Evaneszente Rubidium-Spektroskopie

Bachelorarbeit von Artur Skljarow

29. Dezember 2015

Prüfer: Prof. Dr. Tilman Pfau



Universität Stuttgart

5. Physikalisches Institut Universität Stuttgart Pfaffenwaldring 57, 70569 Stuttgart

Inhaltsverzeichnis

1.	Abstract	1
2.	Motivation und Aufbau der Arbeit	3
3.	Theoretische Grundlagen	5
	3.1. Das evaneszente Feld	5
	3.2. Linienbreite und Absorptionskoeffizient	10
	3.3. Elektromagnetisch induzierte Transparenz	13
4.	Das Experiment	19
	4.1. 776 nm Laser-Aufbau	19
	4.2. Aufbau für die evaneszente Spektroskopie	22
	4.3. Das untersuchte Rubidiumspektrum	27
	4.4. Dichteabhängigkeit	29
	4.5. Intensitätsabhängigkeit	32
	4.6. Winkelabhängigkeit	34
	4.7. Evaneszente EIT	39
5.	Zusammenfassung und Ausblick	43
Α.	Anhang	45
Lit	eraturverzeichnis	47
Da	Danksagung	

1. Abstract

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Spektroskopie von Rubidiumdampf im evaneszenten Feld eines in Totalreflexion gespiegelten Lasers. Das evaneszente Feld dringt dabei in die Dampfzelle ein und wechselwirkt dort mit den Atomen. Der Einfluss der Alkaliatome macht sich dann im Reflexionssignal bemerkbar und wird hinsichtlich optischer Dichte, Intensität und Einfallswinkel im Detail studiert. Abschließend wird der Versuchsaufbau durch einen weiteren Laser erweitert, der es erlaubt elektromagnetisch induzierte Transparenz im Leiterschema zu erzeugen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein entsprechendes Experiment aufgebaut, die evaneszenten Spektren aufgenommen und gezeigt, dass die Bedingungen für die elektromagnetisch induzierte Transparenz im evaneszenten Feld gegeben sind.

2. Motivation und Aufbau der Arbeit

Die besondere Eigenschaft des evaneszenten Feldes in ein Medium einzudringen, ermöglicht eine spektroskopische Untersuchung von Oberflächen. So kann beispielsweise die Beschichtung einer Glasplatte auf Schäden untersucht werden. Die Untersuchung erstreckt sich über den Bereich der Wellenlänge des verwendeten Lasers, was in dieser Arbeit etwa $0.8 \,\mu\text{m}$ entspricht. Damit bietet die evaneszente Spektroskopie die Möglichkeit einer sehr präzisen Oberflächenuntersuchung ohne Auswirkungen auf das Innere des Materials.

Das dritte Kapitel dieser Arbeit befasst sich mit den theoretischen Grundlagen des Experiments. Dazu werden zunächst die Bedingungen für die Totalreflexion an dielektrischen Grenzflächen geschildert. Anhand dieser Bedingungen wird das evaneszente Feld mathematisch formuliert. In diesem Zusammenhang werden die Eigenschaften der Evaneszenz erklärt. Es wird auf den Energieaustausch zwischen zwei Medien mit unterschiedlichen Brechungsindizes, die Ausbreitung der evaneszenten Welle, die Intensität und auf die Abhängigkeit vom Einfallswinkel eingegangen.

Im Abschnitt 3.2. wird erklärt wie das Spektrum untersucht wird. Dazu wird die Linienverbreiterung durch unterschiedliche Einflüsse beschrieben und wie diese in der Auswertung berücksichtigt werden. Hierzu zählt die inhomogene Doppler-Verbreiterung und (homogene) Verbreiterungen wie Intensitätssättigung, Kollisionen, Flugzeit und Dipol-Dipol-Wechselwirkungen. Die genannten Verbreiterungen tragen alle zu dem Absorptionskoeffizienten bei, welcher ebenfalls hergeleitet wird. Der Absorptionskoeffizient wird in eine Fit-Funktion an die Spektren angebunden und bildet so die Basis des Auswertungsprozesses für die Absorptionsmessungen.

In 3.3. wird die elektromagnetisch induzierte Transparenz beschrieben. Dabei wird zunächst das Leiter-Schema mit den zugehörigen Größen vorgestellt und die Suszeptibilität eingeführt. Es werden kurz die Eigenschaften der elektromagnetisch induzierten Transparenz angesprochen und die Besonderheiten im evaneszenten Fall herausgearbeitet.

Im vierten Kapitel wird das Experiment erklärt, die Messungen interpretiert und mit der Theorie verglichen. Zunächst wird der Aufbau des 776 nm Lasers dargestellt und kurz charakterisiert. Im Abschnitt 4.2. wird die verwendete Rubidium-Zelle beschrieben und gezeigt, wie diese in den Spektroskopie-Aufbau eingebunden wird. Weiter wird der Aufbau für das Experiment präsentiert und im Detail erklärt. Die darauffolgenden Abschnitte beziehen sich auf die Untersuchung unterschiedlicher Eigenschaften des evaneszenten Feldes. Dabei wird in jedem Kapitel die Messprozedur anschaulich erklärt, die Ergebnisse vorgestellt und gedeutet. An erster Stelle steht der Einfluss der atomaren Dichte auf die beobachtbaren Rubidium-Spektren, gefolgt von der Intensitätsund Winkelabhängigkeit. Zuletzt wird die Erzeugung der elektromagnetisch induzierten Transparenz im evaneszenten Feld vorgeführt.

In Kapitel 5. werden die Ergebnisse der Arbeit zusammengefasst, die Möglichkeiten der evaneszenten Spektroskopie verdeutlicht und auf zukünftige Anwendungen hingewiesen.

3. Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die Bedingungen für die Entstehung eines evaneszenten Feldes hergeleitet. Anschließend werden die Eigenschaften der evaneszenten Welle und deren Abhängigkeiten erklärt. Dazu wird die Abhängigkeit vom Einfallswinkel im Detail vorgestellt. Ferner wird auf die Linienbreite der aufgenommenen Spektren eingegangen. Es wird der Absorptionskoeffizient hergeleitet und in eine Fit-Funktion für diese Spektren einbezogen. Zum Schluss wird das Phänomen der elektromagnetisch induzierten Transparenz (EIT) erklärt, wobei zwischen "üblicher" und evaneszenter EIT unterschieden wird.

3.1. Das evaneszente Feld

Totale Reflexion und Evaneszenz

Im Folgenden wird die Reflexion elektromagnetischer Strahlung an einer dielektrischen Grenzschicht untersucht. Aus den Stetigkeitsbedingungen [1]

$$\boldsymbol{n} \times (\boldsymbol{E_t} - \boldsymbol{E_e}) = 0 \tag{3.1}$$

folgt, dass jede Reflexion und Transmission von elektromagnetischen Wellen in einer Ebene erfolgt, der sog. Einfallsebene. E_t und E_e beschreiben dabei das elektrische Feld auf den gegenüberliegenden Seiten der Grenzfläche während n die Normale der Grenzschicht beschreibt. Die Einfallsfallsebene wird o.B.d.A. in die xz-Ebene gelegt. Sowohl für den Wellenvektor des einfallenden Strahls k_e , als auch für den transmittierten bzw. reflektierten Strahl k_t bzw. k_r gilt (siehe Abb. 3.1)

$$\boldsymbol{k}_{i} = (k_{x}, 0, k_{z})^{t}. \tag{3.2}$$

Der Betrag von \mathbf{k} lässt sich schreiben als

$$|\mathbf{k}| = k = n\frac{\omega}{c},\tag{3.3}$$

mit der Kreisfrequenz ω der elektromagnetischen Welle, der Lichtgeschwindigkeit c und dem Brechungsindex n des Mediums. Die Komponenten können geometrisch durch

$$k_x = k\sin(\theta)$$
 bzw. $k_z = k\cos(\theta)$ (3.4)



Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung der totalen Reflexion einer elektromagnetischen Welle an einer dielektrischen Grenzschicht mit Brechungsindizes $n_1 > n_2$. Der Fall für den kritischen Einfallswinkel $\theta_e = \theta_c$ wird in rot dargestellt.

beschrieben werden, wobei θ_e den Einfallswinkel, θ_t den Transmissionwinkel und θ_r den Reflexionwinkel beschreiben, jeweils bezogen auf die Flächennormale. Für den Grenzfall der Totalreflexion beträgt der Transmissionswinkel $\theta_t = 90^{\circ}$. Nach dem Snelliusschen Brechungsgesetz gilt für den Einfallswinkel

$$n_1 \sin(\theta_e) = n_2 \sin(\theta_t) = n_2 \quad \Leftrightarrow \quad \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) := \theta_c.$$
 (3.5)

Aus Gleichung (3.5) wird deutlich, dass Totalreflexion nur an Grenzflächen zu optisch dünneren Medien möglich ist, da der Arkussinus nur für $n_2 \leq n_1$ reell definiert ist. Ferner existiert ein Grenzwinkel θ_c , ab welchem der einfallende Strahl total reflektiert wird. Um das evaneszente Feld zu beschreiben, wird ein Einfallswinkel $\theta_e > \theta_c$ betrachtet. Zunächst soll eine ebene Welle der Form

$$\boldsymbol{E_t} \propto \exp(i\boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{r}) = \exp(ik(x\sin(\theta_t) + z\cos(\theta_t)))$$
(3.6)

angenommen werden, die durch das Medium mit geringerem Brechungsindex n_2 unter dem Winkel $\theta_e > \theta_c$ propagiert. Die Bedingung für die Totalreflexion fordert für Einfallswinkel über dem kritischen Winkel $\sin(\theta_t) > 1$. Daraus ergibt sich

$$\cos(\theta_t) = \sqrt{1 - \sin(\theta_t)^2} = i\sqrt{\sin(\theta_t)^2 - 1}$$
$$\stackrel{(3.5)}{=} i\sqrt{\frac{n_1^2}{n_2^2}\sin(\theta_e)^2 - 1} = i\sqrt{\left(\frac{\sin(\theta_e)}{\sin(\theta_c)}\right)^2 - 1} \quad .$$
(3.7)

Mit

$$\beta = \sqrt{\left(\frac{\sin(\theta_e)}{\sin(\theta_c)}\right)^2 - 1} \quad \text{und} \quad \alpha = \left(\frac{\sin(\theta_e)}{\sin(\theta_c)}\right) \tag{3.8}$$

liefert Gleichung (3.7) eingesetzt in (3.6)

$$\boldsymbol{E_t} \propto \exp(-kz\beta) \cdot \exp(ikx\alpha). \tag{3.9}$$

Hieraus wird die exponentielle Abnahme $-\beta k$ des elektrischen Feldes beim Eindringen in das optisch dünnere Medium deutlich. Gleichzeitig ist die "Propagationsachse" mit der *x*-Achse, d.h. parallel zur Grenzschicht, zu identifizieren, während die Abschwächung ausschließlich in *z*-Richtung, d.h. in das Medium hinein, erfolgt. Eine weitere Eigenschaft wird durch die Betrachtung des Poynting-Vektors *S* verdeutlicht. Dieser ist für elektromagnetische Felder gegeben durch

$$\boldsymbol{S} = \boldsymbol{E} \times \boldsymbol{H} \tag{3.10}$$

und zeigt in Richtung des Energieflusses, wobei H das magnetische Feld beschreibt. Da die Felder E und H im Allgemeinen komplex sein können, muss zwischen dem Real- und Imaginärteil unterschieden werden. Letzterer sorgt lediglich für eine zeitliche Oszillation der Felder. Das Auskoppeln des Imaginärteils liefert somit einen zeitlichen Mittelwert des Energieflusses

$$\overline{\boldsymbol{S}}(\boldsymbol{r}) = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}) \times \boldsymbol{H}(\boldsymbol{r})).$$
(3.11)

