Frequenzmodulationsspektroskopie von Rydberg-Zuständen in Rubidium-Mikrozellen

Diplomarbeit von Renate Daschner 18.02.2011

Hauptberichter: Prof. Dr. Tilman Pfau Mitberichter: Prof. Dr. Markus Lippitz

> Universität Stuttgart 5. Physikalisches Institut

Abstract

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde eine kombinierte Amplitudenmodulations-Frequenzmodulationsspektroskopie zur Untersuchung von elektromagnetisch induzierter Transparenz mit Rydberg-Zuständen in einer dünnen Dampfzelle aufgebaut. Hierbei wurden zwei verschiedene Frequenzmodulationsarten getestet und charakterisiert. Durch Messungen in einer dünnen Rubidium-Dampfzelle mit einem neuen Design wurde die Wechselwirkung von Rydberg-Atomen mit der Glasoberfläche untersucht. Dieses Experiment ist Teil einer Arbeitsgruppe am 5. Physikalischen Institut der Universität Stuttgart, die kohärente Effekte von Rydberg-Atomen in Mikro-Dampfzellen untersucht.

In the scope of this thesis a combined AM-FM-transfer-spectroscopy for the investigation of electromagnetically induced transparency involving Rydberg states in a thin vapor cell has been set up. Two types of frequency modulation techniques has been tested and characterized. From the measurements in a thin Rubidium vapor cell with a new cell design, the interactions between Rydberg atoms and the glass cell has been examined. This experiment is part of a group at the 5. Physikalischen Institut at the Universität Stuttgart which investigates coherent effects of Rydberg excitation in atomic vapor microcells.

Inhaltsverzeichnis

1.	Einl	eitung	7
	1.1.	Das Experiment	8
	1.2.	Diese Arbeit	8
2.	The	oretische Grundlagen	9
	2.1.	Atom-Licht-Wechselwirkung	9
		2.1.1. Zwei-Niveau-System	9
		2.1.2. Drei-Niveau-Systeme	13
	2.2.	Rydberg-Atome	16
		2.2.1. Wechselwirkungen zwischen Rydberg-Atomen und der Glas-	
		Oberfläche	17
	2.3.	Spektroskopie	18
		2.3.1. Amplitudenmodulation	18
		2.3.2. Frequenzmodulationsspektroskopie	19
		2.3.3. Kombinierte FM-AM-Transferspektroskopie	25
3.	Exp	erimenteller Aufbau	27
	3.1.	EIT-Lasersystem	27
		3.1.1. $780 \text{ nm}/795 \text{ nm}$ Lasersystem $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$	27
		3.1.2. $480 \text{ nm}/474 \text{ nm}$ Lasersystem $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$	28
	3.2.	FM-Spektroskopie	30
		3.2.1. FM-Spektroskopie mit EOM	30
		3.2.2. FM-Spektroskopie mit Strommodulation	31
		3.2.3. Detektionselektronik	32
	3.3.	Zelle	33
4.	Erge	ebnisse	35
	4.1.	Charakterisierung der Frequenzmodulationsspektroskopie	35
		4.1.1. Frequenzmodulation mit dem Fabry-Perot-Interferometer	35
		4.1.2. Frequenzabhängigkeit der Strommodulation	43
	4.2.	Frequenzmodulationsspektroskopie in der Zelle	44
		4.2.1. Absorptionsmessungen	45
		4.2.2. Dickeabhängigkeit/Abhängigkeit vom elektrischen Feld in der	
		Zelle	47

Inhalts verzeichnis

5. Z	Zusammenfassung und Ausblick	57
Α. Ν	Aichel-Levy-Diagramm	59
B. N	Niveauschema von Rubidium	63
Liter	raturverzeichnis	65

1. Einleitung

Die Entwicklungen der letzten Jahre waren dadurch geprägt, dass quantenmechanische Effekte gezielt genutzt wurden. Im Bereich der quantenoptischen Datenverarbeitung sind Einzelphotonenquellen, skalierbare Quantengatter, und damit ein Quantencomputer, in greifbare Nähe gerückt. Quantengatteroperationen, speziell das CNOT-Gatter wurden bereits in Kerspinsystemen [VSB⁺01] und Ionenfallen [SKHR⁺02] umgesetzt. Auch an Quantenpunkten als Einzelphotonenquellen, die für ein Quantengatter meist notwendig sind, wird sehr intensiv gearbeitet.

Eine weitere Möglichkeit ist ein mesoskopisches Atom-Ensemble um die kohärente Dynamik von Rydberg-Atomen zu nutzen. Diese Experimente sind bisher häufig auf ultrakalte Atome beschränkt [UJH⁺09]. Ultrakalte Experimente sind jedoch aufwendig und nicht skalierbar. Dies ist für den Bau eines universellen Quantengatters aber erforderlich [DiV00]. Ein neuer Ansatz hierfür ist es, ein thermisches Gas statt einem ultrakalten Atom-Ensemble zu verwenden. Hierbei wird die sogenannte Rydberg-Blockade ausgenutzt. Durch Anregung eines Rydberg-Atoms werden weitere Anregungen zu Rydberg-Atomen innerhalb eines Blockade-Radius unterdrückt [HRB⁺07]. Schließt man nun Atome in eine Zelle ein, die kleiner als der Blockade-Radius ist, kann man in jeder Zelle genau ein Rydberg-Atom anregen. In Kombination mit Vierwellenmischen, erhält man aus so einer Zelle dann eine Einzelphotonenquelle [SW02].

Durch den Einschluss von Rydberg-Atomen in so einer kleinen Zelle, die nur wenige Mikrometer groß sein darf, kommt es zu sehr starken Wechselwirkungen zwischen dem Atom und der Glasoberfläche.

In früheren Messungen am 5. Physikalischen Institut der Universität Stuttgart wurde bereits gezeigt, dass elektromagnetisch induzierte Transparenz, was eine kohärente Spektroskopietechnik darstellt, auch in thermischem Gas möglich ist [KSB⁺10]. In diesen Messungen wurde eine Amplitudenmodulationsspektroskopie verwendet, um bis zu einer minimalen Zellendicke von 1 µm Rydberg-EIT in Rubidium zu messen. Hierbei spielte vor allem die Wechselwirkung zwischen den Rydberg-Atomen mit Oberflächen-Polaritonen eine große Rolle. Die Produktion der damals verwendeten Glaszellen war jedoch technisch schwierig. Inzwischen wurde das Design leicht verändert, um die Zellen zuverlässiger und in besserer Qualität herzustellen.

Es wurden die Auswirkungen der Wechselwirkung mit der Glasoberfläche auf das Rubidium-Atom, in einer Dicke der Zelle zwischen 25 und 100 µm untersucht. Außerdem wurde die Spektroskopietechnik verbessert, um ein größeres Signal im dünneren Bereich der Zelle zu erhalten.

1.1. Das Experiment

Zu Beginn dieser Arbeit waren die Lasersysteme mit 780 nm/480 nm bereits komplett vorhanden und in Verwendung. Während der Arbeit kamen die Lasersysteme mit 795 nm/474 nm dazu. Die Frequenzmodulationsspektroskopie wurde während der Arbeit komplett neu aufgebaut und kontinuierlich verbessert. Da in den früheren Messungen eine Amplitudenmodulationsspektroskopie verwendet wurde, war hierfür alles vorhanden, um die beiden Spektroskopiearten zu kombinieren. Außerdem wurde die Strommodulation eines Diodenlasers aufgebaut.

Mithilfe der elektromagnetisch induzierten Transparenz wurden Messungen an Rydberg-Rubidium-Atomen in einer dünnen Glaszelle durchgeführt um die Wechselwirkung zwischen Rydberg-Atomen und einer Glasoberfläche für Abstände im µm-Bereich zu untersuchen.

Die verwendete Spektroskopiezelle wurde in der universitätseigenen Glaswerkstatt von den dortigen Glastechnikern hergestellt und mit Rubidium befüllt. Da die Zelle, aufgrund von Temperaturschwankungen oder anderen äußeren Einflüssen leicht beschädigt werden kann und dann unbrauchbar wird, wurden während der Arbeit zwei verschiedene Zellen verwendet, die aber vom Aufbau gleich waren.

1.2. Diese Arbeit

In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen behandelt, die zum Verständnis der Messungen nötig ist. Hierbei wird besonders Wert auf elektromagnetisch induzierte Transparenz (EIT), Wechselwirkungen zwischen Rydberg-Atomen und einer Glasoberfläche, und die Frequenzmodulationsspektroskopie gelegt.

Kapitel 3 beschreibt die vorhandenen Lasersysteme bei 780 nm bzw. 795 nm und 480 nm bzw. 474 nm. Außerdem wird die Strommodulation eines Diodenlasers, die Detektion der Frequenz- und Amplitudenmodulationsspektroskopie und der Aufbau der verwendeten Spektroskopiezelle besprochen.

Kapitel 4 zeigt die Messungen, die zum einen aus der Charakterisierung der FM-AM-Spektroskopie, und zum anderen aus Messungen in der Spektroskopiezelle bestehen. Kapitel 5 gibt eine Zusammenfassung der Ergebnisse und einen kurzen Ausblick.

2. Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel befasst sich mit den wichtigsten theoretischen Grundlagen. Hierbei wird zuerst auf die Wechselwirkung zwischen einem Atom und Licht eingegangen, anschließend werden Rydberg-Atome und ihre Wechselwirkungen mit einer Glasoberfläche besprochen und schließlich die Amplituden- und die Frequenzmodulations-Spektroskopie ausführlich diskutiert.

2.1. Atom-Licht-Wechselwirkung

In diesem Abschnitt wird die Wechselwirkung zwischen einem Atom und einem Laser für ein Zwei-Niveau- und ein Drei-Niveau-System behandelt. Eine grundlegende Einführung in die Atom-Licht-Wechselwirkung bieten [Foo05] und [MvdS05].

2.1.1. Zwei-Niveau-System

Betrachtet man die Wechselwirkung zwischen einem Atom und einem Laser kann man das System vereinfacht als Zwei-Niveau-System annehmen und die Kopplung des Lasers an andere Zustände vernachlässigen. Ein Laser mit der Frequenz ω_L koppelt die beiden Atomzustände $|g\rangle$ und $|e\rangle$ mit einem Energieunterschied $\hbar\omega_0$. Die Verstimmung des Lasers gegen den atomaren Übergang ist $\delta = \omega_L - \omega_0$.

Wechselwirkung mit klassischem Feld



Abbildung 2.1.: Zwei-Niveau-System. Der Grundzustand $|g\rangle$ eines Atoms wird über einen Laser der Frequenz ω_L an einen angeregten Zustand $|e\rangle$ gekoppelt.

Der Hamilton-Operator \hat{H} des Gesamtsystems setzt sich dann zusammen aus den

Hamilton-Operatoren des Atoms \hat{H}_A und der Atom-Licht-Wechselwirkung \hat{H}_{AL}

$$\hat{H} = \hat{H}_A + \hat{H}_{AL}$$

$$= \hbar \omega_0 |e\rangle \langle e| - \vec{d} \cdot \vec{E}.$$
(2.1)

Unter der Annahme eines klassischen Laserfelds $\vec{E} = \vec{\epsilon} E_0 \cos \omega_L t$ lautet dieser

$$\hat{H} = \hbar\omega_0 |e\rangle \langle e| + \hbar\Omega_R \cos\omega_L t |g\rangle \langle e| + \hbar\Omega_R^* \cos\omega_L t |e\rangle \langle g|$$
(2.2)

Hierbei ist die Rabi-Frequenz Ω_R definiert als

$$\Omega_R = \frac{\vec{d}\vec{\epsilon}}{\hbar} E_0. \tag{2.3}$$

mit dem elektrischen Dipolmoment \vec{d} und dem Polarisationvektor des elektrischen Feldes $\vec{\epsilon}$. Für die atomaren Zustände kann man die Basis

$$|g\rangle = \begin{pmatrix} 1\\0 \end{pmatrix}; |e\rangle = \begin{pmatrix} 0\\1 \end{pmatrix}$$
(2.4)

definieren. Der Atomzustand ist damit gegeben durch

$$|\psi\rangle = c_g |g\rangle + c_e |e\rangle = \begin{pmatrix} c_g \\ c_e \end{pmatrix}.$$
 (2.5)

 c_g und c_e geben die Besetzung in den Zuständen an. In Matrixschreibweise lautet der Hamilton-Operator dann in der Basis dieser Atomzustände

$$\hat{H} = \hbar \left(\begin{array}{cc} 0 & \frac{1}{2}\Omega_R(e^{i\omega_L t} + e^{-i\omega_L t}) \\ \frac{1}{2}\Omega_R^*(e^{i\omega_L t} + e^{-i\omega_L t}) & \omega_0 \end{array} \right).$$
(2.6)

Anschließend kann man eine unitäre Transformation in einen Rahmen durchführen, der mit der Laserfrequenz ω_L rotiert.

$$\hat{H}' = U^{\dagger} \hat{H} U - i\hbar U^{\dagger} \partial_t U \tag{2.7}$$

Die Transformationsmatrix U lautet

$$U = \exp\left(+i\omega_L t |e\rangle\langle e|\right) = \exp\left(-it \begin{pmatrix} 0 & 0\\ 0 & \omega_L \end{pmatrix}\right) = \begin{pmatrix} 1 & 0\\ 0 & e^{-i\omega_L t} \end{pmatrix}.$$
 (2.8)

Damit lautet der erste Term des transformierten Hamiltonoperators

$$\frac{U^{\dagger}\hat{H}U}{\hbar} = \begin{pmatrix} \omega_e & \frac{\Omega_R}{2} \left(e^{i\omega_L t} + e^{-i\omega_L t} \right) e^{-i\omega_L t} \\ \frac{\Omega_R^*}{2} \left(e^{i\omega_L t} + e^{-i\omega_L t} \right) e^{i\omega_L t} & \omega_g \end{pmatrix}$$
(2.9)

Nach ausmultiplizieren der Terme und Vernachlässigung der Terme, die mit der doppelten Laserfrequenz oszillieren erhält man

$$\frac{U^{\dagger}\hat{H}U}{\hbar} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{2}\Omega_R \\ \frac{1}{2}\Omega_R^* & \omega_0 \end{pmatrix}.$$
 (2.10)

10

Diese Näherung, die die Drehwellen-Näherung genannt wird, kann gemacht werden, da man annehmen kann, dass dieser Beitrag so schnell oszilliert, dass er sich herausmittelt.

