Harald Kübler

Elektromagnetisch induzierte Transparenz in einer Rubidiumzelle

Diplomarbeit

15. Dezember 2005

Universität Stuttgart

5. Physikalisches Institut Lehrstuhl Prof. Dr. Tilman Pfau

Harald Kübler · Elektromagnetisch induzierte Transparenz in einer Rubidiumzelle · Diplomarbeit · 5. Physikalisches Institut · Lehrstuhl Prof. Dr. Tilman Pfau · Universität Stuttgart · Dezember 2005

Harald Kübler \cdot Electromagnetically induced transparency in a rubidium cell \cdot Diploma thesis \cdot 5th Institute of Physics \cdot Chair of Prof. Dr. Tilman Pfau \cdot University of Stuttgart \cdot December 2005

Abstract

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein Lasersystem zur Erzeugung einer stimulierten adiabatischen Ramanpassage aufgebaut und dessen Funktionsweise mittels elektromagnetisch induzierter Transparenz in einer Rubidiumzelle nachgewiesen. Dieses Lasersystem ist Teil eines neuen Experiments am 5. Physikalischen Institut der Universität Stuttgart. Ziel des Experiments ist es, einen hocheffizienten Photonenzähler mit Hilfe einer ultrakalten Wolke aus Rubidiumatomen zu realisieren.

Within the scope of this work a laser system for performing a *stimulated* raman adiabatic passage has been set up und its functionalty has been proven by showing an electromagnetically induced transparency-signal in a rubidium cell. This laser system is part of a new experiment, which is being set up at the 5th Institute of Physics at the University of Stuttgart. The goal of this experiment is to realize a high efficiency photon counter via a cloud of ultra cold rubidium atoms.

Inhaltsverzeichnis

1.	Ein	eitung
	1.1	Über dieses Experiment
	1.2	Über diese Arbeit
2.	The	oretische Grundlagen
	2.1	Hocheffiziente Einzelphotonendetektion
		2.1.1 Magneto-optische Falle (MOT)
		2.1.2 Dipolfalle
	2.2	Elektromagnetisch induzierte Transparenz
		2.2.1 Stimulierte adiabatische Ramanpassage
		2.2.2 Transmission durch das Medium
3.	Exp	erimenteller Aufbau
	3.1	Lasersystem
		3.1.1 MOT-Lasersystem
		3.1.2 Raman-Lasersystem
		3.1.3 Spektroskopie
	3.2	Zelle für die Messung
	3.3	Kammer
4.	Exp	erimentelle Ergebnisse
	4.1	Polarisationsabhängigkeit
	4.2	Magnetfeldabhängigkeit
	4.3	Leistungsabhängigkeit
	4.4	Abhängigkeit von der Scangeschwindigkeit 4
5 .	Disl	kussion und Ausblick

6 Inhaltsverzeichnis

Anhänge

A. Niveauschema von Rubidium	7
B. Werte und Konstanten	9
Literaturverzeichnis	9
Danksagung	

1. Einleitung

Obwohl die Quantentheorie aus der modernen Physik schon lange nicht mehr wegzudenken ist, hat ihr Einfluss auf die Informatik in Form von neuen Rechnermodellen erst in den letzten 10 Jahren begonnen.

Bis heute wird oft für die Abschätzung des Rechenaufwands eines Problems das von Alan Turing 1936 entwickelte Rechnermodell (Turing-Maschine) verwendet. Hierbei wird angenommen, dass wenn es auf einer Touring-Maschine kein Programm gibt, das ein Problem mit höchstens polynominalem Aufwand löst, dies auch auf keinem anderen Rechnermodell möglich ist. In diesem Fall bedeutet polynominaler Aufwand, dass der Aufwand nicht stärker als ein Polynom mit der Anzahl der eingegebenen Bits ansteigt. Ist dies gegeben, so wird das Problem als "in vernünftiger Zeit" lösbar betrachtet.

Auf einer Touring-Maschine steigt der Aufwand aller bekannten Algorithmen, die Zahlen in ihre Primfaktoren zerlegen, exponentiell mit der Größe der Zahl an. Hierauf basiert auch die Sicherheit des RSA-Verschüsselungsverfahrens [Riv77], das unter anderem für die realisierung des "https"-Protokolls verwendet wird. Im Jahre 1994 gelang es aber Peter Shor [Sho94] einen Algorithmus zu entwickeln, dessen Aufwand nur polynominal mit der Größe der Zahl steigt. Die grundlegende Neuerung im Shor-Algorithmus ist, dass eine quantenmechanische Überlagerung der Zustände "wahr" und "falsch" zugrunde gelegt wird. Dieser Quantencomputer, dessen "QuBits" aus einer quantenmechanischen Überlagerung bestehen können, hat die Hoffung geweckt, dass Probleme effizient lösbar werden, die auf klassischen Computern bis jetzt nicht mit polynominalem Aufwand lösbar sind.

Diese Hoffnung wird noch durch die Tatsache verstärkt, dass analog zu der Möglichkeit, jede klassische Operation (UND, ODER, ...) aus endlich vielen invertierten UND-Gliedern (NAND) aufzubauen, jede quantenmechanische Operation aus endlich vielen kontrollierten Invertierungen (CNOT) und Drehungen der Zustände im Hilbertraum aufgebaut werden kann.

Die Übertragung von Informationen in QuBits eröffnet auch neue Möglichkeiten in der Kryptographie. So kann jeder "Man in the Middle"-Angriff, also das Abfangen, Speichern und gleichzeitige Weiterleiten der Nachricht, dadurch entdeckt werden, dass der Angreifer schon beim Auswerten der QuBits diese durch eine Messung verändert.

8 1. Einleitung

1.1 Über dieses Experiment

Nach einem Vorschlag von Knill, Laflamme und Milburn [Kni01] ist es möglich, einen Quantencomputer "komplett" aus linearen optischen Bauteilen aufzubauen. Hierzu werden aber eine Einzelphotonenquelle und ein Detektor benötigt, der mit einer Effizienz über 99% ankommende Photonen zählen kann. In diesem Experiment soll solch ein Detektor mit einer ultrakalten Wolke aus Rubidiumatomen realisiert werden.

Hierzu werden Rubidiumatome in einer magneto-optischen Falle (MOT) gefangen und vorgekühlt und anschließend in eine Dipolfalle umgeladen.

Rubidium bietet gute Stoßeigenschaften, die das Kühlen erleichtern, und wird bereits in anderen Experimenten am 5. Physikalischen Institut der Universität Stuttgart verwendet, so dass auf die dort gemachten Erfahrungen zurückgegriffen werden kann. Des Weiteren sind Laserdioden bei 780nm, was der D_2 -Linie entspricht, sehr gut verfügbar, so dass günstige Diodenlaser verwendet werden können.

1.2 Über diese Arbeit

Zu Beginn dieser Arbeit waren eine Vakuumkammer, die den speziellen Anforderungen an die optischen Zugänge dieses Experiments entspricht, bestellt und die meisten Berechnungen abgeschlossen, so dass zügig mit dem Aufbau begonnen werden konnte. Während dieser Arbeit wurden u.a. die Lasersysteme für die magneto-optische Falle und die Raman-Laser, die für die Detektion benötigt werden, aufgebaut. Ziel dieser Arbeit ist der Nachweis, dass mit diesem Raman-Lasersystem eine stimulierte adiabatische Ramanpassage realisiert werden kann. Dazu wurde eine Messung der elektromagnetisch induzierten Transparenz in einer Rubidiumdampfzelle durchgeführt, die hier diskutiert werden soll.

In Kapitel 2 sollen grob das geplante Experiment und die Grundlagen der elektromagnetisch induzierten Transparenz beschrieben werden. Es wird hierbei auf die stimulierte adiabatische Ramanpassage und die Transmission durch das ein optisch dichtes Medium eingegangen.

Kapitel 3 beschreibt den bisherigen Aufbau des Experiments. Es werden die Lasersysteme, die Vakuumkammer und die Zelle, an der die Messungen stattgefunden haben, beschrieben.

In Kapitel 4 werden die Messungen beschrieben und deren Ergebnisse diskutiert.

In Kapitel 5 werden die Ergebnisse im Bezug auf das geplante Experiment nochmals zusammengefasst und ein Ausblick gegeben.

2. Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel soll dargestellt werden wie eine ultrakalte Atomwolke als hochempfindlicher Detektor für Einzelphotonen verwendet werden kann. Dazu wird kurz darauf eingegangen, wie Atome in einer MOT und einer Dipolfalle gefangen werden können. Des Weiteren soll ein kurzer Überblick über die stimulierte adiabatische Ramanpassage (STIRAP) gegeben werden, da sie im Detektionsschema verwendet wird.

Ebenso werden die theoretischen Grundlagen für die elektromagnetisch induzierte Transparenz erläutert, da mit diesem Effekt die Funktion des Raman-Lasersystems nachgewiesen werden soll.

2.1 Hocheffiziente Einzelphotonendetektion

Eine Zähleffizienz von 99% für Photonen wird zur Zeit weder von Photomultipliern, CCD-Kammeras noch von Avalanche Photodioden (APD) erreicht. Bei dem hier vorgestellten Detektor transferiert jedes ankommende Photon genau ein Atom in einen vom Grundzustand unterscheidbaren Zustand. Die hohe Effizienz wird zum einen dadurch erreicht, dass die Atomwolke optisch dicht ist, somit quasi jedes Photon beim Transfer berücksichtigt wird, und zweitens dadurch, dass jedes transferierte Atom sehr viele Photonen streut, die dann detektiert werden. Dieser 1:1-Transfer wird durch eine STIRAP, wie in Abschnitt 2.2.1 beschrieben, realisiert. Dieses Vorgehen wurde von A. Imamoglu in [Ima02] und unabhängig davon von D. F. V. James und P. G. Kwiat in [Jam02] vorgeschlagen. Die Verwendung einer ultrakalten Wolke aus Rubidiumatomen garantiert verglichen mit Festkörpern lange Lebenszeiten der Zustände und dadurch geringe Fehler durch Dekohärenz.

Voraussetzung für die Funktion des Detektors ist, dass es gelingt eine optisch dichte Wolke aus Rubidiumatomen in einem Grundzustand zu erzeugen. Zunächst werden die Rubidiumatome in einer MOT, wie sie in Abschnitt 2.1.1 beschrieben ist, gefangen und vorgekühlt. Die Atome können aber nicht in der MOT belassen werden, da zum einen eine saubere Polarisation der Laserstrahlen und damit homogene Magnetfelder notwendig sind, in einer MOT aber inhomogene Magnetfelder verwendet werden, und zum anderen die MOT-Laser das Experiment stören. Wegen der inhomogenen Magnetfelder in einer Magnetfalle scheidet auch dieser Fallentyp aus.

Aus diesen Gründen werden die Atome in eine Dipolfalle (siehe Abschnitt 2.1.2) umgeladen. Für diese Falle bietet sich ein CO₂-Laser an, da er mit einer

Wellenlänge von $10,6\mu\text{m}$ stark rotverstimmt ist und somit an den Atomen nicht gestreut wird. Die Atome werden durch Verdampfungskühlung auf eine Temperatur von ca. $70\mu\text{K}$ gekühlt.

Als Vorbereitung für die Detektionssequenz müssen nun alle Atome mit σ^- polarisiertem Licht in den Zustand $(F=1,m_f=-1)$ gepumpt werden. Um optisches Pumpen in einen bestimmten m_f -Zustand zu ermöglichen, muss die Entartung der m_f -Zustände der Atome aufgehoben werden. Hierzu wird ein homogenes Offsetmagnetfeld angelegt. Da man nicht sauber in den Zustand $(F=1,m_f=-1)$ pumpen kann, werden die Atome mit den in Abbildung 2.1 eingezeichneten Lasern zuerst in den Zustand $(F=2,m_f=-2)$ gepumpt. Die Wahl des $(F=2 \to F'=2)$ -Übergang bieten den Vorteil, dass der Zustand in den gepumpt werden soll, einen Dunkelzustand darstellt. Danach wird ein Mikrowellen- π -Puls eingestrahlt, der die Besetzungen der beiden Zustände vertauscht. Das Pumpschema ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

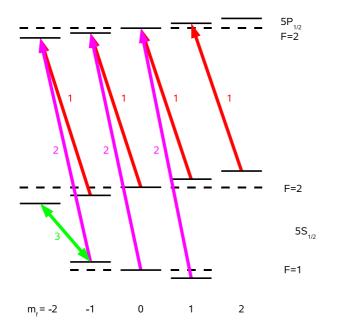


Abbildung 2.1: Schema um die Atome in den Zustand $(F=1,m_f=-1)$ zu pumpen:

Pump-Laser (1), Rückpump-Laser (2), Mikrowellenstrahlung (3)

Nach dem optischen Pumpen wird die Atomwolke mit einer Pulssequenz aus einem Coupling-Laser und den zu zählenden Photonen durchstrahlt. Diese Sequenz ist die einer STIRAP (siehe Abschnitt 2.2.1). Durch diese spezielle Pulsfolge ist sichergestellt, dass pro Photon sich nun genau ein Atom im Zustand $(5S_{1/2}, F = 2, m_f = 0)$ befindet, da der Transfer eine hohe Effizienz und Stabilität zeigt.