Durch Einbeziehen der Maxwell Gleichung lässt sich H auch in der Form

$$\boldsymbol{H} = \frac{1}{\mu\omega} (\boldsymbol{k} \times \boldsymbol{E}) \tag{3.12}$$

schreiben, mit der Permeabilität μ des isotropen Ausbreitungsmediums. Alle Felder und Konstanten sind auf das Medium mit Brechungsindex n_2 bezogen. Mit Gleichung (3.12) lässt sich der Poynting-Vektor schreiben als

$$\overline{\boldsymbol{S}_{\boldsymbol{t}}}(\boldsymbol{r}) = \frac{1}{2\mu_t \omega_t} \operatorname{Re}(\boldsymbol{k}_t | \boldsymbol{E}_t(\boldsymbol{r}) |^2), \qquad (3.13)$$

7

unter Verwendung der Graßmann-Identität. Der Energiefluss ins Medium hinein ist primär in Richtung der Normalen gegeben und beträgt

$$\overline{\boldsymbol{S}}(\boldsymbol{r}) \cdot \boldsymbol{n} = \frac{|\boldsymbol{E}_t(\boldsymbol{r})|^2}{2\mu_t \omega_t} \operatorname{Re}(\boldsymbol{k}_t \cdot \boldsymbol{n}) = \frac{|\boldsymbol{E}_t(\boldsymbol{r})|^2}{2\mu_t \omega_t} \operatorname{Re}(k_z \cdot z) = 0, \quad (3.14)$$

da $\operatorname{Re}(k_z) = 0$. Diese Rechnung verdeutlicht, dass keine Welle effektiv ins zweite Medium eindringt. Dennoch findet zu jedem Moment ein Energieaustausch des Lichts mit dem zweiten Medium statt, da schließlich nur der zeitliche Mittelwert in der Rechnung betrachtet wird. Das stetige Abfallen einer Welle an einem endlich hohen Potential stellt das quantenmechanische Analogon zur Evaneszenz dar. Eine Interpretationsmöglichkeit besteht darin, dass die Energie ins evaneszente Feld eindringt, anschließend jedoch wieder abgegeben wird, demnach, gemäß dem Goos-Hänchen-Effekt [2], einer Reflexion an einer virtuellen Grenzschicht entspricht. Befinden sich z.B. Atome in diesem evaneszenten Feld, können diese die Energie der elektromagnetischen Welle absorbieren, d.h. sie können im reflektierten Strahl nachgewiesen werden. Sind keine Atome im evaneszenten Feld vorhanden (Vakuum), so würde die Reflexion an der virtuellen Grenzschicht die komplette Welle reflektieren und der effektive Energiefluss ins zweite Medium wäre nach Gleichung (3.14) null.

Abhängigkeit vom Einfallswinkel

Um die Abhängigkeit vom Einfallswinkel zu untersuchen wird die evaneszente Welle E_t auf die Form einer messbaren Intensität I gebracht

$$I(\theta_e) = |\boldsymbol{E}_t|^2 \propto \exp(-2kz\beta(\theta_e)). \tag{3.15}$$

Aus dieser Darstellung lässt sich die Eindringtiefe bestimmen, die typischerweise definiert ist als die Strecke, auf der die Intensität des Lichts auf $1/e^2$ des Ausgangswertes abgefallen ist. Für den Fall der evaneszenten Welle beträgt die Eindringtiefe d

$$I(z = d, \theta_e) = 1/e^2 \Leftrightarrow d = \frac{1}{k\beta(\theta_e)}.$$
(3.16)

In vollständiger Darstellung ist die Eindringtiefe von dem Einfallswinkel θ_e , den Brechungsindizes der Medien an der Grenzschicht n_1 , n_2 , bzw. dem kritischen Winkel θ_c und der Wellenlänge der elektromagnetischen Welle $\lambda = (2\pi)/k$ abhängig

$$d(\theta_e) = \frac{\lambda}{(2\pi)/\sqrt{(\sin(\theta_e) \cdot n_1/n_2)^2 - 1}} = \frac{\lambda}{(2\pi)/\sqrt{(\sin(\theta_e)/\sin(\theta_c))^2 - 1}}.$$
 (3.17)

Abb. 3.2 veranschaulicht Gleichung (3.17) für alle möglichen Einfallswinkel und drei verschiedene Brechungsindizes n_1 verglichen. n_2 ist dabei in allen Fällen der Brechungsindex des Vakuums und beträgt $n_2 = 1$. Die rote Kurve zeigt die Eindringtiefe einer elektromagnetischen Welle, die aus einem Medium mit Brechungsindex $n_1 = 1,45$ auf



Abbildung 3.2.: Verlauf der Eindringtiefe in Abhängigkeit vom Einfallswinkel für verschiedene Brechungsindizes n_1 an der Grenzschicht zum Vakuum $n_2 = 1$ bei einer Wellenlänge von $\lambda = 780$ nm. Hervorgehoben ist der Übergang $n_1 = 1,45 \longrightarrow n_2$ (rot), welcher totale Reflexion über dem kritischen Winkel $\theta_c = 43,6^{\circ}$ ermöglicht.

das Vakuum trifft. n_1 ist in diesem Fall der Brechungsindex von Quarzglas bei $\lambda = 780$ nm. Die Eindringtiefe liegt dabei im Bereich der Wellenlänge. Kommt das Licht aus einem Medium mit vergleichsweise hohem Brechungsindex, so kann schon bei kleinerem Einfallswinkel Totalreflexion erreicht werden. Analog werden die kritischen Winkel immer größer je näher n_1 an n_2 herankommt.

Für die Intensität an einem beliebigen Ort $z=z_0$ wird dementsprechend ein Verhalten der Form

$$I(\theta_e) = I_0 \exp(-1/d(\theta_e)) \tag{3.18}$$

erwartet. Das Verhalten der Intensität in Abhängigkeit vom Einfallswinkel wird für den gleichen Fall von $\theta_c = 43.6^{\circ}$ bei einer Wellenlänge von $\lambda = 780$ nm in Abb. 3.3 verdeutlicht. Die Intensität besitzt demnach ein endliches Maximum am kritischen Winkel, das primär von der Intensität des einfallenden Lichts vorgegeben wird.



