstehung von Seitenbändern . . . . .	27
3.1.2	Prinzip der Seitenbandkühlung . . . . .	29
3.2	Raman-Seitenbandkühlung . . . . .	32
3.2.1	Kühlzyklus . . . . .	34
3.2.2	Spontane Streurrate . . . . .	35
3.2.3	Maximale und minimale Kopplung . . . . .	37
3.2.4	Rabifrequenz . . . . .	41
3.2.5	Experimentelle Situation . . . . .	44
3.3	Schema zur Kühlung eines optisch gepumpten Atoms . . . . .	48
3.3.1	Ablauf eines Kühlzyklus . . . . .	48
3.3.2	Strahlgeometrie . . . . .	50
3.3.3	Pulsdauer der einzelnen Ramanübergänge . . . . .	51
3.3.4	Nachteile . . . . .	53
3.3.5	Ramanspektroskopie . . . . .	54

## Inhaltsverzeichnis

<b>4</b>	<b>Experimenteller Aufbau zur Raman-Seitenbandkühlung</b>	<b>57</b>
4.1	Die Laserquelle . . . . .	57
4.2	Erzeugung der beiden Ramanstrahlen . . . . .	58
4.2.1	Funktionsweise eines elektro-optischen Modulators . . . . .	59
4.2.2	Testaufbau . . . . .	60
4.2.3	Intensität der Seitenbänder . . . . .	62
4.2.4	Thermische Driften des EOMs . . . . .	63
4.3	Trennung von Träger und Seitenband . . . . .	64
4.3.1	Funktionsweise des HDW-Interferometers . . . . .	65
4.3.2	Testaufbau . . . . .	66
4.4	Der weitere Strahlverlauf . . . . .	69
4.4.1	Funktionsweise eines akusto-optischen Modulators . . . . .	69
4.4.2	Der AOM in Doppelpass-Konfiguration . . . . .	71
4.5	Der gesamte Aufbau . . . . .	73
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>75</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>77</b>

# 1 Einleitung

Die Laserkühlung hat sich in den letzten Jahren zu einer Standardmethode der Erzeugung kalter atomarer Ensembles entwickelt. Ihre rasante Entwicklung wird allein dadurch bestätigt, dass der Nobelpreis für Physik innerhalb von vier Jahren zweimal für Arbeiten auf diesem Gebiet vergeben wurde. Vor einigen Wochen erst wurde er an E. Cornell, W. Ketterle und C. Wieman für die Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats überreicht. Vier Jahre zuvor waren es S. Chu, C. Cohen-Tannoudji und W. Phillips, die für die ersten Erfolge der Laserkühlung von Atomen auf die gleiche Weise geehrt wurden.

Die bekannten Techniken lassen sich auf eine Weise spezialisieren, die es uns ermöglicht, nicht nur wenige Atome zu speichern, sondern auch deren Anzahl exakt zu bestimmen. Innerhalb der letzten Jahre wurde hier in Bonn sogar ein experimenteller Aufbau realisiert, der es erlaubt, ein einzelnes neutrales Atom gezielt zu bewegen [KUH01, SCH01]. Man erhält eine optimale Ausgangssituation für die Erzeugung eines quantenmechanischen Systems, das aus einer definierten Anzahl von Atomen besteht.

Das derzeitige Experiment lässt sich in zwei Komponenten unterteilen: Eine magnetooptische Falle als Quelle für kalte Atome und eine optische Stehwellen-Dipolfalle, in der wir die Atome speichern und über makroskopische Distanzen verschieben können. Mit diesem Werkzeug wollen wir eine festgelegte Anzahl von Atomen in einem optischen Resonator platzieren und die Wechselwirkung mit dessen Lichtfeld untersuchen. Hierzu wird es notwendig sein, über möglichst kalte Atome zu verfügen, um sie räumlich genau lokalisieren zu können.

Eine Dipolfalle beruht jedoch, im Gegensatz zur magnetooptischen Falle, auf konservativen Kräften, d.h. ein Atom wird in ihr nicht gekühlt. Die Energie der Atome ist aber thermisch verteilt, was zu einer entsprechenden Verteilung über die quantisierten Vibrationszustände in der Dipolfalle führt. Das hat zur Folge, dass für die geplanten Experimente keine reproduzierbare Ausgangssituation be-

## 1 Einleitung

stehen wird. Aus diesem Grund muss man ein Schema zur Kühlung der Atome in der Dipolfalle entwickeln.

Die Raman-Seitenbandkühlung ist hierfür ein geeignetes Verfahren, das schon auf atomare Ensembles [KAS92, HAM98, PER98] und sogar auf einzelne Ionen [DIE89] erfolgreich angewendet wurde. In dieser Diplomarbeit wird eine Möglichkeit vorgestellt, die bekannten Techniken auf ein einzelnes neutrales Atom zu übertragen. Mit der Raman-Seitenbandkühlung sollen dann gezielt Übergänge zwischen zwei benachbarten Vibrationszuständen induziert werden. Hierdurch kann man ein Atom schrittweise in den tiefsten gebundenen Zustand des Dipolfallenpotenzials überführen.

## 2 Eine deterministische Atomquelle

Eine magnetooptische Falle (kurz MOT für **m**agneto-**o**ptical **t**rap) wird von uns als Quelle für ein kaltes Cäsiumatom verwendet. Dieses Atom wird in eine Stehwellen-Dipolfalle umgeladen und dort gespeichert. Versetzt man die Stehwelle daraufhin in Bewegung, dann folgt das gespeicherte Atom dessen Bewegung, und man kann die Verschiebestrecke mit hoher Genauigkeit festlegen. Man erhält eine deterministische Quelle für ein einzelnes Atom.

### 2.1 Die magnetooptische Falle

Die in unserem Experiment verwendete MOT bietet die Möglichkeit, einzelne neutrale Atome aus einem vorhandenen Hintergrundgas zu kühlen und zu speichern. Sie stehen dann für weitere Experimente zur Verfügung.

#### 2.1.1 Kühlung und Speicherung neutraler Atome

Der Kühlmechanismus der MOT basiert auf dem Dopplereffekt. Ein Atom, das sich entgegengesetzt zur Ausbreitungsrichtung eines Laserstrahls bewegt, sieht in seinem bewegten Bezugssystem ein Lichtfeld höherer Frequenz. Ist der Laserstrahl rotverstimmt bezüglich der Resonanzfrequenz des Atoms, dann kann dessen Bewegung diese Verstimmung kompensieren, und das Atom gerät in Resonanz. Bei der Absorption von Photonen aus dem Laserstrahl erhält das Atom einen Impulsübertrag, der seiner ursprünglichen Bewegungsrichtung entgegengerichtet ist. Da die anschließende Relaxation durch spontane Emission räumlich isotrop erfolgt, sorgt der resultierende Nettoimpulsübertrag für eine Abbremsung des Atoms.

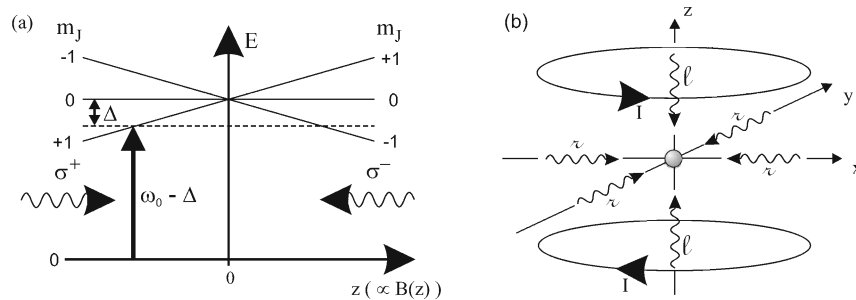
Um das Atom in allen drei Raumrichtungen zu kühlen, überlagert man drei Paare von Laserstrahlen, die gegenüber der atomaren Resonanzfrequenz  $\omega_0$  um den

## 2 Eine deterministische Atomquelle

Betrag  $\Delta$  rotverstimmt sind (Abbildung 2.1). Man verwendet zwei gegenläufige Strahlen für jede Raumachse. Diese Anordnung nennt man auch optische Melasse [MET99]. Hiermit lassen sich Cäsiumatome bis zur sogenannten Dopplertemperatur von

$$k_B T_D = \hbar \frac{\Gamma}{2} = k_B \cdot 125 \mu\text{K} \quad (2.1)$$

kühlen.

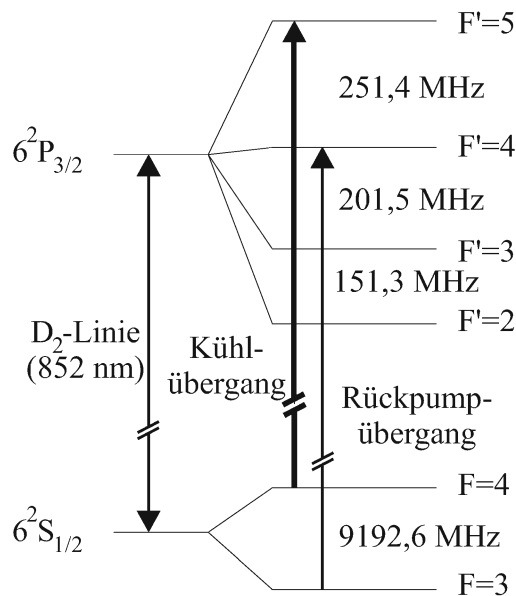


**Abbildung 2.1:** (a) Funktionsweise der MOT. Das Termschema zeigt die Zeeman-Aufspaltung eines vereinfachten Modellatoms mit  $J = 0$  und  $J' = 1$  unter dem Einfluss eines Magnetfeldes mit linearem Gradienten in  $z$ -Richtung. Der Grundzustand mit  $J = 0$  bleibt unbeeinflusst. Eine Drift des Atoms z.B. in  $+z$ -Richtung bewirkt eine bevorzugte Absorption von Photonen des  $\sigma^-$ -polarisierten Laserstrahls, wodurch es wieder in Richtung Zentrum getrieben wird. (b) Geometrische Anordnung einer MOT unter Angabe von Richtung und Händigkeit aller Laserstrahlen sowie der Stromrichtung der beiden Magnetfeldspulen.

Die MOT soll ein Atom nicht nur kühlen, sondern gleichzeitig als Falle wirken und das Atom speichern. Hierfür benötigt man nicht nur eine geschwindigkeitsabhängige-, sondern auch eine ortsabhängige Rückstellkraft, welche das Atom im Zentrum gefangen hält. Zu diesem Zweck nutzt man ein magnetisches Quadrupolfeld, dessen Feldstärke im Kreuzungspunkt der Laserstrahlen verschwindet und radial linear zunimmt. Abbildung 2.1a zeigt das Funktionsprinzip in einem eindimensionalen Modell für ein Atom mit einem optischen Übergang zwischen zwei Zuständen mit  $J = 0$  und  $J' = 1$ . Die Entartung des Zustands  $J' = 1$  wird durch die Zeeman-Aufspaltung aufgehoben, die proportional zum Abstand des Atoms vom Zentrum der MOT ist. Werden die beiden Laserstrahlen einer Achse in der richtigen Kombination zirkular polarisiert, dann resultiert die Bewegung eines Atoms aus dem Zentrum der MOT in einer bevorzugten Absorption von Photonen des Laserstrahls, der es wieder zurück in die Mitte treibt.

### 2.1.2 Die MOT im Experiment

In unserem Experiment verwenden wir Cäsium. Aufgrund des komplexen Termschemas muss das oben beschriebene Kühlverfahren erweitert werden (Abbildung 2.2).



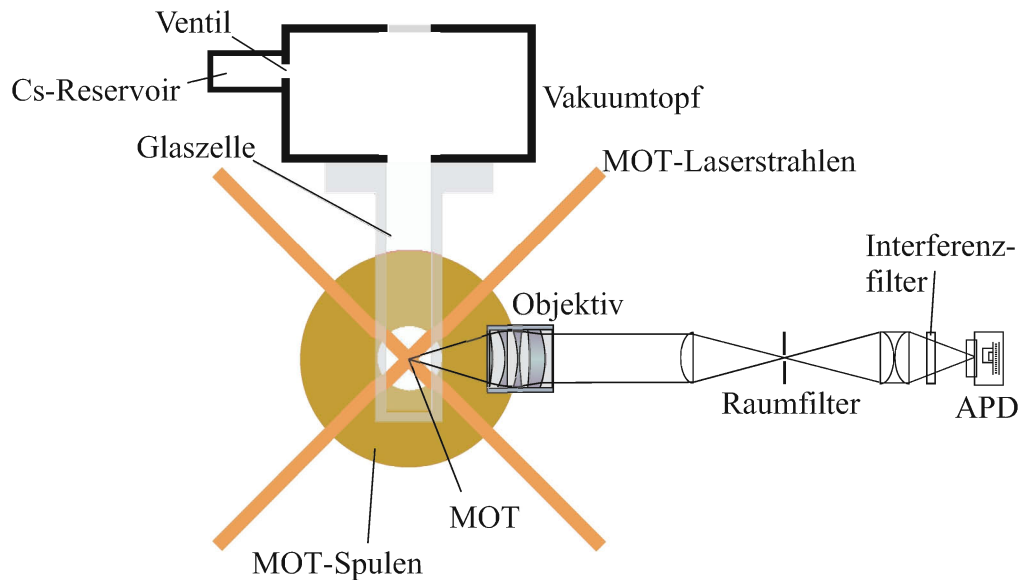
**Abbildung 2.2:** Termschema der Hyperfeinstruktur der D2-Linie von Cäsium.

Der Übergang  $F = 4 \rightarrow F' = 5$  dient der Anwendung von Dopplerkühlung. Der in Abschnitt 2.1.1 beschriebene Kühlmechanismus setzt aber einen geschlossenen Übergang voraus, d.h. ein angeregtes Atom fällt immer in den Ausgangszustand zurück. Das ist für den Kühlübergang zwar der Fall, aber bei der rotverstimmten Anregung (die Verstimmung beträgt etwa eine Linienbreite) wird mit einem Verhältnis von ca. 1/1000 auch der Übergang  $F = 4 \rightarrow F' = 4$  angeregt. Hierdurch wird der anschließende Zerfall in den Grundzustand mit  $F = 3$  möglich. Von dort aus kann ein Atom nicht weiter gekühlt werden, da es wegen der großen Hyperfeinstrukturaufspaltung des Grundzustands von ca. 9,2 GHz für den Kühllaser praktisch unsichtbar ist.

Deshalb ist zusätzlich ein sogenannter Rückpumplaser resonant mit dem Übergang  $F = 3 \rightarrow F' = 4$  nötig, da auf diese Weise der weitere Zerfall  $F' = 4 \rightarrow F = 4$  ermöglicht wird. So gelangt das Atom zurück in den Kühlzyklus. Sowohl bei Kühl- als auch Rückpumplaser handelt es sich um Diodenlaser in Littrow-Konfiguration [WIE91].



## 2 Eine deterministische Atomquelle



**Abbildung 2.3:** Aufbau der MOT und deren Beobachtungsoptik. Die dritte Strahlachse liegt senkrecht zur Zeichenebene.

Die MOT selbst befindet sich in einer Glaszelle. Sie ist mit einem Vakuumsystem verbunden, welches ein Ultrahochvakuum ( $< 10^{-10}$  mbar) innerhalb der Zelle erzeugt. Über ein Ventil wird die Cäsiumzufuhr gesteuert.

Eine Beobachtungsoptik ermöglicht das Studieren der MOT und deren Dynamik in Echtzeit. Die Atomzahl kann zu jedem Zeitpunkt anhand der Fluoreszenz bestimmt werden. Die Optik besteht essenziell aus den folgenden vier Komponenten (Abbildung 2.3) [ALT01B]:

1. Das erste Element ist ein beugungsbegrenztes **Objektiv**, das auf die Position der MOT fokussiert ist. Es erfasst bei einer numerischen Apertur von  $NA = 0,29$  etwa 2% des Raumwinkels und kollimiert das Fluoreszenzlicht, welches von den Atomen in diesen Bereich emittiert wird, auf die Achse der nachfolgenden Optik.
2. Die Fokussierung durch eine Lochblende ergibt einen **Raumfilter**. Es sorgt für die Trennung des Fluoreszenzlichtes aus der MOT von anderen Streulichtzentren.
3. Das **Interferenzfilter** gewinnt erst in Kombination mit der Dipolfalle an Bedeutung. Es dient der Filterung des Streulichtes der Dipolfallenlaser (Abschnitt 2.2).

4. Letztendlich wird das Fluoreszenzlicht auf eine **Avalanche-Photodiode (APD)** abgebildet. Diese wird im Single-photon-counting-Modus betrieben und besitzt eine Quanteneffizienz von 50%.

Der maximale Magnetfeldgradient beträgt 350 G/cm bei einem Spulenstrom von 14 A, und die MOT erhält dadurch einen Durchmesser von 30  $\mu\text{m}$ . Durch den hohen Magnetfeldgradienten lässt sich der Einfangquerschnitt verringern. Erzeugt wird das Quadrupolfeld durch Anordnung der Magnetfeldspulen in Anti-Helmholtzkonfiguration. Im Gegensatz zu typischen MOTs, die eine sehr große Anzahl von Atomen speichern [RAA87, MET99], wird unsere MOT zur Speicherung von einzelnen Atomen eingesetzt.

Das Fluoreszenzlicht der MOT lässt sich über die APDs in Echtzeit beobachten. Mit einem Messprogramm werden die detektierten Fluoreszenzphotonen der Atome für jeweils 100 ms gezählt und gegen die Zeit dargestellt. Jedes gespeicherte Atom trägt mit einer festen Streurrate zum Gesamtsignal bei. Man erhält stufenförmige Signale, wodurch die Atomzahl in der MOT zu jedem Zeitpunkt bekannt ist (Abbildung 2.4).

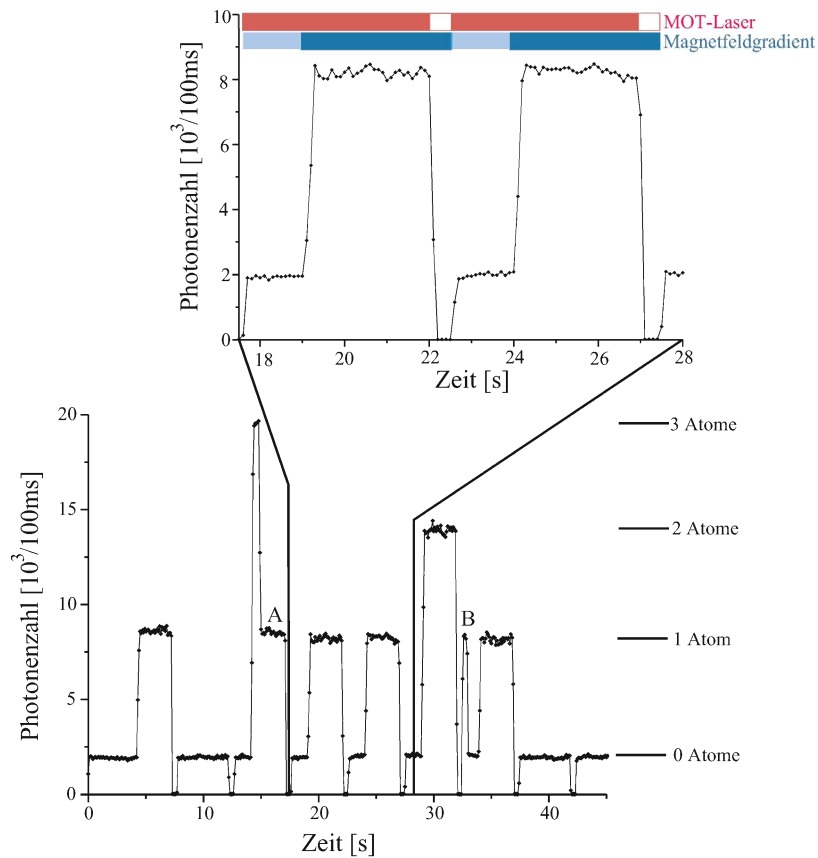
### 2.1.3 Die Dynamik der MOT

Für unsere Experimente ist man bestrebt, möglichst immer ein Atom in die MOT zu laden, um dieses im weiteren Verlauf in die Dipolfalle zu transferieren. Aus diesem Grund ist es wichtig, die Ladeeffizienz der MOT auf diese Vorgabe zu optimieren. Prinzipiell stehen hier viele Parameter zur Verfügung, wie z.B. die Strahldurchmesser der MOT-Laser, der Cäsiumgehalt in der Vakuumkammer und der Magnetfeldgradient. Letzterer erweist sich zu diesem Zweck als sehr geeignet, da der Spulenstrom analog geregelt werden kann. Das Magnetfeld lässt sich über einen Zeitraum von 100 ms an- und abschalten.

Wir benötigen also kleine Atomzahlen mit einer Lebensdauer von einigen Sekunden, um für den Zeitraum einer Messung über ein einzelnes isoliertes Atom zu verfügen. Das bedeutet, dass die Laderate der MOT klein sein muss. Gleichzeitig will man aber die Wartezeit bis zur Speicherung eines Atom minimieren, um möglichst schnell hintereinander mehrere Messungen durchführen zu können. Diese beiden Bedingungen stehen im Widerspruch zueinander.

Um dieses Problem zu lösen, muss man die Ladezeit der MOT künstlich verringern. Das kann man erreichen, indem man den Magnetfeldgradienten für eine

## 2 Eine deterministische Atomquelle



**Abbildung 2.4:** Optimale Laderate der MOT für die Speicherung von durchschnittlich einem Atom. Die niedrige Cäsiumkonzentration führt zu einer Ladezeit von 1500 ms. Während der Phase mit niedrigem Gradienten befindet sich die MOT außerhalb des Beobachtungsbereiches der APD, da ihre Position vom Magnetfeldgradienten abhängt. Deshalb erhält man während dieser Zeit kein Fluoreszenzsignal.

bestimmte Dauer auf etwa ein Zehntel seiner Maximalstärke (also 30 G/cm) abgesenkt. Dadurch vergrößert sich der Einfangquerschnitt der MOT. Danach lässt man das Magnetfeld wieder auf 350 G/cm ansteigen. Die MOT verkleinert sich dabei wieder auf ihre normale Größe von 30  $\mu\text{m}$  und zieht bereits gefangene Atome mit sich.

Die in Abbildung 2.4 dargestellte Sequenz soll das Ladeverhalten unserer MOT demonstrieren. In der Vergrößerung ist der Ablauf einer Wiederholung dargestellt. Die Ladezeit beträgt 1500 ms. Danach werden die Atome für 3000 ms in der MOT gespeichert. Am Ende einer Sequenz werden die MOT-Laser für 400 ms abgeschaltet, um die MOT wieder zu leeren. Die Ladezeit richtet sich nach der

Cäsiumkonzentration in der Vakuumzelle. Der in Abbildung 2.4 vorliegende Fall von 1500 ms stellt die Obergrenze der von uns verwendeten Ladezeiten dar, für höhere Konzentrationen lässt sie sich stark reduzieren. Vor jeder Messung ist also eine Anpassung der Ladezeit auf die derzeitige Cäsiumkonzentration notwendig, um die gewünschte mittlere Atomzahl (in diesem Fall ein Atom) zu gewährleisten.

In Abbildung 2.4 erkennt man sehr deutlich die Fluoreszenzstufen der einzelnen Atome sowie den Untergrund durch die MOT-Laserstrahlen. Mehrere Wiederholungen der Sequenz zeigen eine mittlere Laderate von einem Atom pro Ladezyklus. Nach der Poisson-Statistik erwartet man, dass im Mittel ein Drittel aller Versuche in der Speicherung von einem Atom resultieren. Zusätzlich erkennt man im Diagramm zwei weitere Effekte. A zeigt den gleichzeitigen Verlust von zwei Atomen, wahrscheinlich durch einen kalten Stoß [KUH99], B die Speicherung eines Atoms in der Magnetfalle ohne die MOT-Laserstrahlen. Dies ist aufgrund der Wechselwirkung des permanenten magnetischen Moments des Atoms mit dem magnetischen Feld möglich. Die resultierende Kraft zieht das Atom in das Zentrum des Quadrupolfeldes.

## 2.2 Die optische Dipolfalle

Eine optische Dipolfalle bietet die Möglichkeit, ein einzelnes neutrales Atom mit nahezu konservativen Kräften zu speichern. Hierin besteht der grundsätzliche Unterschied zu den dissipativen Kräften in einer MOT, da deren Kühlmechanismus für eine ständige Änderung der quantenmechanischen Zustände des Atoms sorgt. Im Gegensatz hierzu ermöglicht eine Dipolfalle die Speicherung von Atomen mit langen Relaxationszeiten [FRE99].

### 2.2.1 Das Dipolpotenzial

Das Funktionsprinzip einer Dipolfalle wird in [GRI00] klassisch erklärt. Im Lorentz-Modell wird das Atom als gedämpfter harmonischer Oszillator beschrieben, der durch ein äußeres Feld angeregt wird. Für das Dipolpotenzial erhält man die Formel

$$U_{dip} = -\frac{1}{2}\langle \mathbf{d} \cdot \mathbf{E} \rangle = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\alpha) \langle I \rangle \quad (2.2)$$

als zeitlich gemittelttes Skalarprodukt aus dem induzierten elektrischen Dipolmoment  $\mathbf{d} = \alpha \mathbf{E}$  und dem elektrischen Feld  $\mathbf{E}$ . Somit ist das *lokale* Potenzial proportional zur Intensität  $I$  des Laserstrahls und zum dispersiven Anteil der komplexen Polarisierbarkeit  $\alpha$  des Atoms. Die absorbierte Leistung  $P_{abs}$  hingegen

## 2 Eine deterministische Atomquelle

ist wegen

$$P_{abs} = \langle \dot{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E} \rangle = \frac{\omega}{\epsilon_0 c} \text{Im}(\alpha) \langle I \rangle \quad (2.3)$$

proportional zum Imaginärteil von  $\alpha$ . Im quantenmechanischen Bild ist sie durch Absorption von Photonen der Energie  $E = \hbar\omega$  aus dem Laserstrahl durch das Atom zu verstehen. Diese Energie wird beim spontanen Zerfall des Atoms wieder abgestrahlt. Gilt für die effektive Verstimmung

$$\frac{1}{\Delta'} = \frac{1}{\omega - \omega_0} + \frac{1}{\omega + \omega_0} \quad (2.4)$$

eines Laserstrahls der Frequenz  $\omega$  von der Resonanzfrequenz  $\omega_0$  des Atoms die Beziehung  $\omega_0 \gg |\Delta'| \gg \Gamma$ , dann lassen sich die lokale Potenzieltiefe  $U_{dip}$  und die Streurrate  $\Gamma_{sc}$  für linear polarisierte Laserstrahlen in der vereinfachten Form

$$U_{dip}(\vec{r}) = \frac{\hbar\Gamma}{8} \frac{I(\vec{r})}{I_0} \frac{\Gamma}{\Delta'} \quad (2.5)$$

$$\Gamma_{sc}(\vec{r}) = \frac{\Gamma}{8} \frac{I(\vec{r})}{I_0} \left( \frac{\Gamma}{\Delta'} \right)^2 \quad (2.6)$$

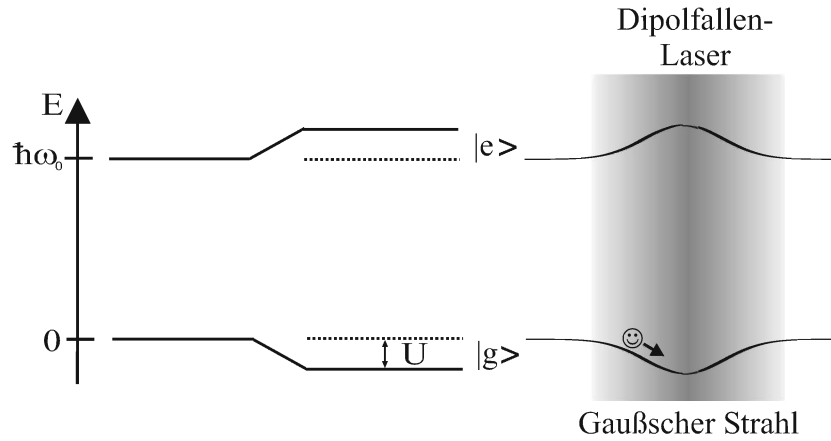
$$\Rightarrow \Gamma_{sc}(\vec{r}) = \frac{\Gamma}{\hbar\Delta'} U_{dip}(\vec{r}) \quad (2.7)$$

angeben.  $I_0$  ist hier die Sättigungsintensität des Atoms.