Da die Atome, die sich in einem Zustand mit $m_f \neq 0$ befinden, in einem Magnetfeldgradienten eine Kraft erfahren, kann man die Atome, die nicht von der STIRAP transferiert wurden, mit einem starken Magnetfeldgradienten aus der Falle ziehen. In Abbildung 2.2 sind schematisch das Fallenpotential, das Potential der Atome mit magnetischem Moment im Magnetfeld und die Summe der beiden dargestellt. Für Atome ohne magnetisches Moment bleibt das Potential durch den Gradienten unverändert, für die anderen wird die Falle geöffnet. Es bleiben also genau so viele Atome zurück, wie Photonen in die Atomwolke gelangt sind.

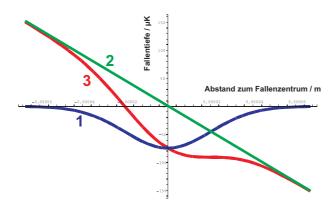


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung einer durch einen konstanten Magnetfeldgradienten für Atome mit $m_f \neq 0$ geöffneten Dipolfalle. Für Atome mit $m_f = 0$ gilt weiterhin das Fallenpotential. Fallenpotential (1), Magnetisches Potential (2), Superposition (3)

Die Detektion der zurückgebliebenen Atome erfolgt über Resonanzfluoreszenz, womit nach Eichung der Detektion, die Anzahl der Atome und damit die Anzahl der Photonen ermittelt werden kann.

2.1.1 Magneto-optische Falle (MOT)

Wenn man die Wechselwirkung zwischen Materie und Licht untersucht, betrachtet man meistens die Rabifrequenz

$$\Omega = \frac{\mu E_0}{\hbar} \tag{2.1}$$

für den atomaren Übergang (mit dem Übergangsmatrixelement μ) in einem elektrischen Wechselfeld mit der Amplitude E_0 , da sie ein Maß für die Kopplungsstärke ist. Wie in [Kro02] skizziert, lässt sich dann für den Fall, dass die Rabifrequenz und die Verstimmung $\delta_0 = \omega_L - \omega_0$ sehr klein gegen die Frequenz ω_0 des optischen Übergangs sind, die Kraft, die in einem Lichtfeld auf ein ruhendes Atom wirkt, unter Vernachlässigung von Mehrphotonenprozessen, wie folgt darstellen:

$$\vec{F}(\vec{r}) = -\hbar\Omega(\vec{r}) \left(u \frac{\vec{\nabla}\Omega(\vec{r})}{\Omega(\vec{r})} + v \vec{\nabla}\phi(\vec{r}) \right) = \vec{F}_{Dip} + \vec{F}_{Sp}$$
 (2.2)

Hierzu wird eine Mastergleichung verwendet, die sich aus der Liouville-Bewegungsgleichung ergibt, wenn man diese um einen Dämpfungsterm, der die spontanen Emmisionsprozesse berücksichtigt, ergänzt. Dies führt auf die sogenannten optischen Blochgleichungen, einem Gleichungssystem für die Besetzungen und Übergangsraten der atomaren Zustände. Die Funktionen u und v stellen Lösungen dieser Gleichungen für den zeitunabhängigen Fall dar.

In ebenen, laufenden Wellen gilt $\vec{\nabla} E_0 = 0$ und damit auch $\vec{\nabla} \Omega = 0$. Somit verschwindet \vec{F}_{Dip} und als resultierende Kraft \vec{F} bleibt die Spontankraft

$$\vec{F}_{Sp} = \hbar \vec{k} \underbrace{\frac{\gamma}{2} \frac{\frac{I}{I_s}}{1 + \frac{I}{I_s} + (2\delta/\gamma)^2}}_{\Gamma_{sc}}.$$
(2.3)

 \vec{k} ist der Wellenvektor, γ die spontane Emissionsrate und $I/I_s=2|\Omega|^2/\gamma^2$ der Sättigungsparameter, wobei $I_s=\frac{\hbar\omega_0^3\gamma}{12\pi c^2}$ die Sättigungsintensität und I die Intensität des Lasers darstellen. $\delta=\omega_L-\omega_0$ ist die Verstimmung des Lasers ω_L gegenüber dem atomaren Übergang ω_0 und Γ_{sc} die Streurate. Die Spontankraft kann also als Impulsübertrag aus Richtung des Lasers bei der Absorption eines Photons interpretiert werden, wobei sich der Übertrag der anschließenden Emission über alle Raumrichtungen herausmittelt.

Betrachtet man jetzt einen rotverstimmten Laser ($\delta_0 < 0$) und berücksichtigt die Dopplerverschiebung ergibt sich für die Verstimmung:

$$\delta = \delta_0 - \vec{k}\vec{v} \tag{2.4}$$

womit Γ_{sc} für Atome, die dem Laserstrahl entgegen fliegen $(\vec{k}\vec{v}<0)$, größer ist $(|\delta|$ kleiner) als für diejenigen, die in Richtung des Laserstrahls fliegen. Damit ist eine geschwindigkeitsabhängige Kraft realisiert, die die Atome bremst und damit kühlt.

Um Atome zu fangen, muss aber zusätzlich noch eine zum Zentrum der Falle zeigende Kraft realisiert werden. Dies kann mittels der Zeeman-Verschiebung in einem Magnetfeldgradienten erreicht werden. Atome, die sich in Abbildung 2.3 auf der positiven z-Achse befinden, haben eine erhöhte Wahrscheinlichkeit, den σ^- -polarisierten Laser, der Übergänge mit $\Delta m = -1$ treibt, zu absorbieren, die auf der negativen Achse den σ^+ -polarisierten Laser. Die resultierende Kraft zeigt also zum Zentrum der Falle.

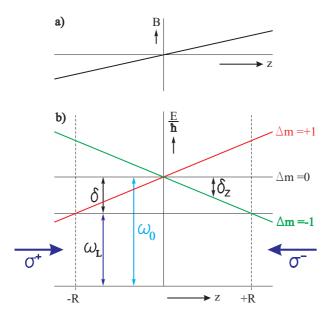


Abbildung 2.3: a) Magnetfeldabhängigkeit für das Modell einer eindimensionalen MOT.

b) Die Zeeman-Verschiebung δ_Z schiebt die Übergänge mit $\Delta m = -1$ an der Stelle +R in Resonanz mit dem σ^- -Laser bei der Frequenz ω_L und die Übergänge mit $\Delta m = +1$ an Stelle -R in Resonanz mit dem σ^+ -Laser derselben Frequenz. Es resultiert eine ortsabhängige Kraft in Richtung z=0.

Am besten lässt sich solch eine Falle durch zwei Spulen in Antihelmholtz-Anordnung realisieren. Das resultierende Feld verschwindet im Zentrum der Falle und steigt von dort aus in alle Richtungen an, wobei der Anstieg in Richtung der Verbindungslinie der Spulen doppelt so stark ist wie der in radialer Richtung.

Eine ausführliche Beschreibung der MOT findet sich in [Met99].

2.1.2 Dipolfalle

In inhomogenen Lichtfeldern, wie zum Beispiel einem fokussierten Laser, läßt sich aus (2.2), wenn man Sättigungseffekte vernachlässigt und die Verstimmung klein gegen die Frequenz des optischen Übergangs aber groß gegen die Linienbreite ist, folgender Ausdruck für die Dipolkraft herleiten [Met99]:

$$\vec{F}_{Dip}(\vec{r}) = -\frac{\hbar \gamma^2}{8\delta_0 I_s} \vec{\nabla} I(\vec{r}), \qquad (2.5)$$

wobei γ die spontane Emissionsrate, δ_0 die Verstimmung, I_s die Sättigungsintensität und $I(\vec{r})$ die Intensitätsverteilung des Lasers darstellen.

Ein Gradient im Lichtfeld wechselwirkt mit dem induzierten Dipolmoment des Atoms und erzeugt für rotverstimmte Laser eine zum Intensitätsmaximum gerichtete Kraft auf das Atom. Eine Herleitung aus dem Oszillatormodell kann man in [Gri00] finden.

In unserem Experiment werden sich zwei Gaußstrahlen eines CO_2 -Lasers (Coherent GEM 100L) im Fokus unter 60° kreuzen, was zu einer Intensitätsverteilung und damit zu einem Potential U_{Dip} für die Atome führt, wie es in Abbildung 2.4 schematisch dargestellt ist.

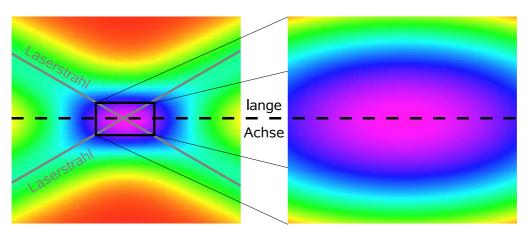


Abbildung 2.4: Intensitätsverteilung, wie sie von zwei sich unter 60° kreuzenden Gaußstrahlen erzeugt wird.

Die für Gleichung (2.5) angenommene Näherung, dass die Verstimmung klein gegen die des optischen Übergans ist, ist für einen CO_2 -Laser nicht erfüllt. Durch die Wahl $\delta_0 = \omega_0$ stimmt diese Gleichung aber mit der Näherung für quasi-elektrostatische Fallen (QUEST) überein, die für CO_2 -Laser gültig ist.

Der Boden der Falle kann durch ein harmonisches Potential angenähert werden, so dass Fallenfrequenzen ω_a (a=x,y,z) definiert werden können:

$$\omega_a = \left. \frac{1}{m} \frac{\partial^2 U_{Dip}}{\partial a^2} \right|_{a=a_0},\tag{2.6}$$

wobei bei a_0 der Fokus und damit auch der Schnittpunkt der Laserstrahlen ist.

Durch diese Geometrie unterscheiden sich die Fallenfrequenzen in allen Richtungen, wodurch die Atomwolke die Form eines Ellipsoids bekommt. Dies hat den Vorteil, dass man durch einen optischen Zugang entlang der langen Achse des Ellipsoids die zu zählenden Photonen durch die Wolke schicken kann. Damit befinden sich anteilig mehr Atome pro Fläche im Strahl des Einzelphotonen-Lasers als bei einer runden Wolke, was wegen einer höheren optischen Dichte zu einer größeren Absorptionswahrscheinlichkeit führt.

2.2 Elektromagnetisch induzierte Transparenz

Hier soll zuerst ein grober Überblick über die elektromagnetisch induzierte Transparenz (EIT) gegeben werden um dann in den Abschnitten 2.2.1 und 2.2.2 genauer auf die für diese Arbeit relevanten Details einzugehen.

Strahlt man zwei phasenstabile Laserstrahlen durch ein optisch dichtes Medium und erfüllen diese Laser die Ramanbedingung (2-Photonen-Resonanz, $\Delta_p = \Delta_c$) für dieses Medium (siehe Abbildung 2.5), so lässt sich eine Änderung der Absorption und der Brechzahl des Mediums feststellen, wie sie in Abbildung 2.6 dargestellt ist.

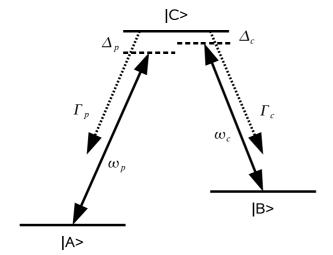
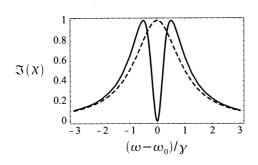


Abbildung 2.5: EIT-Schema in Λ -Konfiguration. ω_p und ω_c stellen die Frequenzen des Probe- und des Coupling-Lasers dar, Δ_p und Δ_c ihre Verstimmungen. Γ_p und Γ_c sind die Zerfallsraten in die entsprechenden Zustände. $\{|A\rangle\,,|B\rangle\,,|C\rangle\}$ stellt eine Basis des atomaren Systems dar.

Es ist also möglich, die Transparenz und den Brechungsindex des Mediums für einen Probe-Laser (ω_p in Abbildung 2.5) durch einen Coupling-Laser (ω_c) zu steuern. Im Gegensatz zu Resonanzen in 2-Niveausystemen kann man in diesem System eine normale Dispersion bei Resonanz beobachten, deren Steilheit durch die Intensität des Coupling-Lasers bestimmt wird. Man hat also Zugang zu einem Medium, das eine steile normale Dispersion bei guter Transparenz zeigt. Es können longitudinale Pulskompression, langsames Licht und sogar die Speicherung von Lichtpulsen beobachtet werden.