Abbildung 3.3.: Relativer Intensitätsverlauf der evaneszenten Welle bei zunehmendem Einfallswinkel ab dem kritischen Winkel $\theta_c = 43.6^{\circ}$ für $\lambda = 780$ nm.

3.2. Linienbreite und Absorptionskoeffizient

Herleitung der Dopplerverbreiterung

Die Verstimmung einer (Kreis-) Frequen
z ω durch Atombewegung in einer Dimension kann durch

$$\omega = \omega_0 + k_z v_z = \omega_0 (1 + v_z/c) \tag{3.19}$$

ausgedrückt werden, wobei w_0 die Ausgangsfrequenz, v_z die Geschwindigkeit bezüglich der z-Komponente und c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum beschreiben.

Im thermischen Gleichgewicht ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung P die Atome mit der Geschwindigkeitskomponente v_z zu finden Boltzmann-verteilt

$$P(\omega) \propto \exp(-E_{\rm kin}/k_{\rm B}T) = \exp((-c(\omega - \omega_0)/\omega_0 v_T)^2), \qquad (3.20)$$

mit $E_{\rm kin} = mv_z^2/2$ und der Substitution $v_T = (2k_{\rm B}T/m)^{1/2}$. Dabei steht *m* für die Masse der betrachteten Teilchen, $k_{\rm B}$ für die Boltzmann-Konstante und *T* für die absolute Temperatur. Weiter lässt sich $-v_z/v_T$ wieder durch $-c(\omega - \omega_0)/(\omega_0 v_T)$ ersetzen. Die Beziehung

für die Halbwertsbreite (FWHM) entspringt

$$P(\omega_1) = 1/2P(\omega_0) = P(\omega_2)$$
(3.21)

und liefert die Dopplerbreite $\omega_{\rm D}$

$$\omega_{\rm D} = |\omega_1 - \omega_2| = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{8\ln 2k_{\rm B}T}{m}}.$$
(3.22)

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung P der Zustände ist somit eine Gaußkurve mit Halbwertsbreite $\omega_{\rm D}$.

Bestimmung des Absorptionskoeffizienten

Die Herleitung des Absorptionskoeffizienten wird in der Diplomarbeit von Thomas Baluktsian [3] detailliert behandelt. Im Folgenden werden relevante Zwischenergebnisse erklärt und gedeutet.

Betrachtet wird ein 2-Niveau-System, dessen Hamiltonoperator H sich als

$$\mathbf{H} = \hbar/2 \begin{pmatrix} 0 & \Omega\\ \Omega & -2\delta \end{pmatrix} \tag{3.23}$$

schreiben lässt. Die Rabi-Frequenz wird mit Ω und die Verstimmung mit δ bezeichnet. Die Lösung der Von-Neumann Gleichung liefert für die Besetzung ρ_{22} des angeregten Zustands

$$\rho_{22} = \frac{\Omega^2}{4\delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2},\tag{3.24}$$

mit der Zerfallsrate Γ des angeregten Zustands ρ_{22} . Über den Ausdruck $I/I_{\text{sat}} = 2(\Omega/\Gamma)^2$ lässt sich Gleichung (3.24) als

$$\rho_{22} = \frac{I/(2I_{\text{sat}})}{1 + I/I_{\text{sat}} + 4(\delta/\Gamma)^2}$$
(3.25)

schreiben. Dabei steht I bzw. I_{sat} für die (Sättigungs-)Intensität. Somit hat ρ_{22} die Form einer Lorentzkurve mit Halbwertsbreite Γ für $\Omega \longrightarrow 0$. Wird der Faktor $(1+I/(2I_{sat}))$ aus dem Nenner gezogen, so lässt sich die Auswirkung der Intensität auf das Lorentzprofil verdeutlichen

$$\rho_{22} = \left(\frac{I/(2I_{\text{sat}})}{1+I/I_{\text{sat}}}\right) \left(\frac{1}{1+4(\delta/\Gamma_I)^2}\right).$$
(3.26)

Die intensitätsabhängige Halbwertsbreite $\Gamma_I = \Gamma (1 + I/I_{\text{sat}})^{1/2}$ sorgt für eine Verbreiterung der Kurve mit zunehmender Intensität. Da die Atome in Bewegung sind, müssen zusätzlich zu Γ_I weitere Verbreiterungen berücksichtigt werden. Stöße unter den Atome und mit der Wand verkürzen die Lebensdauer des angeregten Zustands und werden mit $\Gamma_{\rm St}$ einbezogen. Aus der Bewegung der Atome folgt auch, dass die Atome den Laserstrahl verlassen. Dies führt zu einer Flugzeitverbreiterung $\Gamma_{\rm F}$, die vom Strahlprofil und der (mittleren) Geschwindigkeit der Atome abhängt. Zuletzt muss noch im Falle sehr hoher Atomdichten $N \approx 1 \cdot 10^{15} \frac{1}{\rm cm^3}$ die Selbstverbreiterung $\Gamma_{\rm S}$ (oder Resonanzverbreiterung) berücksichtigt werden. Diese kommt durch die Dipol-Dipol-Wechselwirkung (erster Ordnung) identischer Atome zustande, wovon sich eines im Grundzustand und das andere im angeregten Zustand befindet [4].