Dieses Ergebnis liefert die beiden wichtigsten Aspekte für die praktische Realisierung einer Dipolfalle:

1. Die Verstimmung legt fest, ob ein Atom in das Maximum oder Minimum der Intensität gezogen wird. Für rotverstimmte Dipolfallen ( $\Delta' < 0$ ) wird ein Atom in den Bereich maximaler Intensität gezogen. In unserem Experiment wird eine solche Falle verwendet.
2. Aus (2.7) erkennt man den Zusammenhang zwischen Streurrate und Potenzieltiefe. Will man letztere durch möglichst hohe Intensitäten maximieren, so kann man die unerwünschte Erhöhung der Streurrate durch hohe Verstimmung wieder kompensieren.

Diese Ergebnisse stimmen mit denen der quantenmechanischen Behandlung einer linear polarisierten Dipolfalle überein. Hiernach führt das eingestrahlte elektromagnetische Feld zu einer AC-Stark-Verschiebung der atomaren Zustände. Die Verschiebung ist auch hier proportional zur Intensität des Feldes. Für einen rotverstimmten Dipolfallenlaser wird der Grundzustand abgesenkt, woraus sich für ein Atom im Grundzustand ein attraktives Potenzial bildet (Abbildung 2.5).



**Abbildung 2.5:** Verständnis der Dipolkräfte im quantenmechanischen Bild. Skizziert ist die Lichtverschiebung für ein Zwei-Niveau-Atom durch den AC-Stark-Effekt für eine rotverstimmte Dipolfalle.

### 2.2.2 Die Dipolfalle im Experiment

Unsere Dipolfalle besteht aus zwei gaußförmigen, entgegengesetzt propagierenden Laserstrahlen mit paralleler linearer Polarisation (Abbildung 2.6). Beide Strahlen werden auf die Position der MOT fokussiert. Das resultierende Dipolpotenzial lautet<sup>1</sup>

$$U(z, \rho) = U_0 \cdot \frac{w_0^2}{w^2(z)} \cdot \exp[-2\rho^2/w^2(z)] \cdot \cos^2(kz), \quad (2.8)$$

wobei  $w^2(z) = w_0^2(1 + z^2/z_R^2)$  die Strahltaile bei einer Rayleighlänge von  $z_R = \pi w_0^2/\lambda$  ist. Nach (2.5) ergibt sich eine maximale Potenzieltiefe von

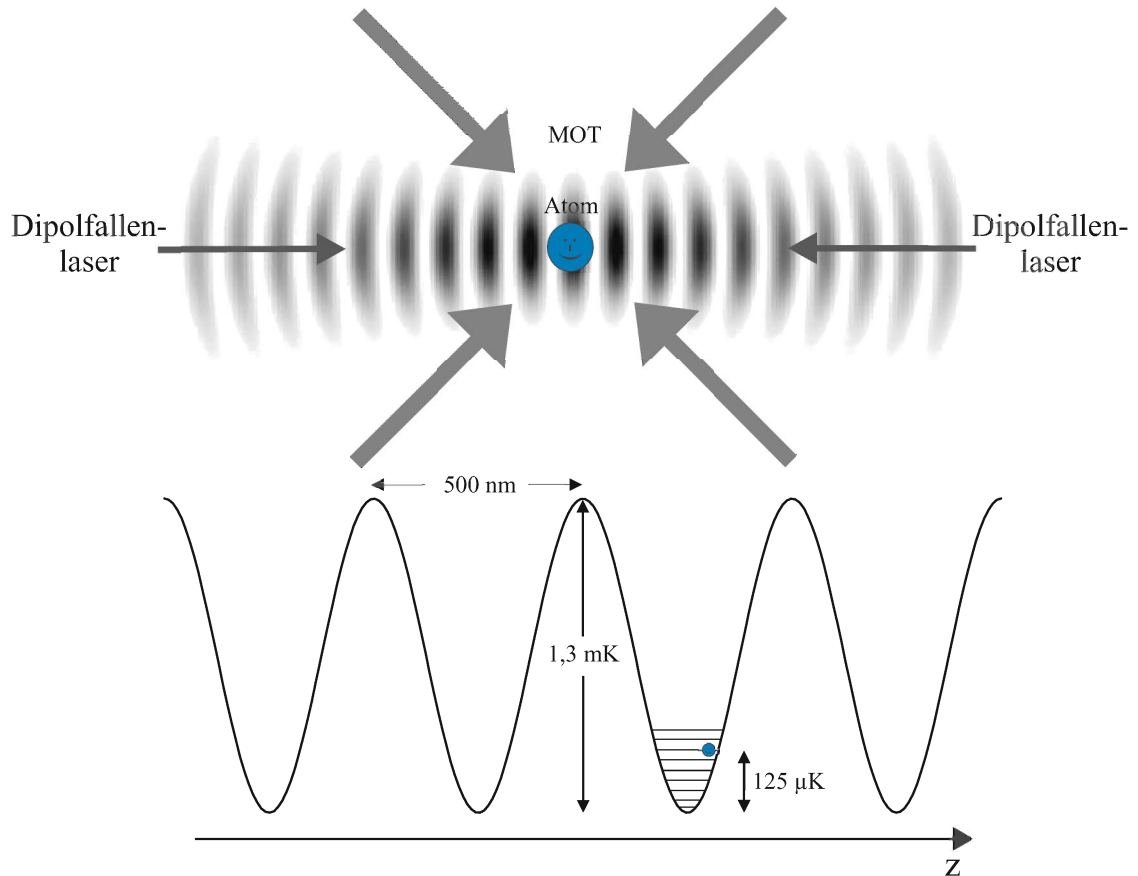
$$U_0 = \frac{\hbar\Gamma}{2} \frac{P}{\pi w_0^2 I_0} \frac{\Gamma}{\Delta'}. \quad (2.9)$$

Als Quelle für die Laserstrahlen dient ein Nd:YAG-Laser der Wellenlänge  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  und einer optischen Ausgangsleistung von 10 W. Die Strahltaile betragen  $w_0 = 30 \mu\text{m}$ , was einer Rayleighlänge von 3 mm entspricht. Hier steht eine Leistung von 2 W pro Strahl zur Verfügung. Die D2-Linie von Cäsium besitzt die natürliche Linienbreite  $\Gamma = 2\pi \cdot 5,22 \text{ MHz}$  und die Sättigungsintensität  $I_0 = 1,1 \text{ mW/cm}^2$ . Die Verstimmung des verwendeten Lasers ist  $|\Delta'| \approx 10^7 \Gamma$ . Aus diesen Parametern ergibt sich eine Falltiefe von  $|U_0| = 1,3 \text{ mK}$ .

<sup>1</sup>Man wählt Zylinderkoordinaten mit der  $z$ -Achse entlang der optischen Achse der beiden Dipolfallenlaser. Zusätzlich vernachlässigt man die Krümmung der Wellenfronten der Gaußstrahlen und die Guoy-Phase.

## 2 Eine deterministische Atomquelle

Sie ist somit deutlich größer als die Dopplertemperatur  $T_D = 125 \mu\text{K}$  der Cäsiumatome in der MOT. Die maximale Photonenstreurate beträgt 30 Photonen/s.



**Abbildung 2.6:** Speicherung eines Atoms im Dipolfallenpotenzial. Der untere Teil zeigt ein Atom mit Dopplertemperatur im harmonischen Bereich der Falle.

Das Interferenzmuster der beiden Dipolfallenlaser liefert eine Kette von Potenzialtöpfen im Abstand von etwa 500 nm, was der halben optischen Wellenlänge der verwendeten Laserstrahlen entspricht (Abbildung 2.6). Die Potenzialtiefe der einzelnen Töpfe hängt nach (2.8) vom Abstand  $z$  vom Fokus der beiden Dipolfallenlaserstrahlen ab. Weit innerhalb der Rayleighlänge und entlang der optischen Achse kann man die Fallentiefe als konstant betrachten. In diesem Bereich gilt  $U(z \ll z_R, \rho = 0) \approx U_0$ . Weiterhin ist der Potenzialverlauf im Bereich der Minima der einzelnen Töpfe in erster Näherung harmonisch. Entlang der optischen Achse und innerhalb der Rayleighlänge erhält man somit um die Minima den Potenzialverlauf

$$U(z) \approx U_0 \cos^2(kz) \approx U_0 - U_0(kz)^2 + O((kz)^4). \quad (2.10)$$

## 2.2 Die optische Dipolfalle

Diese Situation entspricht der Darstellung in Abbildung 2.6. Ein Atom, das im harmonischen Teil des Dipolpotenzials gefangen ist, oszilliert dort mit konstanter Frequenz.

Durch den Vergleich von (2.10) mit der bekannten Potenzialform

$$U_{harm} = \frac{1}{2} m_{cs} \Omega_z^2 z^2 \quad (2.11)$$

des harmonischen Oszillators erhält man für ein Cäsiumatom (der Masse  $m_{cs} = 2,2 \cdot 10^{-25}$  kg) die axiale Oszillationsfrequenz

$$\Omega_z = 2\pi \sqrt{\frac{2|U_0|}{m_{cs}\lambda^2}} \approx 2\pi \cdot 380 \text{ kHz}. \quad (2.12)$$

Mit diesem Ergebnis ist es möglich, die mittlere Vibrationsquantenzahl  $\bar{n}$  eines gebundenen Atoms abzuschätzen, wenn es sich mit Dopplertemperatur  $T_D$  in der Dipolfalle befindet ( $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$  J/K):

$$\begin{aligned} E_n &= \hbar\Omega_z \left( \bar{n} + \frac{1}{2} \right) = k_B T_D = E_{kin} \\ \Rightarrow \bar{n} &= \frac{k_B T_D}{\hbar\Omega_z} - \frac{1}{2} \approx 7. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Zusätzlich zur axialen Bewegung oszilliert das Atom in der Dipolfalle auch in radialer Richtung. Wiederum weit innerhalb der Rayleighlänge und in harmonischer Näherung erhält man die radiale Oszillationsfrequenz

$$\Omega_{rad} = \sqrt{\frac{4|U_0|}{m_{cs}w_0^2}} \approx 2\pi \cdot 3 \text{ kHz}. \quad (2.14)$$

### 2.2.3 Speicherung der Atome in der Dipolfalle

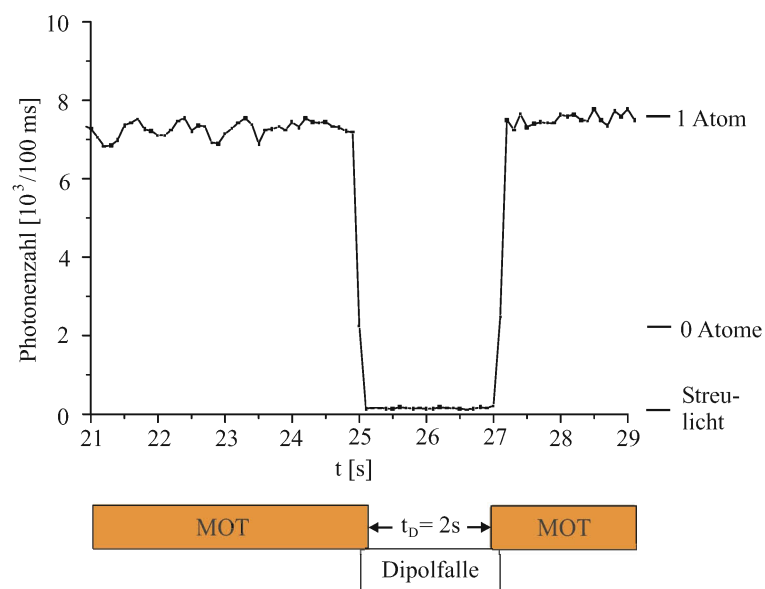
Das Ziel ist es nun, ein Atom zuverlässig von der MOT in die Dipolfalle umzulaufen, um es dort zu speichern. Hierdurch wird es überhaupt erst ermöglicht, mit einem einzelnen Atom in der Dipolfalle Versuche durchzuführen.

Abbildung 2.7 zeigt den typischen Ablauf des Transfers einzelnen Atoms zwischen den beiden Fallen. Zunächst wird die MOT mit einem Atom geladen. Nun werden die Dipolfallenlaser zugeschaltet, so dass MOT und Dipolfalle für 100 ms gleichzeitig arbeiten. Während dieses zeitlichen Überlapps wird das Atom durch die MOT-Laserstrahlen bis auf Dopplertemperatur in die Dipolfalle hineingekühlt.



## 2 Eine deterministische Atomquelle

So ergibt sich die schon in Abbildung 2.6 dargestellte Situation. Jetzt werden die MOT-Laserstrahlen abgeschaltet, anschließend befindet sich das Atom in der Dipolfalle. Da es dort praktisch nicht angeregt wird, sieht man kein Fluoreszenzlicht. Nach einer vorgegebenen Speicherzeit  $t_D$  (in Abbildung 2.7 beträgt die Speicherzeit 2 s) wird die Prozedur in umgekehrter Reihenfolge wiederholt. Das Atom wird wieder zurück in die MOT transferiert. Wenn das Fluoreszenzsignal wieder auf die gleiche Höhe wie vor der Speicherung in der Dipolfalle ansteigt, weiß man, dass man das Atom nicht verloren hat.



**Abbildung 2.7:** Sequenz zur Speicherung einzelner Atome in der Dipolfalle.

Die Wiederholung dieser Messung für verschiedene Speicherzeiten  $t_D$  führt zu dem Ergebnis, dass die Speicherquote mit zunehmender Speicherzeit abnimmt [SCH00]. Die mittlere Lebensdauer beträgt wenige Sekunden. Die Umladeeffizienz zwischen MOT und Dipolfalle erhält man für den Grenzfall  $t_D \rightarrow 0$  s. Sie beträgt nahezu 100%, d.h. während des Transfers zwischen den beiden Fallen geht kein Atom verloren.

Begrenzt wird die Speicherzeit eines Atoms in der Dipolfalle durch Heizprozesse. Sie entstehen durch Fluktuationen der relativen Phase zwischen den beiden Dipolfallenlasern. Im Mittel wird das Atom dadurch geheizt [SCH00]. Die mittlere Lebensdauer ist aber trotzdem groß genug, um alle von uns beabsichtigten Experimente mit einzelnen Atomen durchführen zu können.

### 2.2.4 Atomares Förderband

Der letzte Schritt bei der Realisierung einer deterministischen Atomquelle besteht nun darin, die stationäre Dipolfalle so zu erweitern, dass die gezielte Verschiebung der Atome möglich wird. Dies wird im Experiment durch die Verstimmung der optischen Frequenz der beiden Dipolfallenlaser gegeneinander realisiert. Bei einer gegebenen Verstimmung  $\Delta\omega$  bewegt sich die gesamte Stehwellenstruktur mit der Geschwindigkeit

$$v = \lambda \Delta\omega / 4\pi \quad (2.15)$$

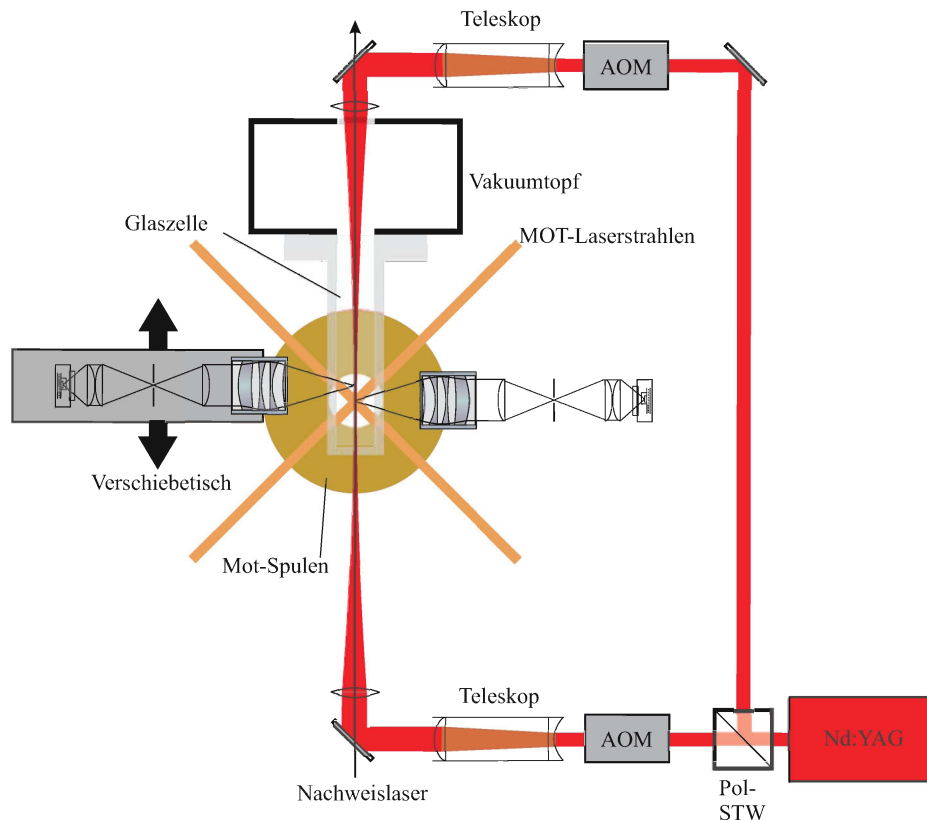
entlang der optischen Achse der Dipolfallenlaser. Wurde zuvor ein Atom von der MOT in die Dipolfalle umgeladen, bewegt sich dieses gespeicherte Atom zusammen mit der Stehwellenstruktur.

Die Prozedur zur Verschiebung eines Atoms verläuft wie folgt. Zunächst wird ein einzelnes Atom bei  $\Delta\omega = 0$  in einem der Potenzialtöpfe der Dipolfalle gespeichert. Danach versetzt man die Stehwelle in Bewegung, indem man die Verstimmung  $\Delta\omega$  linear erhöht. Das Atom wird dabei gleichmäßig beschleunigt. Hat es die Hälfte der gewünschten Verschiebestrecke zurückgelegt, wird die Verstimmung auf die gleiche Weise auf  $\Delta\omega = 0$  zurückgefahren. Dadurch wird das Atom wieder abgebremst und kommt schließlich am verschobenen Ort zum Stillstand. Typische Werte sind hier eine Verschiebestrecke von  $500 \mu\text{m}$  in einer Zeit von 200 ms. Die maximale Verstimmung im Umkehrpunkt der Beschleunigung beträgt dabei  $\Delta\omega_{max} = 5 \text{ kHz}$ .

Nun gilt es, das Atom am verschobenen Ort nachzuweisen. Hierfür wird ein weiterer Laserstrahl verwendet. Er verläuft entlang der optischen Achse der Dipolfallenlaser und regt das Atom in der Dipolfalle resonant an. Das Fluoreszenzlicht des verschobenen Atoms wird durch eine zweite Beobachtungsoptik detektiert (Abbildung 2.8). Diese ist auf einem Verschiebetisch angebracht und kann mit einer Mikrometerschraube entlang der optischen Achse der Dipolfallenlaser verschoben werden. Die Streulichtabschirmung dieser zweiten Optik wurde soweit optimiert, dass 10 detektierte Fluoreszenzphotonen ausreichen, um das verschobene Atom eindeutig nachzuweisen. Durch die resonante Anregung wird das Atom schließlich aus der Dipolfalle herausgeheizt und geht verloren. Mit dieser Methode ist es uns gelungen, ein einzelnes Atom bis zu 15 mm weit zu verschieben [KUH01]. Begrenzt wird die Verschiebestrecke durch die Gravitation [SCH01].

Die Verstimmung der Laser erreicht man mit Hilfe von akusto-optischen Modulatoren (kurz AOM) in Doppelpass-Konfiguration. Sie sind das Kernstück der Wei-

## 2 Eine deterministische Atomquelle



**Abbildung 2.8:** Aufbau von MOT und Dipolfalle einschließlich der notwendigen Erweiterungen zur Realisierung eines atomaren Förderbandes. Der Nachweislaser wird verwendet, um die verschobenen Atome zu detektieren.

terentwicklung der Stehwellenfalle zu einem atomaren Förderband. Da auch für den Aufbau zur Raman-Seitenbandkühlung AOMs verwendet werden, erfolgt die genauere Beschreibung ihrer Funktionsweise in Kapitel 4.

### 2.2.5 Die axiale Oszillationsfrequenz der Atome in der Dipolfalle

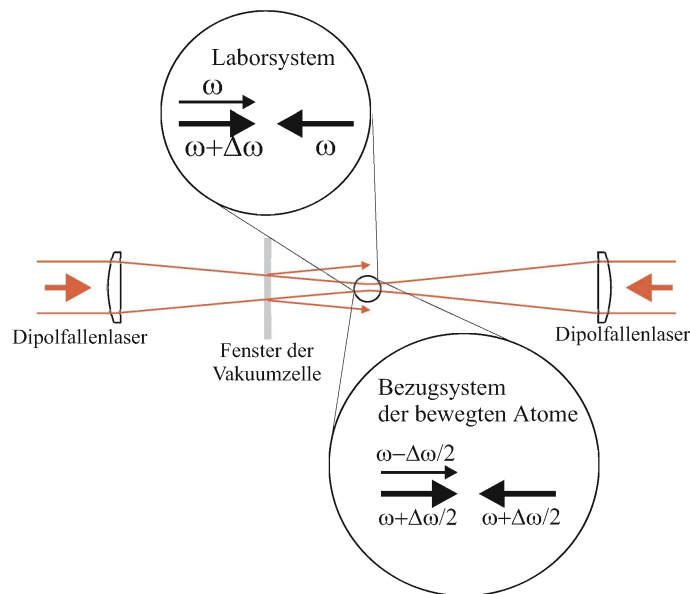
Die Raman-Seitenbandkühlung beruht darauf, dass man Übergänge zwischen zwei verschiedenen Vibrationszuständen des Atoms induziert. Dazu muss die Oszillationsfrequenz  $\Omega_z$  des Atoms bekannt sein, die in (2.12) auf 380 kHz abgeschätzt wurde. Trotzdem ist es wichtig, eine Methode zu entwickeln, mit der man die Oszillationsfrequenz experimentell messen kann, um die Erwartung zu bestätigen.

Wir haben zu diesem Zweck ein Verfahren entwickelt, mit dem wir das Atom

in der Dipolfalle resonant und parametrisch anregen können. Dadurch wird das Atom aus der Dipolfalle herausgeheizt. Das ist genau dann der Fall, wenn die anregende Frequenz  $\Delta\omega$  genau der einfachen bzw. doppelten Oszillationsfrequenz entspricht. Misst man die Verlustrate der Atome als Funktion von  $\Delta\omega$ , so erwartet man maximale Werte für  $\Delta\omega = \Omega_z$  und  $\Delta\omega = 2\Omega_z$ . Auf diese Weise erhält man eine Möglichkeit zur Messung der axialen Oszillationsfrequenz.

### Dreistrahlinterferenz

Die Möglichkeit der Anregung des Atoms entsteht durch die Geometrie unseres Aufbaus. Die MOT befindet sich nahe einem der Fenster der Vakuummzelle (Abbildung 2.9). Durch die Reflexion einer der beiden Dipollaserstrahlen an der Glaszelle interferieren am Ort des Atoms nicht zwei, sondern drei Strahlen miteinander. Dieser dritte Strahl kann die eigentliche Stehwelle amplituden- und phasenmodulieren.



**Abbildung 2.9:** Interferenz von drei Laserstrahlen in der Vakuummzelle. Die zweite Eintrittsfläche der Zelle, die in dieser Skizze nicht dargestellt ist, befindet sich soweit vom Fokus der Dipollaser entfernt, dass die Reflexion von dieser Seite einen vernachlässigbaren Einfluss ausübt.

Die Stehwellenstruktur bewegt sich bei einer Verstimmung der Dipollaser um  $\Delta\omega$  mit der Geschwindigkeit

$$v = \lambda \Delta\omega / 4\pi \tag{2.16}$$

## 2 Eine deterministische Atomquelle

entlang der optischen Achse. Durch das dritte Lichtfeld wird die Beschreibung komplizierter. Zur besseren mathematischen Behandlung des Problems ist es sinnvoll, in das Bezugssystem der bewegten Atome zu wechseln. In diesem System ruht die Stehwelle, d.h. hier haben die beiden eingestrahnten Dipolfallenlaser die gleiche Frequenz  $\omega' = \omega + \Delta\omega/2$ . Der an der Glaszelle reflektierte dritte Strahl besitzt in diesem Bezugssystem aber nicht mehr die gleiche Frequenz wie der einfallende Strahl, sondern ist mit  $\omega'' = \omega' - \Delta\omega$  gerade um  $\Delta\omega$  verschoben (Abbildung 2.9).