Der zweite Term des transformierten Hamiltonoperators lautet dann

$$\frac{-i\hbar U^{\dagger}\partial_t U}{\hbar} = \begin{pmatrix} 0 & 0\\ 0 & \omega_L \end{pmatrix}$$
(2.11)

Für den gesamten Hamiltonoperator erhält man dann in Matrixdarstellung

$$\hat{H}' = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_R \\ \Omega_R^* & -2\delta \end{pmatrix}.$$
(2.12)

Die Besetzung der atomaren Zustände und die Kohärenzen werden durch die Dichtematrix beschrieben.

$$\rho = \begin{pmatrix} \langle g|\rho|g \rangle & \langle g|\rho|e \rangle \\ \langle e|\rho|g \rangle & \langle e|\rho|e \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |c_g|^2 & c_g c_e^* \\ c_e c_g^* & |c_e|^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_{gg} & \rho_{ge} \\ \rho_{eg} & \rho_{ee} \end{pmatrix}$$
(2.13)

 ρ_{gg} bzw. ρ_{ee} geben die Populationen im Grund- bzw. Anregungszustand wieder, ρ_{ge} bzw. ρ_{eg} die Kohärenzen. Die Dynamik des Systems wird durch die dissipative Liouville-von Neumann-Gleichung beschrieben.

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar} \left[\hat{H}, \rho \right] + L(\rho) \tag{2.14}$$

mit dem Lindblad-Operator

$$L(\rho) = \Gamma_{eg} \begin{pmatrix} \rho_{ee} & -\frac{1}{2}\rho_{ge} \\ -\frac{1}{2}\rho_{eg} & -\rho_{ee} \end{pmatrix}.$$
 (2.15)

 Γ_{eg} beschreibt hierbei den Zerfall aus dem angeregten Zustand. Daraus ergeben sich die Differentialgleichungen

$$\frac{d}{dt}\rho_{gg} = \frac{i\Omega_R}{2}(\rho_{ge} - \rho_{eg}) + \Gamma_{eg}\rho_{ee}$$
(2.16)
$$\frac{d}{dt}\rho_{ge} = \frac{i\Omega_R}{2}(\rho_{gg} - \rho_{ee}) - \left(i\delta + \frac{\Gamma_{eg}}{2}\right)\rho_{ge}$$

$$\frac{d}{dt}\rho_{eg} = \frac{i\Omega_R}{2}(\rho_{ee} - \rho_{gg}) - \left(-i\delta + \frac{\Gamma_{eg}}{2}\right)\rho_{eg}$$

$$\frac{d}{dt}\rho_{ee} = \frac{i\Omega_R}{2}(\rho_{eg} - \rho_{ge}) + \Gamma_{eg}\rho_{ee}$$

Im Gleichgewicht $d\rho_{ij}/dt = 0$ und unter der Annahme $\rho_{gg} + \rho_{ee} = 1$ erhält man daraus

$$\rho_{gg} = \frac{\Omega_R^2 + 4\delta^2 + \Gamma^2}{2\Omega_R^2 + 4\delta^2 + \Gamma^2}$$

$$\rho_{ge} = \frac{\Omega_R(2\delta + i\Gamma)}{2\Omega_R^2 + 4\delta^2 + \Gamma^2}$$

$$\rho_{eg} = \frac{\Omega_R(-2\delta + i\Gamma)}{2\Omega_R^2 + 4\delta^2 + \Gamma^2}$$

$$\rho_{ee} = \frac{\Omega_R^2}{2\Omega_R^2 + 4\delta^2 + \Gamma^2}$$
(2.17)

Optische Eigenschaften

Die Antwort eines Atoms auf ein oszillierendes elektrisches Feld E ist gegeben durch die Suszeptibilität χ . Für ein schwaches elektrisches Feld kann man annehmen, dass die Polarisation linear zum elektrischen Feld ist

$$P = \varepsilon_0 \chi E \tag{2.18}$$

Die Polarisation von Atomen ist gegeben durch die Atom
dichte η und den Erwartungswert des Dipol
moments

$$P = \eta < er >$$

$$= \eta Tr(\hat{\mu}\hat{\rho})$$

$$= \eta [\mu_{ge}\rho_{eg} + \mu_{eg}\rho_{ge}]$$
(2.19)

wobei für den Dipoloperator $\mu_{ge} = \mu_{eg}^* = \langle g | er | e \rangle$ angenommen wurde. Aus den Lösungen der Liouville-von Neumann-Gleichungen erhält man durch Vergleich mit Gl. 2.18

$$P = \eta \mu_{eg} \frac{\left(\delta + i\frac{\Gamma}{2}\right)\Omega_R}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega_R^2}{2}}$$
(2.20)

Für schwach absorbierende Medien ist der Imaginärteil der Suszeptibilität direkt proportional zur Absorption des Lichtfelds im Medium und der Realteil ist proportional zum Brechungsindex und gibt somit die frequenzabhängige Phasenverschiebung bei Durchgang durch das Medium, also die Dispersion, an. Die Absorption entspricht damit laut Gleichung 2.20 einer Lorentz-Kurve der Breite $b = \sqrt{\Gamma^2 + 2\Omega_R^2}$. Für kleine Intensitäten, und damit kleine Rabifrequenzen, wird die Breite also bestimmt durch die Zerfallsrate aus dem angeregten Zustand. Große Intensitäten, und damit große Rabifrequenzen, verbreitern den Lorentz. Real- und Imaginärteil der Suszeptibilität sind in Abbildung 2.2 dargestellt.



Abbildung 2.2.: Realteil (rot) und Imaginärteil (grün) der Suszeptibilität. Der Imaginärteil enspricht der Absorption, der Realteil der Dispersion.

2.1.2. Drei-Niveau-Systeme

Im folgenden wird ein Drei-Niveau-System in der Leiterstruktur betrachtet. Eine ausführliche Beschreibung der Theorie und der verwendeten Näherungen finden sich in [FIM05] und [GBLJX95].



Abbildung 2.3.: Drei-Niveau-System. Ein Probe-Laser der Frequenz ω_p koppelt den Grundzustand $|g\rangle$ an den angeregten Zustand $|e\rangle$, ein Pumplaser der Frequenz ω_c koppelt den angeregten Zustand an den Rydberg-Zustand $|r\rangle$.

In diesem System wird der Grundzustand $|g\rangle$ über einen schwachen Probe-Laser an den angeregten Zustand $|e\rangle$ und der angeregte Zustand über einen starken Pump-Laser an den Zustand $|r\rangle$ gekoppelt. Dieser Zustand ist in unserem Fall ein Rydberg-Zustand. Die atomare Wellenfunktion für ein Drei-Niveau-System lautet

$$|\psi\rangle = c_g |g\rangle + c_e |e\rangle + c_r |r\rangle \tag{2.21}$$

Der gesamte Hamilton-Operator besteht wieder aus einem Atomanteil und einem Term, der die Atom-Licht-Wechselwirkung beschreibt.

$$\hat{H} = \hat{H}_{A} + \hat{H}_{AL}$$

$$\hat{H} = \hbar\omega_{1}|e\rangle\langle e| + \hbar(\omega_{1} + \omega_{2})|r\rangle\langle r|$$

$$+\hbar\Omega_{p}\cos\omega_{p}t|g\rangle\langle e| + \hbar\Omega_{p}^{*}\cos\omega_{p}t|e\rangle\langle g|$$

$$+\hbar\Omega_{c}\cos\omega_{c}t|e\rangle\langle r| + \hbar\Omega_{c}^{*}\cos\omega_{c}t|r\rangle\langle e|$$
(2.22)

 Ω_c bzw. Ω_p bezeichnen die Rabi
frequenz des Pump-(Coupling), bzw Probe-Lasers. Mit den Basiszuständen

$$|g\rangle = \begin{pmatrix} 1\\0\\0 \end{pmatrix} \quad |e\rangle = \begin{pmatrix} 0\\1\\0 \end{pmatrix} \quad |r\rangle = \begin{pmatrix} 0\\0\\1 \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

13

2. Theoretische Grundlagen

kann man den Hamilton-Operator in Matrixform darstellen

$$H = \hbar \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{2}\Omega_{p}^{*}(e^{i\omega_{p}t} + e^{-i\omega_{p}t}) & 0\\ \frac{1}{2}\Omega_{p}(e^{i\omega_{p}t} + e^{-i\omega_{p}t}) & \omega_{1} & \frac{1}{2}\Omega_{c}^{*}(e^{i\omega_{c}t} + e^{-i\omega_{c}t})\\ 0 & \frac{1}{2}\Omega_{c}(e^{i\omega_{c}t} + e^{-i\omega_{c}t}) & \omega_{1} + \omega_{2} \end{pmatrix}$$
(2.24)

Mit der Transformationsmatrix

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\omega_p t} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i(\omega_p t + \omega_c t)} \end{pmatrix}$$
(2.25)

kann man wieder das System in einen Rahmen transformieren, der mit den beiden Laserfrequenzen ω_p und ω_c rotiert. Unter Vernachlässigung der Terme, die mit den doppelten Laserfrequenzen oszillieren (Drehwellen-Näherung) erhält man den transformierten Hamilton-Operator

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{2}\Omega_p & 0\\ \frac{1}{2}\Omega_p^* & -\delta_2 & \frac{1}{2}\Omega_c\\ 0 & \frac{1}{2}\Omega_c^* & -(\delta_2 + \delta_3) \end{pmatrix}$$
(2.26)

Die Dynamik des Systems erhält man wieder aus der Dichtematrix und der Liouvillevon Neumann-Gleichung. Die Lindblad-Operatoren lauten in diesem System

$$L(\rho) = \Gamma_{re} \begin{pmatrix} 0 & 0 & -\frac{1}{2}\rho_{gr} \\ 0 & \rho_{rr} & -\frac{1}{2}\rho_{er} \\ -\frac{1}{2}\rho_{rg} & -\frac{1}{2}\rho_{re} & -\rho_{rr} \end{pmatrix}$$

$$+\Gamma_{rg} \begin{pmatrix} \rho_{rr} & 0 & -\frac{1}{2}\rho_{gr} \\ 0 & 0 & -\frac{1}{2}\rho_{er} \\ -\frac{1}{2}\rho_{rg} & -\frac{1}{2}\rho_{re} & -\rho_{rr} \end{pmatrix}$$

$$+\Gamma_{eg} \begin{pmatrix} \rho_{ee} & -\frac{1}{2}\rho_{ge} & 0 \\ -\frac{1}{2}\rho_{eg} & -\rho_{ee} & -\frac{1}{2}\rho_{er} \\ 0 & -\frac{1}{2}\rho_{re} & 0 \end{pmatrix}$$

$$(2.27)$$

Die Polarisation ist nun in diesem Fall

$$P(t) = \eta [\mu_{gr} \rho_{rg} e^{-i\omega_1 t} + \mu_{er} \rho_{re} e^{-i\omega_2 t} + c.c].$$
(2.28)

Aus der Lösung der Liouville-von Neumann-Gleichung erhält man die hierfür benötigten Dichtematrixelemente

$$\rho_{re} = \frac{i\Omega_c e^{i\Delta_2 t}}{(\Gamma_{re}/2 + i2\Delta_3)}\rho_{ge}, \qquad (2.29)$$

$$\rho_{ge} = -\frac{i\Omega_c e^{i\Delta_3 t}}{(\Gamma_{eg}/2 + i2(\Delta_3 - \Delta_2))}\rho_{gr},$$

$$\rho_{rg} = \frac{i\Omega_p e^{i\Delta_2 t}}{(\Gamma_{rg}/2 + i2\Delta_2)}\rho_{re} + \frac{i\Omega_c e^{i\Delta_3 t}}{(\Gamma_{rg}/2 + i2\Delta_2)}\rho_{eg}.$$

14

Mit den Verstimmungen $\Delta = \delta_2 = \omega_1 - \omega_p$ und $\delta = \delta_2 - \delta_3 = \omega_2 - (\omega_p - \omega_c)$ erhält man damit nach [FIM05] die lineare Suszeptibilität zu

$$\chi = \frac{|\mu_{gr}|^2 \rho}{\varepsilon_0 \hbar} \left[\frac{4\delta(|\Omega_c|^2 - 4\delta\Delta) - \Delta\Gamma_{eg}^2}{||\Omega_c|^2 + (\Gamma_{rg}/2 + i2\Delta)(\Gamma_{eg}/2 + i2\delta)|^2} + i\frac{8\delta^2\Gamma_{rg}/2 + 2\Gamma_{eg}/2(|\Omega_c|^2 + \Gamma_{eg}\Gamma_{rg}/4)}{||\Omega_c|^2 + (\Gamma_{rg}/2 + i2\Delta)(\Gamma_{eg}/2 + i2\delta)|^2} \right].$$
(2.30)

Elektromagnetisch induzierte Transparenz

Elektromagnetisch induzierte Transparenz (EIT) ist ein Effekt, der auf Quanteninterferenz in den Amplituden von optischen Übergängen beruht. Es ist eine Eigenschaft spezifisch für dichte Medien.