Wenn man den Probe- und den Coupling-Laser nicht im kontinuierlichen Modus betreibt und eine bestimmte Pulsfolge verwendet, bei der zuerst der



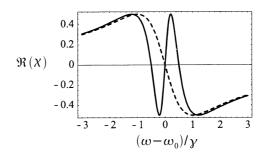


Abbildung 2.6: Imaginärteil und Realteil der Suszeptibilität als Funktion der Probe-Frequenz ω relativ zur atomaren Resonanzfrequenz ω_0 bei einem zerfallsverbreiterten Zweiniveau-System mit der Breite γ (gestrichelte Linie) und einem EIT-System mit resonantem Coupling-Laser (durchgezogene Linie). Links: Imaginärteil entspricht der Absorption, rechts: Realteil bestimmt den Brechungsindex. Aus [Fle05].

Coupling-Laser, dann der Probe-Laser so langsam eingeschaltet werden, dass die Atome adiabatisch folgen können, hat man die stimulierte adiabatische Ramanpassage realisiert, die in Abschnitt 2.2.1 genauer erläutert wird.

Ein Überblick über den gesamten Themenbereich der EIT kann durch [Fle05] gewonnen werden.

2.2.1 Stimulierte adiabatische Ramanpassage

Für die Theorie der stimulierten adiabatischen Ramanpassage (STIRAP) ist es sinnvoll das Konzept der Dunkelzustände einzuführen. Dieses soll hier an einem 3-Niveau-System in Λ -Konfiguration (siehe Abbildung 2.5) geschehen, das an zwei nahresonante Laser, einen Coupling- und einen Probe-Laser, gekoppelt ist. Der Hamilton-Operator für dieses System $H = H_0 + H_{int}$ lässt sich in einen Anteil H_0 für das reine Atom und einen Anteil H_{int} für die Atom-Licht-Wechselwirkung aufteilen.

In der Dipolnäherung gilt für den Wechselwirkungsanteil $H_{int} = -\vec{\mu} \cdot \vec{E}$, hierfür wird aber meistens die Rabifrequenz (siehe (2.1)) verwendet. In der Drehwellen-Näherung (Elimination aller Terme, die im rotierenden System mit der Frequenz des Lichts rotieren, da sie sich zeitlich herausmitteln) ergibt sich dann bei reellen Rabifrequenzen Ω_p und Ω_c für ein 3-Niveau-Atom (wie in Abbildung 2.5) der Wechselwirkungsanteil

$$\hat{H}_{int} = -\frac{\hbar}{2} \begin{bmatrix} 0 & 0 & \Omega_p \\ 0 & -2(\Delta_p - \Delta_c) & \Omega_c \\ \Omega_p & \Omega_c & -2\Delta_p \end{bmatrix}$$
 (2.7)

in der dort verwendeten Basis

$$|\Psi\rangle = \begin{pmatrix} a \\ b \\ c \end{pmatrix} = a |A\rangle + b |B\rangle + c |C\rangle.$$
 (2.8)

Hierbei ist Δ_c die Verstimmung der Coupling-Laserfrequenz und Δ_p ist die der Probe-Laserfrequenz zu den jeweiligen atomaren Ubergängen.

Nun kann man für den 2-Photonen-Resonanzfall ($\Delta_c = \Delta_p = \Delta$) zwei Mischungswinkel θ und ϕ definieren:

$$\tan(\theta) = \frac{\Omega_p}{\Omega_c},\tag{2.9}$$

$$\tan(2\phi) = \frac{\sqrt{\Omega_p^2 + \Omega_c^2}}{\Delta} \tag{2.10}$$

und man erhält "neue" Eigenzustände, die die Atom-Licht-Wechselwirkung geeignet darstellen:

$$|\Psi^{+}\rangle = \sin(\theta)\sin(\phi)|A\rangle + \cos(\theta)\sin(\phi)|B\rangle + \cos(\phi)|C\rangle$$
 (2.11)

$$|\Psi^{0}\rangle = \cos(\theta) |A\rangle - \sin(\theta) |B\rangle$$
 (2.12)

$$\begin{aligned} \left| \Psi^{+} \right\rangle &= \sin(\theta) \sin(\phi) \left| A \right\rangle + \cos(\theta) \sin(\phi) \left| B \right\rangle + \cos(\phi) \left| C \right\rangle & (2.11) \\ \left| \Psi^{0} \right\rangle &= \cos(\theta) \left| A \right\rangle - \sin(\theta) \left| B \right\rangle & (2.12) \\ \left| \Psi^{-} \right\rangle &= \sin(\theta) \cos(\phi) \left| A \right\rangle + \cos(\theta) \cos(\phi) \left| B \right\rangle - \sin(\phi) \left| C \right\rangle. & (2.13) \end{aligned}$$

Da $|\Psi^0\rangle$ keinen Anteil von $|C\rangle$ enthält, streut das Atom in diesem Zustand kein Licht. $|\Psi^0\rangle$ ist also ein Dunkelzustand.

Wie in [Aut55] gezeigt sind die Zustände $|\Psi^{\pm}\rangle$ um die Energie $\hbar\omega^{\pm} = \frac{\hbar}{2} \left(\Delta \pm \sqrt{\Delta^2 + \Omega_p^2 + \Omega_c^2}\right)$ gegenüber $|C\rangle$ verschoben (Autler-Townes-Splitting).

Für einen schwachen Probe-Laser und einen starken Coupling-Laser ($\Omega_p \ll$ Ω_c) geht $\sin(\theta) \to 0$ und $\cos(\theta) \to 1$ und es gilt in dieser Näherung:

$$|\Psi^{+}\rangle = \sin(\phi) |B\rangle + \cos(\phi) |C\rangle \qquad (2.14)$$

$$|\Psi^{0}\rangle = |A\rangle \qquad (2.15)$$

$$|\Psi^{-}\rangle = \cos(\phi) |B\rangle - \sin(\phi) |C\rangle \qquad (2.16)$$

$$\left|\Psi^{0}\right\rangle = \left|A\right\rangle \tag{2.15}$$

$$|\Psi^{-}\rangle = \cos(\phi) |B\rangle - \sin(\phi) |C\rangle$$
 (2.16)

mit:
$$\tan(2\phi) = \frac{\Omega_c}{\Delta}$$
. (2.17)

Wenn man jetzt noch den Fall betrachtet, dass alle Laser in Resonanz sind $(\Delta = 0)$, erhält man die Zustände

$$\left|\Psi^{+}\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\left|B\right\rangle + \left|C\right\rangle\right)$$
 (2.18)

$$|\Psi^0\rangle = |A\rangle \tag{2.19}$$

$$|\Psi^{-}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|B\rangle - |C\rangle).$$
 (2.20)

 $|A\rangle$ stellt also in diesem Grenzfall einen Dunkelzustand dar.

Beginnt man jetzt die Intensität des Probe-Lasers zu erhöhen, während man die Intensität des Pump-Lasers reduziert, man also den Mischungswinkel $\theta(t)$ so langsam ändert, dass die Atome noch adiabatisch folgen können (siehe [Ore84]), so endet man letztlich in einer Situation in der $\Omega_c \ll \Omega_p$ gilt. Damit gilt nach (2.12) für den Dunkelzustand $|\Psi^0\rangle = -|B\rangle$. Daraus folgt, dass dadurch alle Atome adiabatisch von $|A\rangle$ nach $|B\rangle$ transferiert wurden. Dieses wurde in [Gau90] und [Kuk89] gezeigt und "stimulierte adiabatische Ramanpassage" (STIRAP) genannt.

Im Fall eines schwachen Probe-Lasers, der nur aus wenigen Photonen besteht, kann der Laser nicht mehr als klassisches Feld betrachtet werden und muss quantisiert werden, während der Coupling-Laser weiterhin als klassisches Feld betrachtet wird. Abbildung 2.7 zeigt ebenfalls ein 3-Niveausystem, wobei hier jedoch die Anregungen für jedes Atom einzeln betrachtet werden.

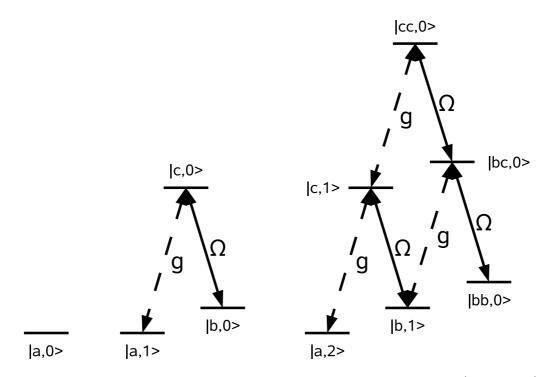


Abbildung 2.7: 3-Niveau Atome, die an eine quantisierte Mode g (gestrichelt) und ein klassisches Feld Ω gekoppelt sind. Darstellung für 0, 1 und 2 Photonen.

Dies kann nach [Fle02] mit folgendem Wechselwirkungshamiltonoperator für N identische Atome mit einem Niveauschema wie in Abbildung 2.5 beschrieben werden:

$$\hat{H}_{int} = \hbar g \sum_{i=1}^{N} \hat{a} \sigma_{CA,i} - \hbar \Omega(t) e^{-i\Delta_c t} \sum_{i=1}^{N} \sigma_{CB,i} + \text{H.c.}$$
 (2.21)

 $\sigma_{\mu\nu,i} = |\mu_i\rangle \langle \nu_i|$ ist der Übergangsoperator für das i. Atom zwischen den Zuständen $|\mu\rangle$ und $|\nu\rangle$, \hat{a} der Vernichtungsoperator des Photonenfeldes, g die Vakuum-Rabifrequenz und Ω die Rabifrequenz des Coupling-Lasers. Dieser Hamiltonoperator entspricht dem in Gleichung (2.7) bis auf die Quantisierung des Probe-Lasers.

Wenn sich ursprünglich alle Atome im Zustand $|A\rangle$ befinden und nur kohärente Übergange stattfinden, müssen jetzt kollektive Zustände (Dicke-Zustände [Dic54]) aller Atome und des Photonenfeldes betrachtet werden. Für diese

wird folgende Notation verwendet: $|a,0\rangle = |a_1,a_2,\ldots,a_N\rangle |0\rangle_{Ph}$ bezeichet den Zustand, bei dem sich alle Atome in $|A\rangle$ (dem Grundzustand) befinden und kein Photon vorhanden ist. $|b^xc^y,z\rangle$ ist ein Zustand, bei dem sich x Atome im Zustand $|B\rangle$, y in $|C\rangle$, die restlichen in $|A\rangle$ befinden und z Photonen vorhanden sind. Genau genommen befinden sich nicht einzelne Atome in dem Zustand. Diese kollektiven Anregungen werden durch folgende symmetrische Zustände beschrieben:

$$|a\rangle = |a_1, a_2, \dots, a_N\rangle, \qquad (2.22)$$

$$|b\rangle = |b^1\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^{N} |a_1, \dots, b_j, \dots, a_N\rangle,$$
 (2.23)

$$|c\rangle = |c^1\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^{N} |a_1, \dots, c_j, \dots, a_N\rangle,$$
 (2.24)

:

$$|b^k\rangle \propto \sum_{j_1 \neq j_2 \neq \cdots \neq j_k=1}^N |a_1, \dots, b_{j_1}, \dots, b_{j_k}, \dots, a_N\rangle,$$
 (2.25)

$$\left|b^{0}\right\rangle = \left|c^{0}\right\rangle = \left|a\right\rangle \tag{2.26}$$

Analog zum Fall mit zwei klassischen Feldern lassen sich ein Mischungswinkel θ und Dunkelzustände definieren:

$$\tan(\theta(t)) = \frac{g\sqrt{N}}{\Omega(t)} \tag{2.27}$$

$$|D,1\rangle = \cos(\theta(t))|b,1\rangle - \sin(\theta(t))|c,0\rangle$$
 (2.28)

:

$$|D,n\rangle = \sum_{k=0}^{n} \sqrt{\binom{n}{k}} \left(-\sin(\theta)\right)^{k} \left(\cos(\theta)\right)^{n-k} |c^{k}, n-k\rangle$$
 (2.29)

Mit diesen Dunkelzuständen kann also ein Transfer der Photonenzahl in einen atomaren Zustand realisiert werden, wobei für $\theta \to \pi/2$ (also einen immer schwächer werdenden Coupling-Laser) aus (2.29) $|D,n\rangle = |b^n,0\rangle$ folgt. Es wurden also die anfänglichen n Photonen in eine n-fache atomare Anregung transferiert, also ein 1: 1-Transfer realisiert, wie er für dieses Experiment benötigt wird.

2.2.2 Transmission durch das Medium

Hier soll nun auf die für diese Arbeit relevanten Details der EIT bei konstanten Laserleistungen, also bei Lasern im "continuous wave"-Betrieb (cw), eingegangen werden. Das Verhalten des Lichts beim Durchgang durch ein Medium wird durch die Suszeptibilität χ des Mediums bestimmt. Dabei hängt die Absorption vom Imaginärteil $\Im(\chi)$ ab.