Somit erhält man für die elektrische Feldstärke am Ort des Atoms den Ausdruck

$$E(z, t) \propto \cos(\omega't - k'z) + \beta \cos(\omega''t - k''z) + \cos(\omega't + k'z) \quad (2.17)$$

[ALT01A], wobei  $\beta$  die relative Amplitude des reflektierten Strahls bezüglich der beiden einfallenden Strahlen angibt. Die Annahme  $\beta \ll 1$  rechtfertigt sich durch die beiden folgenden Argumente. Zum einen wird an der Glaszelle 4% der Intensität reflektiert. Da an Innen- und Außenseite eine Reflexion stattfindet, wird im Mittel 8% der Intensität des einfallenden Strahls reflektiert. Zum anderen wird der einfallende Strahl auf den Ort der MOT fokussiert. Dadurch divergiert der reflektierte Strahl und seine Intensität ist am Ort der MOT wesentlich geringer.

Die Herleitung des aus (2.17) resultierenden Potentials unter der Bedingung  $\beta \ll 1$  und  $kz \ll 1$  ergibt

$$U(z, t) \approx -U_0 \left[ 1 + \beta \cos(\Delta\omega t) + \beta kz \sin(\Delta\omega t) - (kz)^2 (1 + \beta \cos(\Delta\omega t)) \right]. \quad (2.18)$$

Hieraus ergibt sich für die Bewegung eines Cäsiumatoms mit  $\Omega_z^2 = \frac{2U_0k^2}{m_{cs}}$  die Gleichung

$$\ddot{z} + \frac{\Omega_z^2}{m_{cs}} (1 + \beta \cos(\Delta\omega t)) z = \frac{\Omega_z^2}{2km_{cs}} \beta \sin(\Delta\omega t). \quad (2.19)$$

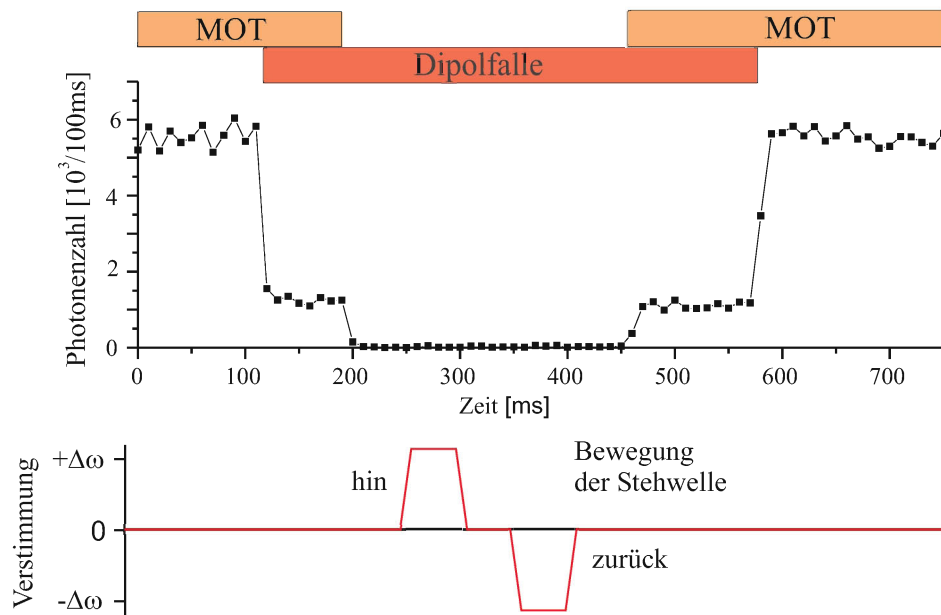
Das ist die klassische Bewegungsgleichung für einen ungedämpften harmonischen Oszillator, der sowohl resonant als auch parametrisch angeregt wird.

### Messung der Oszillationsfrequenz

Um die Oszillationsfrequenz  $\Omega_z$  zu messen, muss man das Atom mit konstanter Frequenz  $\Delta\omega$  anregen. Um dieses in unserem Experiment zu erreichen, müssen die Dipolfallenlaser konstant um  $\Delta\omega$  gegeneinander verstimmt werden. Aufgrund der Dreistrahlinterferenz wird das Atom dann angeregt.

## 2.2 Die optische Dipolfalle

Die Verstimmung der Dipolfallenlaser hat aber zur Folge, dass das Atom während der Anregung mit konstanter Geschwindigkeit verschoben wird. Aus diesem Grund darf man die Verstimmung nicht abrupt von  $\Delta\omega = 0$  auf einen vorgegebenen Wert  $\Delta\omega$  ändern. Die Beschleunigung für das Atom wird dadurch unendlich groß und man würde das Atom verlieren. Aus diesem Grund muss man das Atom vor der eigentlichen Anregung in endlich kurzer Zeit auf die gewünschte Endgeschwindigkeit beschleunigen. Die Verstimmung wird kontinuierlich bis zum gewünschten Wert erhöht. Danach erst kann das Atom mit konstanter Verstimmung  $\Delta\omega$  angeregt werden.



**Abbildung 2.10:** Sequenz zur Überprüfung möglicher Heizeffekte aufgrund der Dreistrahlinterferenz. Während des gleichzeitigen Betriebs von MOT und Dipolfalle nimmt die Fluoreszenzrate der gespeicherten Atome ab. Dies resultiert aus der Verschiebung der Energiezustände aufgrund des AC-Stark-Effekts.

Abbildung 2.10 zeigt die Methode, mit der die Oszillationsfrequenz  $\Omega_z$  gemessen wird. Jede Einzelmessung beginnt mit dem Transfer eines Atoms von der MOT in die Dipolfalle. Das Atom wird daraufhin beschleunigt, indem man die Verstimmung in kurzer Zeit linear auf den Maximalwert  $\Delta\omega$  ansteigen lässt. Anschließend wird das Atom mit konstanter Verstimmung  $\Delta\omega$  über eine Strecke von 2 mm verschoben. Während dieser Zeit wird es aufgrund der Dreistrahlinterferenz angeregt. Danach wird das Atom wieder abgebremst und kommt zum Stillstand.

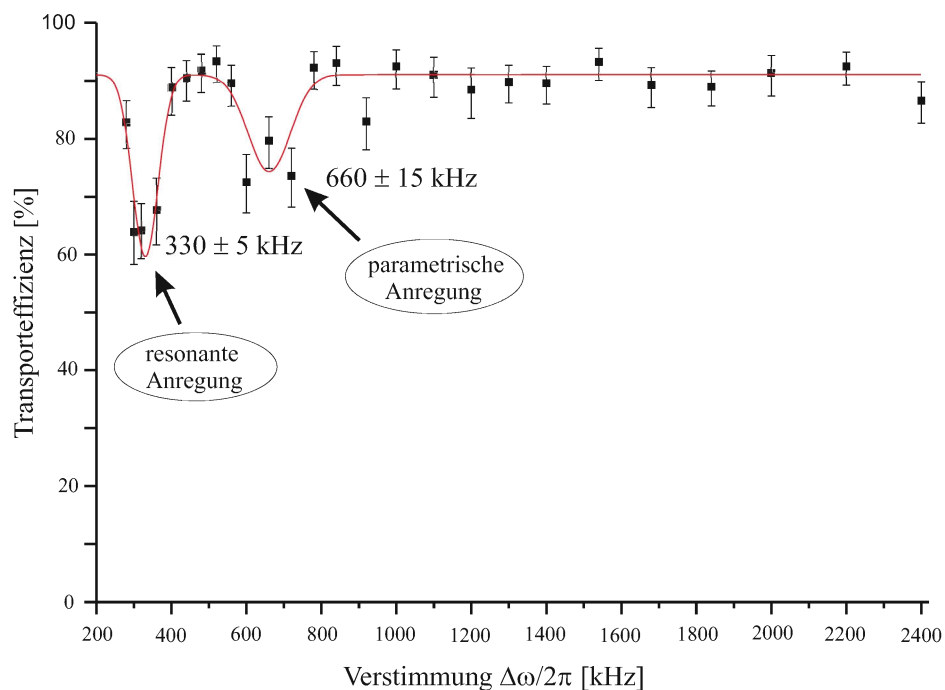
Der Verlust eines Atoms soll mit Hilfe der MOT überprüft werden. Die Sequenz

## 2 Eine deterministische Atomquelle

wird deshalb für die umgekehrte Verschieberichtung wiederholt. Dabei wird das Atom noch einmal angeregt und befindet sich am Ende wieder an der Position der MOT, aber noch immer in der Dipolfalle. Es ist möglich, dass ein Atom zwar geheizt wurde, seine Temperatur aber zu gering ist, um die Falle zu verlassen. Um trotzdem zu erkennen, ob es angeregt wurde, wird das Dipolpotenzial für 5 ms adiabatisch von 1,3 mK auf etwa 0,05 mK abgesenkt. Alle vorher geheizten Atome verlassen während dieser Zeit die Dipolfalle. Abschließend wird überprüft, ob das Atom während des beschriebenen Vorgangs verloren wurde oder nicht. Dazu betrachtet man erneut das Fluoreszenzlicht nach dem Rücktransfer in die MOT.

Die Variation der Leistung der beiden Dipolfallenlaser erreicht man durch Änderung der HF-Leistung an den AOMs. Da die Potenziertiefe proportional zur Leistung der Dipolfallenlaser ist, kann man auf diese Weise die Tiefe der Falle variieren.

### Ergebnis



**Abbildung 2.11:** Messung der axialen Oszillationsfrequenz durch resonante und parametrische Anregung des Atoms in der Dipolfalle. Man erkennt sehr deutlich die Einbrüche der Transporteffizienz bei  $\Delta\omega = \Omega_z$  und  $\Delta\omega = 2\Omega_z$ .

Abbildung 2.11 zeigt das Ergebnis der Messung. Aufgetragen ist die Transport-

## 2.2 Die optische Dipolfalle

effizienz eines Atoms in Abhängigkeit der Verstimmung  $\Delta\omega$ . Trotz der starken Absenkung des Potenzials ist die Transporteffizienz über weite Bereiche konstant bei etwa 90%.

Die Messung bestätigt das erwartete Verhalten eines Atoms. Aufgrund der Dreistrahlinterferenz wird es in der Dipolfalle sowohl resonant als auch parametrisch angeregt. Auf diese Weise lässt sich die Oszillationsfrequenz  $\Omega_z$  eines Atoms in der Dipolfalle bestimmen:

$$\Omega_z = 2\pi \cdot (330 \pm 5) \text{ kHz.} \quad (2.20)$$

Die Abschätzung nach (2.12) lieferte einen Vergleichswert von 380 kHz. Die Herleitung dieses Wertes basiert aber auf mehreren Bedingungen. Man ging zum Beispiel davon aus, dass die Dipolfallenlaser parallel linear polarisiert sind. Zusätzlich setzte man eine bestimmte Falltiefe  $U_0$  voraus. Es lässt sich aber nicht überprüfen, in wie weit diese Parameter mit der tatsächlichen experimentellen Situation übereinstimmen. Unter Berücksichtigung dieser Fehlerquellen zeigt sich eine gute Übereinstimmung.



## 2 Eine deterministische Atomquelle

# 3 Theorie zur Raman-Seitenbandkühlung

Ziel der Raman-Seitenbandkühlung ist es, die Kontrolle über ein einzelnes Atom weiter zu verbessern. Mit dem bestehenden experimentellen Aufbau werden Atome mit einer Temperatur von etwa  $125 \mu\text{K}$  von der MOT in die Dipolfalle geladen (Abbildung 2.6). Kann man die quantisierten Vibrationszustände in diesem konservativen Potenzial optisch auflösen, dann ist man in der Lage, Übergänge zwischen bestimmten Vibrationszuständen zu induzieren. Man erhält so die Möglichkeit, ein einzelnes Atom bis in den Grundzustand des Dipolfallenpotenzials zu kühlen.

Es gibt auch andere Methoden, ein Atom unter die Dopplertemperatur der MOT zu kühlen, wie zum Beispiel Sisyphus-Kühlung oder entartete Raman-Seitenbandkühlung [VUL98]. Allerdings erlauben Ramanübergänge zusätzlich zur Kühlung des Atoms die Möglichkeit der Erzeugung quantenmechanischer Überlagerungen der beiden Hyperfeinstrukturzustände.

Das folgende Kapitel beschreibt die Methode der Raman-Seitenbandkühlung sowie deren spezielle Anwendung an einem gespeicherten Cäsiumatom. Aus den theoretischen Grundlagen werden Bedingungen an den experimentellen Aufbau und verschiedene Parameter wie Frequenz, Polarisation, Pulsdauer, Pulsform und geometrische Anordnung der benötigten Laserstrahlen abgeleitet.

## 3.1 Seitenbandkühlung

### 3.1.1 Entstehung von Seitenbändern

Zur Erklärung der Entstehung von Seitenbändern wird das folgende klassische Modell verwendet. Ein Atom, das mit Frequenz  $\Omega_z$  und Amplitude  $A$  in

### 3 Theorie zur Raman-Seitenbandkühlung

$z$ -Richtung oszilliert, gehorcht der Bewegungsgleichung

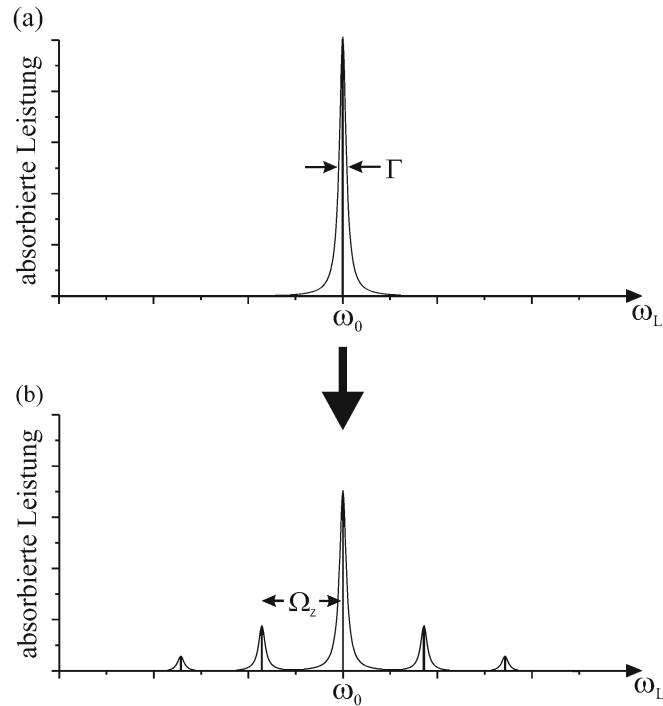
$$z(t) = A \sin(\Omega_z t). \quad (3.1)$$

Auf dieses Atom wird nun ein Laserstrahl der Frequenz  $\omega_L$  aus der  $z$ -Richtung eingestrahlt, dessen elektrisches Feld linear polarisiert ist:

$$E(t, z) = E_0 \cos(\omega_L t - k_L z). \quad (3.2)$$

Das resultierende Feld, welches das sich bewegende Atom effektiv wahrnimmt, lautet demnach

$$E(t, z(t)) = E_0 \cos(\omega_L t - k_L A \sin(\Omega_z t)). \quad (3.3)$$



**Abbildung 3.1:** Absorptionsspektrum eines ruhenden (a) und mit der Frequenz  $\Omega_z$  oszillierenden (b) Zwei-Niveau-Atoms. In beiden Spektren ist die Linienverbreiterung aufgrund der endlichen natürlichen Lebensdauer  $1/\Gamma$  skizziert.

Diese Formel beschreibt ein mit  $\omega_L$  oszillierendes Feld, das mit der Frequenz  $\Omega_z$  phasenmoduliert wird. Mit Hilfe der Besselfunktionen  $J_l(m)$  mit dem Modulationsindex  $m = k_L A$  erhält man aus (3.3) das Ergebnis

$$E(t) = E_0 \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l(k_L A) \cos[(\omega_L + l\Omega_z)t]. \quad (3.4)$$

Es ergibt sich ein Frequenzspektrum mit einer Trägerfrequenz  $\omega_L$  und Seitenbändern im Abstand  $\Omega_z$ . Die Absorptionsrate der entstehenden Seitenbänder  $l$ -ter Ordnung ist dabei gegenüber dem ruhenden Atom um  $J_l^2(k_z A)$  unterdrückt (Abbildung 3.1b). Die gesamte absorbierte Leistung durch das Atom bleibt aber konstant, denn es gilt

$$\sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l^2(k_z A) = 1. \quad (3.5)$$

Dieses Ergebnis lässt sich am Zwei-Niveau-Atom in einen quantenmechanischen Bild anschaulich interpretieren. Befindet sich das Atom in Ruhe, so wird es lediglich durch Photonen der Resonanzfrequenz  $\omega_0$  angeregt und man erhält das in Abbildung 3.1a dargestellte Absorptionsspektrum. Anders ist die Situation für ein gebundenes Atom. In diesem Fall befindet es sich in quantisierten Vibrationszuständen. Zwischen diesen Zuständen können Übergänge durch Anregung des Atoms mit Photonen der Frequenz  $\omega_0 \pm l\Omega_z$  induziert werden.

Wegen der natürlichen Lebensdauer  $1/\Gamma$  des angeregten Zustands besitzen Träger und Seitenbänder die endliche Linienbreite  $\Gamma$ . Man kann die Seitenbänder also nur dann optisch auflösen, wenn die Linienbreite des Übergangs wesentlich kleiner ist als die Oszillationsfrequenz, also wenn die Bedingung  $\Gamma \ll \Omega_z$  erfüllt ist.

#### 3.1.2 Prinzip der Seitenbandkühlung

Die folgende Erklärung des Prinzips der Seitenbandkühlung geht weiterhin vom einfachen Modell des Zwei-Niveau-Atoms mit Grundzustand  $|g\rangle$  und angeregtem Zustand  $|e\rangle$  aus. Übergänge zwischen diesen beiden Zuständen sind durch Absorption bzw. Emission von Photonen der Energie  $E = \hbar\omega_0$  möglich, wobei die atomare Resonanzfrequenz  $\omega_0$  im optischen Bereich liegen soll. Zusätzlich soll sich das Atom in einem externen Potenzial befinden, dessen quantisierte Zustände durch die Vibrationszustände  $|n\rangle$  beschrieben werden.

Für das harmonische Potenzial

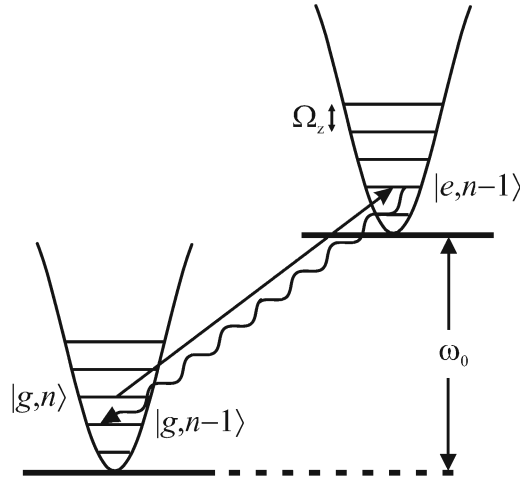
$$U(z) = \frac{1}{2}m\Omega_z^2 z^2 \quad (3.6)$$

lässt sich der externe Freiheitsgrad quantenmechanisch einfach beschreiben. Die Energie des Atoms hängt ausschließlich von der Vibrationsquantenzahl  $n$  ab:

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

### 3 Theorie zur Raman-Seitenbandkühlung

Durch Kopplung des Atoms an ein Lichtfeld resonant mit dem ersten roten Seitenband ist es möglich, die Vibrationsquantenzahl  $n$  zu verringern. Dazu strahlt man einen Laserstrahl der Frequenz  $\omega_L = \omega_0 - \Omega_z$  ein (Abbildung 3.2), wodurch der Übergang  $|g, n\rangle \rightarrow |e, n-1\rangle$  induziert wird.



**Abbildung 3.2:** Schema der Seitenbandkühlung am Zwei-Niveau-Atom. Ein Laser der Frequenz  $\omega_L = \omega_0 - \Omega_z$  induziert Übergänge von  $|g, n\rangle$  nach  $|e, n-1\rangle$ . Durch spontane Emission fällt das Atom dann in den Grundzustand  $|g, n-1\rangle$ . Durch Wiederholung dieses Vorgangs wird das Atom bis in den Vibrationsgrundzustand gekühlt.

Nach der Anregung zerfällt das Atom durch spontane Emission wieder in den Grundzustand und erfährt dabei durch den Photonenrückstoß die Impulsänderung  $\Delta\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}_L$ . Bei einem solchen Prozess aus Absorption und spontaner Emission ändert sich seine Energie um

$$\Delta E = -\hbar\Omega_z + \frac{(\hbar\mathbf{k}_L)^2}{2m} = -\hbar(\Omega_z - \omega_{rec}). \quad (3.8)$$

Solange die Rückstoßfrequenz

$$\omega_{rec} = \frac{\hbar k_L^2}{2m} \quad (3.9)$$

durch den spontanen Zerfall kleiner ist als  $\Omega_z$ , wird das Atom gekühlt, da sich die Vibrationsquantenzahl durch spontane Emission im Mittel nicht ändert. Im Grenzfall spricht man vom LAMB-DICKE-Regime, es gilt

$$\eta = k_L z_0 = \sqrt{\frac{\omega_{rec}}{\Omega_z}} \ll 1, \quad (3.10)$$

wobei  $z_0 = \sqrt{\hbar/2m\Omega_z}$  die räumliche Ausdehnung der Wellenfunktion des Grundzustand des harmonischen Oszillators ist [SCH94]. Man bezeichnet  $\eta$  als LAMB-

DICKE-Parameter. Die Rückstoßfrequenz für Cäsiumatome ist bekannt, und die Oszillationsfrequenz  $\Omega_z$  wurde in Abschnitt (2.2.5) gemessen:

$$\begin{aligned}\Omega_z &\approx 2\pi \cdot 330 \text{ kHz} \\ \omega_{rec} &\approx 2\pi \cdot 2 \text{ kHz} \\ \Rightarrow \eta &\approx \sqrt{\frac{1}{165}} \approx 0,08 \ll 1\end{aligned}\quad (3.11)$$

Die Bedingung für das LAMB-DICKE-Regime ist also für unser Experiment erfüllt.

Für die Absorptionsrate  $\gamma$  des Übergangs  $|g, n\rangle \rightarrow |e, n-1\rangle$  gilt nach (3.4) die Beziehung

$$\gamma = J_1^2(k_L A) \cdot \gamma_0, \quad (3.12)$$

wobei  $\gamma_0$  die Absorptionsrate für ein ruhendes Atom bei gleicher Laserintensität ist. Um die relative Kopplung genau berechnen zu können, muss man die Schwingungsamplitude  $A$  der einzelnen Vibrationszustände kennen. In einer naiven Vorstellung könnte man die Amplitude über den Erwartungswert

$$\langle \hat{z}^2 \rangle = z_0^2(2n+1) := A^2 \quad (3.13)$$

des Ortsoperators  $\hat{z}$  des quantenmechanischen harmonischen Oszillators definieren [SCH94]. Die korrekte quantenmechanische Behandlung zeigt aber, dass die roten und blauen Seitenbänder der ersten Ordnung unterschiedliche Amplituden besitzen. Man erhält das Ergebnis

$$A_{n \rightarrow n-1} = \langle n-1 | \hat{z} | n \rangle = z_0 \sqrt{n} \quad (3.14)$$

$$A_{n \rightarrow n+1} = \langle n+1 | \hat{z} | n \rangle = z_0 \sqrt{n+1}. \quad (3.15)$$

Für die Absorptionsraten gilt somit

$$\gamma_{n \rightarrow n-1} = J_1^2(\eta \sqrt{n}) \cdot \gamma_0 \quad (3.16)$$

$$\gamma_{n \rightarrow n+1} = J_1^2(\eta \sqrt{n+1}) \cdot \gamma_0.$$

Dieses Ergebnis zeigt die äußerst wichtige Eigenschaft, dass die Absorptionsrate für den Übergang  $|g, n\rangle \rightarrow |e, n-1\rangle$  von der Vibrationsquantenzahl  $n$  des Atoms abhängt.

Nach den bisherigen Überlegungen würde das oben beschriebene Prinzip die Präparation von Atomen im Vibrationsgrundzustand  $|n=0\rangle$  erlauben, weil es in diesem Zustand wegen

$$\gamma = J_1^2(0) \cdot \gamma_0 = 0 \quad (3.17)$$

### 3 Theorie zur Raman-Seitenbandkühlung

auf dem roten Seitenband nicht mehr angeregt werden kann. Die Seitenbandkühlung scheitert aber an der Linienbreite der D2-Linie von Cäsium mit  $\Gamma = 2\pi \cdot 5,22$  MHz. Im letzten Abschnitt wurde gezeigt, dass die Seitenbänder nur aufgelöst werden können, wenn  $\Gamma \ll \Omega_z$  gilt. Das ist hier aber offensichtlich nicht der Fall. Die Linienbreite optischer atomarer Übergänge liegt bei allen Alkalimetallen, an denen Laserkühlung betrieben wird (Li, Rb, Cs, etc.), in der Größenordnung einiger MHz. Man kann bei solch kurzlebigen angeregten Zuständen Seitenbänder im kHz-Bereich nicht optisch auflösen.

## 3.2 Raman-Seitenbandkühlung

Aus dem oben genannten Grund muss man ein System finden, bei dem die Linienbreite wesentlich geringer ist. Dazu verwendet man Ramanübergänge, die durch einen Zwei-Photonen-Prozess Übergänge zwischen zwei stabilen Grundzuständen des Atoms induzieren. Auf diese Weise erhält man einen Übergang mit sehr schmaler Linienbreite.

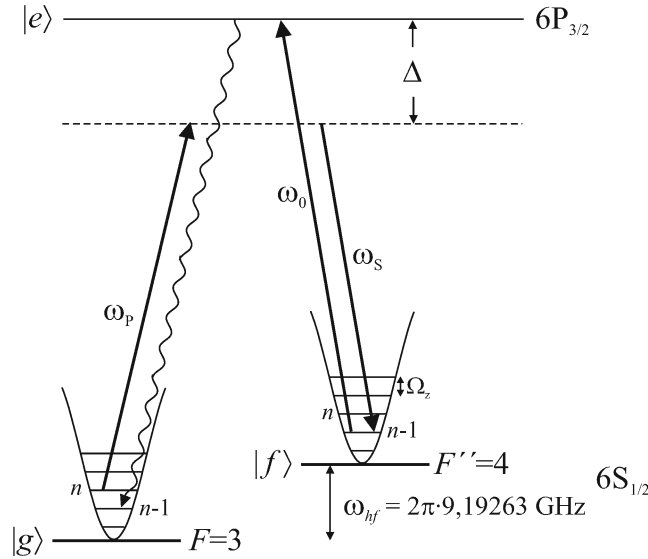
An Ramanübergängen sind im Gegensatz zur bisherigen Beschreibung drei atomare Zustände beteiligt, Anfangs- und Endzustände  $|g\rangle$  bzw.  $|f\rangle$  sowie ein Zwischenzustand  $|e\rangle$ . Die Kopplung erfolgt durch zwei Laserstrahlen der Frequenzen  $\omega_P$  (Pump) für den Übergang  $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$  und  $\omega_S$  (Stokes) für  $|e\rangle \rightarrow |f\rangle$ . Pump- und Stokeslaser sind um den Betrag  $\Delta$  vom angeregten Zustand weit rotverstimmt, was zur Folge hat, dass der Zustand  $|e\rangle$  praktisch nie angeregt wird. Man spricht von der Kopplung über einen *virtuellen* Zustand.