Für den Fit an die Messdaten werden die genannten Verbreiterungen, bis auf die Doppler-Verbreiterung in einer gesamten Zerfallsrate $\Gamma_{\text{ges}} = \Gamma_I + \Gamma_{\text{St}} + \Gamma_{\text{F}} + \Gamma_{\text{S}}$ zusammengefasst. An dieser Stelle ist zu erwähnen, dass diese Verbreiterungen sowohl bei der Transmission durch das Medium, als auch bei totaler Reflexion zum Tragen kommen. Für die inhomogene Verbreiterung bei der selektiven Reflexion-Spektroskopie muss der Wellenvektor zweidimensional betrachtet werden. Zunächst gilt für den Fall der Transmission, dass die Doppler-Verbreiterung und Γ_{ges} von zwei Geschwindigkeitskomponenten v_x und v_z beeinflusst werden, d.h. von der Atombewegung parallel (v_x) und senkrecht zur Oberfläche (v_z). Explizit stellt $i(k_z v_z + k_x v_x)$ die Doppler-Verbreiterung dar. Im Falle der Totalreflexion wird der k-Vektor in z-Richtung imaginär. Es entsteht ein reeller Term β kv_z , welcher mit der Flugzeitverbreiterung identifiziert werden kann. Demnach trägt v_z im Falle der Totalreflexion nichts zur Doppler-Verschiebung bei, sondern zu Γ und muss dementsprechend in Γ_{ges} berücksichtigt werden [5].

Der gesuchte Absorptionskoeffizient A entspringt dem Lambert-Beerschen Gesetz, welches die Abnahme der Intensität I beim Durchlaufen des Streckenstücks dx in einem Medium folgendermaßen beschreibt

$$dI = AIdx. \tag{3.27}$$

Durch Trennung der Variablen und Integration wird die Intensität durch

$$I = I_0 \exp(-Ad) \tag{3.28}$$

beschrieben, wobe
i $d=|x_1-x_2|$ die im (absorbierenden) Medium durchlaufene Strecke darstellt.

Der Absorptionskoeffizient kann nun über eine Faltung aus der in Gleichung (3.20) beschriebenen Gaußkurve und der Lorentzkurve berechnet werden

$$A = \int_{-\infty}^{+\infty} n(\delta - \Delta)\rho_{22}(\Delta)d\Delta, \qquad (3.29)$$

mit $n \propto P$ und der, in Bezug auf beide Funktionen (Gauß & Lorentz), relativen Verstimmung Δ . Generell ist das Lambert-Beersche Gesetz nicht immer gültig, denn ρ_{22} ist von der Intensität abhängig, sodass sich die Differentialgleichung (3.27) nicht einfach integrieren lässt. Ist die Intensität I jedoch ausreichend klein gegenüber I_{sat} , so ist ρ_{22} intensitätsunabhängig, sodass das Lambert-Beersche Gesetz wieder erfüllt ist. Im Experiment soll das Absorptionsspektrum von Rubidium untersucht werden. Jede "Mulde" im Absorptionsprofil wird dementsprechend mit einer Funktion der Form

$$f(x) = f_0(x) \exp(-A(\Delta(x))d) + \text{Offset}$$
(3.30)

gefittet. Der Offset ist das Lichtlevel der Umgebung und wird separat gemessen und näherungsweise als konstant betrachtet. Für x wird die Zeit-Skala des Oszilloskops verwendet.

3.3. Elektromagnetisch induzierte Transparenz



Abbildung 3.4.: Leiterschema für elektromagnetisch induzierte Transparenz im Drei-Niveau System mit Zuständen a bis c und deren Übergangsfrequenzen ω_1 und ω_2 . Ebenfalls ist die Aufteilung des Zustands b in seine Autler-Townes-Niveaus (AT-Niveaus) dargestellt.

Betrachtet wird ein Drei-Niveau System, wie in Abb. 3.4 dargestellt, mit den Zuständen a, b und c. Im Experiment ist der Zustand a mit dem Grundzustand $5S_{1/2}$ von Rubidium

zu identifizieren, während b bzw. c für die angeregten Zustände $5P_{3/2}$ bzw. $5D_{3/2}$ stehen. Der angeregte Zustand b lässt sich über zwei Wege erreichen. Zum einen direkt über die Anregung vom Zustand a und zum anderen über die Anregung auf c, gefolgt von einer Relaxation auf b. Den Anregungswegen lässt sich quantenmechanisch jeweils eine Wahrscheinlichkeit zuweisen. Diese Wahrscheinlichkeiten interferieren destruktiv miteinander [6]. Somit trägt Zustand b nicht zur Absorption bei, ist also für Ω_p durch die Einwirkung von Ω_c transparent.

In dieser Arbeit wird das Leiterschema (Abb. 3.4) für EIT verwendet. Im Folgenden soll die Auswirkung der EIT gemäß Abb. 3.4 auf das Absorptionsspektrum veranschaulicht werden. Der Hamiltonian für das Drei-Niveau-System hat die Form

$$H = \hbar \begin{pmatrix} 0 & \Omega_p/2 & 0\\ \Omega_p^*/2 & -\Delta_p & \Omega_c/2\\ 0 & \Omega_c^*/2 & -(\Delta_p + \Delta_c) \end{pmatrix}.$$
(3.31)

Dabei steht Ω für die Rabi-Frequenz

$$\Omega_{ij} = \frac{\boldsymbol{d}_{ij} \cdot \boldsymbol{E}}{\hbar},\tag{3.32}$$

mit dem Ubergangsdipolelement d_{ij} von i nach j (i, j \in a, b, c) und dem elektrischen Feld *E*, bezogen auf die jeweiligen Laser zur Anregung. Dabei bezieht sich Ω_{ab} auf Ω_p und Ω_{bc} auf Ω_c . Es wird zwischen dem schwachen Probe-Laser mit Rabi-Frequenz Ω_p und dem stärkeren Kopplungslaser (Coupling-Laser) mit Ω_c unterschieden. Die Verstimmung von der Resonanz wird als Δ_p für das b-Niveau bzw. mit Δ_c für das c-Niveau bezeichnet. Der Hamiltonian bezieht sich dabei auf ein, nach der Drehwellennäherung, mit der Laserfrequenz rotierendes Koordinatensystem und vernachlässigt schnell oszillierende Terme. Aus der H_{33} Komponente wird deutlich, dass für den Fall der Zwei-Photonen-Resonanz $\Delta_p + \Delta_c = 0$ die Vektoren k_p und k_c , aus $\Delta = kv$, entgegengesetzte Richtungen haben müssen. Das bedeutet, die verwendeten Laser müssen antiparallel verlaufen, um EIT im Leiterschema zu ermöglichen. Das Problem lässt sich analog zum Zwei-Niveau-System lösen. Das Drei-Niveau-System wurde von M. Fleischhauer et al. [6] für verschiedene Fälle untersucht. Aus den Nicht-Diagonalelementen der Dichtematrix ρ_{31} und ρ_{32} ergibt sich die Suszeptibilität erster Ordnung für sehr schwache Probe-Laser ($\Omega_p \to 0$)