Auch hier soll wieder ein 3-Niveau-System in Λ -Konfiguration wie in Abbildung 2.5 betrachtet werden. Es wird davon ausgegangen, dass die Verstimmung Δ_c des Coupling-Lasers (ω_c) und die Verstimmung Δ_p des Probe-Lasers (ω_p) klein gegen deren Rabifrequenzen sind. Des Weiteren soll der Zustand $|B\rangle$ eine lange Kohärenzzeit besitzen. Der Wechselwirkungsanteil des Hamilton-Operators kann dann als

$$H_{int} = -\frac{\hbar}{2} \left(\Omega_p(t) \hat{\sigma}_{CA} e^{i\Delta_p t} + \Omega_c(t) \hat{\sigma}_{CB} e^{i\Delta_c t} + \text{H.c.} \right)$$
 (2.30)

geschrieben werden, wobei Ω_c und Ω_p die durch Gleichung (2.1) definierten Rabifrequenzen sind. Die $\sigma_{\mu\nu} = |\mu\rangle \langle \nu|$ stellen wieder die atomaren Übergangsoperatoren dar. Damit ist dieser Hamiltonoperator das Analogon zu Gl. (2.21) mit zwei klassischen Feldern und damit nur eine kompaktere Schreibweise von Gl.(2.7).

Wie in [Coh92] gezeigt, lässt sich dieser semiklassische Hamiltonoperator aus dem quantisierten Wechselwirkungsbild herleiten. Des Weiteren wird dort gezeigt, dass wenn man zur Liouville-Bewegungsgleichung noch Dämpfungsterme hinzu nimmt, das System durch folgende Master-Gleichung für den atomaren Dichteoperator ρ beschrieben werden kann:

$$\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{i\hbar} [H_{int}, \rho]
+ \frac{\Gamma_p}{2} (2\hat{\sigma}_{AC}\rho\hat{\sigma}_{CA} - \hat{\sigma}_{CC}\rho - \rho\hat{\sigma}_{CC}) \quad \text{spont. Emiss.}
+ \frac{\Gamma_c}{2} (2\hat{\sigma}_{BC}\rho\hat{\sigma}_{CB} - \hat{\sigma}_{CC}\rho - \rho\hat{\sigma}_{CC}) \quad \text{spont. Emiss.}
+ \frac{\gamma_{Bdeph}}{2} (2\hat{\sigma}_{BB}\rho\hat{\sigma}_{BB} - \hat{\sigma}_{BB}\rho - \rho\hat{\sigma}_{BB}) \quad \text{Kohärenzv.}
+ \frac{\gamma_{Cdeph}}{2} (2\hat{\sigma}_{CC}\rho\hat{\sigma}_{CC} - \hat{\sigma}_{CC}\rho - \rho\hat{\sigma}_{CC}) \quad \text{Kohärenzv.}$$

 γ_{Bdeph} und γ_{Cdeph} stellen die Raten für den Kohärenzverlust (dephasing) in den Zuständen $|B\rangle$ und $|C\rangle$ dar.

In [Fle05] wird hieraus folgender Ausdruck in 1. Ordnung für die Suszeptibilität hergeleitet:

$$\chi^{(1)}(\omega_p) = \frac{|\mu_p|^2 \varrho}{\epsilon_0 \hbar} \left(\frac{4\delta(|\Omega_c|^2 - 4\delta\Delta_p) - 4\Delta_p \gamma_{Bdeph}^2}{||\Omega_c|^2 + (\gamma_p + i2\Delta_p)(\gamma_{Bdeph} + i2\delta)|^2} + i \frac{8\delta^2 \gamma_p + 2\gamma_{Bdeph} (|\Omega_c|^2 + \gamma_{Bdeph} \gamma_p)}{||\Omega_c|^2 + (\gamma_p + i2\Delta_p)(\gamma_{Bdeph} + i2\delta)|^2} \right).$$
(2.32)

Hierbei wurde wie auch schon im vorherigen Abschnitt durch eine Drehwellen-Näherung in das rotierende System gewechselt. Dadurch konnten alle Ausdrücke, die mit $\exp{(-i\omega_p t)}$ oder $\exp{(-i\omega_c t)}$ oszillieren, vernachlässigt werden. Hier ist $\delta = \Delta_c - \Delta_p$ die Zweiphotonen-Verstimmung. $\gamma_p = \Gamma_p + \gamma_{Cdeph}$ ist die Zerfallsrate der Kohärenz.

Aus Gleichung (2.32) folgt für $\delta = 0$ (Zweiphotonenresonanz):

$$\Im\left(\chi^{(1)}(\omega_p)\right) = \frac{|\mu_p|^2 \varrho}{\epsilon_0 \hbar} \frac{2\gamma_{Bdeph} (|\Omega_c|^2 + \gamma_{Bdeph} \gamma_p)}{||\Omega_c|^2 + \gamma_{Bdeph} (\gamma_p + i2\Delta_p)|^2} \tag{2.33}$$

Für den Fall, dass zusätzlich $\gamma_{Bdeph}=0$ (extrem langlebiger Zustand) gilt, folgt ein Verschwinden des Imaginärteils von $\chi^{(1)}$ und damit ein Verschwinden der Absorption. Dieses ist sogar unabhängig von Δ_p . Nur die Breite des Dips in der Absorptionskurve, wie sie in Abbildung 2.8a dargestellt ist, hängt von den Verstimmungen der Laser ab.

In heißen, optisch dichten atomaren Gasen gilt aber wegen Stößen, hauptsächlich mit der Wand, $\gamma_{Bdeph} \neq 0$. EIT ist in solchen Medien aber trotzdem beobachtbar, sofern die Bedingung

$$|\Omega_c|^2 \gg \gamma_p \gamma_{Bdeph} \tag{2.34}$$

erfüllt ist. Dies wird in Abbildung 2.8 dargestellt.

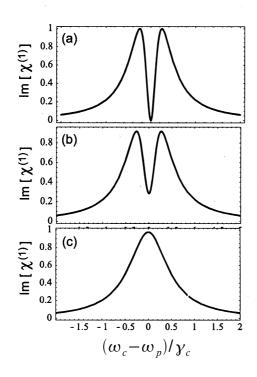


Abbildung 2.8: Absorptions-spektrum für einen nicht verschwindenden Zerfall von $|B\rangle$ nach $|A\rangle$.

(a)
$$\gamma_p = 1$$
, $\gamma_{Bdeph} = 0$

(b)
$$\gamma_p = 1$$
, $\gamma_{Bdeph} = 0, 1$

(c)
$$\gamma_p = 1$$
, $\gamma_{Bdeph} = 10$

Immer: $\Omega_c = 0, 5$.

Man erkennt eine Abnahme des EIT-Dips für steigende Zerfallsraten. Aus [Fle05].

In einem optisch dichten Medium ist nicht die Suszeptibilität sondern die Amplitudentransferfunktion entscheidend für das Transmissionsprofil:

$$T(\omega_p, z) = \exp\left(ikz\chi^{(1)}(\omega_p)/2\right) \tag{2.35}$$

Hier gilt $k = 2\pi/\lambda$ und z ist die Länge des Mediums.

In der Nähe der Zweiphotonenresonanz ist die frequenzabhängige Transmissionskurve eine Gaußkurve mit der $(1/\sqrt{e})$ -Breite

$$\Delta\omega_{trans} = \frac{\Omega_c^2}{\sqrt{\Gamma_p \gamma_p}} \frac{1}{\sqrt{\varrho \sigma z}} \qquad (\varrho \sigma z \gg 1). \tag{2.36}$$

 $\sigma=3\lambda^2/2\pi$ ist der Absorptionsquerschnitt der Atome und ϱ die Atomzahldichte. Hier ist die Leistungsverbreiterung bei steigender Rabifrequenz des Coupling-Lasers zu erkennen. Eine genaue Herleitung kann in [Fle05] gefunden werden.

3. Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel soll der Aufbau des Experiments beschrieben werden. Es wird nur auf die für diese Arbeit relevanten Details eingegangen. Auf genauere Beschreibungen wird an den entsprechenden Stellen verwiesen.

Das Experiment ist auf zwei optische Tische in zwei getrennten Räumen verteilt. Auf einem Tisch befinden sich alle Diodenlaser und die dazugehörigen Spektroskopien, so dass alle Laserstrahlen auf diesem Tisch stabilisiert werden und ihn durch optische Fasern verlassen.

Auf dem anderen Tisch befinden sich die Vakuumkammer, der CO_2 -Laser für die Dipolfalle und die Optik zum Aufspalten der Laser, die aus den Fasern kommen. Auf diesem Tisch wurde auch die Rubidiumzelle zum Messen der EIT aufgebaut.

3.1 Lasersystem

Alle in diesem Experiment verwendeten Diodenlaser sind selbst gebaut. Das MOT-Lasersystem sowie auch das Raman-Lasersystem basieren auf dem Master-Slave-Prinzip. Das heißt, ein Master-Laser injiziert einen Slave-Laser und zwingt diesen somit auf eine feste Frequenz. Der Master selbst wird durch ein holographisches Gitter frequenzstabilisiert, dessen 1. Ordnung zurückge-koppelt und dessen 0. Ordnung ausgekoppelt wird. Ein Piezo-Aktuator, der von der Spektroskopie (siehe Abschitt 3.1.3) gesteuert wird, kann das Gitter leicht drehen und somit den Master-Laser frequenzstabilisieren. Zwischen dem Master und dem Slave und teilweise zwischen dem Master und der Spektroskopie stehen akusto-optische Modulatoren (AOMs), um den Laserstrahl zu verstimmen. Der genaue Aufbau der einzelnen Lasersysteme wird in den folgenden Kapiteln beschrieben.

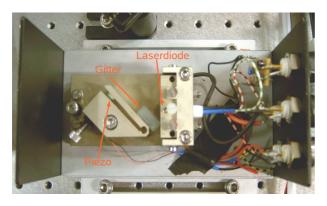


Abbildung 3.1: Selbstgebauter gitterstabilisierter Diodenlaser. Die Neigung des Gitters kann mittels eines Piezos, der durch die Spektroskopie gesteuert wird, verändert werden.

3.1.1 MOT-Lasersystem

Das MOT-Lasersystem besteht aus zwei unabhängigen Lasersystemen, einem für die MOT- und Umpumplaser und einem anderen für die Rückpumplaser. In beiden Fällen wird der Master durch einen optischen Isolator geschützt, nach dem ca. 4% der Leistung durch eine einseitig antireflex beschichtete Glasplatte abgespalten werden. Der abgespaltene Strahl wird nach einem AOM mit $f=+105 \mathrm{MHz}$ im doppelten Durchgang für die Spektroskopie verwendet. Hierdurch wird die Grundfrequenz des jeweiligen Master-Lasers um $+210 \mathrm{MHz}$ gegenüber dem atomaren Übergang verstimmt, was eine geeignetere Ausgangsfrequenz für die nachfolgenden AOMs liefert.

Danach folgen bei beiden Systemen eine $\lambda/2$ -Platte und ein polarisierender Strahlteilerwürfel (PBS) zur Regulierung der Leistung für ein Wavemeter und ein Fabry-Pérot Interferometer. Hier können die Wellenlänge und der Singlemode-Betrieb überprüft werden.

Anschließend bietet ein AOM bei $f=+200 \mathrm{MHz}$ mit doppeltem Durchgang die Möglichkeit, die Wellenlänge um $2 \times \pm 50 \mathrm{MHz}$ durchzustimmen. Da dies vor dem Slave geschieht, verliert dieser dadurch nicht an nutzbarer Leistung und sein Strahl wandert nicht.

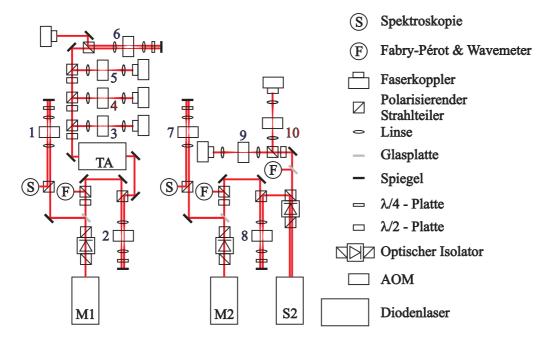


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des MOT-Lasersystems. Frequenzen der AOMs:

```
1: +105MHz; 2: +200MHz; 3: +140MHz; 4: -80MHz; 5: +140MHz; 6: +160MHz; 7: +105MHz; 8: +200MHz; 9: +60MHz; 10: -130MHz
```

Beim MOT-Lasersystem injiziert der Strahl einen Tapered Amplifier (TA), der eine Leistung bis zu 1W liefert. Diese wird jeweils mit einer $\lambda/2$ -Platte und einem PBS auf die AOMs und nachfolgend die Fasern für die CCD-Detektion, Umpumper, MOT-Strahlen und die Detektion des einzelnen Atoms verteilt.