Dieses Schema lässt sich konkret auf ein Cäsiumatom anwenden (Abbildung 3.3). Anfangs- bzw. Endzustand sind die beiden Grundzustände der Hyperfeinstruktur mit  $F = 3$  bzw.  $F'' = 4$  mit der Aufspaltung von  $\omega_{hf} = 2\pi \cdot 9,19263$  GHz. Durch geeignete Wahl der Frequenzen der beiden Laserstrahlen ist es auch hier möglich, Zustände mit unterschiedlicher Vibrationsquantenzahl zu koppeln. Für

$$\Delta\omega_R = \omega_P - \omega_S = \omega_{hf} - \Omega_z \quad (3.18)$$

wird der Übergang  $|F = 3, n\rangle \rightarrow |F'' = 4, n - 1\rangle$  induziert, ohne dabei den Zwischenzustand anzuregen.

Bei einem Ramanübergang handelt es sich um einen kohärenten Prozess, d.h. solange man die Grundzustände mit den beiden Lichtfelder aneinander koppelt, wird die Population mit der Raman-Rabifrequenz  $\Omega_R$  zwischen den beiden



**Abbildung 3.3:** Raman-Seitenbandkühlung an einem Cäsiumatom. Pump- und Stokeslaser induzieren den Ramanübergang  $|F = 3\rangle \rightarrow |F'' = 4\rangle$ . Bei richtiger Wahl der Differenzfrequenz  $\Delta\omega_R = \omega_P - \omega_S$  ist eine Verringerung der Vibrationsquantenzahl möglich. Wegen der großen Verstimmung  $\Delta$  ist die Anregung  $6P_{3/2}$ -Zustands stark unterdrückt.

Zuständen oszillieren. Man will aber nur einmal den Übergang  $|F = 3, n\rangle \rightarrow |F'' = 4, n - 1\rangle$  induzieren, deshalb darf man die Laserstrahlen nur eine für eine bestimmte Zeit einstrahlen. Die sich hieraus ergebende sogenannte  $\pi$ -Pulsdauer  $T_\pi$  ist durch

$$\int_0^{T_\pi} \Omega_R dt = \pi \quad (3.19)$$

definiert und entspricht gerade der halben Rabiperiode. Wenn diese Bedingung erfüllt ist, spricht man von einem Raman- $\pi$ -Puls.

Der wesentliche Unterschied zum Zwei-Niveau-Atom liegt in der extrem schmalen Linienbreite von Ramanübergängen. Sie wird durch die Lebensdauer der Grundzustände bestimmt und ist für unsere Zwecke beliebig groß. Die effektive Lebensdauer in der Stehwellenfalle ist durch Photonenstreuung aus den Dipolfallenlasern gegeben. Sie wurde in [FRE00] gemessen und beträgt mehrere Sekunden. Die Linienbreite für den Ramanübergang  $|F = 3\rangle \rightarrow |F'' = 4\rangle$  ist somit kleiner als 1 Hz.

Ein wichtiges Ergebnis an dieser Stelle ist die Tatsache, dass bei einem Ramanübergang nicht die absoluten Laserfrequenzen von Interesse sind. Lediglich die



### 3 Theorie zur Raman-Seitenbandkühlung

Differenzfrequenz aus (3.18) muss exakt definiert sein. In Kapitel 4 wird eine elegante Methode zur Erzeugung von zwei Laserstrahlen mit konstanter Differenzfrequenz vorgestellt.

#### 3.2.1 Kühlzyklus

Um den Ramanübergang  $|F = 3, n\rangle \rightarrow |F'' = 4, n - 1\rangle$  wiederholt anwenden zu können, muss man das Atom nach jedem Kühlübergang wieder zurück in den Ausgangszustand transferieren. Dazu verwendet man einen mit dem angeregten Zustand  $|e\rangle$  resonanten Rückpumplaser der Frequenz  $\omega_0$  (Abbildung 3.3). Durch spontane Emission zerfällt das Atom schließlich nach  $|F = 3, n - 1\rangle$ . Hier muss wiederum die Bedingung des LAMB-DICKE-Regimes erfüllt sein, damit sich der Vibrationszustand des Atoms bei einem spontanen Zerfall im Mittel nicht ändert.

Man könnte zu dem Schluss gelangen, dass ein Rückpumplaser nicht notwendig ist. Kennt man die Raman-Rabifrequenz  $\Omega_R$  des Übergangs  $|F = 3, n\rangle \rightarrow |F'' = 4, n - 1\rangle$ , dann ist es möglich, den Übergang in die andere Richtung zu wiederholen. So könnte man das Atom durch Raman- $\pi$ -Pulse hin- und her transferieren. Da es außerdem möglich ist, mit  $\Delta\omega_R = \omega_{hf} + \Omega_z$  die Vibrationsquantenzahl auch durch den Übergang  $|F'' = 4, n\rangle \rightarrow |F = 3, n - 1\rangle$  zu reduzieren, könnte man das Atom sogar bei jedem Übergang kühlen. Dazu muss man es allerdings schaffen, immer zur richtigen Zeit zwischen  $\Delta\omega_R = \omega_{hf} - \Omega_z$  und  $\Delta\omega_R = \omega_{hf} + \Omega_z$  zu wechseln.

Diese Methode funktioniert aber nur dann, wenn man die Vibrationsquantenzahl des Atoms zu Beginn der Kühlübergänge kennt, denn die  $\pi$ -Pulsdauer  $T_\pi$  ist nicht konstant, sondern sie wird für sinkendes  $n$  größer. Das liegt daran, dass die Schwingungsamplitude des Atoms bei jedem Kühschritt kleiner wird. Dadurch wird die Amplitude der Seitenbänder auch kleiner und nach (3.16) wird damit die Kopplung schwächer. Nach jedem Kühlübergang muss man deshalb entweder die Intensität der Lichtfelder erhöhen oder die Pulsdauer verlängern, um die Bedingung für einen Raman- $\pi$ -Puls einzuhalten.

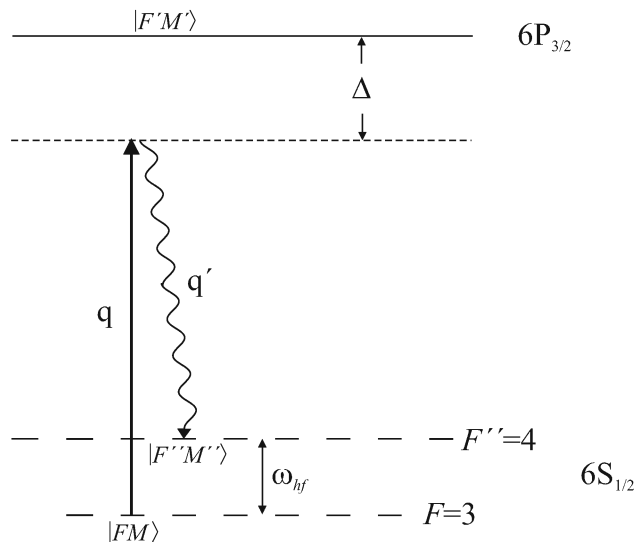
Man kennt den Ausgangszustand  $|n_0\rangle$  für jedes individuelle Atom aber nicht, sondern lediglich den im Mittel zu erwartenden Vibrationszustand  $\langle n_0 \rangle$ . In unserem Fall gilt  $\langle n_0 = 7 \rangle$  (Gleichung 2.13). Um dieses Problem zu lösen, wählt man einen bestimmten Vibrationszustand  $|n\rangle$  oberhalb von  $|n_0\rangle$  und induziert den Übergang  $|F = 3, n\rangle \rightarrow |F'' = 4, n - 1\rangle$ . Danach wird das Atom nach  $|F = 3, n - 1\rangle$  optisch gepumpt, und man wiederholt den Prozess mit dem neuen Ausgangszustand

$|F = 3, n - 1\rangle$ . Es wird also ein Rückpumplaser benötigt, der das Atom nach jedem Raman- $\pi$ -Puls wieder zurück nach  $|F = 3\rangle$  optisch pumpt. Dieser präpariert das Atom vor jedem Raman- $\pi$ -Puls in einem definierten Ausgangszustand. Der Rückpumplaser definiert somit die Richtung des Kühlübergangs.

Um ein Atom effektiver kühlen zu können, muss man einen Laserpuls erzeugen, der einen Kühlübergang für mehrere Vibrationszustände gleichzeitig erlaubt. Offensichtlich ist das nicht möglich, wenn man mit reinen Raman- $\pi$ -Pulsen arbeitet. Man muss deshalb zu einem anderen Kühlschema übergehen. Hier hat sich die STIRAP-Methode als sehr erfolgreich erwiesen [KUH96, YAT98, FLE99].

### 3.2.2 Spontane Streureate

Bei Ramanübergängen handelt es sich um Zwei-Photonen-Prozesse. Der Übergang vom Anfangs- in den Endzustand soll ohne Besetzung eines angeregten Zustands erfolgen. Es ist aber möglich, dass ein Atom trotz der großen Verstimmung  $\Delta$  angeregt wird und spontan in den Endzustand zerfällt. Es gilt, die spontane Streureate zu minimieren, da sie den notwendigen kohärenten Ablauf eines einzelnen Ramanpulses zum Kühlen der Atome zunichte machen kann.



**Abbildung 3.4:** Spontane Streuung bei einer Verstimmung  $\Delta$ . Das Schema zeigt einen Übergang von  $F = 3$  nach  $F'' = 4$ , der Ablauf in dieser Richtung ist jedoch nicht zwingend. Der Formalismus nach (3.20) beschreibt auch den umgekehrten Ablauf.

Der Ablauf eines spontanen Prozesses ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Man geht von einem Laserstrahl der Frequenz  $\omega_P$  und Intensität  $I_P$  aus (in diesem Fall der

### 3 Theorie zur Raman-Seitenbandkühlung

Pumplaser aus Abbildung 3.3), der mit  $\Delta_{1/2}$  bzw.  $\Delta_{3/2}$  gegenüber der D1- bzw. D2-Linie verstimmt ist. Als Ansatz zur Berechnung der spontanen Streurrate  $\gamma_{spon}$  über alle möglichen angeregten Zustände  $|F'M'\rangle$  in alle möglichen Endzustände  $|F''M''\rangle$  dient die Formel<sup>1</sup>

$$\gamma_{spon} = \frac{3\pi c^2 \omega_P^3 I_P}{2h\mu^4} \sum_{F'',M''} \left| \frac{a_{FM \rightarrow F''M''}^{1/2}}{\Delta_{1/2}} + \frac{a_{FM \rightarrow F''M''}^{3/2}}{\Delta_{3/2}} \right|^2 \quad (3.20)$$

$$a_{FM \rightarrow F''M''}^{J'} = \frac{\Gamma_{J'}}{\omega_{J'}^3} \sum_{q',J',F',M'} \langle F''M'' | \mu_{q'} | F'M' \rangle \langle F'M' | \mu_q | FM \rangle$$

aus [CLI94], wobei  $\mu = \langle 5, 5 | \mu_{+1} | 4, 4 \rangle$  gilt (Normierung).  $\Gamma_{J'}$  und  $\omega_{J'}$  sind Linienbreite bzw. Resonanzfrequenz des angeregten Zustands und  $\mu_0, \mu_q$  sind die Dipoloperatoren der jeweiligen Übergänge. Der Index  $q = -1, 0, +1$  wiederum gibt die Polarisation an (+1 entspricht  $\sigma^+$  usw.). Man geht hier also von einer festen Polarisation  $q$  des Pumplasers aus und summiert über alle Polarisationen  $q'$  der möglichen Zerfälle.

An dieser Stelle geht ein, dass die Verstimmungen  $\Delta_i$  so groß sind, dass eine Gewichtung bezüglich der einzelnen Hyperfeinzustände des angeregten Zustands vernachlässigbar ist. Gleichung (3.20) vereinfacht sich, wenn der Beitrag der D2- gegenüber der D1-Linie dominiert ( $\Delta_{3/2} \ll \Delta_{1/2}$ ):

$$\gamma_{spon} = \frac{3\pi c^2 \omega_P^3 I_P}{2h\mu^4} \sum_{F'',M''} \left| \frac{a_{FM \rightarrow F''M''}^{3/2}}{\Delta_{3/2}} \right|^2. \quad (3.21)$$

Es ist zweckmäßig, für (3.21) in eine Form mit natürlichen Einheiten überzugehen. Dazu setzt man  $\Delta_{3/2} = \Delta$  und bezieht sich mit  $\Gamma_{J'} = \Gamma$  und  $\omega_{J'} = \omega_0$  auf Linienbreite bzw. Resonanzfrequenz der D2-Linie. Da es sich bei  $\omega_P$  und  $\omega_0$  um optische Frequenzen handelt, gilt zusätzlich  $\omega_P \approx \omega_0$ . Somit vereinfacht sich (3.21) zu

$$\gamma_{spon} = \frac{3\pi c^2 \Gamma^2 I_P}{2h\omega_0^3 \Delta^2 \mu^4} \sum_{F'',M''} \left| \sum_{q',F',M'} \langle F''M'' | \mu_{q'} | F'M' \rangle \langle F'M' | \mu_q | FM \rangle \right|^2. \quad (3.22)$$

Als letzten Schritt führt man die Sättigungsintensität

$$I_0 = \frac{\pi h \Gamma c}{3\lambda^3} = \frac{h \Gamma \omega^3}{24\pi^2 c^2} \quad (3.23)$$

<sup>1</sup>Hierbei gilt der Übersicht halber  $\langle F'M' | \mu_q | FM \rangle = \langle SIL'J'F'M' | \mu_q | SILJFM \rangle$ .

der D2-Linie ein und erhält mit dem Sättigungsparameter  $s_P = I_P/I_0$  das Ergebnis

$$\gamma_{spon} = \frac{s_P}{16\pi} \left( \frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 \sum_{F'', M''} \frac{|\sum_{q', F', M'} \langle F'' M'' | \mu_{q'} | F' M' \rangle \langle F' M' | \mu_q | F M \rangle|^2}{\mu^4} \Gamma. \quad (3.24)$$

Wie sich im nächsten Abschnitt zeigt, gilt die Relation

$$\sum_{F'', M''} \frac{|\sum_{q', F', M'} \langle F'' M'' | \mu_{q'} | F' M' \rangle \langle F' M' | \mu_q | F M \rangle|^2}{\mu^4} < 1 \quad (3.25)$$

unabhängig von allen Quantenzahlen. Zur Abschätzung der spontanen Streurrate ergibt sich die einfache Formel

$$\gamma_{spon} < \frac{s_P}{16\pi} \left( \frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 \Gamma. \quad (3.26)$$

Konkret bedeutet dieses Ergebnis, dass die spontane Streurrate bei einer Verstimmung von  $\Delta = 20$  GHz und  $s_P = 50$  immer unter 1 Photon/s liegt und linear mit dem Sättigungsparameter  $s_P$  skaliert.

### 3.2.3 Maximale und minimale Kopplung

Die *induzierte* Streurrate  $\gamma_{ind}$  eines Ramanübergangs durch die Kopplung des Atoms an zwei Lichtfelder ist von der spontanen Streurrate  $\gamma_{spon}$  abhängig. Man erwartet eine Zunahme von  $\gamma_{spon}$  proportional zur Photonenzahl  $n_S$  in der zweiten Feldmode und somit zur Intensität  $I_S$  des Stokeslaser:

$$\gamma_{ind} \propto I_S \cdot \gamma_{spon}. \quad (3.27)$$

Es ist also möglich, maximale und minimale Kopplung bezüglich der möglichen Polarisationskombinationen  $(q, q') = (q_P, q_S)$  der beiden Laser zu ermitteln. Das ist für das Experiment sehr von Interesse. Man will feststellen, ob es Polarisationskombinationen gibt, mit denen keine Ramanübergänge induziert werden können.

Hierzu muss man für (3.24) konkrete Zahlenwerte ermitteln. Dazu wendet man das WIGNER-ECKART-Theorem auf den Term

$$X := \frac{|\sum_{q', F', M'} \langle F'' M'' | \mu_{q'} | F' M' \rangle \langle F' M' | \mu_q | F M \rangle|^2}{\mu^4} \quad (3.28)$$

an. Dies bietet sich deshalb an, weil die Dipoloperatoren sowieso schon in sphärischer Basis gegeben sind. Hierzu ist es zunächst notwendig, die einzelnen Zustände mit all ihren Quantenzahlen anzugeben:

$$\langle F' M' | \mu_q | F M \rangle = \langle SIL' J' F' M' | \mu_q | SIL J F M \rangle. \quad (3.29)$$

### 3 Theorie zur Raman-Seitenbandkühlung

Nun gilt es, dieses Matrixelement auf eine Form  $\langle J' || \hat{\mu} || J \rangle$  zu reduzieren, denn nur  $J = J'' = 1/2$  und  $J' = 3/2$  sind bei allen Matrixelementen gleich. Das WIGNER-ECKART-Theorem nach [SAK94] für einen Vektor als Tensor 1. Ordnung lautet

$$\langle F' M' | \mu_q | F M \rangle = (-1)^{F-M} \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ -M' & q & M \end{pmatrix} \langle F' || \hat{\mu} || F \rangle. \quad (3.30)$$

Zusätzlich muss man die Kopplung von  $J$  und  $I$  zu  $F$  bzw.  $L$  und  $S$  zu  $J$  wieder aufheben. Hierzu verwendet man den 6J-Formalismus

$$\begin{aligned} \langle J' I F' | \mu_q | J I F \rangle &= (-1)^{J+I+F'+1} \begin{Bmatrix} J' & F' & I \\ F & J & 1 \end{Bmatrix} \\ &\times \sqrt{(2F+1)(2F'+1)} \langle J' || \hat{\mu} || J \rangle \end{aligned} \quad (3.31)$$

nach [EDM74] (entsprechend für  $\langle L' S J' | \mu_q | L S J \rangle$ ). Auf diese Weise bleibt durch sukzessive Anwendung von (3.30) und (3.31) auf (3.29) nur noch die  $J$ -Abhängigkeit der Matrixelemente erhalten. Man erhält

$$\begin{aligned} \langle SIL' J' F' M' | \mu_q | SIL J F M \rangle &= (-1)^{F+F'+L-M} \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ -M' & q & M \end{pmatrix} \\ &\times \begin{Bmatrix} J' & F' & I \\ F & J & 1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} L' & J' & S \\ J & L & 1 \end{Bmatrix} \\ &\times \sqrt{(2F+1)(2F'+1)(2J+1)(2J'+1)} \\ &\times |\langle J' || \hat{\mu} || J \rangle|^2, \end{aligned} \quad (3.32)$$

wobei  $\langle J' || \hat{\mu} || J \rangle$  das reduzierte Matrixelement ist. In dieser Darstellung gilt insbesondere  $\mu = \langle 5, 5 | \mu_{+1} | 4, 4 \rangle = 1 \times \langle J' || \hat{\mu} || J \rangle$ . Mit diesen Resultaten und  $|\langle J'' || \hat{\mu} || J' \rangle \langle J' || \hat{\mu} || J \rangle|^2 = |\langle J' || \hat{\mu} || J \rangle|^4$  erhält man aus (3.28) das Ergebnis

$$\begin{aligned} X &= \sum_{q', F', M'} \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ -M' & q & M \end{pmatrix}^2 \begin{pmatrix} F'' & 1 & F' \\ -M'' & q' & M' \end{pmatrix}^2 \\ &\times (2F+1)(2F'+1)^2(2F''+1) \begin{Bmatrix} J' & F' & I \\ F & J & 1 \end{Bmatrix}^2 \begin{Bmatrix} J'' & F'' & I \\ F' & J' & 1 \end{Bmatrix}^2 \\ &\times (2J+1)(2J'+1)^2(2J''+1) \begin{Bmatrix} L' & J' & S \\ J & L & 1 \end{Bmatrix}^2 \begin{Bmatrix} L'' & J'' & S \\ J' & L' & 1 \end{Bmatrix}^2. \end{aligned} \quad (3.33)$$

Diese Darstellung von (3.28) ist zwar unübersichtlicher, allerdings lassen sich konkrete Werte für  $X$  ausrechnen. Für Ramanübergänge an einem Cäsiumatom nach

dem Schema aus Abbildung 3.4 reduziert sich die Anzahl der freien Parameter erheblich:

$$\begin{array}{cccc} J = J'' = 1/2 & S = 1/2 & L = L'' = 0 & F = 3 \\ J' = 3/2 & I = 7/2 & L' = 1 & F'' = 4. \end{array}$$

Gleichung (3.33) kann für diese Parameter in eine analytische Form gebracht werden:

$$X = X(M) = \begin{cases} \frac{1}{288}(4+M)(5+M) & : (\pi, \sigma^-), (\sigma^+, \pi) \\ \frac{1}{288}(4-M)(5-M) & : (\pi, \sigma^+), (\sigma^-, \pi) \\ \frac{1}{9} \left[ 1 - \left( \frac{M}{4} \right)^2 \right] & : (\sigma^+, \sigma^+), (\sigma^-, \sigma^-) \\ 0 & : (\pi, \pi), (\sigma^\pm, \sigma^\mp) \end{cases} \quad (3.34)$$

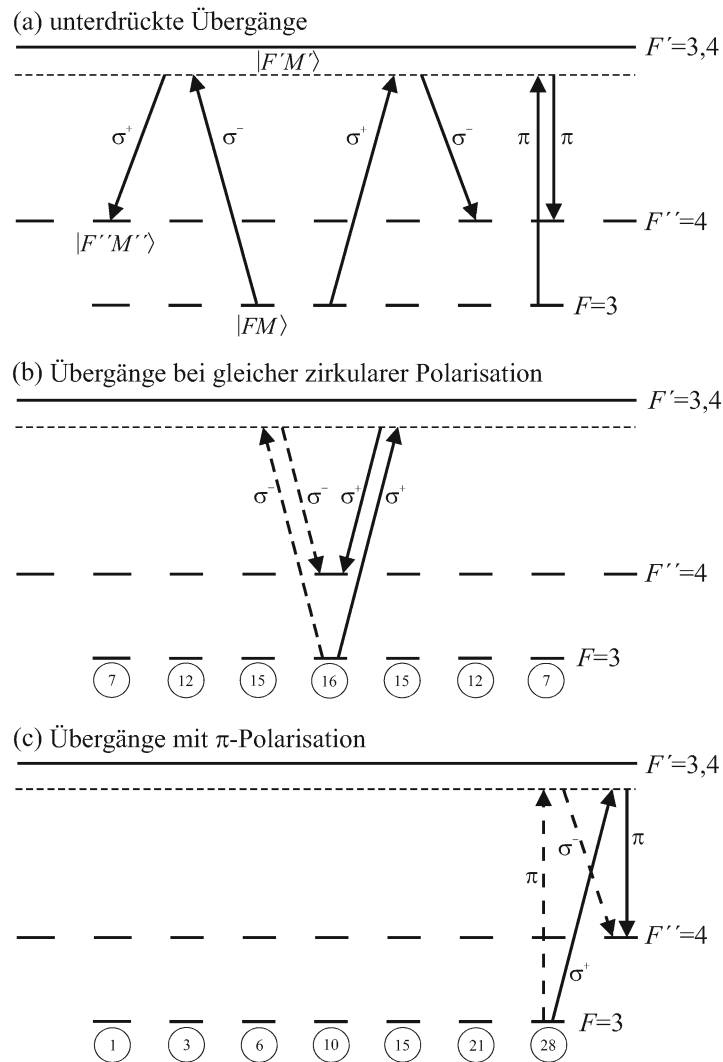
Dieses Ergebnis zeigt für alle möglichen Polarisationskombinationen  $(q, q') = (q_P, q_S)$  der beiden Ramanlaser die Stärke der Kopplung in Bezug auf die Magnetquantenzahl  $M$  des Zustands  $|F = 3, M\rangle$ . Mit dieser Formel kann man auch leicht die spontane Streurrate bestimmen und liefert den noch ausstehenden Beweis von (3.25).

Gleichung (3.34) führt zu einigen sehr wichtigen Ergebnissen, die in Abbildung 3.5 grafisch dargestellt sind:

- Sind die Laser entgegengesetzt zirkular oder beide  $\pi$ -polarisiert, gibt es keine Kopplung. Ramanübergänge sind in diesen Fällen nicht möglich, weil die Amplituden der einzelnen Übergänge destruktiv interferieren (Abbildung 3.5a).
- Sind beide Laser gleich zirkular polarisiert, verläuft die Kopplungsstärke symmetrisch zu  $M = 0$ . Außerdem ist die Kopplung für ein gegebenes  $M$  in diesem Fall unabhängig von den beiden möglichen Kombinationen für die Polarisierungen (Abbildung 3.5b).
- Ist einer der Laser  $\pi$ -polarisiert, hängt die Kopplung von  $\Delta M = M - M''$  ab. Für  $\Delta M = +1$  nimmt die Kopplung mit steigendem  $M$  zu, für  $\Delta M = -1$  nimmt sie ab (Abbildung 3.5c).

Es sei noch einmal ausdrücklich darauf hingewiesen, dass dieses Ergebnis nur für Verstimmungen  $\Delta$  gilt, die sehr groß sind im Vergleich zur Hyperfeinstrukturaufspaltung des  $6P_{3/2}$ -Zustands, also  $\Delta \gg 500$  MHz.

### 3 Theorie zur Raman-Seitenbandkühlung



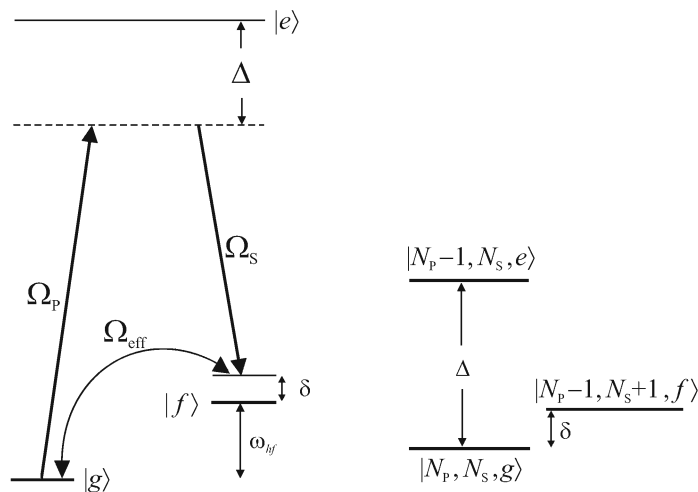
**Abbildung 3.5:** Schematische Darstellung der möglichen Kopplungen. Die Zahlen in den Kreisen geben die relativen Übergangsraten an, an denen der Zustand  $|FM\rangle$  beteiligt ist. (a) zeigt die Kombinationen, die keine Kopplung hervorrufen. In (c) ist lediglich der Fall für  $\Delta M = +1$  dargestellt. Für  $\Delta M = -1$  benötigt man die Polarisationskombinationen  $(\sigma^-, \pi)$  oder  $(\pi, \sigma^+)$  Man erhält dann ein zu (c) spiegelverkehrtes Bild mit entsprechenden Übergangsraten.