$$\chi^{(1)}(\Delta_c, \Delta_p, \Omega_c) = \frac{-id_p^2 n}{2\epsilon_0 \hbar} \left(\frac{\Gamma_p}{2} + i\Delta_p + \frac{\Omega_c^2}{4(\Gamma_c/2 + i(\Delta_c + \Delta_p))} \right)^{-1}.$$
 (3.33)

Dabei bezieht sich n auf die atomare Dichte der absorbierenden Atome und Γ_{ij} auf die Zerfallsrate vom Zustand i nach j. Das Absorptionsprofil liefert der Imaginärteil der Suszeptibilität. Der Coupling-Laser wird für den Fall in Abb. 3.5 resonant auf dem Zustand c gehalten (d.h. $\Delta_c = 0$), während der Probe-Laser um Δ_p verstimmt wird. Da die Rabi-Frequenz des Coupling-Lasers zu klein ist (rote Kurve), werden die sog. Autler-Townes-Niveaus (siehe Abb. 3.4 AT-Niveaus) nicht weit genug aufgeteilt, um die



Abbildung 3.5.: Imaginärteil der Suszeptibilität χ aufgetragen gegen die skalierte Probe-Verstimmung Δ_p . Die rote Kurve zeigt den Fall für schwache Coupling-Laser. Für die grau unterlegten Kurven wurde die Rabi-Frequenz des Coupling-Lasers zunehmend zu dunkleren Grautönen erhöht.

natürliche Linienbreite zu überschreiten. Die rote Kurve zeigt somit den Verlauf der Suszeptibilität für ein 2-Niveau-System. Eine Erhöhung der Rabi-Frequenz Ω_c weist einen zunehmenden Einriss im Absorptionsprofil auf, welcher genau die EIT widerspiegelt. Ist die Rabi-Frequenz des Coupling-Lasers groß genug (tiefster Grauton), so sind die einzelnen Autler-Townes Niveaus zu sehen.

Analog zu Abschnitt 2.3 müssen auch hier homogene und inhomogene Verbreiterungen berücksichtigt werden. Erstere tragen lediglich zur Erhöhung der Zerfallsrate beider Zustände Γ_{cb} und Γ_{ba} bei. Dabei spielt es eine Rolle, ob der Probe- oder der Coupling-Laser scannt. Die Zunahme der Zerfallsraten wird in der Dissertation von H. Kübler [7] für verschiedene Fälle diskutiert. Die inhomogene Dopplerverbreiterung in einer Dimension (x-Richtung) muss für den Probe- und Coupling-Laser mit

$$\Delta_{ab,D} = k_p v \quad \text{und} \quad \Delta_{bc,D} = k_c v \tag{3.34}$$

einbezogen werden, wobei k_p und k_c Vektoren in der xz-Ebene sind. Die Dopplerverbreiterte Suszeptibilität χ_D lässt sich durch eine Faltung von Gleichung (3.33) mit (3.20) zu

$$\chi_D(\Delta_{ab}, \Delta_{bc}) = \int_{-\infty}^{+\infty} P(v, T) \chi(\Delta_{ab} - k_p v, \Delta_{bc} - k_c v) \, dv \tag{3.35}$$

berechnen.

Da das EIT-Signal sowohl unter dem kritischen Winkel als auch oberhalb untersucht wird, sollen die Unterschiede für beide Fälle kurz dargestellt werden. In Abb. 3.6 ist die Reflektivität für verschiedene Einfallswinkel knapp unter dem kritischen Winkel gegen die Verstimmung aufgetragen. Die Suszeptibilität nimmt dabei über die Beziehung

$$r = r_0 \left(1 - \frac{n_1 \cos(\theta_e)}{n_1^2 - 1} \frac{\chi}{\beta} \right)$$
(3.36)

Einfluss auf die Reflektivität $R = |r|^2$ [5]. Dabei folgt r_0 direkt den Fresnel-Gleichungen für die Reflexion, mit $n_1 = 1,45$ und $n_2 = 1$. Der Verlauf der Kurve ist dabei für ppolarisiertes und s-polarisiertes Licht gleich. Der Unterschied besteht in der größeren Amplitude für die p-Polarisation. Gleichung (3.36) entspringt einer Reihenentwicklung des Reflexionskoeffizienten bis zur ersten Ordnung in χ . Es ist kein klares Transmissionsfenster in Abb. 3.6 zu erkennen. Der Verlauf wird verständlich, wenn der Faktor χ/β betrachtet wird. β wurde bereits im Abschnitt 3.1 definiert und ist immer reell. Das bedeutet, dass das komplexe χ in R mit dem Realteil einen Beitrag liefert. Deshalb ähnelt das EIT-Signal unterhalb des kritischen Winkels vielmehr einer dispersiven Kurve. Gleichung (3.36) liefert nur für Einfallswinkel unterhalb des kritischen Winkels sinnvolle Lösungen.