Das System kann durch die Dichtematrix-Gleichungen beschrieben werden. Diese beinhalten in den Kohärenzen bereits die Phaseninformation. Für ein Drei-Niveau-System erhält man auf Resonanz durch Quanteninterferenz in der Absorption, die gegeben ist durch den Imaginärteil der Suszeptibilität χ (Gleichung 2.31) ein Transparenzfenster. Dies ist in Abbildung 2.4 dargestellt.



Abbildung 2.4.: EIT. Absorption (grün) und Dispersion (rot) für a) gescannten Pump-Laser, Probe-Laser auf Resonanz ($\delta_2 = 0$) und b) gescannten Probe-Laser, Pump-Laser auf Resonanz ($\delta_3 = 0$)

In der Dispersion macht sich dies dann durch einen Bereich normaler Dispersion in der Nähe der Resonanz bemerkbar.

Es gibt zwei mögliche Betrachtungsweisen für EIT:

Man kann zum einen die ungestörten Atomzustände betrachten. EIT ergibt sich dann aus 2 unterschiedlichen Anregungspfaden in den Zustand $|e\rangle$, die destruktiv miteinander interferieren (Abbildung 2.5). Ein Pfad ist die direkte Anregung vom Zustand $|g\rangle$ nach $|e\rangle$. Der zweite mögliche Pfad ist die indirekte Anregung $|g\rangle \rightarrow |r\rangle \rightarrow |e\rangle$. Dieser indirekte Pfad hat die gleiche Wahrscheinlichkeitsamplitude wie der direkte Pfad, allerdings mit entgegengesetztem Vorzeichen.

Die zweite Betrachtungsmöglichkeit ist, das System in den neuen (gestörten) Eigenzuständen zu betrachten. Durch die Störung des Lasers spaltet das Niveau auf in zwei Zustände, die effektiv in den gleichen Zustand zerfallen. Auf Resonanz sind die Beiträge der beiden Zustände zur linearen Suszeptibilität entgegengesetzt gleich da



Abbildung 2.5.: Schema der beiden möglichen Anregungspfade beim EIT von Zustand $|g\rangle$ nach $|e\rangle$

sie in der Verstimmung ein unterschiedliches Vorzeichen haben. Somit heben sie sich auf Resonanz auf, man hat keine Absorption.

2.2. Rydberg-Atome

Rydberg-Atome sind Atome, bei denen ein oder mehrere Elektronen in hohe Energieniveaus angeregt sind. Der Begriff Rydberg-Atome beruht auf den Rydberg-Serien in Wasserstoff-Atomen. Weitere Eigenschaften werden in [Gra06] und den Referenzen darin besprochen.

Aufgrund dem großen Abstand zwischen dem Kern mit seinen restlichen Elektronen und dem einzelnen hochangeregten Elektron kann man ein Rydberg-Atom als wasserstoffähnliches Atom mit Hilfe des Bohrschen Atommodells beschreiben. Das bedeutet man hat einen Abstand zwischen Kern und Elektron von

$$r_n = \frac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{e^2m_e}n^2 = a_0n^2 \tag{2.31}$$

und eine Bindungsenergie von

$$W = -\frac{e^4 m_e}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2}.$$
 (2.32)

Im Unterschied zum Wasserstoff-Atom hat ein Rubidium-Atom jedoch einen Kern und Z-1 Elektronen anstelle des punktförmigen Protons im Wasserstoff. Dies bedeutet, die Wellenfunktion des Außenelektrons kann mit dem "Kern" überlappen und ihn polarisieren. Hierdurch werden die Energieniveaus des Außenelektrons verschoben. Um dies zu berücksichtigen führt man eine effektive Hauptquantenzahl n^* ein

$$n^* = n - \delta_{n,j,l} \tag{2.33}$$

Der Quantendefekt $\delta_{n,j,l}$ kann mit experimentell bestimmten Koeffizienten berechnet werden. Hierbei haben natürlich Zustände, die eine große Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Kernort haben eine große Verschiebung, Zustände mit kleiner Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Kern haben nahezu die gleichen Energieniveaus wie das Wasserstoff-Atom. Mit der effektiven Quantenzahl erhält man nun eine Bindungsenergie in Rydberg-Atomen von

$$W = -\frac{R'}{(n - \delta_{n,i,l})^2}$$
(2.34)

Aufgrund des großen Radius des Rydberg-Atoms ist es leicht polarisierbar, kann also ein großes induziertes elektrisches Dipolmoment \vec{d} besitzen. Atome im elektrischen Feld erfahren eine Stark-Verschiebung

1

$$E_S = -\vec{d} \cdot \vec{E} \tag{2.35}$$

die proportional zum elektrischen Dipolmoment ist.



Abbildung 2.6.: Stark-Effekt. Energieverschiebung der Zustände von Rydberg-Atomen im elektrischen Feld [Gra06]

Rydberg-Atome zeigen also starke Wechselwirkung mit elektrischen Feldern. Hierbei zeigen Zustände mit relativ großer Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Kern (l < 3) eine große Wechselwirkung, also eine große Verschiebung und einen quadratischen Stark-Effekt. Zustände mit l > 3 zeigen nur linearen Stark-Effekt (vgl. Abbildung 2.6). Im Experiment wurden immer S-Zustände verwendet, dort kann also der quadratische Stark-Effekt beobachtet werden.

2.2.1. Wechselwirkungen zwischen Rydberg-Atomen und der Glas-Oberfläche

Das Rubidium wird in eine dünne Glaszelle eingeschlossen und dort zu Rydberg-Atomen angeregt. Da die Dicke der Zelle nur im µm-Bereich ist und aufgrund der großen Polarisierbarkeit der Rydberg-Atome finden Wechselwirkungen zwischen der Glaswand der Zelle und den Rydberg-Atomen statt [KSB⁺10, und die Referenzen darin]. Es gibt drei mögliche Wechselwirkungen zwischen Rydberg-Atomen und der Glas-Oberfläche. Eine Möglichkeit sind Bildladungen. Der Effekt der Bildladungen, der zu einer leichten Verbreiterung der EIT-Linie führt, ist für den hier verwendeten Rydberg-Zustand 32S aber klein und wird hier nicht weiter betrachtet.

Eine weitere mögliche Wechselwirkung ist die Anregung von resonanten Oberflächen-Polaritonen. Die Energieabstände zwischen verschiedenen Rydberg-Zuständen liegen im selben Bereich wie ferninfrarote Polariton-Moden von Quarz. Bei thermischen Temperaturen, sind schon einige dieser Moden angeregt. Außerdem liegen auch die Übergänge zwischen verschiedenen Moden wieder im gleichen Energiebereich. Dies kann dazu führen, dass angeregte Rydberg-Atome Energie an die Glas-Oberfläche abgeben indem sie dort Oberflächen-Polaritonen anregen oder Übergänge zwischen verschiedenen Polaritonmoden induzieren. Das Rydberg-Atom geht dabei in ein Rydberg-Atom mit niedrigerer Hauptquantenzahl über. Die EIT-Linie erfährt durch diese Kopplung eine Verbreiterung und eine starke Verschiebung. Durch geeignete Wahl des Rydberg-Zustands kann man den Überlapp zwischen Rydberg-Zustand und Polariton-Moden minimiert und damit die Kohärenzzeit maximiert wird, was zu einer Minimierung der Verschiebung des EIT führt. Dieser Effekt beruht auf der van der Waals-Wechselwirkung zwischen einem Atom und einer dielektrischen Oberfläche. Diese Wechselwirkung führt zu einer Energieverschiebung $\Delta E \propto d^{-3}$. Die dritte mögliche Wechselwirkung sind Ladungen, die auf der Glas-Oberfläche sitzen und ein elektrisches Feld erzeugen, was zu einer Stark-Verschiebung der Zustände, also bei einem homogenen elektrischen Feld zu einer Energieverschiebung der EIT-Linie führt. Das elektrische Feld sollte, wenn sich die erzeugenden Ladungen auf der Glas-Oberläche befinden also reziprok mit der Dicke zunehmen. Sind die Ladungen ungleichmäßig auf der Oberfläche verteilt, führt das inhomogene elektrische Feld zusätzlich zu einer Verbreiterung des EIT.

2.3. Spektroskopie

Alle Messungen wurden mit einer kombinierten Amplituden- und Frequenzmodulationsspektroskopie durchgeführt. Der Übersichtlichkeit halber werden zunächst beide Spektroskopietechniken getrennt betrachtet.

2.3.1. Amplitudenmodulation

Frühere Messungen wurden mit Hilfe der Amplitudenmodulationsspektroskopie (AM) untersucht. Zur Theorie der AM siehe [Bur05]. Abbildung 2.7 zeigt den schematischen Aufbau. Die Intensität des Lasers wird durch periodisches Ein- und Ausschalten eines akusto-optischen Modulators (AOM) amplitudenmoduliert. Dies entspricht einer Multiplikation des Signals mit der Modulationsfrequenz ω_{AM} .

$$U_{AM}(t) = (U_{gleich} + U_{Signal} \cos \omega t) \cos \omega_{AM} t.$$
(2.36)



Abbildung 2.7.: Schematischer Aufbau der Amplitudenmodulation. Ein akustooptischer Modulator (AOM) moduliert das Laserlicht periodisch. Das mit einer Photodiode (PD) detektierte Signal wird mit einem Lock-in-Verstärker wieder demoduliert.

 U_{gleich} beschreibt den Gleichspannungsanteil, $U_{Signal} \cos \omega t$ das Signal. ω ist hier keine feste Frequenz, sondern die Änderung des Signals durch Absorption. Es muss $\omega_{AM} \gg \omega$ gelten. Nach Ausmultiplizieren der Terme und Anwenden des Additionstheorems erhält man daraus

$$U_{AM} = U_{gleich} \cos \omega t + \frac{U_{Signal}}{2} [\cos(\omega_{AM} - \omega)t + \cos(\omega_{AM} + \omega)t].$$
(2.37)

Man erhält somit Seitenbänder um die Modulationsfrequenz ω_{AM} im Abstand der Frequenz ω . Nach Durchgang des Lasers durch die Probe wird das transmittierte Signal mit Hilfe eines Lock-In-Verstärkers wieder demoduliert. Hierbei wird das gemessene Signal mit dem Referenzsignal des Oszillators multipliziert und anschließend über einen Tiefpass integriert.

$$U_{Ausgang}(t) = \frac{1}{T} \int_{t-T}^{t} dt' \sin[\omega_{AM}t' + \Delta\phi] U_{Eingang}(t')$$
(2.38)

Der Lock-In-Verstärker entspricht somit einem schmalbandigen Bandpassfilter um die Referenzfrequenz mit einer Bandbreite umgekehrt proportional zur Integrationszeit T.

2.3.2. Frequenzmodulationsspektroskopie

Eine weitere Möglichkeit der Spektroskopie ist die Frequenzmodulationsspektroskopie ([BL83] und [Bjo80]). Abbildung 2.8 zeigt schematisch den Aufbau der FM-Spektroskopie.

Der cw-Laser hat die feste Frequenz ω_c . Das elektrische Feld ist gegeben durch

$$E_1(t) = \frac{1}{2}\tilde{E}_1(t) + c.c.$$
(2.39)

mit

$$\tilde{E}_1(t) = E_0 \exp(i\omega_c t). \tag{2.40}$$

Der Strahl wird durch einen Phasenmodulator geleitet, an dem ein sinusförmiges RF-Feld der Frequenz ω_{FM} anliegt. Dadurch wird die Phase des Laserlichts periodisch moduliert:

$$E_2(t) = \frac{1}{2} E_0 \exp(i\omega_c t + iM\sin\omega_{FM} t) + c.c.$$
(2.41)



Abbildung 2.8.: Schematischer Aufbau der Frequenzmodulation. Ein Phasenmodulator moduliert die Frequenz des Laserlichts. In einem Mixer werden das detektierte Signal und das Referenzsignal gemischt, und damit demoduliert.