### 3.2.4 Rabifrequenz

Der wichtigste Parameter für die experimentelle Realisierung von Ramanübergängen ist die Rabifrequenz. Sie gibt an, wie schnell ein Atom durch Kopplung an die Lichtfelder von Pump- und Stokeslaser zwischen den beiden Zuständen mit  $F = 3$  und  $F'' = 4$  oszilliert.

#### Rabifrequenz des ruhenden Atoms

Zunächst bestimmt man die Rabifrequenz unabhängig von der  $M$ -Quantenzahl [BOU00]. Dazu geht man von einem System nach Abbildung 3.6 rechts aus. Betrachtet wird das vollständige System bestehend aus dem Atom und den beiden Feldmoden. Die Indizes  $P$  und  $S$  bezeichnen im folgenden wieder Pump- und Stokeslaser.



**Abbildung 3.6:** Kopplung der beiden Grundzustände unabhängig von der Magnetquantenzahl. Links sind nur die atomaren Zustände, rechts die Zustände des Gesamtsystems inklusive der beiden Lichtfelder skizziert.

Man definiert den Ausgangszustand  $|\hat{g}\rangle = |N_P, N_S, g\rangle$  als Tensorprodukt aus  $|g\rangle$  und dem Fock-Zustand  $|N_P, N_S\rangle$  der Feldmoden gegeben durch die Photonenzahlen  $N_P$  und  $N_S$  zu Beginn eines Ramanübergangs. Aus dieser Definition ergeben sich die beiden anderen Zustände  $|\hat{e}\rangle = |N_P - 1, N_S, e\rangle$  und  $|\hat{f}\rangle = |N_P - 1, N_S + 1, f\rangle$  des Systems nach Absorption und stimulierter Emission von Photonen der entsprechenden Mode.

In der Basis  $\{|\hat{g}\rangle, |\hat{f}\rangle, |\hat{e}\rangle\}$  lautet der Hamilton-Operator des Systems in Ma-



### 3 Theorie zur Raman-Seitenbandkühlung

trixdarstellung

$$H = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Omega_P \\ 0 & \delta & \Omega_S \\ \Omega_P & \Omega_S & \Delta \end{pmatrix}. \quad (3.35)$$

Hier gilt  $\hbar = 1$ , und der Nullpunkt der Energie wurde auf die Energie des Zustands  $|\hat{g}\rangle$  festgelegt.  $\Omega_P$  und  $\Omega_S$  sind die Rabifrequenzen für die Anregung des Atoms durch die beiden Lichtfelder. Die Schrödingergleichung liefert hieraus die zeitliche Entwicklung eines beliebigen Zustands  $|\phi\rangle = c_g|\hat{g}\rangle + c_f|\hat{f}\rangle + c_e|\hat{e}\rangle$ . Es gilt

$$i\frac{d}{dt}|\phi\rangle = H|\phi\rangle, \quad (3.36)$$

wodurch man das gekoppelte Differentialgleichungssystem

$$\begin{cases} i\frac{d}{dt}c_g = \Omega_P c_e \\ i\frac{d}{dt}c_f = \delta c_f + \Omega_S c_e \\ i\frac{d}{dt}c_e = \Omega_P c_g + \Omega_S c_f + \Delta c_e \end{cases} \quad (3.37)$$

erhält. An dieser Stelle ist die geringe Anregung des Zwischenzustandes  $|\hat{e}\rangle$  entscheidend. Da dies der Fall ist, kann die Änderung der Besetzung des angeregten Zustands vernachlässigt werden. Diese entscheidende Näherung der adiabatischen Elimination liefert

$$0 = \Omega_P c_g + \Omega_S c_f + \Delta c_e \quad (3.38)$$

und gestattet es, (3.37) teilweise zu entkoppeln:

$$\begin{cases} i\frac{d}{dt}c_g = -\frac{\Omega_P}{\Delta}(\Omega_P c_g + \Omega_S c_f) \\ i\frac{d}{dt}c_f = \delta c_f - \frac{\Omega_S}{\Delta}(\Omega_P c_g + \Omega_S c_f) \end{cases}. \quad (3.39)$$

Dieses Gleichungssystem entspricht mit

$$H_{eff} = -\frac{1}{\Delta} \begin{pmatrix} \Omega_P^2 & \Omega_P \Omega_S \\ \Omega_P \Omega_S & \Omega_S^2 - \delta \Delta \end{pmatrix} \quad (3.40)$$

nach (3.36) der Schrödingergleichung in der Basis  $\{|\hat{g}\rangle, |\hat{f}\rangle\}$ . Daraus ergibt sich die Rabifrequenz

$$\Omega_{eff} = \frac{\Omega_P \Omega_S}{\Delta} \quad (3.41)$$

für einen Ramanübergang nach Abbildung 3.6. Dieses Ergebnis muss nun lediglich mit  $\sqrt{X(M)}$  aus (3.34) multipliziert werden, um dem Einfluss der Magnetquantenzahl  $M$  zu berücksichtigen, da die Rabifrequenz proportional zur Wurzel

der induzierten Übergangsrate ist. Man erhält die Raman-Rabifrequenz  $\Omega_0$  eines ruhenden Atoms:

$$\Omega_0 = \Omega_{eff} \sqrt{X(M)} = \frac{\Omega_P \Omega_S}{\Delta} \sqrt{X(M)}. \quad (3.42)$$

Ist die Rabifrequenz erst einmal bekannt, dann ist es eine einfache Aufgabe, die notwendige Pulsdauer  $T_\pi$  für einen  $\pi$ -Puls festzulegen. Als  $\pi$ -Puls bezeichnet man einen Laserpuls (der sich in diesem Fall aus zwei Laserstrahlen zusammensetzt), für den die Bedingung

$$\int_0^{T_\pi} \Omega_0 dt = \int_0^{T_\pi} \frac{\Omega_P \Omega_S}{\Delta} \sqrt{X(M)} dt = \pi \quad (3.43)$$

erfüllt wird. Für einen Raman- $\pi$ -Puls bedeutet das, dass man das Atom gerade so lange an die Lichtfelder koppelt, bis eine Populationsinversion erreicht wird. Für konstante Rabifrequenzen  $\Omega_i = \Gamma \sqrt{\frac{I_i}{2I_0}}$  lässt sich das Integral einfach lösen und führt zum Ergebnis

$$T_\pi = \frac{2\pi \Delta}{\Gamma^2 \sqrt{X(M)}} \cdot \frac{1}{\sqrt{s_P s_S}}, \quad (3.44)$$

wobei  $s_P$  und  $s_S$  die Sättigungsparameter für Pump- und Stokeslaser sind.

An dieser Stelle wird die zu Beginn dieses Kapitels genannte Möglichkeit deutlich, die sich durch Ramanübergänge zusätzlich zur Kühlung eines Atoms bietet. Für einen Raman- $\pi/2$ -Puls erzeugt man den quantenmechanischen Zustand

$$|\phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|F=3\rangle + |F''=4\rangle) \quad (3.45)$$

der Überlagerung der beiden Grundzustände der Hyperfeinstruktur. Um einen solchen Zustand zu erzeugen, muss man lediglich die Pulsdauer für einen Ramanübergang halbieren.

### Rabifrequenz des oszillierenden Atoms

Gleichung (3.42) gibt die Rabifrequenz für ein ruhendes Atom an. Für die Kühlung des Atoms muss man aber die verschiedenen Rabifrequenzen der Seitenbänder bestimmen. Nach dem bereits vorgestellten Kühlprinzip will man Übergänge in das erste rote Seitenband induzieren. An dieser Stelle ist die zu Beginn dieses Kapitels geführte Diskussion sehr von Nutzen. Die Streurrate der Seitenbänder

### 3 Theorie zur Raman-Seitenbandkühlung

eines Atoms im Vibrationszustand  $|n\rangle$  wurde in Abschnitt 3.1.2 über die Photonenstreurate  $\gamma$  angegeben. Man erhielt nach (3.16) das Ergebnis

$$\gamma(n) = J_1^2(\eta\sqrt{n}) \cdot \gamma_0. \quad (3.46)$$

Die Rabi-Frequenz  $\Omega_R$  für die Anregung des ersten roten Seitenbandes eines Atoms im Vibrationszustand  $|n\rangle$  lautet demnach

$$\Omega_R(n) = J_1(\eta\sqrt{n}) \cdot \Omega_0. \quad (3.47)$$

Die  $\pi$ -Pulsdauer  $T_\pi(n)$  für den Raman-Kühlübergang  $|F = 3, M, n\rangle \rightarrow |F'' = 4, M'', n-1\rangle$  ist somit vom Vibrationszustand abhängig und beträgt nach (3.44)

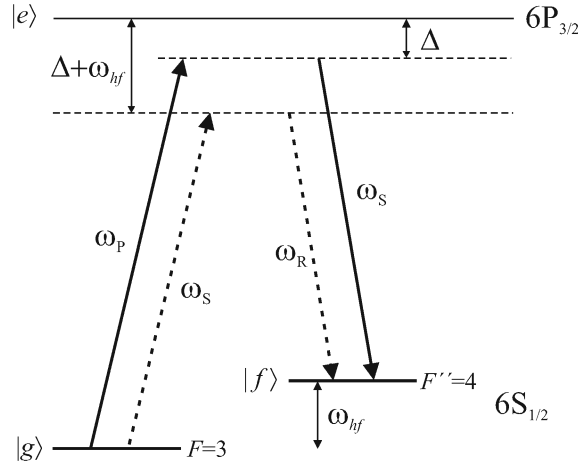
$$\begin{aligned} T_\pi(n) &= \frac{1}{J_1(\eta\sqrt{n})} \cdot T_\pi \\ &= \frac{1}{J_1(\eta\sqrt{n})} \frac{2\pi \Delta}{\Gamma^2 \sqrt{X(M)}} \cdot \frac{1}{\sqrt{s_P s_S}}, \end{aligned} \quad (3.48)$$

#### 3.2.5 Experimentelle Situation

Bisher wurde immer davon ausgegangen, dass für die Raman-Seitenbandkühlung ausschließlich Pump- und Stokeslaser vorhanden sind. Das wird aber im Experiment nicht der Fall sein. Der Pumplaser wird durch Phasenmodulation des Stokeslasers erzeugt. Für die Modulationsfrequenz  $\Delta\omega_{hf}$  ist der Pumplaser um diesen Betrag blauverstimmt gegenüber dem Stokeslaser. Wie in Abbildung 3.1 dargestellt, entsteht bei der Modulation aber auch ein rotes Seitenband im gleichen Abstand. Dieser dritte Laserstrahl der Frequenz  $\omega_R = \omega_S - \omega_{hf}$  ist, bedingt durch den experimentellen Aufbau, immer mit dem Pumplaser überlagert. Außerdem besitzen die beiden Laserstrahlen immer die gleiche Intensität und Polarisation. Die Erzeugung der Ramanlaser wird in Kapitel 4 detailliert beschrieben.

#### Mögliche Ramanübergänge

Drei Laserstrahlen mit den beschriebenen Eigenschaften ermöglichen zwei Kopplungen für einen Ramanübergang. Dadurch ergibt sich im Experiment die Situation nach Abbildung (3.7). Neben dem bisher besprochenen Übergang durch Pump- und Stokeslaser kann genau der gleiche Übergang auch durch Absorption und Emission von Photonen der Frequenzen  $\omega_S$  und  $\omega_R$  erfolgen. Wegen der geringeren Verstimmung findet der Ramanübergang durch Pump- und Stokeslaser aber bevorzugt statt. Im weiteren Verlauf werden alle Parameter auf diesen Übergang abgestimmt, so dass der zweite Übergang mit der Verstimmung  $\Delta + \omega_{hf}$  unterdrückt ist.



**Abbildung 3.7:** Raman-Seitenbandkühlung im Experiment. Durch den dritten Laserstrahl der Frequenz  $\omega_R = \omega_P - 2\omega_{hf}$  gibt es zwei Möglichkeiten, den Übergang  $|F = 3\rangle \rightarrow |F'' = 4\rangle$  zu induzieren.

### Lichtverschiebung

Mit der Rabi-Frequenz bzw. der Pulsdauer ist der wichtigste Parameter für die Induzierung eines Ramanübergangs bekannt. Um gleichzeitig auch den Vibrationszustand des Atoms zu verringern, muss die schon in Gleichung (3.18) definierte Bedingung für die Differenzfrequenz  $\Delta\omega_R = \omega_{hf} - \Omega_z$  zwischen Pump- und Stokeslaser erfüllt sein (Abbildung 3.3).

Durch die Kopplung eines Atoms an ein Lichtfeld verschieben sich die atomaren Zustände. Diese Lichtverschiebung ist proportional zur Intensität des Lichtfelds. Dadurch ändert sich bei einem Ramanübergang der Abstand  $\omega_{hf}$  zwischen den beiden gekoppelten Zuständen  $|F = 3\rangle$  und  $|F'' = 4\rangle$  zu  $\tilde{\omega}_{hf}$ , wodurch sich auch die Bedingung für  $\Delta\omega_R$  ändert.

Um die Größenordnung dieser Veränderung zu bestimmen, ist es nötig, die Lichtverschiebung zu berechnen. In [KUP00] ist die Lichtverschiebung

$$\Lambda = -\frac{\Gamma^2}{24} s \left[ \frac{1}{\Delta_{1/2}} + \frac{2}{\Delta_{3/2}} - g_F M \sqrt{1 - \hat{\epsilon} \cdot \hat{\epsilon}} \left( \frac{1}{\Delta_{1/2}} - \frac{1}{\Delta_{3/2}} \right) \right]. \quad (3.49)$$

eines atomaren Zustands durch Kopplung an einen Laserstrahl für Alkali-Elemente angegeben, wobei  $g_F$  der Landé-Faktor ist. Die Lichtverschiebung ist proportional zum Sättigungsparameter  $s$ . Auch hier dominiert mit  $\Delta_{3/2} \ll \Delta_{1/2}$  der Beitrag

### 3 Theorie zur Raman-Seitenbandkühlung

der D2- gegenüber der D1-Linie. Hiermit vereinfacht sich (3.49) zu

$$\Lambda = -\frac{\Gamma^2}{12\Delta_{3/2}}s \left[ 1 + \frac{g_F M}{2} \sqrt{1 - \hat{\epsilon} \cdot \hat{\epsilon}} \right]. \quad (3.50)$$

Der zweite Term in der Klammer von (3.50) ist abhängig vom Polarisationsvektor  $\hat{\epsilon}$  des Laserstrahls. Für zirkulare Polarisation mit

$$\hat{\epsilon}_{zirk} = \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \end{pmatrix} \quad (3.51)$$

gilt  $\hat{\epsilon}_{zirk} \cdot \hat{\epsilon}_{zirk} = 0$ . Lineare Polarisation liefert wegen

$$\hat{\epsilon}_{lin} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3.52)$$

$\hat{\epsilon}_{lin} \cdot \hat{\epsilon}_{lin} = 0$ . Für einen linear polarisierten Laserstrahl verschwindet somit der hintere Term von (3.50) und man erhält von der Magnetquantenzahl  $M$  unabhängige Lichtverschiebungen:

$$\Lambda_{lin} = -\frac{\Gamma^2}{12\Delta_{3/2}}s. \quad (3.53)$$

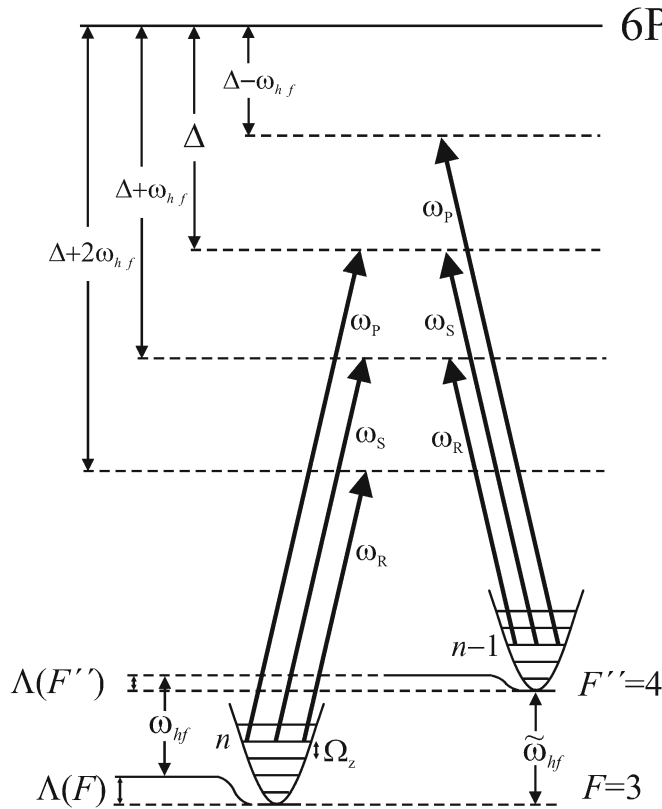
Abbildung 3.8 zeigt die Situation im Experiment. Jeder der drei Laserstrahlen ruft bei jedem der Zustände  $|F = 3, n\rangle$  und  $|F'' = 4, n-1\rangle$  eine Lichtverschiebung hervor. Man definiert die totalen Lichtverschiebungen  $\Lambda(F)$  und  $\Lambda(F'')$  der beiden Zustände als Summe der Beiträge durch die einzelnen Laserstrahlen nach (3.50). Bezeichnet man weiterhin mit  $\tilde{\omega}_{hf}$  den effektiven Abstand zwischen  $|F = 3\rangle$  und  $|F'' = 4\rangle$  durch die Kopplung an die Lichtfelder, dann gilt gegenüber dem Abstand  $\omega_{hf}$  ohne Lichtfelder die Beziehung

$$\tilde{\omega}_{hf} = \omega_{hf} + \Lambda(F) - \Lambda(F'') = \omega_{hf} + \delta\Lambda. \quad (3.54)$$

Der Abstand der beiden gekoppelten Zustände ändert sich also um die Differenz  $\delta\Lambda = \Lambda(F) - \Lambda(F'')$  der Lichtverschiebungen. Dadurch verliert die Bedingung  $\Delta\omega_R = \omega_{hf} - \Omega_z$  zur Verringerung des Vibrationszustands ihre Gültigkeit. Stattdessen erhält man aus (3.54) die neue Bedingung

$$\Delta\tilde{\omega}_R = \tilde{\omega}_{hf} - \Omega_z. \quad (3.55)$$

Wählt man die Differenzfrequenz zwischen Pump- und Stokeslaser entsprechend (3.55), dann kann man die Bedingung für einen Raman-Kühlübergang an die verschobenen atomaren Zustände anpassen.



**Abbildung 3.8:** Lichtverschiebung der beiden Grundzustände durch Kopplung an drei Lichtfelder.

Die Gleichungen (3.50) und (3.53) werden im nächsten Abschnitt sehr wichtig werden, wenn es darum geht, ein konkretes Schema zur Kühlung eines Atoms zu entwickeln. Dort wird die Lichtverschiebung dann für das gegebene Beispiel berechnet.

Zusätzlich erkennt man, dass die minimale Verstimmung  $\Delta$  der Ramanlaser gegenüber der D2-Linie mindestens 20 GHz betragen muss. Wird die Verstimmung wesentlich kleiner, dann gelangt die Kopplung zwischen  $|F'' = 4\rangle$  und den Zuständen des  $6P_{3/2}$ -Niveaus über den Pumplaser in den nahresonanten Bereich. Die spontane Streurrate nimmt in diesem Fall stark zu.

### 3.3 Schema zur Kühlung eines optisch gepumpten Atoms

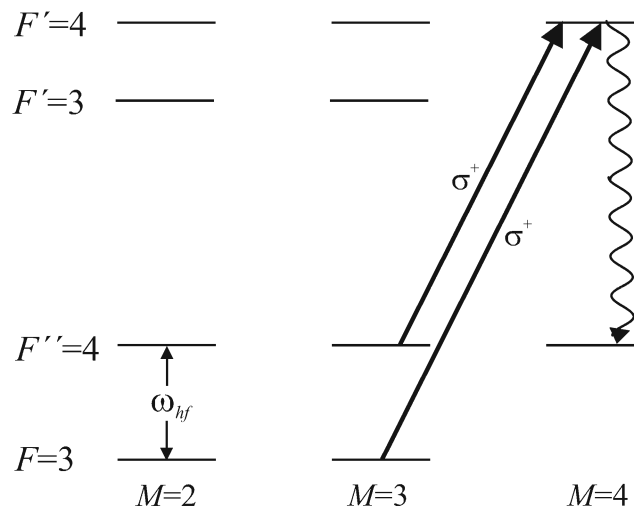
Im vorangegangenen Abschnitt wurden alle wichtigen Parameter für die Raman-Seitenbandkühlung hergeleitet und diskutiert. Im folgenden Abschnitt wird nun ein mögliches Kühlverfahren beschrieben.

#### 3.3.1 Ablauf eines Kühlzyklus

Es wurde gezeigt, dass die Rabi-Frequenz  $\Omega_R$  unter anderem von der Magnetquantenzahl  $M$  des Zustands  $|FM\rangle$  abhängt. Deswegen muss man das Atom vor jedem Raman-Übergang in einem vorher festgelegten Zustand präparieren.

##### Präparation des Ausgangszustandes

Als Ausgangszustand wird  $|F'' = 4, M'' = 4\rangle$  gewählt. Dieser Zustand bietet sich an, da er sich durch optisches Pumpen einfach präparieren lässt.



**Abbildung 3.9:** Präparation des Ausgangszustandes  $|F'' = 4, M'' = 4\rangle$  für die Raman-Seitenbandkühlung an einem optisch gepumpten Atom.

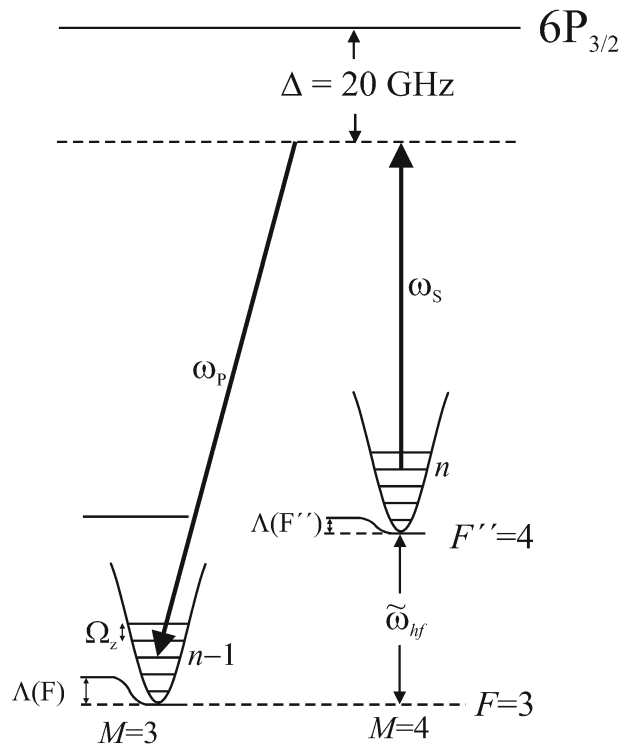
Abbildung 3.9 zeigt die Laserstrahlen, die notwendig sind, um das Atom in den Zustand  $|F'' = 4, M'' = 4\rangle$  optisch zu pumpen. Wir verwenden den sogenannten Raman-Rückpumper für den Übergang  $|F'' = 4\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$  und den MOT-Rückpumper für den Übergang  $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ . Beide Laserstrahlen werden entlang der optischen Achse der Dipolfallenlaser eingestrahlt und sind  $\sigma^+$ -polarisiert.

### 3.3 Schema zur Kühlung eines optisch gepumpten Atoms

Die nötige Pumpzeit schätzt man über die ungünstigste Ausgangssituation ab. Dann befindet sich das Atom im Zustand  $|F'' = 4, M'' = -4\rangle$ . Von dort benötigt man im Mittel 20 Anregungen des Atoms, bis es den Zustand  $|F'' = 4, M'' = 4\rangle$  erreicht. Liegt die Intensität der Laserstrahlen in der Größenordnung der Sättigungsintensität des Atoms, benötigt man dazu etwa 1 ms. Da die Intensität der Strahlen sehr viel größer ist als die Sättigungsintensität, ist eine Pumpzeit von  $100 \mu\text{s}$  zur Präparation des Atoms völlig ausreichend.

#### Der Kühlübergang

Befindet sich das Atom im Ausgangszustand, wird der Raman-Kühlübergang  $|F'' = 4, M'' = 4, n\rangle \rightarrow |F = 3, M = 3, n - 1\rangle$  induziert.



**Abbildung 3.10:** Raman-Seitenbandkühlung an einem optisch gepumpten Atom. Dargestellt ist der Kühlzyklus ohne die zusätzlich notwendigen Laserstrahlen, um das Atom wieder in den Ausgangszustand zu transferieren.

Die Verstimmung gegenüber dem angeregten Zustand beträgt  $\Delta = 20 \text{ GHz}$ , und es ergibt sich das Kühlschema nach Abbildung 3.10. Um bei diesem Übergang den Vibrationsquantenzahl zu verringern, muss die Bedingung

$$\Delta\tilde{\omega}_R = \tilde{\omega}_{hf} + \Omega_z = \omega_{hf} + \Omega_z + \delta\Lambda \quad (3.56)$$



### 3 Theorie zur Raman-Seitenbandkühlung

erfüllt sein. Nach Abbildung 3.5 benötigt man in diesem Fall für Pump- und Stokeslaser die Polarisationskombination  $(\sigma^+, \pi)$  oder  $(\pi, \sigma^-)$ . Beide Möglichkeiten sind gleichwertig, im folgenden wird die Kombination  $(q_P, q_S) = (\sigma^+, \pi)$  gewählt.

#### Rückpumpzyklus

Nach jedem Ramanübergang muss das Atom wieder in den Ausgangszustand  $|F'' = 4, M'' = 4\rangle$  zurückgepumpt werden. Dazu wird die gleiche Laserkombination wie bei der ersten Präparation verwendet (Abbildung 3.9). Jetzt befindet sich das Atom aber zu Beginn immer im Zustand  $|F = 3, M = 3\rangle$ . Deshalb ist die Rückpumpzeit wesentlich geringer als die Zeit, die man benötigt, um das Atom aus einem beliebigen Grundzustand nach  $|F'' = 4, M'' = 4\rangle$  optisch zu pumpen. Dieses Mal sind nur sehr wenige Anregungen notwendig. Eine Rückpumpzeit von  $10 \mu\text{s}$  ist auch bei geringer Sättigung ausreichend.