Für Winkel oberhalb des kritischen Winkels lassen sich die Fresnel-Gleichungen nicht mehr einfach verwenden, da diese nur für homogene Medien gelten. Eine Lösung für dieses Problem wird in der Master-Arbeit von Ryan James Thomas [8] beschrieben. In dieser werden neue Randbedingungen an die Maxwell-Gleichungen gestellt, die mit Hilfe der Green'schen Gleichungen für Lambda-EIT gelöst werden. Das Ergebnis für die effektive Suszeptibilität χ_c wird an dieser Stelle für Leiter-EIT angegeben

$$\chi_c = \frac{-id_p^2 n}{2\epsilon_0 \hbar} \frac{4(\Gamma_c/2 + i(\Delta_p + \Delta_c))}{\Omega_c^2} \ln\left(1 + \frac{\Omega_c^2}{(\Gamma_p + 2i\Delta_p)(\Gamma_c/2 + i(\Delta_p + \Delta_c))}\right). \quad (3.37)$$

Dabei beschreibt Δ_r eine relative Verstimmung zu Δ_c . Diese Suszeptibilität kann direkt in Gleichung (3.36) verwendet werden. Die Herleitung der effektiven Suszeptibilität befindet sich im Anhang dieser Arbeit. Ein Vergleich der Reflektivität für typische EIT wie in Gleichung (3.33) und χ_c wird in Abb. 3.7 dargestellt. Die Parameter sind für beide Suszeptibilitäten gleich gewählt. Gleichung (3.37) zeigt keinen Unterschied in der Form für zunehmende Winkel. Die evaneszente Suszeptibilität χ_c weist eine Abweichung vom Lorentz-Profil und bewirkt ein deutlich schmaleres Maximum in der Reflektivität.



Abbildung 3.6.: Reflektivität R aufgetragen über die Probe-Verstimmung Δ_p für Einfallswinkel θ_e unter dem kritischen Winkel θ_c . Der Einfallswinkel nimmt von oben (rot) nach unten (violett) um jeweils 0,002° ab. Die gestrichelten Linien entsprechen dem Fall eines ausgeschalteten Coupling-Lasers.



Abbildung 3.7.: Vergleich von "typischer" EIT-Suszeptibilität (rot) und der EIT-Suszeptibilität im evaneszenten Feld (blau). Reflektivität oberhalb vom kritischen Winkel aufgetragen gegen die relative Verstimmung Δ_r .

4. Das Experiment

4.1. 776 nm Laser-Aufbau



Abbildung 4.1.: Schematischer Aufbau des 776 nm Lasers (rot) zusammen mit dem 780 nm Laser (violett) für die Referenz-EIT, mit optischen Elementen: optischer Isolator OI, polarisierenden Strahlteiler PBS und den jeweiligen Lambda-Halbe-Plättchen $\lambda/2$.

In diesem Kapitel wird die Vorbereitung des Coupling-Lasers für das Experiment kurz beschrieben. Dazu wird der Aufbau des 776 nm Lasers skizziert und erläutert, wie gut sich dieser für die evaneszente Spektroskopie eignet. Der in Abb. 4.1 dargestellte Aufbau verwendet eine selbstgebauten 776 nm Laser. Die Linse nach der Laserdiode (eagleyard EYP-RWE-0700-04000-0750-SOT01-0000) wird dabei so positioniert, dass die *x*-Achse des Strahlprofils, d.h. die Achse parallel zum Tisch, kollimiert wird. Im Sinne der LittrowAnordnung wird das Gitter so platziert, dass bei dem kleinstmöglichen Strom durch die Diode deren Laserschwelle überschritten wird und die nullte Ordnung des gebeugten Lichts den externen Resonator verlässt. Die minimale Stromstärke kann Abb. 4.2 entnommen werden und beträgt 23,7 mA. Die maximale Leistung wurde mit etwa 43 mW identifiziert.



Abbildung 4.2.: Leistung der ausgekoppelten Ordnung aufgetragen gegen die Stromstärke an der Laserdiode. Die Laserschwelle lässt sich aus dem Schnittpunkt der roten Fitgeraden mit der *x*-Achse ablesen.

Die Zylinderlinsen dienen der Kollimation der y-Achse, der Achse senkrecht zum Tisch (da die x-Achse bereits im Lasergehäuse kollimiert wurde). Das darauf folgende Linsenpaar reduziert den Strahldurchmesser auf 1 mm(x) und 1,2 mm(y) am Koppler zum Experiment. Der Teilstrahl zum Wavemeter dient zur genauen Bestimmung der Wellenlänge. Der zweite Teilstrahl (von oben) wird nach dem Durchlaufen des Fabry-Pérot-Interferometers (FPI) über eine Photodiode (PD) detektiert. Dadurch werden die Moden des Lasers (776 nm und 780 nm) untersucht. Für die Kopplung in das FPI ist eine bestmögliche Überlagerung von Resonator-Mode und Laser-Mode mit minimalem Einfluss transversaler Moden erwünscht. Die erste Linse auf dem Strahlweg zum FPI dient der Fokussierung ins FPI, unter Berücksichtigung der Brechung am ersten FPI-Spiegel. Das darauffolgende Linsenpaar verkleinert den Strahldurchmesser, um eine optimale Kopplung in das FPI zu ermöglichen. Sowohl in diesem, als auch im folgenden Aufbau wird ein 780 nm Laser von einem Toptica DLX über eine Faser bereitgestellt. Der dritte Teilstrahl überlagert sich mit dem 780 nm Laser in der Referenzzelle (Referenz) und wird dabei zusätzlich in die Zelle fokussiert.

Die Zelle ist mit Rubidium (⁸⁷Rb und ⁸⁵Rb) gefüllt und wird auf etwa 40 °C geheizt. Der 780 nm Laser wird konstant über einen PID-Regler auf eine Frequenz gelockt, während der stärkere 776 nm Laser scannt. Bei optimaler Überlagerung der Strahlen lässt sich blaues Fluoreszenzlicht [9] in der Zelle beobachten. Das EIT-Signal in dieser Zelle soll als Referenz für die evaneszente EIT verwendet werden.

4.2. Aufbau für die evaneszente Spektroskopie

Dieses Kapitel veranschaulicht den Aufbau und die Zelle, mit welchen die evaneszente Spektroskopie betrieben wird. Anschließend werden die durchgeführten Messungen beschrieben und auf Einschränkungen des Aufbaus hingewiesen.