Hierbei ist M der Modulations
index. Mit einer Taylor-Entwicklung bis zur ersten Ordnung (d
a $M\ll 1)$ erhält man daraus

$$E_{2}(t) = \frac{1}{2}E_{0}e^{i\omega_{c}t}(1+iM\sin\omega_{FM}t) + c.c. \qquad (2.42)$$

$$= \frac{1}{2}E_{0}e^{i\omega_{c}t}\left(1+\frac{M}{2}\left(e^{i\omega_{FM}t}+e^{-i\omega_{FM}t}\right)\right) + c.c.$$

$$= \frac{1}{2}E_{0}\left(e^{i\omega_{c}t}+\frac{M}{2}e^{i(\omega_{c}+\omega_{FM})t}-\frac{M}{2}e^{i(\omega_{c}-\omega_{FM})}\right) + c.c.$$

D.h. das Laserlicht besteht hinter dem Phasenmodulator aus drei Frequenzen, der starken Trägerfrequenz ω_c und den beiden schwachen Seitenbändern bei der Summe $(\omega_c + \omega_{FM})$ und der Differenz $(\omega_c - \omega_{FM})$ der Laser- und der Modulationsfrequenz. Dies entspricht einer Schwebung zwischen der Laserfrequenz und der Differenzfrequenz und einer Schwebung zwischen der Laserfrequenz und der Summe der Frequenzen. Nach Gleichung 2.42 sind diese beiden Schwebungen um 180° phasenverschoben, was zu einem Gleichstromsignal, und damit zu keiner Amplitudenmodulation führt. Anschließend passiert das Licht die Probe der Länge L mit Absorptionskoeffizient α und Brechungsindex n. Mit der Amplitudentransmission

$$T_j = \exp(-\delta_j - i\phi_j), \qquad (2.43)$$

wobei die Abschwächung $\delta_j = \alpha_j L/2$ und die Phasenverschiebung $\phi_j = n_j L(\omega_c + j\omega_{FM})/c$ ist, ergibt sich das transmittierte Feld zu

$$E_{3}(t) = \frac{1}{2}E_{0}\left(-T_{-1}\frac{M}{2}\exp[i(\omega_{c}-\omega_{FM})t] + T_{0}\exp(i\omega_{c}t) + T_{1}\frac{M}{2}\exp[i(\omega_{c}+\omega_{FM})t]\right) + c.c.$$
(2.44)

Hierbei entspricht $j = 0, \pm 1$ den drei Frequenzkomponenten $\omega_c, \omega_c \pm \omega_{FM}$. Die gemessene Intensität an der Photodiode ist dann

$$I_3(t) = \frac{c|\tilde{E}_3(t)|^2}{8\pi}.$$
(2.45)

Nimmt man an, dass $|\delta_0 - \delta_1|$, $|\delta_0 - \delta_{-1}|$, $|\phi_0 - \phi_1|$ und $|\phi_0 - \phi_{-1}|$ alle $\ll 1$ und vernachlässigt Terme mit M^2 erhhält man

$$I_{3}(t) = \frac{cE_{0}^{2}}{8\pi} e^{-2\delta_{0}} \left(1 + (\delta_{-1} - \delta_{1})M\cos\omega_{FM}t + (\phi_{1} + \phi_{-1} - 2\phi_{0})M\sin\omega_{FM}t\right).$$
(2.46)

Wird also eines der Seitenbänder durch Absorption geschwächt, d.h. $\delta_{-1} - \delta_1 \neq 0$ und $\phi_1 + \phi_{-1} - 2\phi_0 \neq 0$, überwiegt eine der beiden Schwebungen und man bekommt ein Wechselstromsignal mit der Frequenz ω_{FM} . Dieses Signal wird zuletzt im HF-Mischer gleichgerichtet. Dies entspricht einer Multiplikation mit der Modulationsfrequenz und einer Integration

$$I'_{3}(t) = \frac{cE_{0}^{2}}{8\pi}e^{-2\delta_{0}}\int \left(1 + (\delta_{-1} - \delta_{1})M\cos\omega_{FM}t + (\phi_{1} + \phi_{-1} - 2\phi_{0})M\sin\omega_{FM}t\right) \cdot \sin(\omega_{FM}t + \varphi)dt$$
(2.47)

Durch Variation der Kabellänge zwischen Photodiode und HF-Mischer, oder elektronisch durch einen Phasenschieber, kann man die Phase φ variieren und damit auswählen, ob man den absorptiven oder dispersiven Anteil des Signals misst.

Berechnung des frequenzmodulierten Signals

Lässt man die Modulationsfrequenz ω_{FM} konstant und scannt die Laserfrequenz ω_c über die EIT-Resonanz der Atome kann man annehmen, dass die EIT-Resonanz-Linie Lorentzform hat. Nimmt man außerdem an, dass die Linienbreite des Lasers klein gegen die Modulationsfrequenz ist, kann man das frequenzmodulierte Signal als eine Faltung von einer Lorentzkurve mit einer Kombination aus Deltafunktionen betrachten:

$$S = \int_{-\infty}^{\infty} L(\omega' - \omega) \cdot D(\omega') d\omega' \qquad (2.48)$$
$$= \int_{-\infty}^{\infty} L(\omega' - \omega) [(\delta(\omega - \omega') - \delta(\omega + \omega')) \cos^2 \varphi + (\phi(\omega - \omega') + \phi(\omega + \omega') - 2\phi(\omega)) \sin^2 \varphi] d\omega'$$

 $L(\omega)$ stellt hier das ursprüngliche Signal, also im Idealfall ein Lorentz dar, $D(\omega)$ ist eine Kombination aus Deltafunktionen, mit denen das Signal gefaltet wird. Es besteht aus einem absorptiven und dispersiven Anteil δ bzw. ϕ . Hierbei nähert man die Dispersion

$$\phi(\omega) = \frac{d\delta_i}{d\omega} \tag{2.49}$$

als Ableitung der Absorption an. φ stellt einen Phasenwinkel zwischen dem absorptiven und dispersiven Teil dar, mit dem festgelegt wird wie stark die Absorption bzw. Dispersion gewichtet wird.

Nach dem Faltungstheorem entspricht die Fouriertransformierte der Faltung zweier Funktionen dem Produkt der Fouriertransformierten der beiden Funktionen

$$\tilde{S} = \tilde{L} \cdot \tilde{D} \tag{2.50}$$



Abbildung 2.9.: Frequenzmoduliertes Signal für verschiedene Phasen φ . Von oben nach unten $\varphi = 0\pi$, $\varphi = \frac{1}{8}\pi$, $\varphi = \frac{1}{4}\pi$. Linke Spalte mit einer Modulationsfrequenz von $\omega_{FM} = 20 \text{ MHz}$, rechte Spalte $\omega_{FM} = 190 \text{ MHz}$.



Abbildung 2.10.: Frequenzmoduliertes Signal für verschiedene Phasen φ . Von oben nach unten $\varphi = \frac{3}{8}\pi$, $\varphi = \frac{1}{2}\pi$. Linke Spalte mit einer Modulations-frequenz von $\omega_{FM} = 20$ MHz, rechte Spalte $\omega_{FM} = 190$ MHz.

In Bild 2.9 und 2.10 ist dieses berechnete frequenzmodulierte Signal für zwei verschiedene Modulationsfrequenzen und verschiedene Phasen φ abgebildet. Als Absorptionslinie wurde ein Lorentz mit einer Halbwertsbreite von 20 MHz angenommen. Die linke Spalte wurde mit einer Modulationsfrequenz von $\omega_{FM} = 20$ MHz und die rechte Spalte mit $\omega_{FM} = 190$ MHz gerechnet. Ist die Modulationsfrequenz klein oder gleich der Halbwertsbreite der Absorption ist nach Gleichung 2.49 der absorptive Anteil proportional zur Ableitung der Absorption und der dispersive Anteil proportional zur zweiten Ableitung der Dispersion. Wenn jedoch die Modulationsfrequenz groß gegen die Halbwertsbreite der Absorption ist, sind die Seitenbänder klar getrennt und werden damit nacheinander über die Resonanz gescannt. In diesem Grenzfall erhält man dann im absorptiven Anteil direkt zwei Absorptionskurven an den Positionen der Seitenbänder und im dispersiven Anteil drei Dispersionskurven an den Positionen der Trägerfrequenz und den beiden Seitenbändern.

Bei einer Phase von $\varphi = 0\pi$ (vgl. Gleichung 2.49) bleibt nur der rein absorptive Anteil erhalten, bei $\varphi = \frac{1}{2}\pi$ erhält man den rein dispersiven Anteil. Für alle Phasen dazwischen bekommt man eine Mischung mit einem absorptiven und einem dispersiven Anteil.

2. Theoretische Grundlagen

In Bild 2.11 ist der rein absorptive (links) und der rein dispersive (rechts) Anteil des FM-Signals für Modulationsfrequenzen zwischen 2 und 147 MHz aufgetragen. Die Seitenbänder verschieben sich mit der Modulationsfrequenz linear nach außen. Da sich bei kleinen Modulationsfrequenzen die Seitenbänder überschneiden und somit herausmitteln ist die resultierende Amplitude dort nur klein. Besonders deutlich wird dies beim absorptiven Anteil. Zum Vergleich ist in Bild 2.12 die Differenz zwischen Maximal- und Minimalwert des Signals aufgetragen, was ein Maß für die Sichtbarkeit des Signals ist. Im absorptiven Anteil entspricht dies der Differenz zwischen den Amplituden der beiden Seitenbänder, im dispersiven Anteil die Differenz zwischen der positiven und negativen Amplitude auf der Trägerfrequenz.



Abbildung 2.11.: links: absorptiver und rechts dispersiver Anteil des frequenzmodulierten Signals für Modulationsfrequenzen zwischen 2 und 147 MHz (von unten nach oben)

Die Amplitude ist bezogen auf die ursprüngliche Signalhöhe des lorentzförmigen Absorptionssignals. Wie man sieht ist unterhalb ungefähr 15 MHz die Amplitude des frequenzmodulierten Signals sowohl im absorptiven wie im dispersivem Anteil kleiner als das ursprüngliche Absorptionssignal, da sich jeweils die Seitenbänder und das Signal auf der Trägerfrequenz mit unterschiedlichen Vorzeichen, also destruktiv überlagern. Für große Modulationsfrequenzen, bei denen die beiden Seitenbänder klar getrennt sind streben sowohl der absorptive wie der dispersive Anteil gegen die doppelte Amplitude des ursprünglichen Signals. Im dispersiven Anteil gibt es einen Bereich zwischen ca. 20-50 MHz in dem sich die Seitenbänder konstruktiv mit dem Dispersionssignal auf der Trägerfrequenz überlagern, was somit zu einer höheren Amplitude führt.

Aufgrund der größeren Amplitude und der besseren Sensitivität auf kleine Veränderungen haben wir bei den Messungen die Phase immer so angepasst, dass wir ein rein dispersives Signal erhalten. Außerdem haben wir mit einer Modulationsfrequenz von 190 MHz gearbeitet um die Seitenbänder klar zu trennen.



Abbildung 2.12.: Differenz zwischen der maximalen und minimalen Amplitude der Signale. rot: für das absorptive Signal, schwarz: für das dispersive Signal

Der Vorteil der Frequenzmodulation im Vergleich zur Amplitudenmodulation ist, dass man mit einfachen Bauelementen zu wesentlich höheren Modulationsfrequenzen gehen kann und damit wesentlich kleineres Rauschen erhält.

2.3.3. Kombinierte FM-AM-Transferspektroskopie

Um das Signal weiter zu verbessern verwendeten wir eine kombinierte FM-AM-Transfer-Spektroskopie (Abbildung 2.13).

Hierbei wird der eine Laser frequenz- und der andere amplitudenmoduliert. In der Spektroskopiezelle wird die Amplitudenmodulation auf den anderen Laser übertragen. Geht man von der frequenzmodulierten Intensität Gleichung 2.46 aus und ergänzt die Amplitudenmodulation, entspricht dies einer Multiplikation der FM-Intensität mit der AM-Modulationsfrequenz.

$$I_{4}(t) = \frac{cE_{0}^{2}}{8\pi} e^{-2\delta_{0}} \left(1 + (\delta_{-1} - \delta_{1})M\cos\omega_{FM}t + (\phi_{1} + \phi_{-1} - 2\phi_{0})M\sin\omega_{FM}t \right) \cos(\omega_{AM}t)$$
(2.51)

Die Signalfrequenz ω aus der AM entspricht hier nun die Änderung der Intensität durch Absorption, also $\delta_i(\omega)$ und $\phi_i(\omega)$. Da $\omega_{AM} \ll \omega_{FM} \ll \omega_{Laser}$ entspricht die zusätzliche AM nur einem Ein- und Ausschalten des Lasers und beeinflusst die FM nicht weiter. Darum kann das so modulierte Signal auch unabhängig zuerst FMdemoduliert und anschließend AM-demoduliert werden.



Abbildung 2.13.: Schematischer Aufbau der kombinierten FM-AM-Transfer-Spektroskopie. Der eine Laser wird frequenz-, der andere amplitudenmoduliert. In unseren Messungen wurde eine AM-Modulationsfrequenz von $\omega_{AM} = 50 - 100 \,\mathrm{kHz}$ und eine FM-Modulationsfrequenz von $\omega_{FM} = 50 - 200 \,\mathrm{MHz}$ verwendet. Da $\omega_{AM} \ll \omega_{FM} \ll \omega_{Laser}$ beeinflussen sich die beiden Modulationsfrequenzen nicht gegenseitig. Nach Detektion wird zuerst die FM, dann die AM demoduliert.

3. Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel werden zuerst der Aufbau und die Stabilisierung der Lasersysteme beschrieben. Weiterhin wird auf den Aufbau und die Detektion der FM-Spektroskopie eingegangen und die Bauform der Zelle erklärt.

3.1. EIT-Lasersystem

Das Lasersystem besteht aus 780nm und 795nm Lasersystemen für die Grundzustandsübergänge in Rubidium, und 480nm und 474nm Lasersystem als Pumplaser für die Rydberg-Anregung. Da 480nm und 474nm keinem Grundzustandsübergang entspricht, wird für diese Lasersysteme eine EIT-Spektroskopie zur Frequenzstabilisierung benötigt.

3.1.1. 780 nm/795 nm Lasersystem

Das 780 nm Lasersystem ist ein selbstgebautes Diodenlasersystem bestehend aus einer Master-Laserdiode und einem TA. Das Licht der Masterdiode spaltet an einem Beugungsgitter auf in mehrere Ordnungen, von denen die erste zurück in den Kristall und die nullte ausgekoppelt wird. Die Neigung des Beugungsgitters wird mit einem Piezo-Element gesteuert. Damit legt man fest, welche Frequenz rückgekoppelt und somit verstärkt wird. Durch die Regelung der Spannung des Piezeo-Elements kann somit die Frequenz des Lasers kontrolliert werden. Der 795 nm-Laser ist ein kommerzieller Diodenlaser (Toptica DLPro). Diese beiden Laser können über eine Sättigungs-Absorptions-Spektroskopie auf eine Frequenz stabilisiert werden (DAVLL: Dichroic Atomic Vapour Laser Lock).