Beim Strahl für den Rückpumper sind keine Leistungen über 100mW notwendig. Hier genügt es, einen Diodenlaser zu injizieren und dessen Strahl wieder mit einer $\lambda/2$ -Platte und einem PBS jeweils für den Rückpumper und einen Umpumper aufzuspalten. Das MOT-Lasersystem ist aufgebaut und einsatzbereit.

25

3.1.2 Raman-Lasersystem

Mit diesem Lasersystem sollen zwei phasengelockte Ramanlaser realisiert werden, wie sie für die STIRAP (siehe Abschnitt 2.2.1) benötigt werden. Dazu wird (neben dem direkt verwendeten Strahl) der Strahl des Masterlasers mit einem vierfachen Durchgang durch einen AOM um die benötigten 6,835GHz verschoben und damit ein Slave injiziert.

Vom Master wird durch eine einseitig antireflex beschichtete Glasplatte ca. 4% der Leistung für die Spektroskopie und mit einer $\lambda/2$ -Platte und einem PBS etwas Leistung für Wavemeter und Fabry-Pérot Interferometer abgezweigt.

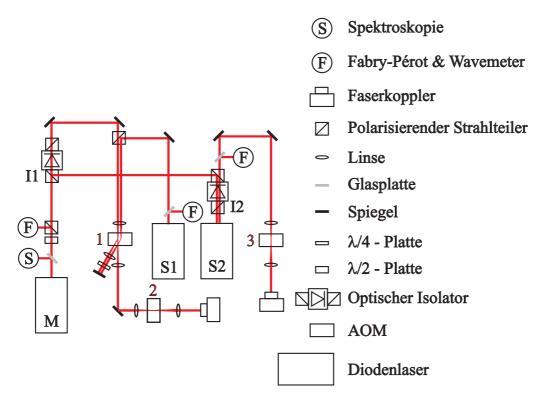


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des Ramanlasersystems. Frequenzen der AOMs:

1: -1.709GHz; 2: -91MHz; 3: -91MHz

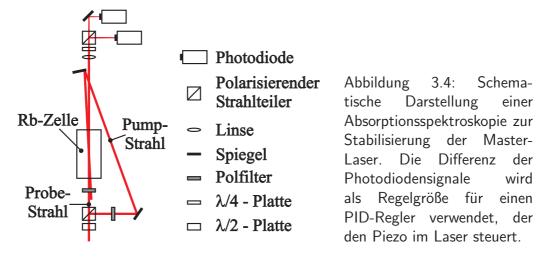
Nach einem optischen Isolator durchläuft der Laserstrahl einen akustooptischen Modulator (AOM) mit der Modulationsfrequenz $f_{AOM} = 1,709\text{GHz}$ und doppeltem Durchgang der (-1). Ordnung. Da die Effektivität dieses AOMs bei etwa 8,5% für den einfachen Durchgang, also bei

etwa 0,7% beim doppelten liegt, muss der Laserstrahl an dieser Stelle wieder verstärkt werden. Dazu wird ein Diodenlaser injiziert, der dann genau in diese Richtung mit genau dieser Frequenz zurückstrahlt. Dieser verstärkte Strahl durchläuft den AOM im doppelten Durchgang in umgekehrter Richtung und wird am Isolator (I1) abgespalten. Seine Frequenz ist nun um $\Delta f = -4 \cdot f_{AOM} = -6,835 \text{GHz}$ gegenüber dem Master verschoben, was genau der Aufspaltung zwischen den beiden Zuständen $(5S_{1/2}, F = 1)$ und $(5S_{1/2}, F = 2)$ entspricht (siehe Anhang A).

Dieser Laserstrahl wird wieder durch einen injizierten Diodenlaser verstärkt und stellt nach einem weiteren AOM mit $-91 \mathrm{MHz}$ zum Schalten unseren Coupling-Laser dar. Den anderen Strahl für die STIRAP gewinnt man aus der 0. Ordnung des Masters am 1,709GHz-AOM, den man ebenfalls mit einem weiteren AOM um $-91 \mathrm{MHz}$ zum Schalten verstimmt. Die $-91 \mathrm{MHz}$ entsprechen der Zeeman-Verschiebung im Magnetfeld in der Kammer. Beide Strahlen werden in je eine Faser eingekoppelt und so zum anderen Experimentiertisch geführt.

3.1.3 Spektroskopie

Zur Stabilisierung der Master-Laser wird eine Absorptionsspektroskopie verwendet, wie sie schematisch in Abbildung 3.4 dargestellt ist. Eine genaue Beschreibung der Zelle befindet sich in Abschnitt 3.2, da diese auch für die Messung der EIT (siehe Abschnitt 2.2) verwendet wurde.



Der ankommende Strahl wird mit einer $\lambda/2$ -Platte und einem PBS in einen Pump- und einen Probe-Strahl aufgespalten. Der Probe-Strahl durchläuft eine Rubidiumzelle und wird nach einer $\lambda/4$ -Platte an einem PBS auf die zwei Photodioden aufgeteilt. Durch diese Anordnung werden die beiden möglichen Spinpolarisationen der Photonen $(m_s = \pm 1)$ bezüglich der Quantisierungsachse in der Zelle am PBS getrennt. Der Pump-Strahl wird außen an der Zelle vorbeigeführt und durchstrahlt sie dann in entgegengesetzter Richtung zum Probe-Strahl, wobei sich die beiden Strahlen in der Zelle kreuzen.

Der wesentlich stärkere Pump-Strahl pumpt die Rubidiumatome in den angeregten Zustand, wodurch die Absorption für den Probe-Strahl reduziert wird. Es entstehen sogenannte "Lamb Dips" in der Absorptionskurve, die auf den Photodioden beobachtet werden können. Diese Dips verschieben sich bei angelegtem Magnetfeld für die zwei Spinpolarisationen der Photonen in entgegengesetzte Richtungen, wodurch das Differenzsignal eine steile Flanke mit echtem Nulldurchgang hat, auf die mit einem PID-Regler geregelt werden kann. Das Regelsignal des PIDs wird auf den Piezo des Gitters im Master-Laser gegeben. Wird auf den Piezo im nicht stabilisierten Zustand eine variable Spannung gegeben, so kann man den Laser scannen lassen. Eine genauere Beschreibung der Absorptionsspektroskopie findet sich in [Kal03] und [Pet03]. Diese Art der Spektroskopie ist dopplerfrei und durch den Nulldurchgang des Signals auch Leistungs- und Magnetfeldinsensitiv.

3.2 Zelle für die Messung

Die EIT-Messung fand in einer selbstgebauten Dampfzelle statt. Die Zelle besteht aus einem mit Rubidiumdampf gefüllten Glasrohr, das an beiden Enden mit planparallelen Glasscheiben verschlossen ist (siehe Abbildung 3.5).

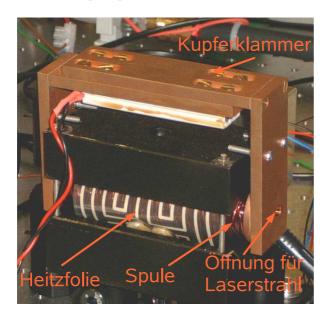
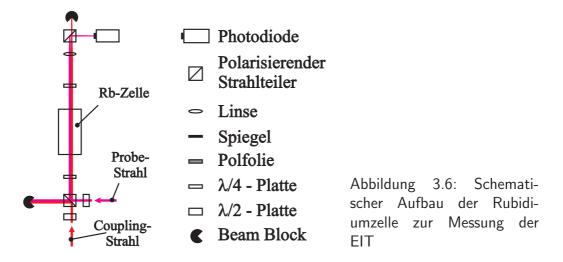


Abbildung 3.5: Selbstgebaute Rubidiumzelle mit Kupferklammer zum Beheizen der Glasscheiben. Um ein Glasrohr ist Lackdraht gewickelt, der selbst wieder mit einer Heizfolie umwickelt ist.

Die Länge des Glasrohres beträgt $l \approx 10 \mathrm{cm}$ und ist auf dieser Länge mit Lackdraht mit n = 240 Windungen umwickelt. Das erzeugte Magnetfeld kann mit der Formel für lange Spulen angenähert werden:

$$B = \mu_0 \frac{n}{l} \cdot I \tag{3.1}$$

Um diese Spule wurde eine Heizfolie gewickelt, so dass die Zelle beheizt und damit optisch dichter ist. Um zu verhindern, dass die Glasscheiben verspiegeln, weil sie die kältesten Punkte der Zelle sind, ist eine beheizte Kupferklammer über die ganze Zelle gespannt, in die an der Stelle der Scheiben Löcher mit einem Durchmesser von 6mm gebohrt sind, durch die der Laserstrahl verläuft.



Als Probe-Laser für die EIT wird der Coupling-Laser aus Abschnitt 3.1.2 verwendet, da dieser durchstimmbar ist. Der nicht abgeschwächte Single-Photon-Laser stellt unseren Coupling-Laser für die EIT dar. (Damit sind die Rollen der beiden Laser bei der Messung an der Zelle gegenüber der späteren Verwendung vertauscht.) Beide werden nach je einer $\lambda/2$ -Platte in einem PBS überlagert, so dass sie mit möglichst großem Überlapp durch die Zelle verlaufen.

Vor der Zelle befindet sich eine $\lambda/4$ -Platte, die die Polarisation des einen Lasers in σ^+ -, die des anderen in σ^- -Licht dreht. Eine weitere $\lambda/4$ -Platte nach der Zelle macht dies wieder rückgängig, so dass der Probe-Strahl durch einen PBS wieder vom Coupling-Strahl getrennt und auf eine Photodiode geleitet wird.

3.3 Kammer

Für das geplante Einzelphotonenzähler-Experiment musste eine spezielle Kammer gefertigt werden, die den Ansprüchen an die Spulengeometrie genügt und trotzdem die benötigten optischen Zugänge ermöglicht. Eine vereinfachte Darstellung ist in Abbildung 3.7 zu sehen. Die Nummerierungen beziehen sich hierauf.

Die zylinderförmige zentrale Kammer wird oben und unten von je einem Bucket verschlossen und besitzt elf Flansche für die optischen Zugänge in radialer Richtung und an Stelle des zwölften befindet sich die Verbindung zur Nebenkammer, einem Rohr an dem die Pumpen und Druckmessgeräte befestigt sind. Um diesen optischen Zugang nicht zu verlieren, wurde in Verlängerung der Verbindung von der zentralen Kammer zur Nebenkammer ein weiteres Fenster angebracht, so dass alle zwölf optischen Zugänge in der Ebene erhalten bleiben. Weitere optische Zugänge bestehen in axialer

3.3. Kammer 29

Richtung durch die beiden Buckets, die die Hauptkammer oben und unten verschließen. Als Pumpen kommen eine Ionengetterpumpe (Varian VacIon Plus 75) und ein Titan-Sublimator (Varian) zum Einsatz, nachdem bereits über einen Flansch im unteren Bereich der Nebenkammer mit einer Drehschieberpumpe und einer Turbopumpe ein Vorvakuum erzeugt wurde.

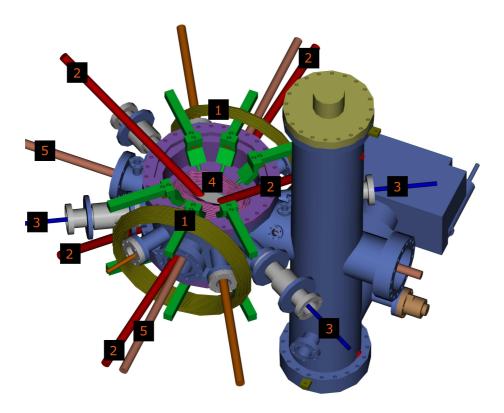


Abbildung 3.7: Darstellung der Experimentierkammer. Laserstrahlen und Spulen: 1: MOT/Offset-Spulen; 2: MOT-Laser; 3: Dipol-Laser; 4: elliptische Gradientenspulen; 5: Raman-Laser

Die MOT wird mit dem Spulenpaar (1) und den MOT-Lasern (2) realisiert. Vier der Laserstrahlen werden durch Fenster in den Buckets auf der Oberund Unterseite der Kammer in die Kammer gebracht. Da die Strahlen sich unter 90° kreuzen müssen, werden hier Fenster benötigt, die zumindest in einer Richtung eine weite Öffnung bieten. Da aber auch ein starker Magnetfeldgradient für das Detektionsschema benötigt wird, müssen sich die Gradientenspulen (4) sehr nahe an den gefangen Rubidiumatomen befinden. Diese beiden Anforderungen werden durch elliptische Fenster und um diese herum gewickelte elliptische Spulen erfüllt. Alle Spulen werden von Kühlwasser durchflossen, da Stromstärken bis zu 250A zum Einsatz kommen.