#### 3.3.2 Strahlgeometrie

Die Anordnung der Ramanlaser im Experiment ist in Abbildung 3.11 dargestellt. Die beiden Rückpumplaser sowie der Pumplaser verlaufen entlang der optischen Achse der Dipolfallenlaser. Der Stokeslaser verläuft entlang der vertikalen MOT-Achse senkrecht zur Tischebene und ist bezüglich der Achse der Dipolfalle parallel linear polarisiert.

Aus der Strahlgeometrie lässt sich der LAMB-DICKE-Parameter  $\eta$  des Systems ermitteln. Er ist ein sehr wichtiger Parameter, da über ihn die Amplitude der Seitenbänder des schwingenden Atoms bestimmt werden (Abschnitt 3.1.2). Für einen Zwei-Photonen-Prozess gilt

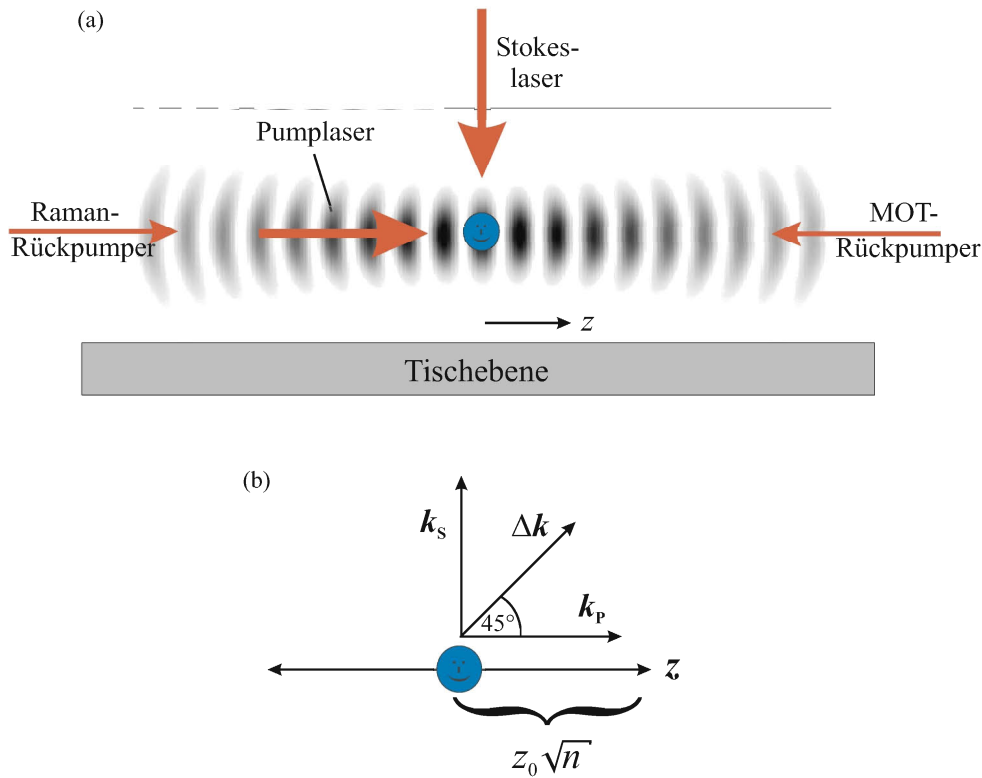
$$\eta = (\mathbf{k}_P - \mathbf{k}_S) \cdot \mathbf{z}_0 = \Delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{z}_0 \quad (3.57)$$

Aus Abbildung 3.11 ist ersichtlich, dass die Schwingungsachse des Atoms und der Differenzwellenvektor  $\Delta \mathbf{k}$  unter einem Winkel von  $45^\circ$  angeordnet sind. Zusätzlich gilt mit  $k_P \approx k_S$  die Beziehung  $\Delta k = \sqrt{2} \cdot k_P$ . Hieraus erhält man einen LAMB-DICKE-Parameter von

$$\eta = \Delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{z}_0 = \sqrt{2} \cdot k_P z_0 \cdot \cos(45^\circ) = \eta \approx 0,08, \quad (3.58)$$

wobei hier für  $\eta$  der Wert aus (3.11) verwendet wurde. Mit diesem Ergebnis lassen sich die relativen Amplituden der Seitenbänder für jeden Vibrationszustand mit Hilfe der Besselfunktion bestimmen.

### 3.3 Schema zur Kühlung eines optisch gepumpten Atoms



**Abbildung 3.11:** (a) Darstellung der Strahlgeometrie des Raman-Kühlschemas. Alle drei Laserstrahlen entlang der optischen Achse der optischen Stehwellenfalle sind  $\sigma^+$ -polarisiert. Der Stokeslaser ist bezüglich dieser Quantisierungsachse  $\pi$ -polarisiert. (b) Skizze zur Bestimmung des LAMB-DICKE-Parameters.

#### 3.3.3 Pulsdauer der einzelnen Ramanübergänge

Die Pulsdauer der Ramanübergänge hängt vom Vibrationszustand ab. Deshalb muss man für jeden Puls die Intensität der Ramanlaser und/oder die Pulsdauer verändern. Im folgenden Schema wird die Intensität für den ersten Übergang festgelegt und bleibt dann für alle weiteren Pulse konstant. Das bedeutet, dass sich die Pulsdauer mit sinkender Vibrationsquantenzahl immer weiter erhöht. Die Wahl konstanter Intensität bietet den Vorteil, dass die Lichtverschiebung der Zustände konstant ist, da sie vom Vibrationszustand des Atoms unabhängig ist.

Deshalb sollen beide Ramanlaser (und somit auch der Laserstrahl der Frequenz  $\omega_R$  nach Abschnitt 3.2.5) die gleiche Intensität besitzen, die einem festen Sättigungsparameter  $s$  des Atoms entsprechen soll. Dadurch erhält man für die Differenz der Lichtverschiebungen bei den gegebenen Polarisierungen nach Abschnitt

### 3 Theorie zur Raman-Seitenbandkühlung

3.2.5 einen Wert von

$$\delta\Lambda = 2\pi \cdot 0,38 \text{ kHz} \cdot s. \quad (3.59)$$

Aus Abschnitt 3.2.4 lässt sich für dieses spezielle Schema die Raman-Rabifrequenz bzw. Pulsdauer für jeden Vibrationszustand  $|n\rangle$  angeben. Es gilt:

$$\Omega_R(n) = 2\pi \cdot 0,3 \text{ kHz} \cdot J_1(0,08\sqrt{n}) \cdot s \quad (3.60)$$

$$\Leftrightarrow T_\pi(n) = \frac{1}{J_1(0,08\sqrt{n}) \cdot s} \cdot 1,7 \text{ ms}. \quad (3.61)$$

Die Kühlübergänge beginnen für den Vibrationszustand  $|n = 10\rangle$ . So werden auch die Atome berücksichtigt, die sich in höheren Vibrationszuständen als  $\langle n \rangle = 7$  befinden können. Die spektrale Bandbreite des ersten Laserpulses soll  $2\pi \cdot 10 \text{ kHz}$  betragen. Auf diese Weise will man Inhomogenitäten des harmonischen Potentials und somit Schwankungen der Oszillationsfrequenz für höhere  $|n\rangle$  Rechnung tragen. Hieraus erhält man die Pulsdauer  $T_\pi(10) = 15 \mu\text{s}$  als Ansatz zur Bestimmung der weiteren Parameter des Raman-Kühlübergangs  $|F''M'', n = 10\rangle \rightarrow |FM, n = 9\rangle$ :

$$T_\pi(10) = 15 \mu\text{s} \Rightarrow \Omega_n(10) = 2\pi \cdot 33 \text{ kHz} \Rightarrow s = 900$$

Dies sind die Parameter für den ersten Kühlübergang.

An dieser Stelle wird der Sättigungsparameter  $s = 900$  für alle weiteren Ramanübergänge festgelegt. Hieraus ergibt sich die endgültige Differenz der Lichtverschiebungen

$$\delta\Lambda \approx 2\pi \cdot 340 \text{ kHz}, \quad (3.62)$$

welche ziemlich genau der Oszillationsfrequenz  $\Omega_z$  entspricht. Für die Differenzfrequenz der Ramanlaser erhält man somit nach (3.56) für alle Raman-Kühlübergänge die Bedingung

$$\Delta\tilde{\omega}_R = \omega_{hf} + \Omega_z + 2\pi \cdot 340 \text{ kHz}. \quad (3.63)$$

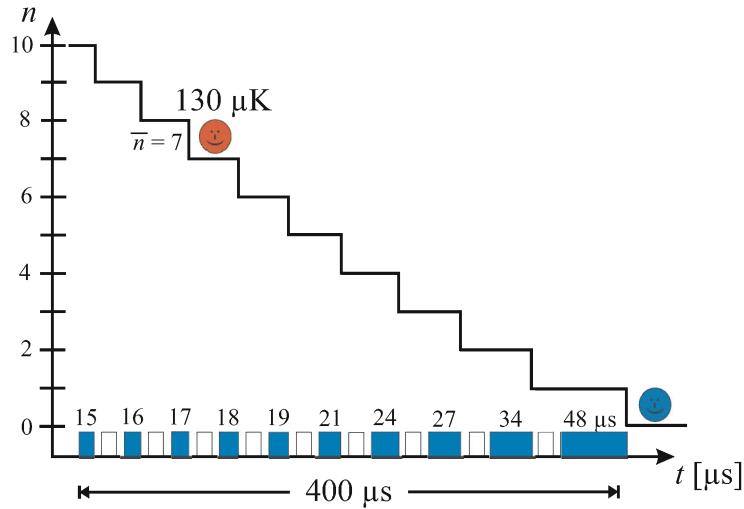
Alle Parameter des Kühlschemas sind nun festgelegt, und mit der TAYLOR-Entwicklung  $J_1(0,08\sqrt{n}) \approx 0,04\sqrt{n}$  erhält man für die restlichen neun Übergänge das Ergebnis:

$$\Omega_R(n) = 2\pi \cdot 10,8 \text{ kHz} \cdot \sqrt{n} \quad (3.64)$$

$$\Leftrightarrow T_\pi(n) = \frac{1}{\sqrt{n}} \cdot 47,5 \mu\text{s}. \quad (3.65)$$

### 3.3 Schema zur Kühlung eines optisch gepumpten Atoms

Die  $\pi$ -Pulsdauer nimmt von  $T_\pi(10) = 15 \mu\text{s}$  zu Beginn bis zum höchsten Wert von  $T_\pi(1) = 48 \mu\text{s}$  für den letzten Übergang  $|F''M'', n = 1\rangle \rightarrow |FM, n = 0\rangle$  zu. Abbildung 3.12 zeigt den zeitlichen Ablauf des gesamten Kühlverfahrens eines Atoms in den Vibrationsgrundzustand  $|n = 0\rangle$ .



**Abbildung 3.12:** Zeitlicher Ablauf des Raman-Kühlschemas an einem optisch gepumpten Atom. Dargestellt sind die Raman- $\pi$ -Pulse (dunkel) zunehmender Länge und sowie die Rückpumpzyklen (hell). Nicht eingezeichnet ist die erste Präparation des Ausgangszustandes.

#### 3.3.4 Nachteile

Das größte generelle Problem bei der Raman-Seitenbandkühlung mit einem optisch gepumpten Atom sind Störmagnetfelder. Aufgrund der Präzession um die Magnetfeldachse kommt es zur Änderung des atomaren magnetischen Zustands  $|M\rangle$ . Läuft dieser Vorgang schneller ab als das optische Pumpen, dann ist es nicht möglich, einen bestimmten Ausgangszustand zu präparieren.

Deshalb muss man sich um eine gute Magnetfeldkompensation bemühen, und/oder man gibt ein Richtmagnetfeld entlang der gewünschten Quantisierungsachse des Atoms vor. Im Experiment sind Spulenpaare für jede Raumachse an der Glaszelle der MOT angebracht. Mit ihnen hat man beide Möglichkeiten zur Auswahl.

Zusätzlich heben die Magnetfelder die Entartung der Unterzustände auf. Die Zeeman-Aufspaltungen von  $|F = 3\rangle$  und  $|F'' = 4\rangle$  haben unterschiedliche Vorzei-

### 3 Theorie zur Raman-Seitenbandkühlung

chen. Dadurch ändert sich wie durch die Lichtverschiebung der relative Abstand zwischen den Seitenbändern der gekoppelten Übergänge. Diese Änderung kann man aber ebenfalls über die Differenzfrequenz der Ramanlaser kompensieren.

Der Nachteil des beschriebenen Kühlverfahrens speziell an unserem Experiment liegt in der Geometrie. Aufgrund der Anordnung der Ramanlaser kann man das Atom nur am Ort der MOT kühlen. Man möchte sich aber für spätere Experimente die Möglichkeit offen halten, das Atom an einem beliebigen Ort entlang der Dipolfallenachse zu kühlen. Das kann man nur dann erreichen, wenn die Ramanlaser entgegengesetzt propagierend entlang der optischen Achse der Dipolfallenlaser verlaufen. In diesem Fall bietet sich die  $\text{lin}\perp\text{lin}$ -Konfiguration für die Polarisierungen der Ramanlaser an, da die Lichtverschiebung in diesem Fall unabhängig von der Magnetquantenzahl ist (Abschnitt 3.2.5). Bei dieser Methode ist es aber sehr schwer, mit einem optisch gepumpten Atom zu arbeiten. Verlaufen die Ramanlaser entlang der gleichen Achse, dann sind nur Ramanübergänge mit  $\Delta M = 0$  möglich. Deswegen kann man nicht wie im vorangegangenen Schema  $|F'' = 4, M'' = 4\rangle$  als Ausgangszustand wählen. Diesmal wäre  $|F = 3, M = 3\rangle$  der günstigste Ausgangszustand, aber dieser Zustand lässt sich nicht perfekt präparieren.

An dieser Stelle werden noch einmal die Vorteile der Raman-Seitenbandkühlung durch STIRAP-Pulse deutlich (**s**timulated **r**apid **a**diabatic **p**assage). Bei diesem Verfahren werden keine Raman- $\pi$ -Pulse induziert, sondern man führt das Atom adiabatisch vom Anfangs- in den Endzustand über, ohne den Zwischenstand anzuregen. Durch geeignete Wahl der Laserpulse kann man erreichen, diesen Übergang für alle  $M$ -Zustände gleichzeitig durchzuführen. Deshalb benötigt man bei diesem Schema kein optisch gepumptes Atom [KUH96, YAT98, FLE99].

#### 3.3.5 Ramanspektroskopie

Um das Ergebnis der Seitenbandkühlung nachzuweisen, benutzt man die Ramanspektroskopie. Deren Grundidee ist es, aus dem Absorptionsspektrum eines oszillierenden Atoms den mittleren Vibrationszustand  $\langle n \rangle$  zu bestimmen. Dazu misst man die Transfereffizienz bei einem Ramanübergang in Abhängigkeit der Verstimmung  $\Delta\tilde{\omega}_R = \omega_P - \omega_S$  der beiden Ramanlaser. Auf diese Weise will man feststellen, nach vielen Raman-Kühlzyklen sich ein Atom im Vibrationsgrundzustand befindet.

Nach (3.16) sind die Absorptionsraten  $\gamma_{n \rightarrow n-1}$  und  $\gamma_{n \rightarrow n+1}$  des roten und blau-

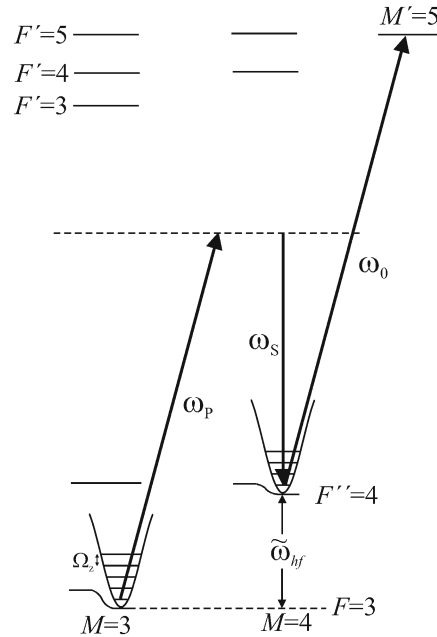
### 3.3 Schema zur Kühlung eines optisch gepumpten Atoms

en Seitenbandes für jeden Vibrationszustand  $|n\rangle$  unterschiedlich groß. Aus ihrem Verhältnis kann man  $\langle n \rangle$  bestimmen. Mit der TAYLOR-Entwicklung der Bessel-funktion gilt in erster Näherung

$$\frac{\gamma_{n \rightarrow n+1}}{\gamma_{n \rightarrow n-1}} = \frac{J_1^2(\eta\sqrt{n+1})}{J_1^2(\eta\sqrt{n})} \approx \frac{n+1}{n}$$

$$\Rightarrow \langle n \rangle = \frac{\gamma_{n \rightarrow n-1}}{\gamma_{n \rightarrow n+1} - \gamma_{n \rightarrow n-1}}. \quad (3.66)$$

Für eine thermische Verteilung des Atoms über die Vibrationszustände gilt dieses Ergebnis unabhängig von der Ramanpulsdauer und der Intensität der Ramanlaser [MON95].



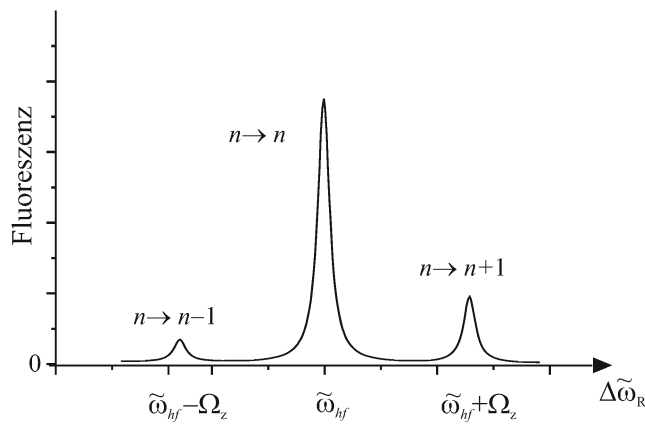
**Abbildung 3.13:** Prinzip der Ramanspektroskopie zur Bestimmung des mittleren Vibrationszustands. Nach dem Ramanübergang  $|F = 3, M = 3\rangle \rightarrow |F'' = 4, M'' = 4\rangle$  wird die Besetzung des Ausgangszustandes durch resonante Anregung bestimmt.

Abbildung 3.13 zeigt die Methode der Ramanspektroskopie. Nach den in letzten Abschnitt beschriebenen 10 Kühlzyklen befindet sich das Atom im Zustand  $|F = 3, M = 3\rangle$  und man induziert dann einen Ramanpuls für den Übergang  $|F = 3, M = 3\rangle \rightarrow |F'' = 4, M'' = 4\rangle$ . Man überprüft die Transfereffizienz dieses letzten Übergangs in Abhängigkeit der Verstimmung  $\Delta\tilde{\omega}_R$  der Ramanlaser. Hierzu verwendet man einen  $\sigma^+$ -polarisierten Nachweislaser für den geschlossenen

### 3 Theorie zur Raman-Seitenbandkühlung

Übergang  $|F'' = 4, M'' = 4\rangle \rightarrow |F' = 5, M' = 5\rangle$ . Mit der Beobachtungsoptik für die MOT wird die Fluoreszenzrate des Atoms durch die resonante Anregung gemessen.

Man erwartet ein Spektrum gemäß Abbildung 3.14. Je besser man die Population durch die Kühlübergänge nach  $|n = 0\rangle$  überführen konnte, desto niedriger wird die absorbierte Leistung durch das rote Seitenband bei der Ramanspektroskopie.



**Abbildung 3.14:** Zu erwartendes Ramanspektrum. Aus dem Verhältnis des roten und blauen Seitenbandes kann man nach (3.66) die mittlere Vibrationsquantenzahl ermitteln.

Aus der Ramanspektroskopie entstehen weitere Anforderungen an das Experiment, denn man muss das Atom in der Dipolfalle zustandsselektiv nachweisen können. Die ersten Messungen hierzu waren erfolglos, da die Störmagnetfelder zu groß waren. Steht das lokale Magnetfeld nicht parallel zum Wellenvektor des Nachweislasers, präzidiert die Magnetisierung das Atoms um die Magnetfeldachse. Dadurch werden neben  $|F'' = 4, M'' = 4\rangle$  auch andere Zeeman-Zustände bevölkert. Auch diese Zustände werden durch den Nachweislaser angeregt, bilden jedoch keinen geschlossenen Übergang und können deshalb in einen Zustand mit  $F = 3$  zerfallen. Das Atom streut dann nicht genügend Photonen, bevor es in einen Zustand gelangt, in dem es durch den Nachweislaser nicht mehr angeregt wird. Hieraus ergibt ein weiterer wichtiger Grund für die Realisierung einer Magnetfeldkompensation bzw. der Vorgabe eines Führungsfeldes entlang der Quantisierungsachse des Atoms.

# 4 Experimenteller Aufbau zur Raman-Seitenbandkühlung

Das in Kapitel 2 vorgestellte System zeigt den bisherigen Stand des Experiments. Das folgende Kapitel beschreibt die Erweiterungen, die es erlauben sollen, axiale Raman-Seitenbandkühlung an Cäsiumatomen in der Dipolfalle vorzunehmen.

## 4.1 Die Laserquelle

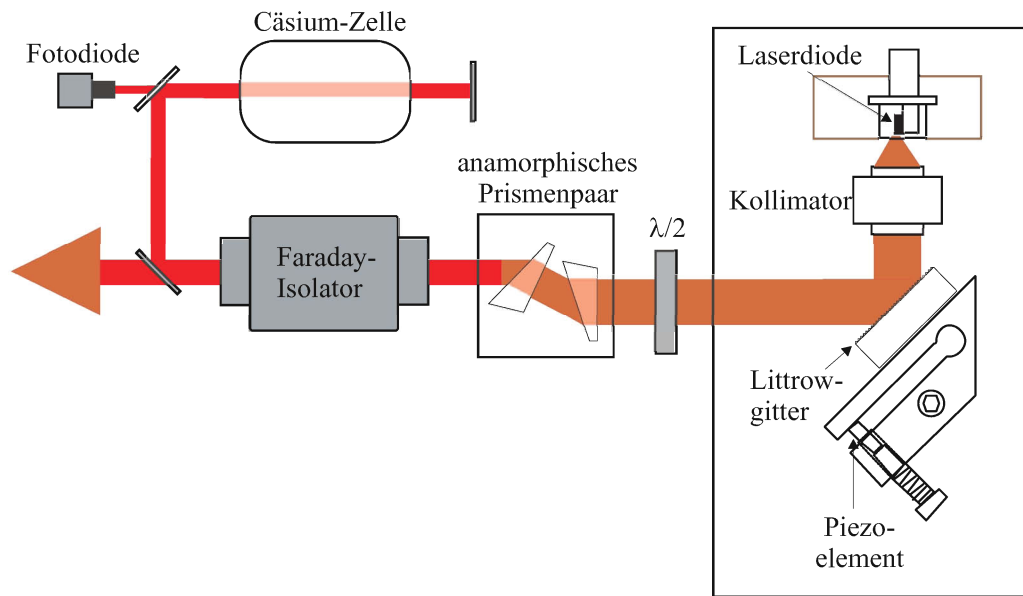
Prinzipiell gibt es mehrere Möglichkeiten, um zwei Laserstrahlen mit einer konstanten Differenzfrequenz zu erzeugen. Eine Möglichkeit besteht darin, die Frequenzen von zwei Laserstrahlen aufeinander zu stabilisieren. Diese Methode der Phasenstabilisierung wurde schon mehrfach angewandt und führt zum gewünschten Ergebnis [SCH96]. Für unseren Aufbau wird ein Verfahren gewählt, bei dem nur ein Laserstrahl benötigt wird. Diesem Strahl werden dann mit einem elektrooptischen Modulator (kurz EOM) Seitenbänder aufmoduliert. Anschließend werden die beiden Frequenzen voneinander getrennt. Eine Frequenzstabilisierung ist bei dieser Methode überflüssig.

Zur Erzeugung des Laserstrahls wird ein Diodenlaser bei einer Wellenlänge von 852 nm in Littrow-Konfiguration als Lichtquelle verwendet (Abbildung 4.1). Das Strahlprofil eines solchen Lasers ist stark elliptisch. Um die Elliptizität zu verkleinern, wird ein anamorphisches Prismenpaar verwendet. Mit ihm wird das Strahlprofil entlang der großen Halbachse gestaucht. Hierdurch erreicht man, dass der gesamte Strahl die Apertur des nachfolgenden Faraday-Isolators passieren kann. Eine  $\lambda/2$ -Platte dreht die Polarisation des Strahls parallel zur Tischebene, um Verluste der optischen Leistung durch Reflexion am Prismenpaar zu minimieren.

Der Faraday-Isolator ist eine optische Diode. Ein Lichtstrahl kann den Isolator nur in Durchlassrichtung passieren, in Sperrrichtung besitzt er eine Dämpfung von 60 dB. Auf diese Weise wird die Rückkopplung reflektierter Laserstrahlen



## 4 Experimenteller Aufbau zur Raman-Seitenbandkühlung



**Abbildung 4.1:** Diodenlaser als Lichtquelle zur Erzeugung der beiden Ramanlaser.

vom gesamten nachfolgenden Aufbau zurück in die Diode minimiert. Die Ausgangsleistung hinter dem Isolator beträgt etwa 25 mW. Durch eine Sättigungsspektroskopie kann man die Laserfrequenz auf eine der Resonanzfrequenzen von Cäsium anpassen.

## 4.2 Erzeugung der beiden Ramanstrahlen

Für die Erzeugung zweier Laserstrahlen mit einer Differenzfrequenz

$$\Delta\tilde{\omega}_R = \tilde{\omega}_{hf} + \Omega_z \quad (4.1)$$

(Abschnitt 3.3) wird ein elektro-optischer Modulator verwendet. Mit ihm kann man eine phasenmodulierte Lichtwelle erzeugen.

Das Funktionsprinzip des verwendeten EOMs basiert auf dem linearen elektro-optischen Effekt. Demnach induziert ein äußeres elektrisches Feld nach [YAR91] eine Veränderung des Brechungsindex

$$\Delta n = n_0^3 r E \quad (4.2)$$

im nicht-linearen Kristall des Modulators, wobei  $n_0$  der ungestörte Brechungsindex,  $r$  das zugehörige Element des elektrooptischen Tensors und  $E$  das von außen

## 4.2 Erzeugung der beiden Ramanstrahlen

angelegte elektrische Feld ist. Auf diese Weise erreicht man durch den EOM eine Modulation der Laufzeit und damit eine Phasenverschiebung  $\Delta\Phi$  des Lichts.