Abbildung 3.1.: Spektroskopieaufbau für DAVL-Lock

Hierfür teil man den Laserstrahl auf in einen starken Pumpstrahl und einen schwachen Probestrahl (siehe Abbildung 3.1), mit dem man die Transmission misst. Diese beiden Strahlen werden in der Spektroskopiezelle in entgegengesetzter Strahlrichtung

3. Experimenteller Aufbau

überlagert. Durch ein schwaches Magnetfeld in der Spektroskopiezelle legt man die Vorzugsrichtung entlang der Strahlausbreitung fest. Linear polarisiertes Licht kann man dann aufteilen in σ^- und σ^+ zirkular polarisiertes Licht. Aufgrund der Aufspaltung der m_f -Unterzustände im Magnetfeld verschiebt sich die Anregung über σ^- und σ^+ - Licht zu unterschiedlicher Frequenz. Teilt man das transmittierte Licht des schwachen Probe-Strahl hinter der Spektroskopiezelle mit einer $\lambda/4$ -Platte wieder auf in zwei senkrechte aufeinander stehende linear polarisierte Strahlen, sind in den beiden gemessenen Signalen die Lamb-Dips annähernd symmetrisch verschoben um die Resonanz bei B = 0. Man kann also diese beiden Signale voneinander abziehen und erhält daraus ein dispersives Signal mit dem Nulldurchgang exakt auf der Resonanz der unverschobenen Energieniveaus. Aufgrund des quadratischen Zeeman-Effekts ist der Nulldurchgang jedoch nicht exakt auf Resonanz, sondern leicht verschoben. Um diesen Effekt zu minimieren wurde das Magnetfeld möglichst klein gehalten und die Verschiebung im Folgenden vernachlässigt.

3.1.2. 480 nm/474 nm Lasersystem

Das 480 nm und das 474 nm Lasersystem besteht jeweils aus einem kommerziellen frequenzverdoppelten Diodenlasersystem (Toptica DL Pro 110 SHG). Diese bestehen aus einer 960 nm bzw. 948 nm Laserdiode mit anschließendem TA und einer Frequenzverdopplung. Mit Hilfe einer EIT-Spektroskopie kann man eine Frequenz-referenz aufnehmen um während der Messung eine absolute Frequenzskalierung zu erhalten [Mül08].



Abbildung 3.2.: EIT-Spektroskopieaufbau zur Aufnahme der Frequenzreferenz

Für diese Spektroskopie wird der rote Laserstrahl durch zwei Zweifach-Pass-AOMs geführt um die Verstimmung dieses Lasers zum resonanten Übergang vom 5S nach 5P zu erzeugen. Dieser Laserstrahl wird in der Spektroskopiezelle mit einem blauen Laser überlagert (Abbildung 3.2), der sowohl gleich, wie auch entgegengesetzt durch die Spektroskopiezelle läuft. Wie in der roten DAVLL-Spektroskopie wird wieder ein Magnetfeld angelegt um die atomaren Zustände aufzuspalten und das rote transmittierte Licht in die zwei zueinander senkrecht stehende Polarisationen aufgeteilt und jeweils detektiert. Man erhält also aufgrund der Aufspaltung im Magnetfeld zwei getrennte EIT-Peaks für die beiden Polarisationen. Durch eine zusätzliche Verstimmung des roten Lasers, die gegeben ist durch die Frequenz der AOMs wählt man

die Geschwindigkeitsklasse der Atome aus, die man anspricht. Da diese Dopplerverschiebung für den kopropagierenden und den engegengesetzt laufenden Strahl unterschiedliche Vorzeichen haben verschieben sich die EIT-Peaks der beiden Strahlen in unterschiedliche Richtung symmetrisch um die Resonanzfrequenz. Die Aufspaltung entspricht dabei der doppelten AOM-Frequenz gewichtet mit den k-Vektoren der beiden Laser. Durch Differenz der Signale der beiden Photodioden erhält man damit zwei dispersive Signale mit bekanntem Abstand symmetrisch um den resonanten Übergang. In Abbildung 3.3 ist ein berechnetes Referenzsignal dargestellt.



Abbildung 3.3.: Berechnetes Frequenzreferenz-Signal. Man erhält zwei dispersive EIT-Signale mit bekanntem Abstand, der gegeben ist durch die Verstimmung des roten Lasers. Es wurde eine Rabifrequenz von $\Omega_{blau} = 20 \text{ MHz}$ und $\Omega_{rot} = 3\Gamma_{21}$, eine Temperatur von 100°C und eine Verstimmung des roten Lasers von $\delta_2 = 200 \text{ MHz}$ (gescannter blauer Laser) angenommen.

Zur Berechnung der Referenz wurde ein Drei-Niveau-System angenommen. Die Aufspaltung im Magnetfeld wurde durch eine zusätzliche Verstimmung von 3 MHz berücksichtigt. Außerdem wurde eine Gaußsche Geschwindigkeitsverteilung angenommen, und schließlich über alle Geschwindigkeiten summiert. Die beiden EIT-Signale des kopropagierenden und des entgegengesetzt zum roten Laser laufenden Strahls wurden anschließend voneinander abgezogen um ein dispersives Signal zu erhalten. Durch gleichzeitige Messung dieser Frequenzreferenz mit dem zu messenden FM-Spektroskopiesignal kann damit die Frequenzachse absolut skaliert werden. Üblicherweise wurde in unseren Messungen immer eine AOM-Frequenz von 25 oder 50 MHz verwendet, was zu einer Gesamtverstimmung von 100 bzw. 200 MHz für den roten Laser führt.

3.2. FM-Spektroskopie

Es wurden während der Messungen zwei verschiedene Frequenzmodulationstechniken verwendet. In einem Teil der Messungen wurde die Frequenzmodulation erzeugt indem der Laserstrahl durch einen elektrooptischen Modulator (EOM) geleitet wurde. Für das zweite Verfahren wurde direkt der Diodenstrom der Laserdiode moduliert. Hierfür wurde der selbe Spektroskopie-Aufbau, wie beim EOM verwendet, der EOM selbst jedoch abgeschaltet.

3.2.1. FM-Spektroskopie mit EOM

Es wurde eine kombinierte AM-FM-Spektroskopie verwendet. Den Aufbau zeigt Abbildung 3.4. Der rote (780 nm) Laser wurde zuerst mit einem polarisierenden Strahlteiler linear polarisiert. Außerdem kann mit einer davorstehenden $\lambda/2$ -Platte die Intensität nachgeregelt werden. Dieser Strahl wird mit einem Teleskop verkleinert, da der Kristall des elektro-optischen Modulators (EOM) kleiner als der Strahldurchmesser des Lasers ist. Am EOM wurde mit einem Frequenzgenerator eine Wechselspannung mit einer Frequenz von 190 MHz angelegt. Mit einem Verstärker zwischen Frequenzgenerator und EOM wurde die Leistung der Wechselspannung auf 2 W verstärkt. Anschließend wurde mit einem weiteren Teleskop der Laserstrahl wieder vergrößert und mit einer Linse auf die Glaszelle auf einen Durchmesser von 90 µm fokussiert.



Abbildung 3.4.: Aufbau der FM-Spektroskopie. Der rote frequenzmodulierte Laser wird gegenläufig zum blauen amplitudenmodulierten Laser durch die Spektroskopiezelle geführt. Das transmittierte Signal wird über eine Faser weiter entfernt mit einer APD detektiert und ausgewertet.

Der blaue (480 nm) Laser wurde mit einem akusto-optischen Modulator (AOM) amplitudenmoduliert, indem man die angelegte Spannung am AOM mit einer Modulationsfrequenz von 95 kHz moduliert und die 0. Ordnung aus dem AOM verwendet. Dieser Laser wurde in entgegengesetzt laufender Richtung wie der rote Laser durch die Zelle geführt und danach mit dichroischen Spiegeln abgelenkt. Er wurde ebenfalls mit einer Linse auf die Glaszelle fokussiert.

Der rote transmittierte Strahl wird anschließend auf eine Faser gelenkt um das Licht weiter entfernt von den Quellen der störenden hochfrequenten Strahlung und abgeschirmt mit einer APD detektieren zu können. Das elektrische Signal der APD wird anschließend mit einem Bandpass um 190 MHz gefiltert und mit der weiter unten beschriebenen Detektionselektronik zuerst die FM und anschließend die AM demoduliert.

3.2.2. FM-Spektroskopie mit Strommodulation



Abbildung 3.5.: Schaltplan der Strommodulation. Ein JFET wird parallel zur Laserdiode geschaltet um den konstanten Strom der Stromquelle zu modulieren.

Für die FM-Spektroskopie mit der Strommodulation wurde ein Selbstbau-Laser mit einer Laserdiode mit 795 nm verwendet. Die Strommodulation wurde erzeugt, indem ein p-Kanal junction-Feldeffekttransistor (PMBFJ174) parallel zur Laserdiode geschaltet wurde (Abbildung 3.5). Der konstante Strom aus der Stromquelle wurde damit aufgeteilt auf Transistor und Laserdiode. Am Gate des Transistors wurde mit dem Frequenzgenerator die Spannung moduliert. Durch diese Modulation wird festgelegt welcher Strom durch den Transistor abfließt. Der restliche Anteil des Stroms fließt jeweils durch die Laserdiode.

Das so modulierte Laserlicht wird dann durch dieselbe Spektroskopiezelle wie oben beschrieben geführt und detektiert. Der Strahldurchmesser des 795 nm-Lasers betrug an der Zelle 160 µm, des 474 nm-Lasers 600 µm. Für den Übergang in den Rydberg-Zustand wurde nun ein 474 nm-Laser verwendet, der genau wie oben amplitudenmoduliert wurde, um eine kombinerte AM/FM-Spektroskopie durchzuführen. Als AM-Modulationsfrequenz wurde hier nun 50 kHz verwendet. Die FM-Modulationsfrequenz wurde zwischen 10 MHz und 300 MHz variiert um die Frequenzabhängigkeit der Strommodulation und damit die optimale Modulationsfrequenz zu finden. Die Messungen wurden schließlich mit einer Modulationsfrequenz von 50 MHz ausgeführt. Das Signal der APD wurde hier mit der selben Detektionselektronik demoduliert.

3.2.3. Detektionselektronik

Beide FM-Modulationsverfahren wurden mit der gleichen Detektionselektronik registriert und demoduliert. Ein Schema hierfür zeigt Abbildung 3.6. Die Modula-



Abbildung 3.6.: Aufbau der FM-Detektionselektronik. Das Signal des Frequenzgenerators wird aufgeteilt in ein Referenzsignal und ein Modulationssignal. Die Phase des Referenzsignals ist über einen Phasenschieber (Linestretcher) regelbar. Das Referenzsignal wird mit dem detektierten Signal gemischt zur Demodulation der FM.

tionsfrequenz wurde erzeugt durch einen Frequenzgenerator (Rohde und Schwarz). Das Signal wird mit einem Splitter (ZFSC-2-1+, minicircuits) aufgeteilt in einen Teil der den Laser moduliert, und ein Teil der als Referenzfrequenz für die Demodulation verwendet wird. Dieser Teil wird zuerst um 30 dB verstärkt (ZKL-2R5, minicircuits) und anschließend mit Hilfe eines Kopplers (Coupler ZDC-20-3, minicircuits) mit einem Linestretcher (ELS-210-S, minicircuits) verbunden. Über die Ansteuerspannung des Linestretchers lässt sich somit kontinuierlich die Phase der Referenzfrequenz um mehr als 2π verändern. Das rückgekoppelte Signal aus dem Koppler wird dann noch um 24 dB verstärkt (ZFL-500-LN+, minicircuits) und in einem Mixer (ZAD-1+, mi-

nicircuits) mit dem Signal der Photodiode gemischt. Dieses wurde zuvor ebenfalls in mehreren Stufen um insgesamt 73 dB verstärkt(ZKL-2R5, ZFL-500HLN+, ZHL-3A, minicircuits). Das resultierende Signal wurde zur Demodulation der AM zusammen mit der AM-Referenzfrequenz von 95 kHz bzw. 50 kHz in einen Lock-In-Verstärker (SRS) gegeben und anschließend über einen Low-noise-Verstärker (SRS) mit einem Tiefpass gefiltert und verstärkt.

3.3. Zelle

Die Glaszelle besteht aus einem keilförmigen Zellenbereich und einem angesetzten Glasrohr, das als Reservoir für das Rubidium dient. Zelle und Reservoir können über zwei Öfen getrennt beheizt werden. Die Reservoirtemperatur regelt den Dampfdruck in der Zelle. Sie war in unserem Fall zwischen 120 °C und 190 °C. Die Temperatur des Zellenofens wurde immer leicht höher als die Reservoirtemperatur gehalten um eine Kondensation des Rubidiums an der Zelleninnenwand zu vermeiden.



Abbildung 3.7.: Querschnitt der verwendeten Spektroskopiezelle. Die Zelle hat einen Auflagepunkt der beiden Glasplatten. Durch Zusammenpressen der Glasplatten während des Verschmelzens entstand ein zweiter Auflagepunkt.