Für die Dipolfalle ist es notwendig, dass die Dipol-Laser (3) im Zentrum der Kammer fokussiert werden. Die dafür benötigten Linsen befinden sich im Vakuum und sind von außen durch spezielle Halterungen in drei Raumrichtungen verschiebbar. Einer der beiden Ramanlaser (5) teilt sich den optischen Zugang mit den Umpumpern und dem MOT-Laserstrahl(2).

4. Experimentelle Ergebnisse

In diesem Abschnitt sollen die einzelnen Messungen beschrieben und ihre Ergebnisse diskutiert werden. Die Messungen zur EIT wurden an der Rubidiumdampfzelle durchgeführt, wie sie in Abschnitt 3.2 beschrieben ist, wobei der Coupling-Laser auf den $(5S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5P_{1/2}, F = 1)$ -Übergang im Rubidium-87 gelockt wurde. Bei jeder Messung wurde die Frequenz des Probe-Lasers moduliert und somit die Transmission des Mediums in der Zelle in Abhängigkeit der von Verstimmung des Probe-Lasers gemessen.

Da die Zelle nicht optisch dicht ist, liefert die Photodiode einen Offset im Bereich bis zu 10V, das Messsignal ist aber kleiner als 1V. Deshalb wurden die Messungen im AC-Modus vorgenommen.

Der Strahldurchmesser beider Laser beträgt 4,5mm, die maximale Leistung der Laser je 6mW, womit sich eine mittlere Sättigung (Werte siehe Anhang B)

$$\frac{I}{I_{s(87Rb)}} = \frac{\frac{6\text{mW}}{\pi(0,225\text{cm})^2}}{1,669\text{mW/cm}^2} \approx 22,6$$
(4.1)

ergibt.

Die Heizleistung der Heizfolie beträgt 6W (700mA), die der Kupferklammer 12W (1,7A).

In allen Messungen wurde die Leistung des Probe-Lasers nach dem Durchgang durch die Zelle gemessen. Wird in der Theorie ein Dip in der Absorptionskurve (also eine reduzierte Absorption) vorausgesagt, so wird er bei diesen Messungen als Peak (erhöhte Transmission) registriert.

4.1 Polarisationsabhängigkeit

Ziel der Messung war festzustellen, welchen Effekt die Polarisation der Laserstrahlen auf die Transmission des Mediums hat. Die Leistungen der Laser und der Strom durch die Spule um die Zelle wurden jeweils so eingestellt, dass die Peaks gut aufgelöst werden konnten. Durch das hierdurch erzeugte Magnetfeld wird eine Quantisierungsachse für die Atome entlang der Zelle vorgegeben. Die Modulationsfrequenz des Probe-Lasers berägt 25Hz bei einer Modulationsamplitude von 80MHz.

Zuerst wurde die $\lambda/4$ -Platte so justiert, dass ein Laser die Zelle mit σ^+ -, der andere sie mit σ^- -Licht durchstrahlt. Das gemessene Absorptionsspektrum ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

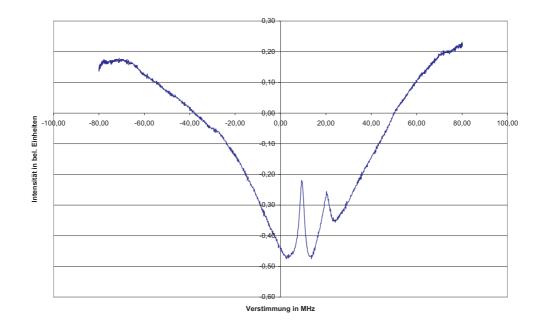


Abbildung 4.1: Messung der Leistung des Probe-Lasers in Abhängigkeit von dessen Verstimmung nach Durchgang durch die Zelle bei polarisierten Probe- und Coupling-Lasern. Die Leistung ist in beliebigen Einheiten dargestellt. Der Frequenznullpunkt ist hierbei etwas zu kleineren Frequenzen verschoben.

Das Niveauschema von Rubidium entspricht keinem idealen 3-Niveausystem. In Abbildung 4.2 werden die möglichen Übergänge für den Fall dargestellt, dass der Coupling-Laser ω_c mit σ^- , der Probe-Laser ω_p mit σ^+ -Polarisation durch das Medium gestrahlt wird. Dadurch wird jedes Niveau (m_f) nur mit einem anderen Niveau (m_f') gekoppelt, wenn $m_f' = m_f + 2$ gilt. Die Verschiebung des rechten Peaks in Abbildung 4.1 (entspricht Übergang B) resultiert aus der Zeeman-Verschiebung des $(m_f = -2)$ -Niveaus gegenüber dem $(m_f = 0)$ -Niveau. Beim mittleren Peak (entspricht Übergang A) kompensieren sich die Verschiebungen. Eine quantitative Untersuchung dieser Verschiebung findet sich in Abschnitt 4.2.

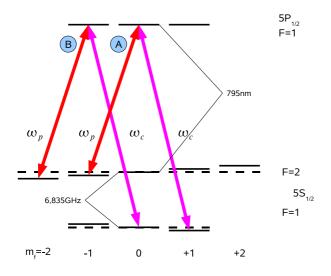


Abbildung 4.2: Ausschnitt aus dem Niveauschema von Rubidium. Der Laser ω_c ist σ^- -polarisiert, der Laser ω_p ist σ^+ -polarisiert. Für die $(5S_{1/2})$ -Niveaus ist die Zeemanverschiebung dargestellt.

Danach wurde die $\lambda/4$ -Platte so eingestellt, dass linear polarisiertes Licht, was der Überlagerung aus σ^+ - bzw. σ^- -Licht entspricht, die Zelle durchstrahlt. Diese Messung ist in Abbildung 4.3 dargestellt.

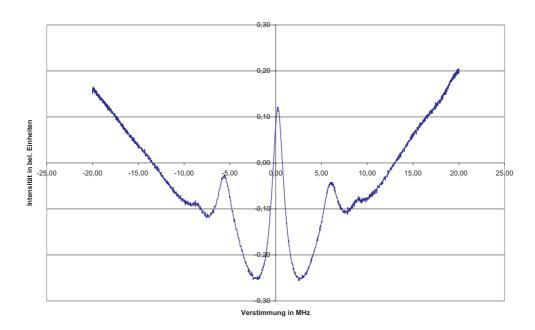


Abbildung 4.3: Messung der Leistung des Probe-Lasers in Abhängigkeit von dessen Verstimmung nach Durchgang durch die Zelle bei linear polarisierten Lasern, die also gleiche Anteile beider Polarisationen enthalten.

Durch linear polarisiertes Licht werden mehr Übergänge angesprochen, was in Abbildung 4.4 dargestellt ist. Es ergibt sich im Absorptionsspektrum (Abbildung 4.3) ein weiterer Peak, der symmetrisch zum rechten Peak nach links verschoben ist (entspricht Übergang B'). Der mittlere Peak entspricht zwei Übergängen (A und A') und ist deshalb höher.

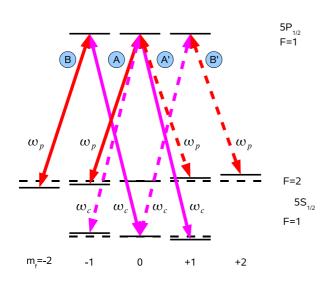


Abbildung 4.4: Ausschnitt aus dem Niveauschema von Rubidium. Der Laser ω_c ist linear polarisiert, d.h. er enthält gleich große σ^- - und σ^+ -Anteile, wobei letztere gestrichelt dargestellt sind. Der Laser ω_p ist ebenfalls linear polarisiert, enthält also auch gleich große σ^+ - und σ^- -Anteile (letztere ebenfalls gestrichelt dargestellt). Für die $(5S_{1/2})$ -Niveaus ist Zeemanverschiebung die dargestellt.

4.2 Magnetfeldabhängigkeit

In dieser Messung sollte das Verschieben der Niveaus im Magnetfeld und damit das Verschieben der Peaks im EIT-Spektrum untersucht werden. Hierzu wurden die $\lambda/4$ -Platten so eingestellt, dass der linke und der rechte Peak gleich stark ausgeprägt, die Laser also linear polarisiert sind. Dann wurde der Abstand der äußeren Peaks für verschiedene Magnetfelder gemessen (siehe Abbildung 4.5).

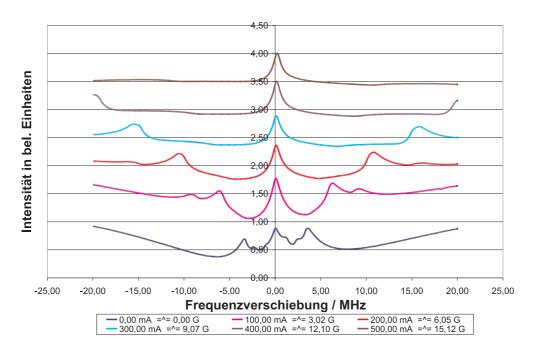


Abbildung 4.5: Messung der Leistung des Probe-Lasers in Abhängigkeit von dessen Verstimmung nach Durchgang durch die Zelle bei linear polarisiertem Probeund Coupling-Laser für verschiedene Stromstärken durch die Spule und damit verschiedenen Magnetfeldern. Die Leistung ist in beliebigen Einheiten dargestellt. Zur besseren Darstellung wurde ein beliebiger Offset addiert.

Für kleine Magnetfeldstärken (in dieser Messung gut erfüllt) verschieben sich die Peaks symmetrisch. Die Hälfte dieses Wertes entspricht dann der Verschiebung der Peaks.

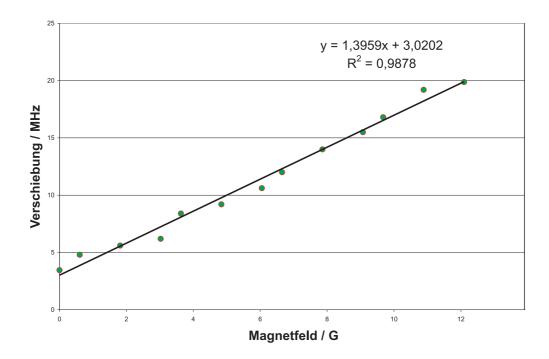


Abbildung 4.6: Verschiebung der Seitenpeaks aufgetragen über dem Magnetfeld in der Zelle. Die Steigung der Ausgleichsgeraden beträgt $1.4 \mathrm{MHz/G}$

Die Breit-Rabi-Formel beschreibt die Verschiebung der Niveaus wasserstoffähnlicher Atome in elektromagnetischen Feldern. Für verschwindende elektrische und kleine magnetische Felder kann sie durch die Formel für die Zeeman-Verschiebung angenähert werden:

$$\Delta \nu = \frac{\Delta E}{h} = \frac{\mu_B g_F m_F B}{h} \tag{4.2}$$

Die Verschiebung Δf des Peaks ergibt sich damit zu:

$$\Delta f = \Delta \nu - \Delta \nu' = \frac{\mu_B g_F B}{\hbar} (m_F - m_F') = \frac{\mu_B g_F B}{\hbar} \Delta m_F \tag{4.3}$$

In unserem Fall ist $|\Delta m_F| = 2$ und $g_F = 1/2$. Daraus ergibt sich:

$$\Delta \nu \approx 1,3996 \text{MHz/G} \cdot B,$$
 (4.4)

was der gemessenen Steigung $\Delta \nu_m/B \approx 1,4 \mathrm{MHz/G}$ entspricht (siehe Abbildung 4.6). Für die Bestimmung des Magnetfeldes B wurde die Formel (3.1) verwendet.

In Abbildung 4.6 schneidet die Ausgleichsgerade die Frequenz-Achse bei 3,02MHz, was einem Offset-Magnetfeld von

$$B_0 = \frac{3,02\text{MHz}}{1,4\frac{\text{MHz}}{G}} \approx 2,16\text{G}$$
 (4.5)

entspricht, was in der Größenordnung des Erd-Magnetfeldes liegt.

4.3 Leistungsabhängigkeit

In dieser Messung wurden die Abhängigkeiten der Peakbreite und Peakhöhe von den Leistungen der Laser untersucht. Die Peakbreite wurde durch anfitten einer Gausskurve ermittelt und stellt die $(1/\sqrt{e})$ -Breite dar.

Beim Coupling-Laser wurden Leistungen zwischen $500\mu W$ und 6mW verwendet, beim Probe-Laser waren maximal 5mW möglich. Der Probe-Laser wurde mit einer Geschwindigkeit von 25Hz und einer Weite von 20MHz bei der Messung der Breite und 80MHz bei der Messung der Höhe gescannt. Bei dieser Messung wurde ein Abschwächer vor die Photodiode gestellt, der jeweils so eingestellt wurde, dass die Photodiode ein gutes Signal lieferte aber noch keine Sättigungseffekte eintraten. Deshalb wird bei der Peakhöhe immer die relative Höhe bezogen zur Gesamthöhe des Absorptionssignals verwendet.