### 4.2.1 Funktionsweise eines elektro-optischen Modulators

Das elektrische Feld eines Laserstrahls der Frequenz  $\omega_L$  vor dem EOM habe die Form

$$E_{vor}(z) = E_0 \cos(\omega_L t) \quad (4.3)$$

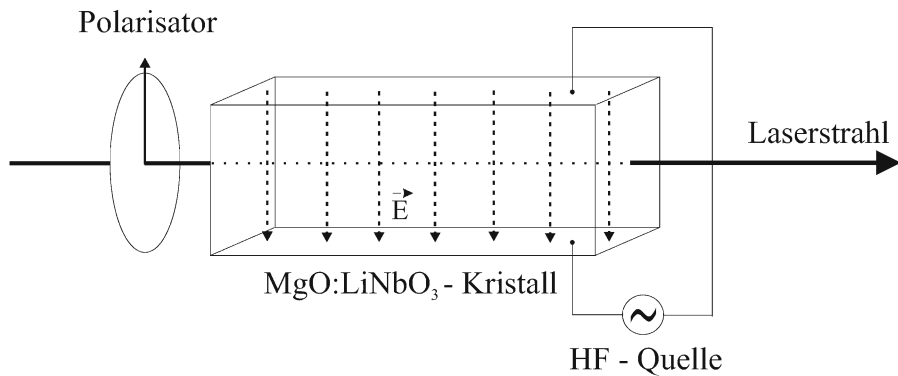
und sei linear parallel zum angelegten Feld im EOM polarisiert (Abbildung 4.2). Für die Phasenverschiebung gilt dann

$$\Delta\Phi = \frac{\pi n_0^3 r V}{\lambda} \cdot \frac{l}{d}. \quad (4.4)$$

$\lambda$  ist hier die optische Wellenlänge im Vakuum,  $l$  die Länge des Kristalls,  $d$  der Abstand der beiden Elektroden und  $V$  die angelegte Spannung. Laut der Spezifikationen des verwendeten EOMs liegt die Phasenverschiebung bei

$$\Delta\Phi = 0,05 \text{ rad/V} \quad (4.5)$$

für eine optische Wellenlänge von 852 nm.



**Abbildung 4.2:** Aufbau des EOMs. Die Polarisation des einfallenden Strahls wird parallel zum elektrischen Feld gedreht. Im Experiment befinden sich die Anschlüsse des Modulationssignals an Vorder- und Rückseite. Man benötigt daher im Experiment horizontale Polarisation, zur übersichtlicheren Darstellung wurde die Situation in dieser Skizze um  $90^\circ$  gedreht dargestellt.

Hinter dem EOM wird das Lichtfeld bei sinusförmiger Modulation mit Modulationsindex  $m$  und Frequenz  $\Delta\tilde{\omega}_R$  durch die Formel

$$E_{nach}(z) = E_0 \cos(\omega_L + m \sin(\Delta\tilde{\omega}_R t)), \quad (4.6)$$

## 4 Experimenteller Aufbau zur Raman-Seitenbandkühlung

beschrieben. Diese Gleichung ist identisch mit (3.3), d.h. man kann (4.6) mit den Besselfunktionen  $J_l(m)$  zu

$$E(t) = E_0 \cos(\omega_L t + m \sin(\Delta\tilde{\omega}_R t)) = E_0 \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l(m) \cos((\omega_L + l \cdot \Delta\tilde{\omega}_R)t) \quad (4.7)$$

umformen. Gleichung (4.7) zeigt das Ergebnis der Phasenmodulation eines Laserstrahls durch den EOM. Der transmittierte Strahl enthält nun mehrere Frequenzen, nämlich die Trägerfrequenz  $\omega_L$  und Seitenbänder im Abstand von  $\Delta\tilde{\omega}_R$ .

Die Amplituden der Seitenbänder hängen über die Besselfunktionen vom Modulationsindex  $m$  ab. Im Experiment variiert man aber die HF-Leistung  $P_{eff}$ , weshalb muss man einen Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen herstellen muss. Er ergibt sich aus folgender Überlegung: Für eine gegebene Spitze-zu-Spitze Spannung  $U_{pp}$  des Modulationssignals gilt nach (4.5) für die maximale Phasenverschiebung  $\Delta\Phi_{max}$  die Beziehung

$$\Delta\Phi_{max} = \frac{0,05rad}{V} \cdot U_{pp}. \quad (4.8)$$

Nach dem Ohmschen Gesetz und  $P_{eff} = U_{eff} \cdot I_{eff}$  gilt  $U_{pp} = 2\sqrt{2P_{eff}R}$ , wobei  $R$  der Lastwiderstand von  $50\Omega$  am EOM ist. Aus (4.8) leitet sich für das Modulationssignal  $\varphi(t) = m \cdot \sin(\Delta\tilde{\omega}_R t)$  der Modulationsindex

$$m = \frac{\Delta\Phi_{max}}{2} = \frac{0,05rad}{V} \sqrt{2P_{eff}R} \quad (4.9)$$

ab.

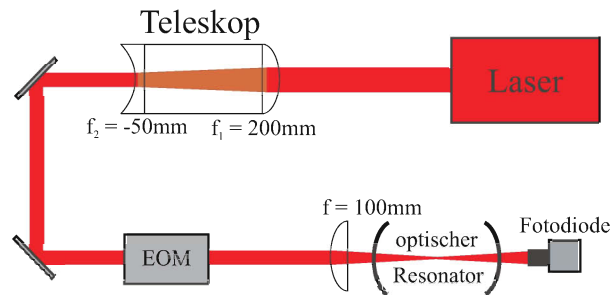
Der von uns benutzte EOM ist ein Modell der Firma *New Focus*. Er besteht aus einem mit Magnesiumoxid dotierten Lithiumniobatkristall ( $MgO:LiNbO_3$ ), an dem über Elektroden an zwei gegenüberliegenden Flächen das Hochfrequenzsignal angelegt werden kann (Abbildung 4.2).

### 4.2.2 Testaufbau

Mit Hilfe des EOMs sollen die beiden Ramanlaser mit einer konstanten Differenzfrequenz erzeugt werden. Also muss überprüft werden, welcher Anteil der Gesamtleistung des eingestrahnten Lichtfelds durch die Phasenmodulation in die beiden Seitenbänder erster Ordnung transferiert wird.

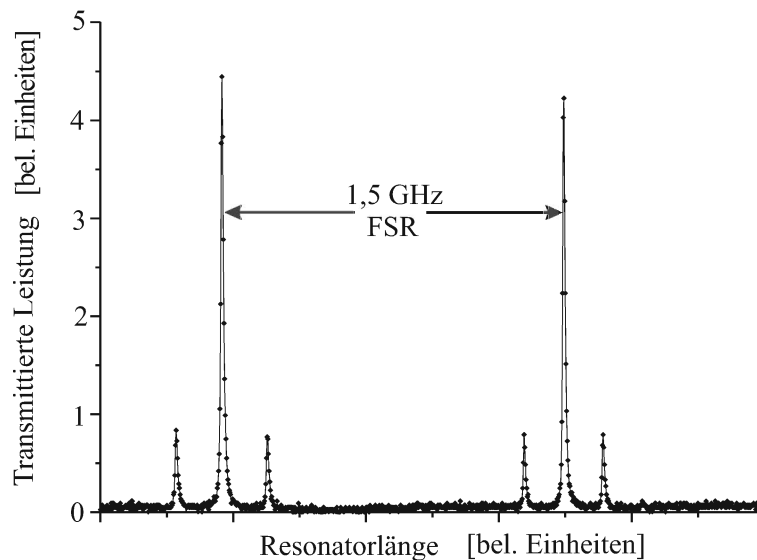
Zu diesem Zweck wird der in Abbildung 4.3 skizzierte Aufbau verwendet. Der Laserstrahl wird durch ein Teleskop auf eine Position 25 cm hinter dem Teleskop

## 4.2 Erzeugung der beiden Ramanstrahlen



**Abbildung 4.3:** Aufbau zum Test des EOMs. Mit einem optischen Resonator untersucht man das Spektrum des Laserstrahls hinter dem EOM.

fokussiert. Die Strahltaille beträgt dort  $550\ \mu\text{m}$ . Die Fokussierung ist notwendig, um den Strahl durch die Apertur von  $1 \times 2\ \text{mm}^2$  des EOMs zu führen. Die maximale Intensität beträgt ca.  $35\ \text{mW}/\text{mm}^2$  und liegt somit deutlich unter dem Grenzwert von  $5\ \text{W}/\text{mm}^2$  für den EOM laut Spezifikationen des Herstellers. Auf diese Weise erhält man eine Transmission von 97%.



**Abbildung 4.4:** Transmittierte Leistung eines optischen Resonators mit einem freien Spektralbereich  $FSR = 1,5\ \text{GHz}$ , dessen Länge moduliert wird. Man erkennt deutlich den Träger sowie das erste blaue und rote Seitenband.

Der phasenmodulierte Laserstrahl hinter dem EOM wird in einen konfokalen optischen Resonator fokussiert und die transmittierte Leistung mit einer Photodiode gemessen (Abbildung 4.4). Der Resonator besitzt einen freien Spektralbereich von  $FSR = 1,5\ \text{GHz}$ . Der Abstand der beiden Spiegel wird durch einen Piezokristall

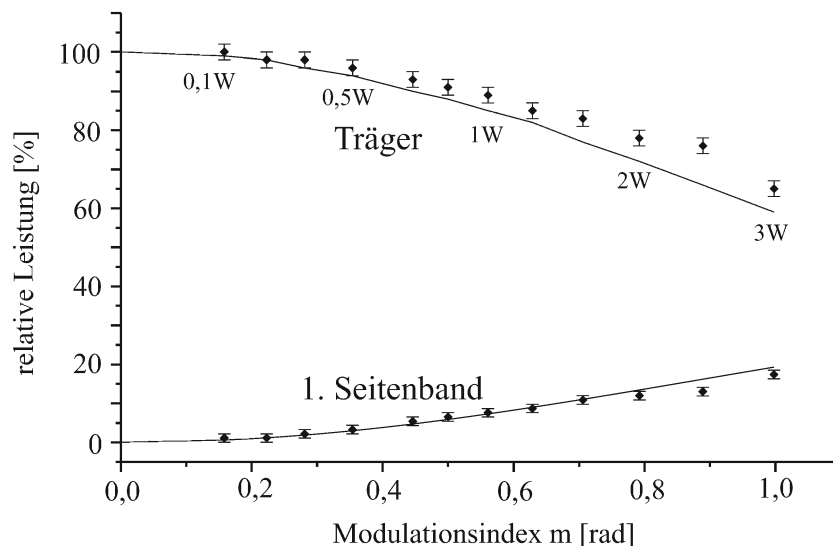
## 4 Experimenteller Aufbau zur Raman-Seitenbandkühlung

variiert. Die Frequenz des Lasers wird nicht stabilisiert, driftet aber auf einer wesentlich langsameren Zeitskala als die Modulationszeit des Resonators.

Wählt man die Modulationsfrequenz  $\Delta\tilde{\omega}_R$  für den EOM entsprechend (3.56), dann erfüllt die oben beschriebene Methode eine wichtige Voraussetzung zur Raman-Seitenbandkühlung, nämlich die Erzeugung der Differenzfrequenz für einen Ramanübergang. Die absolute Laserfrequenz unterliegt zwar Schwankungen, aber aufgrund der Phasenmodulation werden Seitenbänder erzeugt, deren relative Lage zum Träger immer konstant bleibt. Streng genommen entstehen unendlich viele Seitenbänder, in der Praxis nimmt die Amplitude der höheren Ordnung jedoch so schnell ab, dass selbst für maximale Leistung am EOM nur erste und zweite Ordnung messbar ist.

### 4.2.3 Intensität der Seitenbänder

Als Signalquelle für den EOM wird ein Hochfrequenz-Synthesizer verwendet, der über einen Verstärker Leistungen bis zu  $P_{eff} = 36 \text{ dBm} \approx 4 \text{ W}$  liefert.



**Abbildung 4.5:** Test der Phasenmodulation durch den EOM. Gemessen wurde Intensität von Träger und den erstem Seitenband (relativ zur Intensität des Trägers ohne Modulation) als Funktion des Modulationsindex. Die durchgezogene Linie zeigt die Erwartung nach den Besselfunktionen nullter und erster Ordnung, die Datenpunkte sind die gemessenen relativen Intensitäten bei 9,1926 GHz.

Für HF-Leistungen von 0,1 – 3 W wird die relative Leistung von Träger und den ersten Seitenbändern relativ zum Träger ohne Modulation gemessen. 3 W ist die

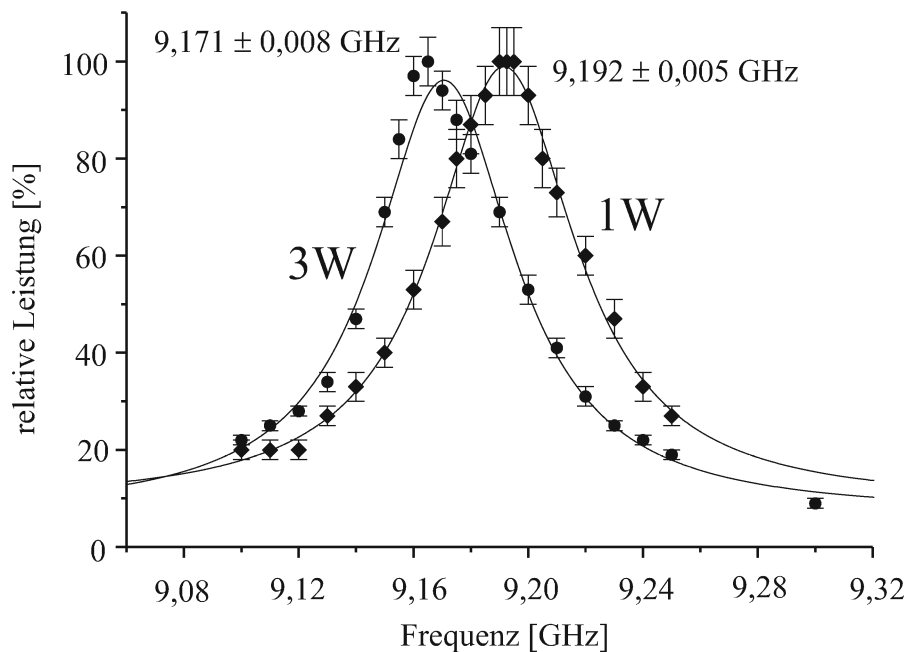
## 4.2 Erzeugung der beiden Ramanstrahlen

laut Hersteller maximal zulässige HF-Leistung für den EOM.

Abbildung 4.5 zeigt das Ergebnis dieser Messung. Die Datenpunkte zeigen die relativen Leistungen von Träger und erstem Seitenband bei einer Modulationsfrequenz von 9,1926 GHz. Auffällig ist hier die zunehmende Abweichung von der theoretischen Erwartung (durchgezogene Kurven) für HF-Leistungen über 1 W. Wie sich herausstellen wird, liegt dies an thermischen Driften im Kristall des EOMs. Für HF-Leistungen, die oberhalb von 1 W liegen, ändert sich die Modulationsfrequenz, bei der man maximale Intensität im ersten Seitenband erreicht. Dieser Effekt wird im folgenden genauer untersucht.

### 4.2.4 Thermische Driften des EOMs

Die thermischen Driften des EOMs üben einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die Intensität der Seitenbänder aus. Abbildung 4.6 zeigt dieses Verhalten für zwei verschiedene Werte.



**Abbildung 4.6:** Einfluss thermischer Driften auf die Frequenz maximaler Modulation in Abhängigkeit von der HF-Leistung (1 W mit eckigen, 3 W mit runden Datenpunkten eingetragen). Dargestellt ist die relative Amplitude, jeweils auf die Maximalwerte der beiden Kurven normiert. Den Regressionen liegt eine Lorentzfunktion zugrunde.

## 4 Experimenteller Aufbau zur Raman-Seitenbandkühlung

Bis zu HF-Leistungen von 1 W liegt die Frequenz für maximale Modulation bei der gewünschten Frequenz von  $\tilde{\omega}_{hf}/2\pi = 9,1926$  GHz. Die relative Intensität der ersten Seitenbänder, bezogen auf die Intensität des Trägers ohne Modulation, erreicht 8%. Für die maximal zulässige HF-Leistung von 3 W driftet die optimale Modulationsfrequenz hingegen um 20 MHz (Abbildung 4.6). In diesem Fall wird bei einer Frequenz von  $\omega/2\pi = 9,171$  GHz eine relative Intensität von 15% im ersten Seitenband erreicht, nachdem sich das System im thermischen Gleichgewicht befindet.

Man kann die Drift der optimalen Modulationsfrequenz bei 3 W HF-Leistung beobachten. Dazu wählt man als Modulationsfrequenz  $\tilde{\omega}_{hf}/2\pi \approx 9,1926$  GHz und schaltet den HF-Verstärker an. Die Intensität der Seitenbänder steigt dann sofort auf ihren maximalen Wert an, innerhalb kurzer Zeit (unter einer Minute) sinkt die Intensität aber wieder bis auf etwa die Hälfte ab. Genau das Gegenteil beobachtet man bei  $\omega/2\pi = 9,171$  GHz. Dort nimmt die Intensität der Seitenbänder kontinuierlich zu.

### Zusammenfassung

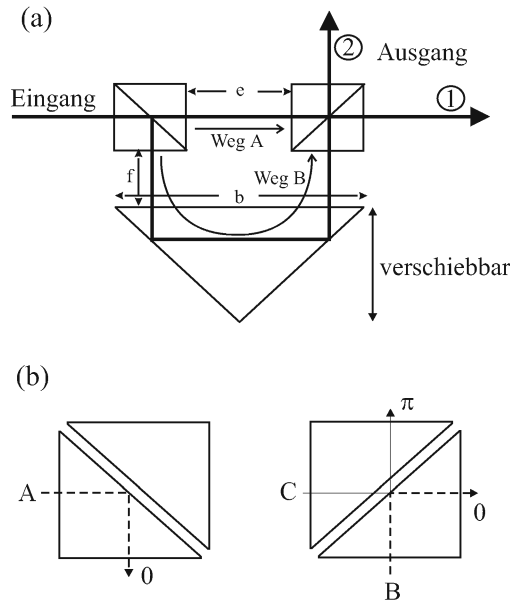
- Die maximal erreichbare relative Intensität im ersten Seitenband beträgt 15%. Die Frequenz für maximale Seitenbandintensität beträgt 9,171 GHz bei 3 W HF-Leistung.
- Arbeitet der EOM bei  $\tilde{\omega}_{hf}/2\pi \approx 9,1926$  GHz, dann ist die relative Intensität der Seitenbänder für 1 W und 3 W mit 8% in etwa gleich groß. Dies liegt an den thermischen Driften des EOM-Kristalls im Grenzbereich der zulässigen HF-Leistungen.

## 4.3 Trennung von Träger und Seitenband

Der EOM erzeugt durch Phasenmodulation zwei Laserstrahlen mit konstanter Differenzfrequenz. Allerdings müssen Träger und Seitenband noch voneinander getrennt werden. Die Verwendung bekannter Trennungsmethoden, die auf den dispersiven Eigenschaften von optisch durchsichtigen Medien basieren, ist für zwei eng benachbarte Frequenzen nicht zweckmäßig. Bei einem Prisma wäre der Trennungswinkel aufgrund der Dispersion so klein, dass eine räumliche Trennung der beiden Strahlen auf kleinem Raum nicht möglich ist.

### 4.3.1 Funktionsweise des HDW-Interferometers

Im Experiment wird ein HDW-Interferometer verwendet [HAU00]. Der Aufbau eines solchen Interferometers ist in Abbildung 4.7 skizziert. Es besteht aus zwei nichtpolarisierenden Strahlteilerwürfeln und einem verschiebbaren Retroprisma mit der Kantenlänge  $b$ .



**Abbildung 4.7:** (a) HDW-Interferometer zur Trennung zweier Frequenzen in einem Laserstrahl. (b) Genaue Darstellung der Reflexion in den Strahlteilerwürfeln. Strahl C erfährt als einziger wegen der Reflexion am dichteren Medium eine Phasenverschiebung von  $\pi$ . Reflexionen im Retroprisma unterliegen keinem Phasensprung.

Zur Erläuterung der Funktionsweise wird ein monochromatischer Laserstrahl am Eingang des HDWs eingestrahlt. Durch die Aufspaltung bieten sich dem Licht zwei mögliche Wege zum zweiten Strahlteiler, nämlich der direkte Weg A oder Weg B über das Retroprisma (Abbildung 4.7a). Die optische Weglängendifferenz beträgt

$$\Delta r = 2f + nb - e, \quad (4.10)$$

wobei  $n$  der Brechungsindex im Retroprisma ist. Weiterhin ist die Phasenverschiebung  $\delta_{1,2}$  der beiden Strahlen an den Ausgängen wichtig. Hier gilt

$$\delta_1 = k\Delta r \quad (4.11)$$

$$\delta_2 = k\Delta r + \pi \quad (4.12)$$



## 4 Experimenteller Aufbau zur Raman-Seitenbandkühlung

aufgrund der Phasenverschiebung um  $\pi$  durch Reflexion im zweiten Strahlteiler (Abbildung 4.7 b). Aus (4.11) und (4.12) erkennt man deutlich die wichtigste Eigenschaft des HDW-Interferometers. Justiert man die Phasenverschiebung an einem der beiden Ausgänge auf konstruktive Interferenz, dann ergibt sich am anderen Ausgang destruktive Interferenz.

Im Experiment soll das Interferometer zwei Frequenzen im Abstand  $\tilde{\omega}_R/2\pi \approx \omega_{hf}/2\pi$  voneinander trennen. Dazu muss man den Abstand  $f$  des Retroprismas von den Strahlteilerwürfeln so einstellen, dass Träger und Seitenband an unterschiedlichen Ausgängen des Interferometers konstruktiv interferieren. Hieraus erhält man die Bedingungen

$$\delta_T = k_T \Delta r = N_T 2\pi \quad (4.13)$$

$$\delta_{SB} = k_{SB} \Delta r + \pi = N_{SB} 2\pi. \quad (4.14)$$

$N_T$  und  $N_{SB}$  sind beliebige ganze Zahlen,  $k_T$  und  $k_{SB}$  der Betrag der Wellenvektoren von Träger und Seitenband. Wegen  $\delta_T - \delta_{SB} = (k_T - k_{SB}) \Delta r - \pi = \Delta k \Delta r - \pi$  und  $\Delta k = \omega_{hf}/c$  erhält man

$$\Delta r = \frac{2\pi c}{\omega_{hf}} (N_T - N_{SB} + 1/2) \quad (4.15)$$

$$\Rightarrow f = \frac{1}{2} \left[ \frac{2\pi c}{\omega_{hf}} \left( N_T - N_{SB} + \frac{1}{2} \right) - nb + e \right]. \quad (4.16)$$

Beim verwendeten Interferometer werden die beiden Strahlteiler direkt aneinander platziert ( $e = 0$  mm) und mit  $n = 1, 5$ ,  $b = 28$  mm und  $\omega_{hf} = 2\pi \cdot 9,1926$  GHz erhält man  $f = (2l + 1) \cdot 13$  mm, wobei  $l$  eine beliebige natürliche Zahl ist.

### 4.3.2 Testaufbau

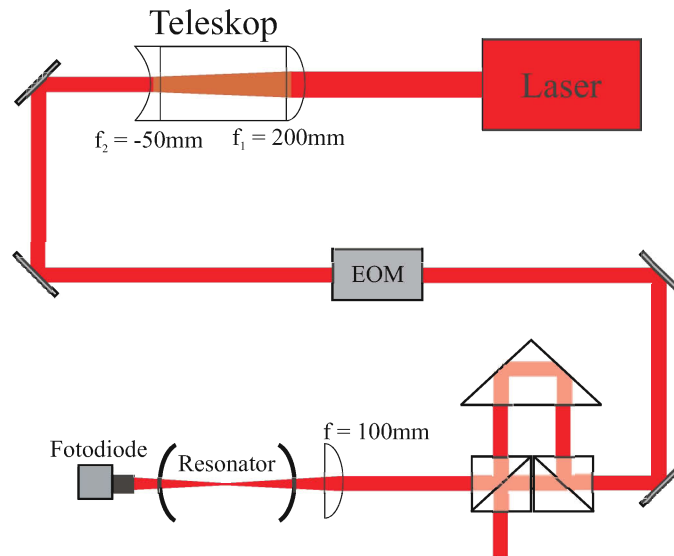
Zur Trennung der beiden optischen Frequenzen wird der Testaufbau aus dem vorangegangenen Abschnitt gemäß Abbildung 4.8 erweitert. Hinter dem EOM wird das Interferometer positioniert und der optische Resonator hinter einem der beiden Ausgänge.