Die Zelle besteht aus zwei Quartz-Glasplatten, die keilförmig aufeinandergelegt und rundum verschmolzen sind. An der dickeren Seite haben die Glasplatten einen Abstand von ca. 100 µm, an der dünnen Seite besitzen sie eine Auflagekante. Durch Zusammenpressen der beiden Glasplatten beim Herstellungsprozess wurde, im Abstand von ca. 1 cm von der Auflagekante, ein weiterer Auflagepunkt erzeugt. Mit Hilfe der Newton-Ringe im dünneren Bereich der Zelle und der Michel-Levy-Farbtabelle A.2 lässt sich die Dicke der Zelle bis 2 µm anhand der Farbe der Newtonringe auf ca. 100 nm genau bestimmen. Für den restlichen Bereich der Zelle wurde mit einem Michelson-Interferometer die Steigung in der Zelle zu ca. 2µm pro mm bestimmt. a)



b)



Abbildung 3.8.: Aufnahmen einer Zelle, baugleich mit der verwendeten. Die Zelle hat einen breiten Glasrahmen um zu vermeiden, dass beim Verschmelzen der Glasplatten Sublimat des Glases in das Innere der Zelle gelangt. In a) ist die komplette Zelle abgebildet. Rechts erkennt man den Ansatzpunkt des Reservoirs. In b) sieht man den vorderen Bereich der Zelle mit Newton-Ringen um den Auflagepunkt.

4. Ergebnisse

4.1. Charakterisierung der Frequenzmodulationsspektroskopie

Zur Charakterisierung der Frequenzmodulationsspektroskopie wurden Messungen mit einem Fabry-Perot-Interferometer durchgeführt. Dies wurde zum Einen zur Messung der Seitenbänder verwendet. Außerdem wurde das modulierte Fabry-Perot-Signal zur Charakterisierung der Phasenabhängigkeit der FM verwendet.

4.1.1. Frequenzmodulation mit dem Fabry-Perot-Interferometer

Frequenzmodulation mit dem EOM

Zur Charakterisierung der Frequenzmodulationsspektroskopie wurde das mit dem EOM modulierte Laserlicht in ein Fabry-Perot-Interferometer (FPI) eingekoppelt und das daraus erhaltene Signal mit der FM demoduliert. Für diese Charakterisierung wurde das Fabry-Perot-Interferometer verwendet, da das Signal aus dem FPI eine nahezu ideale Lorentz-Form hat. Damit simuliert es ein ideales Atom ohne thermische Effekte mit einzubeziehen.

Aus der gleichzeitigen Aufzeichnung der Absorption von Rubidium und dem FPI kann aus dem bekannten Abstand der Absorptionslinien von ⁸⁵Rb $5S_{1/2}$ F=3 nach $5P_{3/2}$ und ⁸⁷Rb $5S_{1/2}$ F=2 nach $5P_{3/2}$ von 1,2 GHz die Frequenzachse skaliert werden (siehe Abbildung 4.1). Das Niveauschema von Rubidium mir allen verwendeten Grundzustandsübergängen befindet sich im Anhang Abbildung B.1. Es ergibt sich ein mittlerer Abstand der FPI-Peaks von 818 ± 54 MHz und eine mittlere Breite von 41 ± 5 MHz. Daraus berechnet sich die Finesse zu 20 ± 3 und die Reflektivität der Spiegel ergibt sich zu $85, 4 \pm 0, 2\%$.

Wählt man jeweils einen der FPI-Peaks aus und fittet die Seitenbänder (Abbildung 4.2) erhält man einen mittleren Abstand zum Hauptpeak von 212 ± 4 MHz. Die großen Abweichungen ergeben sich hierbei allein aus einem schlechtem Fit und ungenauer Skalierung. Die Amplitude des Seitenbands ergibt sich im Mittel zu 3, 5±0, 1% des Hauptpeaks. Obwohl der EOM bei maximaler Leistung betrieben wurde, erhält man nur sehr kleine Seitenbänder.



Abbildung 4.1.: Oben:Absorption in Rb zur Eichung der Frequenzachse (blau) mit Fit von zwei Gauß-Kurven (rot). Übergang $5S_{1/2}$ F=3 nach $5P_{3/2}$ und $5S_{1/2}$ F=2 nach $5P_{3/2}$. Unten: Signal des Fabry-Perot-Interferometers mit Seitenbändern zur Bestimmung der Modulationstiefe.



Abbildung 4.2.: Einzelner Fabry-Perot-Peak mit Seitenbändern und Fit an Hauptpeak (rot) und Seitenbänder (grün). Die Seitenbänder im Fabry-Perot-Interferometer sind mit 3,5 % des Hauptpeaks nur schwach.

Phasenabhängigkeit

Für dieses Experiment wurde der 780 nm-Laser über zwei Absorptionslinien von Rubidium gescannt und mit dem elektrooptischen Modulator (EOM) mit einer Modulationsfrequenz von 200 MHz moduliert. Dieses modulierte Licht wurde in ein Fabry-Perot-Interferometer (FPI) eingekoppelt. Das reflektierte Signal aus dem FPI wurde mit einer Photodiode (DET10) detektiert und mit der Detektionselektronik der FM demoduliert. Durch Regelung der Ansteuerspannung des eingebauten Linestretcher kann kontinuierlich die Phase des detektierten Signals verändert werden. Um zu überprüfen wie sich die Phase bei linear veränderter Spannung verhält wurde zuerst die Spannung am Linestretcher bestimmt, die nötig ist um die Phase um π zu ändern. Anschließend wurde die Spannung immer um 1/8 dieser Spannung verändert und das Signal registriert. Die so gemessenen Signale sind in Abbildung 4.3 dargestellt.

Die gemessenen Signale können mit den in Kapitel 2.3.2 berechneten Kurven gefittet werden. Freie Fit-Parameter sind hierbei sowohl die Phase, als auch die Halbwertsbreite. Da die gemessenen Signale im rein absorptiven und rein dispersiven Fall ungefähr die gleiche Amplitude besitzen, muss auch das berechnete Signal für einen rein absorptiven bzw. rein dispersiven Fall die gleiche Amplitude liefern. Um dies zu berücksichtigen, wurde zur Berechnung des FM-Signals der dispersive Anteil, der ja proportional zur Ableitung der Funktion angenommen wurde, mit der Halbwertsbreite des Lorentz und einem Skalierungsfaktor für die Frequenzachse skaliert. Abweichungen von der gemessenen Phase zur Soll-Phase sollten daher allein durch die Nichtlinearitäten des Linestretchers entstehen.

In Abbildung 4.4 ist der Verlauf der gemessenen Phase mit der linear veränderten Spannung am Linestretcher zusammen mit der linear verlaufenden Soll-Phase dargestellt. Wie man sieht, gibt es Abweichungen im Anfangsbereich, jedoch kann es ausreichend durch einen linearen Verlauf angenähert werden. Es kann also im folgenden davon ausgegangen werden, dass eine Veränderung der Ansteuerspannung direkt proportional zur Phasenänderung ist.

Wie in Abbildung 4.3 ersichtlich ist das dispersive Signal breiter als das absorptive Signal. Der Verlauf der gefitteten Breite ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Mit zunehmendem dispersiven Anteil scheint die Breite zuzunehmen. Der Grund hierfür liegt in der Näherung der Dispersion in der Fitfunktion als Ableitung der Absorption (vgl. Gleichung 2.49).

In Abbildung 4.6 ist die Dispersion einer Lorentz-Kurve (dunkelblau) mit der Ableitung eines Lorentz gefittet (blau) zusammen mit der Ableitung des Lorentz selbst dargestellt (rot). Die mit der Ableitung eines Lorentz gefittete Breite des dispersiven Signals ergibt sich hierbei zu 88,1 MHz, die Breite der Ableitung des Lorentz ist 46,4 MHz. Man erhält also einen Korrekturfaktor von 1,90. Dies stimmt ziemlich gut überein mit den Messungen in Abbildung 4.5, bei denen sich die Breite vom rein absorptiven zum rein dispersiven Signal um den Faktor 1,85 ändert. Da in allen Messungen die Näherung der Dispersion als Ableitung der Absorption angenommen wurde, kann man davon ausgehen, dass alle hier angegebenen Halbwertsbreiten um diesen Faktor kleiner sind.



Abbildung 4.3.: Gemessenes (blau) und gefittetes (rot) frequenzmoduliertes FPI-Signal für verschiedene Phasenlagen zwischen absorptivem und dispersiven Signal. a) 0π b) $1/8\pi$ c) $1/4\pi$ d) $3/8\pi$ e) $1/2\pi$



Abbildung 4.4.: Gemessene Phasenverschiebung des FM-Signals bei linearer Änderung der Ansteuerspannung des Phasenschiebers (blau) und erwartetes Verhalten (rot).



Abbildung 4.5.: Verlauf der gefitteten Breite des frequenzmodulierten FPI-Signals. Von rein absorptiv nach rein dispersiv verdoppelt sich die gefittete Breite, da als Näherung für die Dispersion die Ableitung der Absorption angenommen wurde.



Abbildung 4.6.: Vergleich einer Dispersionskurve (dunkelblau) mit der Ableitung der Absorptionskurve (rot) eines FPIs. Ein Fit des dispersiven Signals (blau) mit der Ableitung des absorptiven Signals ergibt eine um den Faktor 1,9 größere Breite.

Auswirkungen von Asymmetrien im ursprünglichen Signal

Wie in der Abbildung 4.3 vor allem in den weitgehend dispersiven Signalen zu sehen ist, sind die FM-Signale nicht symmetrisch. Der Grund dafür sind Asymmetrien, die in den ursprünglichen Fabry-Perot-Signalen bereits vorhanden sind. Dies ist bereits in Abbildung 4.2 deutlich. Diese Asymmetrien treten im dispersiven Signal deutlicher hervor, da dieses proportional zur Ableitung der ursprünglichen Funktion ist. Dies kann veranschaulicht werden, indem zwei leicht verschobene Lorentz-Funktionen unterschiedlicher Amplitude addiert werden und man daraus das modulierte Signal berechnet. In Abbildung 4.7 sind als Beispiel zwei Lorentz-Funtionen mit einer Halbwertsbreite von 86 MHz und einer Amplitude von 1 bzw. 0.1 dargestellt. Die kleinere Funktion ist um 95 MHz bezüglich der Hauptfunktion verschoben. Ein erneuter Fit der Gesamtfunktion liefert jedoch eine Halbwertsbreite von 100 MHz mit nur einer kleinen Korrektur, ähnlich wie der Fit der Daten des FPI. Die Ursache hierfür ist, dass das Program zum fitten mehrerer Lorentz-Funktionen, die einzelnen Lorentz-Funktionen nacheinander anstatt gleichzeitig an die Daten fittet. Dies hat zur Folge, dass es bei einem leicht asymmetrischen Peak schon beim ersten Peak versucht möglichst nah an die Daten zu fitten. Alle weiteren Lorentz-Fits sind dann nur kleine Korrekturen des Hauptpeaks.

Berechnet man aus den beiden addierten Lorentz-Funktionen aus Abbildung 4.7 das dispersive frequenzmodulierte Signal erhält man ein deutlich asymmetrisches



Abbildung 4.7.: Zwei Lorentz-Funktionen verschiedener Amplitude (rot und grün) werden addiert um eine asymmetrische nahezu Lorentzförmige Funktion zu erhalten (blau).



Abbildung 4.8.: Berechnetes FM-Signal der beiden oben gezeigten addierten Lorentzfunktionen (blau) und berechnetes FM-Signal aus dem gefitteten Lorentz (rot). Die Asymmetrie des verwendeten Lorentz wird im dispersiven FM-Signal deutlicher.

4. Ergebnisse

Signal, das genau die gleiche Form zeigt wie das gemessene Signal in Abbildung 4.3 e). Dies ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Wie man sieht ist die Seite des FM-Signals größer, auf der die Asymmetrie ist, also in diesem Fall die linke Seite des Signals. Dies führt dazu, dass die linke Hälfte des Hauptpeaks des FM-Signals kleiner ist als das linke Seitenband. Fitted man jedoch die addierten Lorentz-Funktionen mit einem einzelnen Lorentz und berechnet daraus das FM-Signal erhält man ein symmetrisches FM-Signal mit deutlich größerer Breite.

Da im folgenden jedoch vor allem die Verschiebung des Signals interessiert, wird auf das fitten mehrerer Lorentz-Funktionen an das Signal verzichtet, da die Automatisierung davon einen wesentlich größeren Rechenaufwand bedeuten würde.

Frequenzmodulation durch Strommodulation

Bei der Frequenzmodulation mit Hilfe der Strommodulation wurden genauso wie bei der Modulation mit dem EOM Messungen mit dem Fabry-Perot-Interferometer durchgeführt. Ein einzelnes Fabry-Perot-Signal mit Seitenbändern aus der Modulation ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Hierfür wurde der strommodulierte 795 nm-Laser in das Fabry-Perot-Interferometer eingekoppelt und über die D1-Linie von Rubidium gescannt. Als Modulationsfrequenz wurde 200 MHz verwendet, um die Seitenbänder im FPI vom Hauptpeak zu trennen.



Abbildung 4.9.: Fabry-Perot-Signal mit Seitenbändern aus der Strommodulation. Die Höhe der Seitenbänder ist hier bei mittlerer Modulationstiefe 6,5 % des Hauptsignals.

Die Modulationstiefe wurde so eingestellt, dass sie im Absorptionssignal, das parallel zum FPI-Signal aufgenommen wurde, zu vergleichbaren Seitenbändern führte wie bei den späteren Messungen. Mit dieser Modulationstiefe erhält man eine Amplitude der Seitenbänder von $6, 5 \pm 2, 9 \%$. Der Abstand der Seitenbänder ergab sich zu

 190 ± 10 MHz. Die Amplitude der Seitenbänder ist also bei dieser relativ geringen Modulationstiefe schon größer als bei der Modulation mit dem EOM. Es wären leicht größere Seitenbänder realisierbar, jedoch erhält man dann zusätzlich Seitenbänder bei Vielfachen der Modulationsfrequenz. Um dies zu vermeiden wurde die Modulationstiefe so eingestellt, dass keine höheren Harmonischen sichtbar sind, aber man ein möglichst großes Signal erhält.