Abbildung 4.7 zeigt das Verhalten der Peakbreite aufgetragen über der Coupling-Laserleistung. Hier konnte keine Abhängigkeit festgestellt werden.

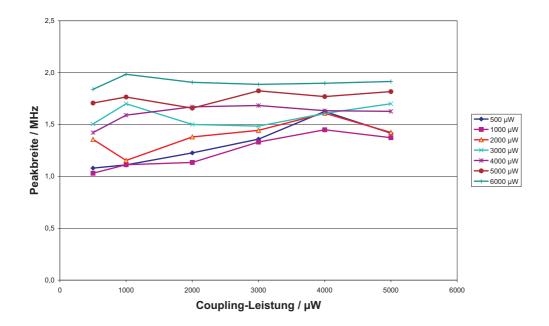


Abbildung 4.7: Messung der Peakbreite, aufgetragen über der Coupling-Leistung für verschiedene Probe-Leistungen.

In Abbildung 4.8 wurde die Laserleistungen mit Hilfe von Intensitäten in Rabifrequenzen

$$\Omega = \gamma \sqrt{\frac{I}{2I_s}} \cdot \eta_{CG} \tag{4.6}$$

umgerechnet, wobei die Werte für γ und I_s aus Anhang B entnommen sind. Der Clebsch-Gordan-Koeffizient für den Coupling-Laser beträgt $\eta_{CG,c}=1/2$, der für den Probe-Laser $\eta_{CG,p}=3/10$ [Met99]. Ein nennenswerter Einfluss lässt sich auch in diesem Diagramm nicht erkennen.

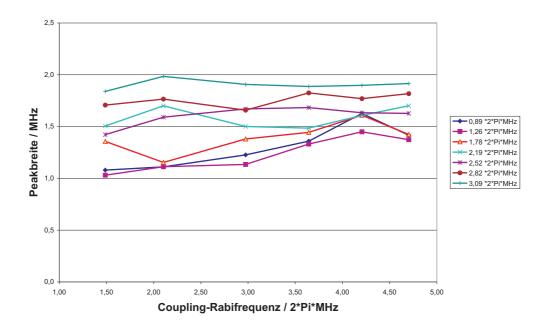


Abbildung 4.8: Messung der Peakbreite, aufgetragen über der Coupling-Rabifrequenz für verschiedene Probe-Rabifrequenzen.

Abbildung 4.9 und Abbildung 4.10 zeigen das Verhalten der relativen Peakhöhe aufgetragen über der Coupling-Laserleistung bzw. der Rabifrequenz. Auch hier konnte keine Abhängigkeit festgestellt werden.

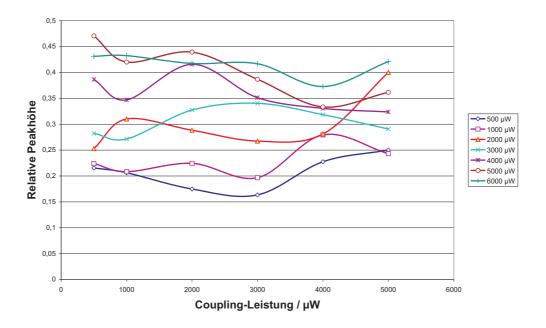


Abbildung 4.9: Messung der Peakhöhe relativ zur Gesamthöhe des Absorptionssignals. Aufgetragen über der Coupling-Leistung für verschiedene Probe-Leistungen.

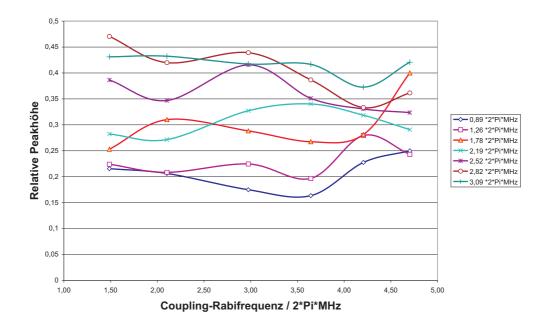


Abbildung 4.10: Messung der Peakhöhe relativ zur Gesamthöhe des Absorptionssignals. Aufgetragen über der Coupling-Rabifrequenz für verschiedene Probe-Rabifrequenzen.

Abbildung 4.11 und 4.12 zeigen das Verhalten der Peakbreite aufgetragen über der Probe-Laserleistung und Probe-Rabifrequenz. Es lässt sich ein deutliches Ansteigen der Peakbreite mit zunehmender Leistung im Probe-Laser bzw. steigender Rabifrequenz feststellen.

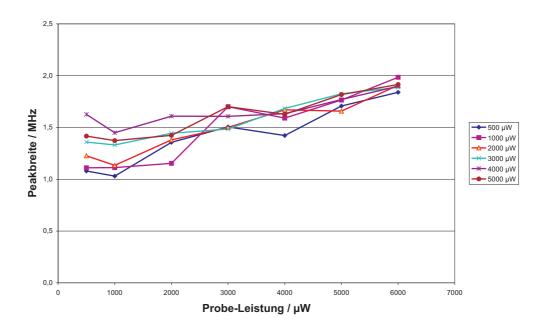


Abbildung 4.11: Messung der Peakbreite, aufgetragen über der Probe-Leistung für verschiedene Coupling-Leistungen.

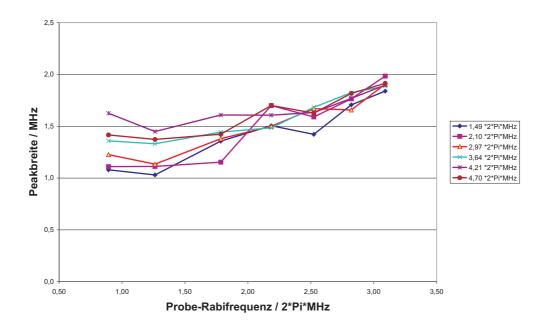


Abbildung 4.12: Messung der Peakbreite, aufgetragen über der Probe-Rabifrequenz für verschiedene Coupling-Rabifrequenzen.

In [Gra78] wird quasi analog zur Herleitung der Suszibilität (Gl. (2.32)) eine Gleichung für die Absorption des Mediums in Abhängigkeit der Rabifrequenzen der beiden Laser hergeleitet. Eine Simulation mit dieser Formel ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Auch dort lässt sich eine Zunahme der Peakbreite beobachten, die in der gemessenen Größenordnung (im Bereich weniger MHz) liegt. Das Verhalten der Peakbreite entspricht also den theoretischen Erwartungen. Aufgrund der komplexen Formel ist leider keine anschauliche physikalische Erklärung möglich.

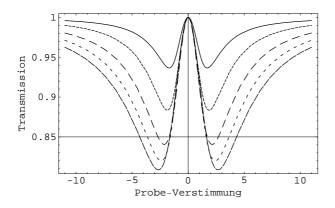


Abbildung 4.13: Numerische Berechnung der Peak-Form für steigende Leistungen im Probe-Laser nach [Gra78]. Man erkennt eine Zunahme der Peakbreite für Steigende Intensitäten des Probe-Lasers.

Verwendete Werte:

$$I_c/I_{s(8^7Rb)} = 20,$$

 $I_p/I_{s(8^7Rb)} = 2, 5, 10, 15, 20$

Abbildung 4.14 und 4.15 zeigen das Verhalten der relativen Peakhöhe aufgetragen über der Probe-Laserleistung und Probe-Rabifrequenz. Es lässt sich ein deutliches Ansteigen der Peakhöhe zunehmender Leistung im Probe-Laser bzw. steigender Rabifrequenz feststellen.

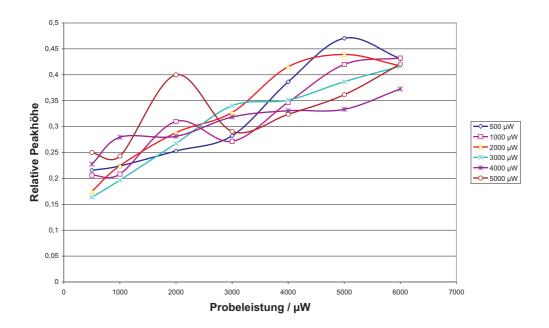


Abbildung 4.14: Messung der Peakhöhe relativ zur Gesamthöhe des Absorptionssignals. Aufgetragen über der Probe-Leistung für verschiedene Coupling-Leistungen.

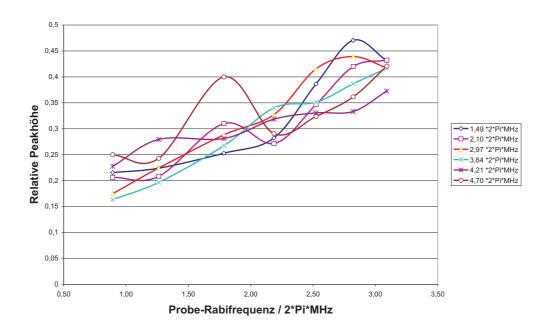


Abbildung 4.15: Messung der Peakhöhe relativ zur Gesamthöhe des Absorptionssignals. Aufgetragen über der Probe-Rabifrequenz für verschiedene Coupling-Rabifrequenzen.

Die Simulation für die Peakbreite zeigt eine konstante relative Peakhöhe von 1. Dabei wurde ein 3-Niveau-System betrachtet. Wie Abbildung 4.16 zeigt, koppelt der Probe-Laser aber auch noch an Niveaus, für die keine EIT möglich ist. Hier findet Absorption statt, was zu relativen Peakhöhen kleiner 1 führt.

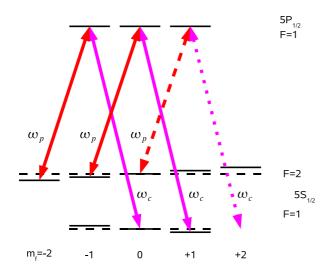


Abbildung 4.16: Ausschnitt aus dem Niveauschema von Rubidium. Darstellung wie in Abbildung 4.2. Zusätzlich sind gestrichelt die Laser dargestellt, für die kein 3-Niveau-System mehr existiert und damit der Probe-Laser absorbiert wird.

Mögliche Erklärungen für die Peakhöhe, die mit dem Vergleich der Dephasing-Raten mit der Zwei-Photonen-Rabifrequenz arbeiten, scheitern an dem Umstand, dass der beobachtete Effekt nur von der Leistung des Probe-Lasers abhängt, die Zwei-Photonen-Rabifrequenz aber auch steigt, wenn die Leistung des Coupling-Lasers erhöht wird.

Bei allen Messungen wurden die relativen Peakhöhen betrachtet. Für eine mögliche Erklärung soll die von uns verwendete Normierung (N), die der Höhe des Dopplerbergs entspricht, in Abhängigkeit von der Probe-Leistung betrachtet werden. Die Gesamttiefe der Absorption hängt von der Sättigung I/I_s ab. Dadurch ergibt sich mit (2.3) folgende Abschätzung für die Normierung N:

Beim Durchstrahlen eines Mediums mit einem Laser hängt die Absorption $A(\delta)$ in Abhängigkeit von der Verstimmung δ wie folgt von der Atomzahl N_A und der Photonenzahl pro Zeiteinheit N_{Ph}/t ab:

$$A(\delta) = \frac{N_A \cdot \Gamma_{sc}(\delta)}{\frac{N_{Ph}}{t}} = N_A \cdot \frac{\hbar \omega_0}{F} \frac{\Gamma_{sc}(\delta)}{I}.$$
 (4.7)

Im 2. Teil der Gleichung wurde die Photonenanzahl mit Hilfe der Photonenenergie $\hbar\omega_0$ und der Fläche F in die Intensität I umgerechnet. Für die Transmission gilt allgemein:

$$T(\delta) = 1 - A(\delta). \tag{4.8}$$

In unserer Messung wurde immer auf die Höhe der maximalen Transmission normiert, das heisst, es wurde die Differenz der größten Transmission und der unter dem EIT-Peak fortgesetzten, also kleinsten, Transmission ermittelt und auf diese normiert. Diese Höhe N ergibt sich in Abhängigkeit von der maximalen Verstimmung δ_{max} , die beobachtet werden konnte zu:

$$N = T(\delta_{max}) - T(0)$$

$$= N_A \cdot \frac{\hbar \omega_0}{F} \left(\Gamma_{sc}(0) - \Gamma_{sc}(\delta_{max}) \right)$$

$$= N_A \cdot \frac{\hbar \omega_0}{F} \left(\frac{1/I_s}{1 + \frac{I}{I_s}} - \frac{1/I_s}{1 + \frac{I}{I_s} + \frac{4\delta_{max}^2}{\gamma^2}} \right).$$
(4.9)

Die Höhe des EIT-Peaks wird dann mit folgendem Wert multipliziert:

$$\frac{1}{N} = \frac{F}{N_A \cdot \hbar \omega_0} \left(\frac{2I_s}{\gamma} + \frac{I_s \gamma}{2\delta_{max}^2} + \frac{I\gamma}{\delta_{max}^2} + \frac{I^2 \gamma}{2I_s \delta_{max}^2} + \frac{2I}{\gamma} \right). \tag{4.10}$$

Für große Maximalverstimmungen δ_{max} gegenüber der Linienbreite γ können die mittleren Terme in (4.10) vernachlässigt werden und es ergibt sich:

$$\frac{1}{N} = \frac{2F}{N_A \cdot \hbar \omega_0 \gamma} \left(I_s + I \right), \tag{4.11}$$

was ein Ansteigen der relativen Peakhöhe mit der Intensität erklärt, da 1/N ebenfalls mit der Intensität ansteigt, wobei die Höhe des EIT-Peaks konstant bleibt.