Mit dem Aufbau nach Abbildung 4.8 erreicht man einen Kontrast

$$K = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (4.17)$$

von 90%. Als sehr kritisch erweist sich die Justierung der beiden Strahlteilerwürfel zueinander. Es ist zweckmäßig, den ersten Würfel zu fixieren und den Winkel des

### 4.3 Trennung von Träger und Seitenband



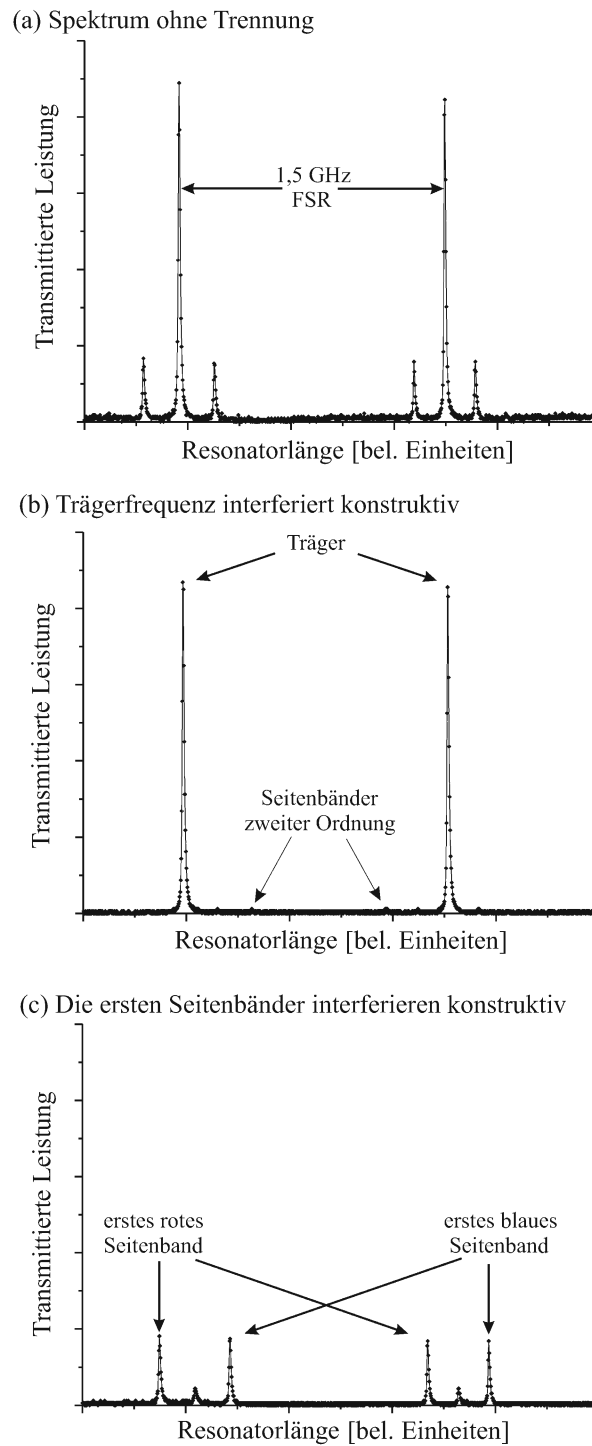
**Abbildung 4.8:** Aufbau zum Test der Trennung von Träger und erstem Seitenband durch das HDW-Interferometer.

zweiten Würfels auf maximalen Kontrast zu justieren. Abgesehen von Justage und Strahlqualität wird der Kontrast durch das begrenzt genaue Teilungsverhältnis der beiden Strahlteilerwürfel und durch optische Verluste aufgrund von Reflexion am Retroprisma begrenzt. Zusätzlich ist der Kontrast abhängig von der Polarisierung und wird maximal für p-polarisiertes Licht. In unserem Experiment ist dies sowieso der Fall, da das Licht schon direkt hinter der Diode genau auf diese Polarisationsrichtung eingestellt wird (Abbildung 4.1).

Abbildung 4.9 zeigt die mit dem optischen Resonator aufgenommenen Transmissionsspektren. Sie wurden bei einer HF-Leistung von 3 W und einer Frequenz von 9,17 GHz aufgenommen. In (a) ist das Spektrum ohne Trennung durch das HDW-Interferometer dargestellt. Im direkten Vergleich zeigen (b) und (c) Träger bzw. die ersten Seitenbänder voneinander getrennt. Man erkennt deutlich, wie der maximale Kontrast von 90% die Trennung begrenzt. Mit Hilfe eines Piezokristalls am Retroprisma zur Feinjustage kann man die Ausgänge invertieren, d.h. man kann frei wählen, welche Frequenz an welchem Ausgang zur Verfügung stehen soll.

Aufgrund von Driften des einfallenden Lichtstrahls muss das Interferometer aktiv stabilisiert werden. Man verwendet hier das Lock-In-Verfahren. Über einem Piezokristall wird die optische Weglängendifferenz im Interferometer moduliert. Damit erzeugt man dispersives Fehlersignal, welches auf den Piezo rückgekoppelt wird. Auf diese Weise stabilisiert sich der eingestellte Kontrast.

#### 4 Experimenteller Aufbau zur Raman-Seitenbandkühlung



**Abbildung 4.9:** Aufnahmen der transmittierten Leistung des optischen Resonators.

## 4.4 Der weitere Strahlverlauf

Hinter dem Interferometer sind Träger und Seitenband zu 90% voneinander getrennt. Bevor die Strahlen in polarisationserhaltende Fasern eingekoppelt werden, sind weitere Elemente zur Vervollständigung der Apparatur notwendig.

Man wird wahrscheinlich dazu übergehen, die Raman-Seitenbandkühlung durch STIRAP-Pulse zu realisieren. In diesem Fall muss für die beiden Ramanlaser ein Aufbau zur Verfügung stehen, der gleichzeitig frequenz- und amplitudenmodulierte Laserpulse auf der Mikrosekunden-Zeitskala ermöglicht. Der Hochfrequenz-Synthesizer für die Steuerung des EOMs erlaubt keine Pulse, die kürzer sind als 10 ms und ist somit ungeeignet für diesen Zweck. Auch bei der Kühlmethode an einem optisch gepumpten Atom muss man in der Lage sein, Raman- $\pi$ -Pulse mit einer Länge von einigen Mikrosekunden ausführen zu können. Die Notwendigkeit einer Methode zur schnellen Schaltung der Ramanlaser besteht also auch in diesem Fall.

Aus diesem Grund benutzt man **akusto-optische Modulatoren** oder kurz AOMs, welche diese Anforderungen erfüllen. Sie sind der entscheidende Bestandteil im weiteren Aufbau. Die Funktionsweise wird in den nächsten Abschnitten besprochen.

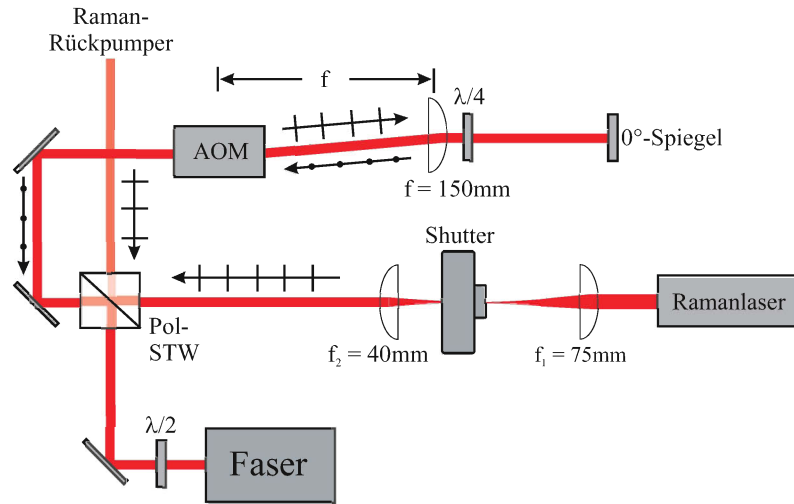
Abbildung 4.10 zeigt den Strahlverlauf der Ramanlaser hinter dem Interferometer. Er ist für beide Laser nahezu identisch, der Unterschied liegt im Raman-Rückpumper, der über einen polarisierenden Strahlteilerwürfel mit *einem* der beiden Ramanlaser überlagert wird. Im Strahlengang des anderen Arms des Interferometers ist er nicht vorhanden. Der Raman-Rückpumper ist notwendig, wenn man Raman-Seitenbandkühlung an einem optisch gepumpten Atom vornehmen will (Abschnitt 3.3).

Mit einem Shutter kann man jeden der Ramanlaser getrennt ein- und ausschalten. Hier wird zusätzlich ein Teleskop verwendet, um den Strahl durch die Apertur des geöffneten Shutters zu führen.

### 4.4.1 Funktionsweise eines akusto-optischen Modulators

Durch einen AOM erhält man die Möglichkeit, eine optische Frequenz zu variieren. Da zur Modulation Ultraschallwellen genutzt werden, liegen mögliche Modulationsfrequenzen im Bereich um 100 MHz. Zusätzlich ist die Regelung der

#### 4 Experimenteller Aufbau zur Raman-Seitenbandkühlung



**Abbildung 4.10:** Der Strahlverlauf beider Ramanlaser hinter den Ausgängen des HDW-Interferometers ist bis auf den Raman-Rückpumper auf beiden Seiten identisch. Der Raman-Rückpumper wird nur mit einem der beiden Ramanlaser überlagert. Zusätzlich sind die Polarisationen der Ramanlaser vor und nach dem AOM eingezeichnet.

Intensität eines Laserstrahls möglich.

Ein AOM kombiniert in seiner Funktionsweise eine Vielzahl von physikalischen Effekten. Zunächst erzeugt die Ultraschallwelle im Modulatorkristall einen Gradienten im Brechungsindex. Dadurch entsteht im Kristall ein Phasengitter, dessen Periodizität der Wellenlänge  $\Lambda_{sw}$  der Schallwelle entspricht. Wird ein Laserstrahl senkrecht zur Schallwelle in den Kristall eingekoppelt, so wird dieser am optischen Gitter gebeugt.

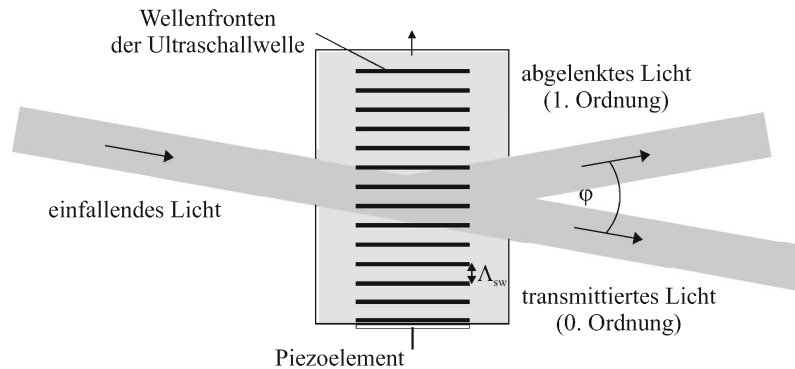
Des weiteren nutzt man die Bragg-Bedingung für die Brechung von Wellen an mehreren Gitterebenen aus. Hiernach wird die Intensität der  $n$ -ten Beugungsordnung maximal, wenn die Bedingung

$$\alpha_n = n \frac{\lambda_{opt}}{2\Lambda_{sw}} \quad (4.18)$$

für Bragg-Reflexion erfüllt wird (Abbildung 4.11).  $\lambda_{opt}$  ist hier die optische Wellenlänge. Diese Bedingung maximiert die Interferenz der  $n$ -ten Beugungsordnung.

Als letzten Effekt nutzt man den Dopplereffekt aus. Durch ihn ändert sich die optische Frequenz der  $n$ -ten Beugungsordnung hinter dem AOM. Hier gilt

$$\omega_n = \omega_{opt} + n \cdot \omega_{sw}, \quad (4.19)$$



**Abbildung 4.11:** Funktionsweise eines AOMs. Ein Phasengitter, erzeugt durch Ultraschallwellen, beugt einen Laserstrahl beim Durchlaufen des Kristalls.

wobei  $\omega_{opt}$  und  $\omega_{sw}$  die Frequenzen von Laserstrahl und Schallwelle sind. Für die erste Beugungsordnung wird die optische Frequenz gerade um die Wellenlänge der Ultraschallwelle vergrößert.

Ein AOM eignet sich somit hervorragend, um sowohl Frequenz als auch Intensität eines Laserstrahls zu manipulieren. Wenn man den Strahl in der ersten Beugungsordnung durch den Kristall führt, dann wird die Frequenz um  $\omega_{sw}$  verschoben und die Intensität des Seitenbands kann durch die Leistung der eingekoppelten Ultraschallwelle im Kristall geregelt werden.

#### 4.4.2 Der AOM in Doppelpass-Konfiguration

Der Beugungswinkel  $\alpha_n$  des Laserstrahls ist nach (4.18) abhängig von der Frequenz der Schallwelle. Will man einen bestimmten Laserpuls mit Hilfe des AOMs erzeugen, dann ändert sich Strahlverlauf. Dieses Problem kann man aber umgehen, indem man den gebeugten Strahl hinter dem AOM in sich zurück reflektiert. Dazu positioniert man eine Linse in der Entfernung ihrer Brennweite hinter dem AOM, gefolgt von einem  $0^\circ$ -Spiegel. (Abbildung 4.10). Der Strahl läuft dann zweimal auf dem gleichen Weg durch den AOM, und die erste Beugungsordnung des reflektierten Strahls verläuft dann genau entlang des ursprünglichen Strahls, aber in entgegengesetzter Richtung. Man spricht von einem Doppelpass. Ein Strahlversatz beim ersten Durchlauf wird auf dem Rückweg kompensiert.

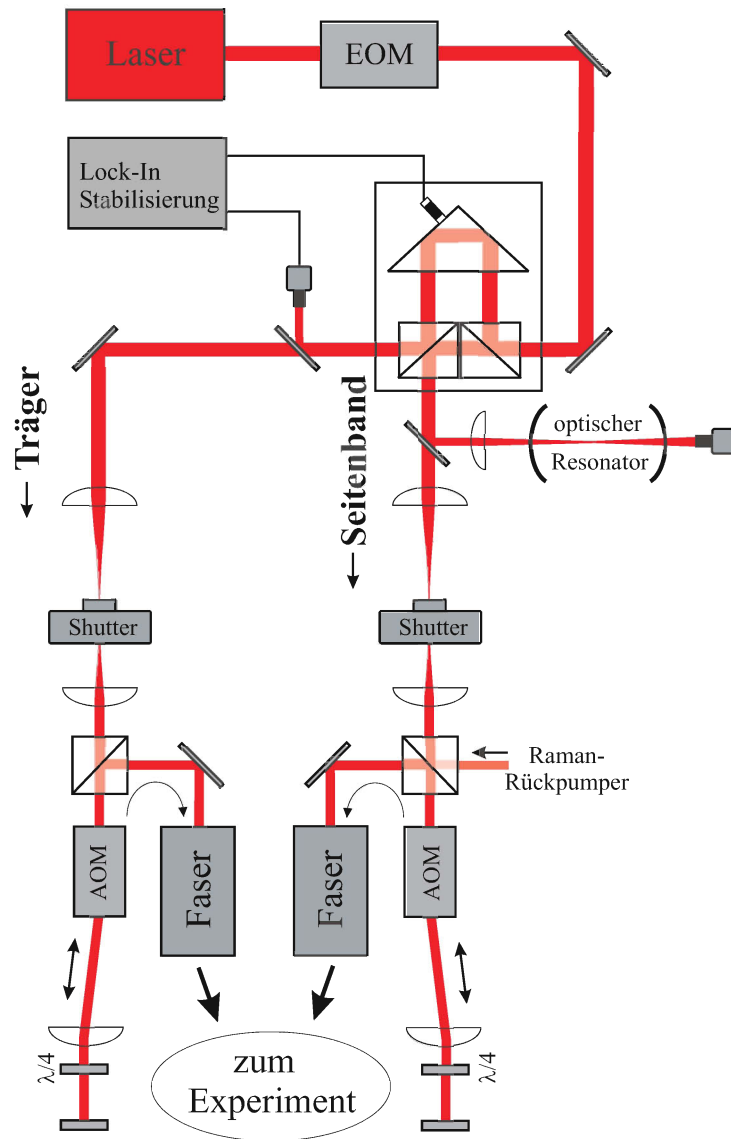
Ein- und auslaufender Strahl müssen voneinander getrennt werden. Hierzu dient ein polarisierender Strahlteilerwürfel vor und eine  $\lambda/4$ -Platte hinter dem AOM. Entscheidend für die Trennung ist die Polarisation des ein- und auslaufenden

#### 4 Experimenteller Aufbau zur Raman-Seitenbandkühlung

Strahls. Auch dies ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Der einfallende Strahl ist p-polarisiert und wird vom Strahlteilerwürfel nicht abgelenkt. Durch das zweimalige Passieren der  $\lambda/4$ -Platte hinter dem AOM wird die Polarisation um  $90^\circ$  gedreht, wenn man die Achse der  $\lambda/4$ -Platte richtig positioniert. Der rücklaufende Strahl ist dann s-polarisiert und wird beim wiederholten Durchlaufen des Strahlteilerwürfels abgelenkt und somit vom einfallenden Strahl getrennt.

In diesem Aufbau werden beide AOMs so justiert, dass die Bragg-Bedingung für die erste Beugungsordnung bei einer Ultraschallfrequenz von 105 MHz erfüllt ist. Bei einer HF-Leistung von 1 W am AOM erhält man eine Effizienz von 60% im Doppelpass.

## 4.5 Der gesamte Aufbau



**Abbildung 4.12:** Skizze der gesamten Apparatur zur Erzeugung der beiden Ramanlaser.



## 4 Experimenteller Aufbau zur Raman-Seitenbandkühlung

# 5 Zusammenfassung und Ausblick

Mit dieser Diplomarbeit wurden die Voraussetzungen für die weitere Verbesserung der Quantenkontrolle einzelner neutraler Atome geschaffen. Ausgehend von den theoretischen Überlegungen wurde ein Schema zur Raman-Seitenbandkühlung eines in der optischen Dipolfalle gespeicherten Atoms vorgestellt. Hierbei wurden alle für unser Experiment wichtigen Parameter berechnet und zusätzlich die erforderlichen Bedingungen für das benötigte Lasersystem festgelegt.

Dieses Lasersystem wurde aufgebaut und getestet. Mit Hilfe eines EOMs wurden die beiden Ramanlaser mit der zur Seitenbandkühlung notwendigen stabilen Differenzfrequenz erzeugt. Um effektives Kühlen zu ermöglichen, wurden die beiden Frequenzen anschließend durch ein HDW-Interferometer räumlich voneinander getrennt. Somit werden auch die experimentellen Voraussetzungen für die Raman-Seitenbandkühlung erfüllt. Man steht daher kurz vor dem Ziel, ein einzelnes Atom in den niedrigsten gebundenen Zustand im Potenzial einer optischen Dipolfalle zu überführen.

Die Kontrolle über das Atom ist aufgrund der kohärenten Natur der Ramanübergänge aber noch weitreichender. Befindet sich das Atom erst einmal im Vibrationsgrundzustand  $|n = 0\rangle$ , dann ist es möglich, mit einem weiteren Ramanübergang den Fock-Zustand  $|n = 1\rangle$  zu präparieren. Die Impulsverteilung in diesem Zustand ist absolut nicht-klassisch und man kann erstmals die Bewegung eines einzelnen Atoms für diese quantenmechanische Form der Bewegung studieren. Gleichzeitig gewinnt man durch Ramanübergänge auch die Kontrolle über die inneren Zustände des Atoms. Es wurde gezeigt, dass es möglich ist, die beiden Grundzustände des Atoms kohärent miteinander zu koppeln. Dadurch wird es möglich, eine Überlagerung der dieser beiden Zustände herzustellen. Mit dem vorbereiteten Aufbau ist man also in der Lage, zukünftig alle externen und internen Freiheitsgrade eines einzelnen Atoms in der Stehwellenfalle gezielt zu

## 5 Zusammenfassung und Ausblick

manipulieren.

Bei der langfristigen Planung sind an erster Stelle Experimente mit optischen Resonatoren ultra-hoher Finesse zu nennen. Dies war von Anfang an eine primäre Zielsetzung, denn das atomare Förderband soll gerade dazu dienen, einzelne oder mehrere Atome in einem solchen Resonator zu platzieren. Man erhält somit ein System, mit dem man in der Lage ist, den letzten Schritt in der Realisierung eines vollständig kontrollierbaren quantenmechanischen Systems anzugehen, nämlich die Steuerung der Wechselwirkung zwischen zwei Atomen.

# Literaturverzeichnis

- [ALT01A] W. ALT, *Dreistrahlinterferenz*, personal communication (2001)
- [ALT01B] W. ALT, *An objective lens for efficient fluorescence detection of single atoms*, preprint: physics/0108058 (2001)
- [BOU00] I. BOUCHOULE, *Refroidissement par bandes latérales d'atomes de Cesium et quelques applications*, Dissertation, Laboratoire Kastler Brossel (2000)
- [CLI94] R. CLINE, J. MILLER, M. MATTHEWS UND D. HEINZEN, *Spin relaxation of optically trapped atoms by light scattering*, Opt. Lett. **19**(3), S. 207–209 (1994)
- [DIE89] F. DIEDRICH, J. C. BERGQUIST, W. M. ITANO UND D. J. WINELAND, *Laser Cooling to the Zero-Point Energy of Motion*, Phys. Rev. Lett. **62**(4), S. 403–406 (1989)
- [EDM74] A. R. EDMONDS, *Angular Momentum in Quantum Mechanics*, Princeton University Press, dritte Auflage (1974)
- [FLE99] M. FLEISCHHAUER, R. UNANYAN, B. W. SHORE UND K. BERGMANN, *Coherent population transfer beyond the adiabatic limit: Generalized matched pulses and higher-order trapping states*, Phys. Rev. A **59**(5), S. 3751–3760 (1999)
- [FRE99] D. FRESE, *Einzelne Atome in einer optischen Dipolfalle*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1999)
- [FRE00] D. FRESE, B. UEBERHOLZ, S. KUHR, W. ALT, D. SCHRADER, V. GOMER UND D. MESCHEDÉ, *Single Atoms in an Optical Dipole Trap: Towards a Deterministic Source of Cold Atoms*, Phys. Rev. Lett. **85**(18), S. 3777–3780 (2000)
- [GRI00] R. GRIMM, M. WEIDEMÜLLER UND Y. OVCHINNIKOV, *Optical dipole traps for neutral atoms*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **42**, S. 95 (2000)

## Literaturverzeichnis

- [HAM98] S. E. HAMANN, D. L. HAYCOCK, G. KLOSE, P. H. PAX, I. H. DEUTSCH UND P. S. JESSEN, *Resolved-Sideband Raman Cooling to the Ground State of an Optical Lattice*, Phys. Rev. Lett. **80**(19), S. 4149–4152 (1998)
- [HAU00] D. HAUBRICH, M. DORNSEIFER UND R. WYNANDS, *Lossless beam combiners for nearly equal laser frequencies*, Rev. Sci. Instr. **71**(2), S. 225–230 (2000)
- [KAS92] M. KASEVICH UND S. CHU, *Laser cooling below a photon recoil with 3-level atoms*, Phys. Rev. Lett. **69**(12), S. 1741–1744 (1992)
- [KUH96] A. KUHN, H. PERRIN, W. HÄNSEL UND C. SALOMON, *Three Dimensional Raman Cooling using Velocity Selective Rapid Adiabatic Passage*, OSA TOPS **7**, S. 58–65 (1996)
- [KUH99] S. KUHR, *Kalte Stöße mit einzelnen Atomen*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1999)
- [KUH01] S. KUHR, W. ALT, D. SCHRADER, M. MÜLLER, V. GOMER UND D. MESCHÉDE, *Deterministic Delivery of a Single Atom*, Science **293**, S. 278–280 (2001)
- [KUP00] S. J. M. KUPPENS, K. L. CORWIN, K. W. MILLER, T. E. CHUPP UND C. E. WIEMAN, *Loading an Optical Dipole Trap*, Phys. Review A **62**, S. 013406 (2000)
- [MET99] H. J. METCALF UND P. VAN DER STRATEN, *Laser Cooling and Trapping*, Springer, erste Auflage (1999)
- [MON95] C. MONROE, D. M. MEEKHOF, B. E. KING, S. R. JEFFERTS, W. M. ITANO UND D. J. WINELAND, *Resolved-Sideband Raman Cooling of a Bound Atom to the 3D Zero-Point Energy*, Phys. Rev. Lett. **75**(22), S. 4011–4014 (1995)
- [PER98] H. PERRIN, A. KUHN, I. BOUCHOULE UND C. SALOMON, *Sideband cooling of neutral atoms in a far-detuned optical lattice*, Europhys. Lett. **42**, S. 395 (1998)
- [RAA87] E. L. RAAB, M. PRENTISS, A. CABLE, S. CHU UND D. E. PRITCHARD, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **59**(23), S. 2631–2634 (1987)
- [SAK94] J. J. SAKURAI, *Modern Quantum Mechanics*, Addison-Wesley, überarbeitete Auflage (1994)
- [SCH94] F. SCHWABL, *Quantum Mechanics*, Springer, zweite Auflage (1994)

- [SCH96] O. SCHMIDT, R. WYNANDS, Z. HUSSEIN UND D. MESCHEDE, *Steep dispersion and group velocity  $c/3000$  in coherent population trapping*, Phys. Rev. A **53**(1), S. 27–30 (1996)
- [SCH00] D. SCHRADER, *Ein Förderband für einzelne Atome*, Diplomarbeit, Universität Bonn (2000)
- [SCH01] D. SCHRADER, S. KUHR, W. ALT, M. MÜLLER, V. GOMER UND D. MESCHEDE, *An optical conveyor belt for single neutral atoms*, Eingereicht bei App. Phys. B Preprint: quant-ph/0107029 (2001)
- [VUL98] V. VULETIĆ, C. CHIN, A. J. KERMAN UND S. CHU, *Degenerate Raman Sideband Cooling of Trapped Cesium Atoms at Very High Atomic Densities*, Phys. Rev. Lett. **81**(26), S. 5768–5771 (1998)
- [WIE91] C. E. WIEMAN UND L. HOLLBERG, *Using diode lasers for atomic physics*, Rev. Sci. Inst. **62**, S. 1–20 (1991)
- [YAR91] A. YARIV, *Optical Electronics*, Saunders College Publishing, vierte Auflage (1991)
- [YAT98] L. YATSENKO, S. GUÉRINA, T. HALFMANN, K. BÖHMER, B. SHORE UND K. BERGMANN, *Stimulated hyper-Raman adiabatic passage*, Phys. Rev. A **58**(6), S. 4683–4690 (1998)



# Danksagung

Zum Abschluss möchte ich mich noch recht herzlich bei all denjenigen bedanken, die an der Entstehung dieser Diplomarbeit beteiligt waren.

Als erster ist hier natürlich Professor Meschede zu nennen. Er hat mir die Möglichkeit gegeben, auf einem interessanten Forschungsgebiet zu arbeiten, wodurch die vorliegende Diplomarbeit letztendlich überhaupt erst entstehen konnte. Dafür meinen herzlichen Dank.

Dann gibt es da die Leute im eigenen Labor, ohne die ich es sicherlich auch nicht bis zu dieser Danksagung geschafft hätte. Deshalb Vielen Dank an Wolfgang Alt, Victor Gomer, Stefan Kuhr und Dominik Schrader. Erwähnen möchte ich an dieser Stelle auch Daniel Frese vom BEC-Team. Seine Simulationen am Rechner waren als Ausgangspunkt für den Theorieteil dieser Arbeit von enormen Nutzen.

Die gute Atmosphäre im gesamten Institut möchte ich ebenfalls ausdrücklich erwähnen. Zur Not ist zu jeder Tages- und Nachtzeit immer irgendwer zur Stelle, wenn es mal wirklich eng wird.

Von meinen Eltern erhielt ich während meines Studiums praktisch bedingungslose Unterstützung. Das war für mich von unschätzbarem Wert und möchte ich hiermit zum Ausdruck bringen.

Meine Freundin Katja Franke hat wohl am meisten unter meinen gelegentlichen Panikattacken in der Endphase meiner Arbeit gelitten. Ihre Geduld hat mich vor Schlimmerem bewahrt.

Bei Professor Schwille bedanke ich mich recht herzlich für die Übernahme des Korefferats.