4.1.2. Frequenzabhängigkeit der Strommodulation

Das FM-Signal aus der Strommodulation zeigt nicht nur die Frequenzabhängigkeit, die in Kapitel 2.3.2 in Abbildung 2.12 beschrieben wurde. Es ergibt sich auch eine Freuqenzabhängigkeit durch den verwendeten Transistor. Um die gesamte Frequenzabhängigkeit, und damit eine optimale Modulationsfrequenz zu bestimmen wurde das dispersive FM-Signal bei verschiedenen Modulationsfrequenzen im Bereich 20-300 MHz aufgenommen und die Amplitude verglichen (Abbildung 4.10).



Abbildung 4.10.: Frequenzabhängigkeit der Amplitude des FM-Signals aus der Strommodulation (blau), mit der berechneten Amplitudenfunktion und der Modulationstiefe korrigierte Amplitude(rot). Der optimale Frequenzbereich befindet sich also zwischen 50 und 100 MHz.

Da die Modulationstiefe während der Messung zu höheren Modulationsfrequenzen in drei Schritten von 1,9 dB auf 7 dB erhöht wurde, muss die gemessene Amplitude mit dieser Änderung korrigiert werden. Durch die Erhöhung der Modulationstiefe bei großen Modulationsfrequenzen ergibt sich in der korrigierten Amplitude ein deutlich stärkerer Abfall der Amplitude bei Frequenzen größer als 100 MHz. Außerdem wurde die gemessene Amplitude mit der vorher beschriebenen Frequenzabhängigkeit aus Abbildung 2.12 korrigiert. Hierdurch ergeben sich aber nur kleine Korrekturen bei niedrigen Frequenzen. Der so korrigierte Verlauf der Amplitude ist in Abbildung 4.10 (rote Kurve) dargestellt.

Das Maximum der Amplitude wird durch diese Korrektur breiter zwischen einer Modulationsfrequenz von 50-100 MHz. Da in späteren Messungen die maximale Amplitude bei 50 MHz erreicht wurde, wurde diese Modulationsfrequenz im weiteren verwendet.



Abbildung 4.11.: Frequenzabhängigkeit der Strommodulation in logarithmischer Darstellung. Der Verlauf der Frequenzabhängigkeit ähnelt einem Tiefpass.

In Abbildung 4.11 ist diese Frequenzabhängigkeit in logarithmischer Darstellung aufgetragen. Wie man sieht nimmt die Amplitude bei hohen Frequenzen, abgesehen von einer Resonanz bei 200 MHz, in der logarithmischen Darstellung, linear mit der Modulationsfrequenz ab. Diese Abnahme mit 1/f ist charakteristisch für einen Tiefpassfilter. Die Transistorschaltung hat also eine Frequenzabhängigkeit ähnlich wie ein Tiefpass.

4.2. Frequenzmodulationsspektroskopie in der Zelle

Um die Unterschiede des neuen Zellendesigns zur alten Zelle, die in den früheren Messungen verwendet wurde, zu untersuchen, wurden zum einen Absorptionsmessungen durchgeführt, um den Verlauf der Dicke der Zelle herauszufinden. Weiterhin wurden EIT-Messungen durchgeführt, um Effekte der Wand zu untersuchen.

4.2.1 Absorptionsmessungen

Um den Verlauf der Zellendicke herauszufinden wurden Absorptionsmessungen auf dem $5S_{1/2} - 5P_{1/2}$ -Übergang mit dem 795 nm-Laser durchgeführt. Hierfür wurde der 795 nm-Laser über die D1-Linie von ⁸⁵Rb und ⁸⁷Rb gescannt und die Transmission gemessen.



Abbildung 4.12.: Absorption (blau) der D1-Linie in Rubidium zur Bestimmung der Zellendicke bei der Position 28 mm. Aus dem Fit (rot) kann die optische Dichte bestimmt werden.

Die Zelle wurde bei konstant gehaltener Temperatur jeweils um 5mm senkrecht zur Richtung des Laserstrahls verschoben, um in verschiedenen Dicken der Zelle zu messen. Aus jeder Messung wurde die optische Dichte ausgelesen und über die Position entlang der Zelle aufgetragen.

Im dünnen Bereich der Zelle, vor und hinter der Auflagekante, kann die Dicke der Zelle direkt aus der Farbe von Newton-Ringen anhand des Michel-Levy-Diagramms (s. Abbildung A.2) abgelesen werden. Die Abbildung 4.13 zeigt Weißlicht-Mikroskopaufnahmen der Newton-Ringe an der steilen Kante links vom Auflagepunkt und die flache Kante rechts vom Auflagepunkt. Anhand der Farben konnte aus dem Michel-Levy-Diagramm die Dicke bis 1,8 µm abgelesen werden.

Für den weiteren Bereich wurde für die deutlich sichtbaren grünen Interferenzringe eine Wellenlänge von 530 nm angenommen und die Dicke daraus bestimmt, dass sie ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge sein muss. Da man hieraus die



Abbildung 4.13.: Schema der Zelle und Mikroskopaufnahme der Newton-Ringe links bzw rechts der Auflagekante. Anhand der Farben kann die Dicke der Zelle aus dem Michel-Levy-Diagramm bestimmt werden (s. Anhang A.2).

Dicke der Zelle für diesen Bereich direkt bestimmen kann wurden die Messungen der Absorption mit diesen Messungen aus den Newton-Ringen übereinandergelegt indem die optische Dichte mit einem Faktor multipliziert wurde. Daraus erhält man eine Umskalierung der optischen Dichte direkt in die Dicke der Zelle (siehe Abbildung 4.14).



Abbildung 4.14.: Aus den Newton-Ringen bestimmte Dicke im Bereich des Auflagepunkts (rot) und skalierte Absorptionsmessungen (blau). Es zeigt sich ein nahezu lineares Verhalten mit einem Auflagepunkt bei der Position 37,5 mm.

Die Zellendicke nimmt abgesehen von kleinen Abweichungen linear ab. Die Auflagekante ist auf dieser Skala bei 37,5 mm. Danach nimmt die Zellendicke mit einer zuerst wesentlich flacheren Steigung wieder zu. Aus der Umskalierung erhält man links des Auflagepunkts eine Steigung von $2,34 \pm 0,5 \,\mu\text{m/mm}$ und rechts des Auflagepunkts $0,88 \pm 0,5 \,\mu\text{m/mm}$.

4.2.2. Dickeabhängigkeit/ Abhängigkeit vom elektrischen Feld in der Zelle

Im folgenden wurde EIT in der keilförmigen Zelle gemessen und daraufhin untersucht, welche Wandwechselwirkungen bei welchen Parametern eine Rolle spielen. Für dieses Experiment wurde das 795 nm/474 nm-Lasersystem mit dem strommodulierten 795 nm-Laser verwendet. Es wurde eine Modulationsfrequenz von 50 MHz verwendet, da sich herausstellte, dass wir bei dieser Frequenz die maximale FM-Amplitude erhalten. Es wurde bei jeder Temperaturkombination das FM-EIT-Signal gemessen, wobei die Dicke jeweils in 10 µm-Schritten zwischen 75 und 25 µm verändert wurde. Für alle EIT-Messungen wurde der Rydberg-Zustand 32S von Rubidium verwendet. Von den gemessenen EIT-Signalen wurde jeweils die Verschiebung der EIT-Linie relativ zur Referenz ausgelesen. Da die Zellentemperatur idealerweise die Wandwechselwirkung regelt und die Reservoirtemperatur den Dampfdruck in der Zelle bestimmt, wurde meistens nur die Zellentemperatur variiert.

Wie in Abschnitt 2.2.1 besprochen sind die wichtigsten Wechselwirkungen die Polariton-Wechselwirkung, die erkennbar ist an einem quadratischen Abstandsgesetz der Verschiebung des EIT-Signals und die Bildung von Ionen in der Zelle, die zu elektrischen Feldern und damit zum Stark-Effekt führen. Bei einer homogenen Ladungsverteilung führt dies zu einer Verschiebung des EIT-Signals $\propto 1/d$ mit der Zellendicke. Die Abbildungen 4.15 und 4.16 zeigen die Verschiebung des EIT-Signals bei einer Reservoirtemperatur von 200 °C und einer Zellentemeratur von 170 °C in linearer und logarithmischer Darstellung. Aufgrund der besseren Übersichtlichkeit wurden Fehlerbalken nur in der linearen Darstellung exemplarisch für den ersten und letzten Datenpunkt eingezeichnet. Der Nullpunkt der Verschiebung wurde festgelegt durch die Mitte des gleichzeitig aufgezeichneten Referenzsignals (s. Kapitel 3.1.2).

Wie man sieht nimmt die Verschiebung in logarithmischer Darstellung mit einer Steigung von 0,82 ab. Dieses Verhalten ist ähnlich wie in früheren Messungen [KSB⁺10]. Jedoch ist die Verschiebung insgesamt wesentlich größer. In den früheren Messungen trat in diesem Dickenbereich noch keine bedeutende Verschiebung auf.

Um die Rb-Dichte und die Wandwechselwirkungen in der Zelle zu erhöhen wurde bei gleicher Reservoirtemperatur und einer Zellentemperatur von 220 °C und 230 °C gemessen. Dies ist in den Abbildungen 4.17 und 4.18 im Vergleich mit der Messung bei 200 °C dargestellt. Wie man sieht nimmt mit steigender Zellentemperatur die Wandwechselwirkung, und damit die Verschiebung, zu.

Die Messungen bei einer Zellentemperatur von 200 °C und 220 °C zeigen in logarithmischer Darstellung eine Steigung von -0,82 und -0,59, die Messung bei 230 °C jedoch eine Steigung von -2.6. Wie aus den früheren Messungen bekannt und in Abschnitt 2.2.1 besprochen führt eine Wechselwirkung mit Oberflächen-Polaritonen in der Zelle zu einer Verschiebung $\propto 1/d^3$. Da wir in unseren Messungen immer senkrecht zur Dickeänderung messen, führt dies entlang der Strahlrichtung des Lasers zu einer Mittelung über die Dicke der Zelle, und damit zu einer Abstandsabhängigkeit $\propto 1/d^2$. Diese Wechselwirkung überwiegt, wenn die Zellentemperatur ausreichend groß ist um genug Polaritonen anzuregen, wie es bei uns nun bei einer Zellentemperatur von 230 °C der Fall war.

Wie bereits erwähnt ist die Verschiebung insgesamt, also auch ohne Polariton-Wechselwirkung, bei den Messungen bei 220 °C und 200 °C, wesentlich größer als bei früheren Messungen. Eine mögliche Erklärung hierfür wären größere elektrische Felder. Diese waren damals, wie aus Messungen eines D-Zustands eindeutig hervorging, zwar sehr klein. Dies kann sich aber aufgrund einer leicht veränderten Bauform der Zelle und des Ofens geändert haben. Die Zelle in diesen Messungen ist breiter als die Zelle in den früheren Messungen. Dies könnte dazu führen, dass im Innern gebildete Ionen einen längeren Rekombinationsweg haben und sich damit ein größeres elektrisches Feld aufbauen kann.



Abbildung 4.15.: Verschiebung des EIT-Signals bei 200 °C Zellen- und 170 °C Reservoirtemperatur in linearer Darstellung



Abbildung 4.16.: Verschiebung des EIT-Signals bei 200 °C Zellen- und 170 °C Reservoirtemperatur in logarithmischer Darstellung. Es ergibt sich eine Steigung von -0,82. Polariton-Wechselwirkung spielt in diesem Bereich also noch keine Rolle.



Abbildung 4.17.: Verschiebung der EIT-Linie bei den verschiedenen Zellentemperaturen. Es lässt sich ein sprunghafter Anstieg zwischen den Zellentemperaturen 220 °C und 230 °C beobachten.



Abbildung 4.18.: Verschiebung in logarithmischer Darstellung. Die Steigung von - 2,6 bei einer Zellentemperatur von 230 °C weist daraufhin, dass Polaritonen die dominante Wechselwirkung darstellen.



Abbildung 4.19.: Verschiebung der EIT-Linie bei geringen Temperaturunterschieden zwischen Zelle und Reservoir. Die kleinste Verschiebung erhält man bei einer Zellentemperatur unterhalb der Reservoirtemperatur.



Abbildung 4.20.: Verschiebung in logarithmischer Darstellung. Es lässt sich keine signifikante Änderung der Steigung feststellen, was keine Änderung des zugrundeliegenden Effekts nahelegt.

Hierzu wurden die Messungen auch bei Zellentemperaturen kleiner als die Reservoirtemperatur durchgeführt. Dies zeigen die Abbildungen 4.19 und 4.20.

Die Zellentemperatur konnte in diesen Messungen deutlich unter die Reservoirtemperatur eingestellt werden ohne dass Rubidium an die Innenseite der Zelle kondensierte. Dies war in den früheren Messungen mit anderer Zelle und anderem Ofen nicht möglich. Dies lässt darauf schließen, dass die Temperaturen aus den früheren Messungen vermutlich nicht direkt vergleichbar sind mit den Temperaturen in diesen Messungen.

Offensichtlich nimmt das elektrische Feld mit abnehmender Temperatur ab, wobei sich die Dickeabhängigkeit kaum verändert. Eine mögliche Erklärung für das abnehmende elektrische Feld, wird deutlich nach Abkühlen der Zelle und damit kondensieren des Rubidiums in die Zelle. Dies zeigt Abbildung 4.21. Abbildung 4.22 zeigt hierzu eine Schemazeichnung dieser Zelle.