4.4 Abhängigkeit von der Scangeschwindigkeit

In dieser Messung wurde die Abhängigkeit der Peakbreite von der Scangeschwindigkeit des Probe-Lasers untersucht. Beide Laserleistungen betrugen 1mW und der Strom durch die Spule 200mA. Die Scanweite des Probe-Lasers betrug 80MHz. Die Messungen wurden danach mit einer zweiten Photodiode mit besserem zeitlichen Auflösungsvermögen überprüft, wobei keine Abweichungen festgestellt wurden.

Hierbei konnte ein Ansteigen der Peakbreite mit zunehmender Scangeschwindigkeit beobachtet werden. In Abbildung 4.17 wurde durch die Ergebnisse eine Ausgleichsgerade gezogen (in logarithmischer Darstellung eine e-Funktion). Die Steigung der Geraden beträgt 175, 5MHz/MHz.

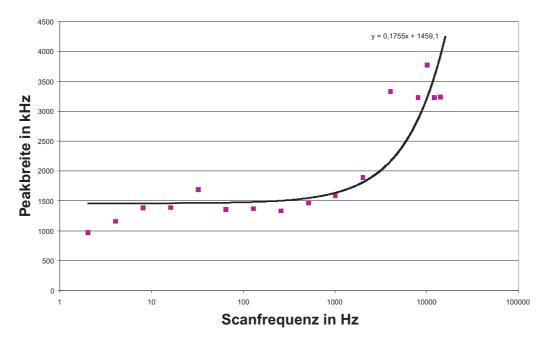


Abbildung 4.17: Messung der Peakbreite in Abhängigkeit der Scangeschwindigkeit mit Ausgleichsgeraden in logarithmischer Darstellung. Die Steigung der Ausgleichsgeraden beträgt: $0,1755 \mathrm{kHz/Hz} = 175,5 \mathrm{MHz/MHz}$

Bei Erhöhung der Scanfrequenz verkürzt sich die Zeitspanne, für die sich die Laserfrequenz innerhalb der Linienbreite des Peaks befindet. Diese Zeit lässt sich wie folgt abschätzen:

$$t = \frac{\Delta f_{Peak}}{f_{Scanweite} \cdot f_{Scan}} \tag{4.12}$$

Dadurch entsteht aber eine Verbreiterung in der Größenordnung $\Delta f = 1/t$. Hieraus und aus den Messwerten kann man die ursprüngliche Peakbreite errechnen:

$$\Delta f_{Peak} = \frac{f_{Scan}}{\Delta f} \cdot f_{Scanweite} \approx \frac{1}{175, 5} \cdot 80 \text{MHz} \approx 0,456 \text{MHz}$$
 (4.13)

Die kleinsten von uns gemessenen Peakbreiten liegen im Bereich weniger 100kHz, und deutlich unterhalb der natürlichen Linienbreite der Absorption. Damit liegt die hier ermittelte Peakbreite in der richtigen Größenordnung und der beschriebene Effekt kann also das Ansteigen der Peakbreite mit der Scanfrequenz erklären.

5. Diskussion und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden ein MOT-Lasersystem, ein Ramanlasersystem und eine Vakuumkammer aufgebaut. Beide Lasersysteme sind voll funktionsfähig, wobei das Ramanlasersystem durch EIT-Messungen getestet wurde.

Obwohl die Experimente nicht wie später im Experiment geplant an ultrakalten Rubidiumatomen, sondern an einer Rubidiumdampfzelle durchgeführt wurden, lassen sie die unten gezogenen Rückschlüsse auf die Funktionsweise des Lasersystems zu. Die wesentlichen Merkmale der Messungen stimmen mit der Theorie der EIT überein.

So konnte unter anderem gezeigt werden, dass durch die Polarisation der Laserstrahlen eine Auswahl der beteiligten atomaren Niveaus getroffen werden kann. Damit ist aber auch gezeigt, dass bei passender Wahl der Polarisation der Laserstrahlen (später in der STIRAP-Sequenz), die Atome in den richtigen Endzustand transferiert werden.

Die Zeeman-Verschiebung der einzelnen m_F -Unterzustände konnte ebenfalls nachgewiesen werden und deckt sich sehr gut mit der theoretischen Voraussage und ist damit ein weiteres Indiz für die Funktion des Lasersystems. Auch hiermit kann eine Auswahl der am STIRAP-Prozess beteiligten Niveaus stattfinden.

Bei Messungen der Leistungsabhängigkeit konnte keine Abhängigkeit des EIT-Signals vom Pump-Laser nachgewiesen werden. Für unser Experiment legt dies den Schluss nahe, dass dadurch keine weiteren Einschränkungen für die Pulsform und Pulshöhe des Coupling-Lasers entstehen.

Bei Erhöhung der Scangeschwindigkeit wurde eine Verbreiterung der Peaks beobachtet, die dadurch erklärt werden konnte, dass sich die Zeitspanne in der sich die Laserfrequenz innerhalb des Peaks befindet, verkürzt und schon dadurch die Verbreiterung hervorgerufen wird.

Die nächsten Schritte werden die Realisation der MOT und der Dipol-Falle sein. Sobald es gelingt, eine genügend große Anzahl von Rubidiumatomen in die Dipol-Falle zu laden, werden die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen an diesen Atomen wiederholt.

Anhang A

Niveauschema von Rubidium

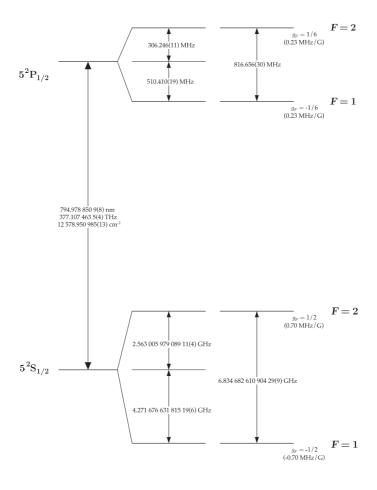


Abbildung A.1: Niveauschema der $\mathrm{D_{1}\text{-}Linie}$ von $\,^{87}\!\mathrm{Rb}$ aus [Ste03]

Anhang B

Werte und Konstanten

Werte für ⁸⁷Rb

Angeführt werden die in dieser Arbeit verwendeten Werte. Sie beziehen sich entweder aud den $(5S_{1/2}\to 5P_{1/2})$ Übergang oder auf den $(5S_{1/2},F=2)$ Zustand.

Symbol	Wert [Ste03]	Bezeichnung
I_{sat}	$1,669(2) \mathrm{mW/cm^2}$	Sättigungsintensität
γ	$2\pi \cdot 5,746(8) \text{MHz}$	Zerfallsrate
g_F	1/2	Landé-Faktor

Konstanten

Symbol	Wert [Hak96]	Bezeichnung	
$\hbar = h/2\pi$	$1.054588710^{-34}\mathrm{Js}$	Planck'sche Konstante	
c	$2.99792458 \cdot 10^8 \mathrm{m/s}$	Lichtgeschwindigkeit	
μ_B	$9.2740154 \cdot 10^{-24} \mathrm{Am^2}$	Bohr'sches Magneton	

Literaturverzeichnis

- [Aut55] S. H. Autler & C. H. Townes. Stark Effect in Rapidly Varying Fields. *Phys. Rev.*, **100**:703–722, 1955.
- [Coh92] Cohen-Tannoudji, Claude, Jaques Dupont-Roc & Gilbert Grynberg. Atom-Photon-Interactions: Basic Processes and Applications. Wiley-Interscience, 1992.
- [Dic54] R. H. Dicke. Coherence in Spontaneous Radiation Processes. *Phys. Rev.*, 93:99-110, 1954.
- [Fle02] M. Fleischhauer & M. D. Lukin. Quantum memory for photons: Dark-state polaritons. *Phys. Rev. A*, **65**:022314, Januar 2002.
- [Fle05] Michael Fleischhauer, Atac Imamoglu, and Jonathan P. Marangos. Electromagnetically Induced Transparency: Optics in Coherent Media. Rev. Mod. Phys., 77(2):633, April 2005.
- [Gau90] U. Gaubatz, P. Rudecki, S. Schiemann & K. Bergmann. Population transfer between molecular vibrational levels by stimulated Raman scattering with partially overlapping laser fields. A new concept and experimental results. J. Chem. Phys., 92:5363, 1990.
- [Gra78] H. Gray, R. Whitley & C. Stroud. Coherent trapping of atomic populations. *Opt. Lett.*, **3**:218, 1978.
- [Gri00] R. Grimm, M. Weidemüller, and Yu.B. Ovchinnikov 42, 95 (2000) physics/9902072. Optical dipole traps for neutral atoms. Adv. At. Mol. Opt. Phys., 42:95–170, 2000.
- [Hak96] Hermann Haken & Hans C. Wolf. *Atom- und Quantenphysik*. Springer, 6. Auflage, 1996.
- [Ima02] A. Imamoglu. High Efficiency Photon Counting Using Stored Light. *Phys. Rev. Lett.*, **89**:163602, 2002.
- [Jam02] D. F. V. James & P.G. Kwiat. Atomic-Vapor-Based High Efficiency Optical Detectors with Photon Number Resolution. *Phys. Rev. Lett.*, 89:183601, 2002.
- [Kal03] Bernd Kaltenhäuser. Creation of ultra cold rubidium atoms for sympathetic cooling of ytterbium. Diplomarbeit, Universität Stuttgart,
 5. Physikalisches Institut, März 2003.

52 Literaturverzeichnis

[Kni01] Knill, Laflamme & Milburn. Quantum computation with single photons. *Nature*, **409**:49, 2001.

- [Kro02] Sven Kroboth. Laserkühlung von Ytterbiumatomen. Diplomarbeit, Universität Stuttgart, 5. Physikalisches Institut, Oktober 2002.
- [Kuk89] J. R. Kuklinski, U. Gaubatz, T.F. Hioe & K. Bergmann. Adiabatic population transfer in a three-level system driven by delayed laser pulses. *Phys. Rev. A*, 40(11):6741–6744, 1989.
- [Met99] Harold J. Metcalf & Peter van der Straten. Laser Cooling and Trapping. Springer, 1999.
- [Ore84] J. Oreg, F. T. Hioe & J.H. Eberly. Adiabatic following in multilevel systems. *Phys. Rev. A*, **29**:690–697, 1984.
- [Pet03] T. Petelski, M. Fattori, G. Lamporesi, J. Stuhler, and G.M. Tino. Doppler-free spectroscopy using magnetically induced dichroism of atomic vapor: a new scheme for laser frequency locking. Eur. Phys. J. D, 22:279–283, 2003.
- [Riv77] R. Rivest, A. Shamir & L. Adleman. A Method for Obtaining Digital Signatures and Public-Key Cryptosystems. Communications of the ACM, 21(2):120–126, 1998.
- [Sho94] Peter W. Shor. Algorithms for Quantum Computation: Discrete Logarithms and Factoring. In *IEEE Symposium on Foundations of Computer Science*, Seiten 124–134, 1994.
- [Ste03] D. A. Steck. Rubidium 87 D Line Data. Los Alamos National Laboratory, 2001.

Danksagung

Hier möchte ich allen Leuten danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Im besonderen möchte ich danken

- Prof. Tilman Pfau für die Aufnahme am Institut und der Gelegenheit in diesem faszinierenden Bereich der Physik zu arbeiten.
- Dr. Jürgen Stuhler für die Aufnahme an "Breens" Experiment, für die vielen Antworten, die er für mich parat hatte, und das Korrekturlesen dieser Arbeit.
- Bernd Kaltenhäuser für die Zusammenarbeit am Experiment, sein Wissen, das er mit mir geteilt hat und die viele Zeit, die er ins Korrekturlesen dieser Arbeit gesteckt hat.
- Allen anderen Gruppenmitgliedern für ihre Hilfe bei all den kleinen Problemen, die an einem Experiment auftreten können, das nette Arbeitsklima und die Zeit kurz nach dem Mittagessen.
- Meiner Freundin Beate für ihr Verständnis, wenn ich mal wieder "etwas" später nach Hause kam.
- Meiner Familie für deren Unterstützung.