An der linken Seite ist in der Mitte der Zelle das Rb-Reservoir angesetzt. Auf dieser Seite befindet sich der offene, also dickere Teil der Zelle. Nach rechts wird die Zelle dünner. Im rechten Drittel der Zelle ist ein großer Teil des kondensierten Rubidiums zu erkennen. Dieser liegt symmterisch um die Auflagekante der Glasplatten. Dadurch, dass die Zellentemperatur kleiner als die Reservoirtemperatur gewählt wurde, ist offensichtlich aus dem Reservoir ein Strahl aus heißen Atomen in die Zelle eingetreten. Dies ist an der Zelle sichtbar durch einen schmalen dunklen Streifen in der Mitte der Zelle. In diesem Bereich ist kein Rubidium an die Zellenwand kondensiert. Ober- und unterhalb dieses heißen Atomstrahls, durch blaues Streulicht sichtbar ist bereits etwas Rubidium kondensiert.

In einigen Messungen ist, wie in Abbildung 4.19 gezeigt offensichtlich, dass die Verschiebung bei einer Dicke von 35 auf 25 µm sprunghaft ansteigt. Dies wird deutlicher, umso weiter die Zellentemperatur unter der Reservoirtemperatur liegt. Der sprunghafte Anstieg der Verschiebung deckt sich mit dem Bereich der Kondensation des Rubidiums in der Zelle (vgl. Abbildung 4.21).

Aus dieser Aufnahme lässt sich schließen, dass die Zelle bei stark unterschiedlichen Zellen- und Reservoirtemperatur nicht im thermischen Gleichgewicht ist. Bei allen Messungen, bei denen die Reservoirtemperatur über der Zellentemperatur war, wurde also nicht in einer richtigen Dampfzelle, also einem Gas mit Boltzmannscher Geschwindigkeitsverteilung, sondern in einem heißen Atomstrahl gemessen.

Um die Messungen nun in Dampf durchzuführen wurde, anstatt in der Mitte der Zelle, an der oberen Kante entlang gemessen. Außerdem können produzierte Ionen schneller am Rand rekombinieren wodurch sich das elektrische Feld in der Zelle wesentlich verkleinern sollte.

In den Abbildungen 4.23 und 4.24 sind zum Vergleich einige Messungen in der Mitte und am Rand der Zelle bei meist gleichen Temperaturen in linearer und logarithmischer Auftragung dargestellt.

Wie man sieht zeigen die Messungen am Rand der Zelle eine deutlich kleinere Verschiebung wenn die Zellentemperatur kleiner als die Reservoirtemperatur ist. Außerdem ist die Verschiebung gerade bei der Messung bei 150/170 °C nahezu konstant, zeigt also zumindest in diesem Dickebereich noch keine Wandwechselwirkung. Das abnehmende elektrische Feld lässt sich auch anhand des Zellenbilds Abbildung 4.21



Abbildung 4.21.: Bild der Zelle nach Abkühlen /Kondensieren des Rubidiums in die Zelle. Um die Auflagekante ist ein großer Teil des kondensierten Rubidiums als gesschlossene Fläche zu erkennen. Ober und unterhalb des heißen Atomstrahls, durch blaues Streulicht sichtbar, ist bereits etwas Rubidium kondensiert.



Abbildung 4.22.: Schemazeichnung zur Kondensation des Rubidiums in der Zelle



Abbildung 4.23.: Vergleich der Verschiebung zwischen Messungen am Rand und in der Mitte der Zelle. Die Messungen am Rand zeigen eine kleinere Verschiebung. Dies lässt sich durch ein geringeres elektrisches Feld erklären, da Oberflächenladungen dort leichter abfließen können. Dieser Effekt verstärkt sich bei geringeren Temperaturen.



Abbildung 4.24.: Vergleich Mitte/Rand in logarithmischer Darstellung

erklären. Je kleiner die Zellentemperatur im Vergleich zur Reservoirtemperatur ist, desto mehr Rubidium kondensiert an die Zellenwand. Dieses kondensierte Rubidium könnte zu einer erhöhten Leitfähigkeit auf der Glasoberfläche beitragen. Damit können bei kleineren Zellentemperaturen die produzierten Ionen schneller rekombinieren und das elektrische Feld wird reduziert.

5. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde eine kombinierte FM-AM-Transfer-Spektroskopie aufgebaut und charakterisiert. Hiermit wurden EIT-Messungen in einer keilförmigen Glaszelle durchgeführt um die Wechselwirkungen der Rydberg-Atome mit der Glaswand zu untersuchen.

Aus der Charakterisierung der Spektroskopie ging hervor, dass mit einer Frequenzmodulation durch Strommodulation wesentlich leichter eine größere Modulationstiefe erreicht werden kann, als mit der Frequenzmodulation durch einen elektrooptischen Moduator (EOM). Begrenzt wird die erreichbare Modulationstiefe in der Strommodulation durch den maximalen Drain-Source-Strom des Transistors, und dadurch, dass man höhere Harmonische der Modulationsfrequenz in den Messungen vermeiden möchte. Die maximale Modulationstiefe des Breitband-EOMs wurde begrenzt durch die maximale RF-Leistung von 2 W. Eine höhere Modulationstiefe mit einem EOM kann möglicherweise ein resonanter EOM anstelle eines Breitband-EOM liefern.

Die Rydberg-EIT-Messungen zeigen, dass die Wechselwirkungen zwischen Rydberg-Atomen, in diesem Fall Rubidium, mit der Glasoberfläche abhängig von der Bauform und Größe der verwendeten Zelle sind. In der hier verwendeten breiteren Zelle dominierten, im Gegensatz zu den früheren Messungen in einer schmaleren Zelle, die Wechselwirkung mit elektrischen Feldern in der Zelle. Messungen in der Mitte der Zelle zeigten eine größere Verschiebung als Messungen am Rand der Zelle, da dort die in der Zelle produzierten Ionen vermutlich schneller rekombinieren können. Außerdem führten niedrigere Zellen-Temperaturen zu kleineren elektrischen Feldern, da wahrscheinlich mehr, an der Glas-Oberfläche kondensiertes Rubidium zu einer erhöhten Leitfähigkeit, und damit einer Reduktion der elektrischen Felder führen kann. Für die weiteren Messungen ist hier geplant, eine Zelle zu konstruieren, die auf der Innenseite mit einem leitfähigen Material z. B. Chrom beschichtet ist, um elektrische Felder möglichst zu vermeiden.

Weiterhin ist es ein Ziel, in einem möglichst dünnen Bereich kleiner 1µm messen zu können. Hierfür ist, für ein messbar großes Signal, in Rubidium jedoch eine höhere Dichte, und damit eine höhere Temperatur erforderlich. Diese höhere Temperatur regt allerdings, wie gezeigt, Oberflächen-Polaritonen in der Glas-Oberfläche an, die zu einer starken Verschiebung des EIT führen. Eine Verbesserung könnte man hier erhalten, wenn Cäsium statt Rubidium verwendet wird. Cäsium hat eine höheren Dampfdruck als Rubidium. Es sind damit niedrigere Temperaturen notwendig um die gleiche optische Dichte zu erhalten.

Ein weiteres Ziel ist es, elektrisch ansteuerbare Zellen zu entwerfen. Durch die elek-

trische Ansteuerung könnte damit in jeder einzelnen Zelle durch den Stark-Effekt beeinflusst werden, ob diese Zelle transparent geschaltet wird, oder nicht. Aus vielen benachbarten Zellen, die alle einzeln ansteuerbar sind, könnte man damit ein Array aus Einzelphotonenquellen und ein skalierbares Quantenregister aufbauen.

Für die elektrische Ansteuerung kann die Innenseite der Glaszelle, wie bei LCD-Bildschirmen bereits verwendet wird, mit Indium-Zinn-Oxid (ITO) beschichtet werden. ITO ist durchsichtig und hat eine ausreichende Leitfähigkeit, um kleine elektrische Felder anzulegen. Jedoch reagiert ITO mit Rubidium. Es muss daher mit einer dünnen Schutzschicht, z. B. Siliziumnitrit, überzogen werden, was die Leitfähigkeit wieder etwas verringert.

Da diese Beschichtungen bei hohen Temperaturen wieder verdampfen, kann die Zelle nicht wie bisher verschmolzen werden, sondern muss geklebt werden. Vielversprechende Kleber hierfür sind Epoxidharze. Diese haben jedoch häufig eine Glasübergangs-Temperatur von ca. 100 °C. Auch hier wären also die niedrigeren Temperaturen, die für Cäsium ausreichend sind, ein großer Vorteil.

A. Michel-Levy-Diagramm

Das Michel-Levy-Diagramm (Abbildung A.1 und A.2) stellt die Newtonschen Interferenzfarben dar. Es wird in der Mikroskopie verwendet um bei doppelbrechenden Materialien einen Zusammenhang zwischen dem Unterschied der Brechungsindizees und dem Gangunterschied zwischen zwei Lichtstrahlen, die senkrecht zueinander polarisiert sind, herzustellen. Da wir in unserem Fall in einem Luftspalt messen, findet keine Doppelbrechung statt. Dadurch entspricht der Gangunterschied im Medium direkt der Dicke des Luftspalts. Destruktive Interferenz erhält man nach einer Dicke der Luftschicht von ungeraden Vielfachen der halben Wellenlänge. Durch eine Wellenlängenabhängige Intensität kann kann sich der Farbton der beobachteten Farben vom Diagramm unterscheiden. Vergleicht man von einer Dicke von 0 nm an die Farben der Newton-Ringe mit den Interferenzfarben der Zelle, entspricht der Gangunterschied auf dem Diagramm die Dicke der Zelle an dieser Stelle.



Abbildung A.1.: Michel-Levy-Diagramm Teil 1 aus [Car11].



Abbildung A.2.: Michel-Levy-Diagramm Teil 2 aus [Car11].

B. Niveauschema von Rubidium



Abbildung B.1.: Verwendete Grundzustands-Übergänge in Rubidium für ^{87}Rb und $^{85}Rb.$

Literaturverzeichnis

- [Bjo80] G. C. Bjorklund, Frequency Modulation Spectroscopy: a new method for measuring weak absorptions and dispersions, Opt. Lett. 5 (1980), 15.
- [BL83] G. C. Bjorklund and M. D. Levenson, Frequency Modulation (FM) Spectroscopy, Appl. Phys. B **32** (1983), 145–152.
- [Bur05] R. Burdett, Amplitude Modulated Signals- The Lock-in Amplifier, Wiley, 2005.
- [Car11] Carl Zeiss Lichtmikroskopie, Michel-Levy-Farbtafel Polarisiertes Licht Konoskopische Determination, http://www.zeiss.com/ C1256CFB00332E16/0/FECC5775A0897BCCC1256D08002A4E39/ \\$file/46-0014_d.pdf, 10.02.2011.
- [DiV00] D.P. DiVincenzo, The Physical Implementation of Quantum Computation, Fortschritte der Physik **48** (2000), 771–783.
- [FIM05] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J.P. Marangos, *Electromagnetical-ly induced transparency: Optics in coherent media*, Reviews of modern physics 77 (2005), 633–673.
- [Foo05] J. Foot, *Atomic Physics*, Oxford University Press, 2005.
- [GBLJX95] J. Gea-Banacloche, Y. Li, S. Jin, and M. Xiao, *Electromagnetically in*duced transparency in ladder-type inhomogeneously broadened media: Theory and Experiment, Phys. Rev. A **51** (1995), 576.
- [Gra06] A. Grabowsky, Aufbau einer Messapparatur zur Laserkühlung und hochauflösende Rydberg-Spektroskopie an ⁸⁷Rb-Atomen, Doktorarbeit, Universität Stuttgart, 2006.
- [HRB⁺07] R. Heidemann, U. Raitzsch, V. Bendowsky, B. Butscher, R. Löw, L. Santos, and T. Pfau, Evidence for coherent collective Rydberg excitation in the strong blockade regime, Phys. Rev. Lett. 99 (2007), 163601.
- [KSB⁺10] H. Kübler, J.P. Shaffer, T. Baluktsian, R. Löw, and T. Pfau, Coherent Excitation of Rydberg Atoms in Thermal Vapor Microcells, Nature Photonics 4 (2010), 112.
- [Mül08] S. Müller, Nonlinear Optics involving Rydberg States in a Rubidium Vapour Cell, Diplomarbeit, Universität Stuttgart, 2008.

- [MvdS05] H.J. Metcalf and P. van der Straten, Laser Cooling and Trapping, Oxford University Press, 2005.
- [SKHR⁺02] F. Schmidt-Kaler, H. Häffner, M. Riebe, S. Gulde, G.P.T. Lancaster, T. Deuschle, C. Becher, C.F. Roos, J. Eschner, and R. Blatt, *Realization* of the Cirac-Zoller controlled-NOT quantum gate, Nature 422 (2002), 408–411.
- [SW02] M. Saffman and T. Walker, Creating single-atom and single-photon sources from entangled atomic ensembles, Phys. Rev. A 66 (2002), 065403.
- [UJH⁺09] E. Urban, T.A. Johnson, T. Henage, L. Isenhower, D.D. Yavuz, T.G. Walker, and M. Saffman, Observation of Rydberg blockade between two atoms, Nature Physics 5 (2009), 110–114.
- [VSB⁺01] L.M.K. Vandersypen, M. Steffen, G. Breytal, C.S. Yannoni, M.H. Sherwood, and I.L. Chuang, Experimental realization of Shor's quantum factoring algorithm using nuclear magnetic resonance, Nature 414 (2001), 883–887.

Ehrenwörtliche Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Stuttgart, 18. Februar 2011

Renate Daschner