Beschreibung und Einbindung der Zelle in das Experiment



Abbildung 4.3.: Bild der Zelle nach der Nutzung bei bis zu 240 °C. Auf der rechten Seite ist kondensiertes Rubidium zu sehen. Dieses ist aus dem 200 °C heißem Reservoir zum kältesten Ort in der Zelle gewandert, welcher sich an der rechten Ofenöffnung befindet. Die braunen Rückstände, am Rande des Prisma entstehen durch die Zersetzung des Klebstoffs, was bei Kontakt mit Luft schon unter den vorgesehenen 250 °C der Fall ist. Auf der Kontaktfläche zwischen Prisma und Zelle ist keine Zersetzung zu erkennen.

Wie in den theoretischen Grundlagen beschrieben, wird ein Übergang vom größeren zum kleineren Brechungsindex benötigt, um evaneszente Felder zu erzeugen. Die Grenzschicht hierzu bildet das Quarzglas der Zelle mit einem Brechungsindex von etwa $n_1 = 1,45$ bei 780 nm Wellenlänge und das Rubidiumgas mit $n_2 \approx 1$. D.h. ab einem kritischen Winkel von $\theta_c = 43,6^{\circ}$ kann von evaneszenten Feldern in der Zelle die Rede sein. Anhand des Snelliusschen Brechungsgesetzes (3.5) lässt sich leicht erkennen, dass der kritische Winkel (bzw. dessen Überschreitung) allein an der Zellwand nicht möglich ist, da der einfallende Strahl stets zum Lot hin gebrochen wird. Um dieses Problem zu umgehen wird ein Prisma verwendet. Die Zelle besitzt für diesen Zweck eine besonders ebene Zellwand, damit das Prisma lückenlos auf der Zellwand anliegen kann. Das Prisma besteht

dabei ebenfalls aus Quarzglas, besitzt also den gleichen Brechungsindex. Um keine Reflexion an der Grenzfläche Prisma \rightarrow Luft zu erzeugen, wird zwischen Zelle und Prisma ein spezieller Klebstoff (Epo Tec 377) verwendet. Dieser hat nahezu den gleichen Brechungsindex wie, in diesem Fall, Quarzglas und sorgt somit dafür, dass der einfallende Strahl nicht auf ein Medium mit kleinerem Brechungsindex trifft, d.h. die Luft zwischen Prisma und Zelle. Zu Beginn wurde jedoch ein spezielles Öl mit ähnlichen Eigenschaften, wie die des Klebers verwendet. Da die Eindringtiefe im Bereich der Wellenlänge ist, interagieren nur sehr wenige Atome mit dem evaneszenten Feld. Dementsprechend muss die Temperatur hoch gehalten werden, um eine hohe Atomdichte, und damit ein messbares (Absorptions-)Signal zu beobachten. Der Temperaturbereich der Zelle beginnt bei 150 °C und erstreckt sich bis 240 °C. Schon bei 150 °C fängt das Öl an zu verdampfen und ist im Laufe von zwei Tagen, bei Maximaltemperatur in weniger als drei Stunden, komplett verschwunden. Zwischen Prisma und Zelle sind Newton-Ringe zu erkennen, PD 3 misst kein Absorptionssignal mehr. Um diesem Problem auszuweichen, wird das Prisma mit dem speziellen Kleber für optische Anwendungen, der bis 250 °C kompatibel ist, auf der Zellwand befestigt, siehe dazu Abb. 4.4. Die Positionierung des rechtwinkligen Prismas an der unteren Kante der Zelle kombiniert mit einer zusätzlichen Öffnung am Ofen ermöglichen gleichzeitiges Messen von Reflexion und Transmission durch die Zelle. Die Rubidiumatome kommen aus einem Röhrchen, das mit der rechten Zellseite verbunden ist (siehe Abb. 4.4), dem sog. Reservoir. Dieses wird ebenfalls geheizt, um eine ausreichende Menge an gasförmigen Rubidium in der Zelle zu gewährleisten. Dabei ist zu beachten, dass Rubidium stets am kältesten Ort kondensieren wird. Da ein Beschlagen der Zellwand die Messergebnisse stark beeinflussen würde, liegt die Temperatur des Ofens permanent 30 K über der Reservoirtemperatur. Geheizt wird der Ofen über sechs Heizpatronen, die jeweils über ein Netzgerät kurzgeschlossen sind. Als Reservoirheizung dient ein mit Heizdraht umwickeltes Kupferrohr, das separat über ein weiteres Netzgerät versorgt wird. Hieraus folgt auch die Obergrenze der Temperatur: Der Heizdraht führt maximal Ströme von etwa 2,2 A, was einer Temperatur von 209 °C entspricht. Gesteuert wird die Temperatur über jeweils einen PID-Regler mit Temperaturfühler als Eingangssignal.

Der Ofen wurde für die Messungen mit Totalreflexion bei ausreichend großen Winkeln mit einem größeren Fenster versehen. Dies erhöht gleichzeitig das Risiko, dass Rubidium an diesem Fenster kondensiert. In der Praxis hat sich diese Befürchtung jedoch nicht bestätigt, stattdessen ist das Rubidium größtenteils an der Ofenöffnung auf der rechten Seite kondensiert, was in Abb. 4.3 zu sehen ist.



Abbildung 4.4.: a) Skizze der Zelle mit zugehörigen Maßen in Millimeter, sowie effektive Position des Prismas an der Zelle, b) Position der Zelle mit Prisma im Ofen mit Fenster für Reflexion (rot) und Transmission (blau)

Beschreibung des Spektroskopieaufbaus

Dieser Abschnitt befasst sich detailliert mit dem Aufbau des Experiments und stellt die Spektroskopiemöglichkeiten dar.

Zu Beginn wurde ausschließlich mit dem 780 nm Laser gearbeitet. Der ankommende Strahl wird am ersten Strahlteiler (PBS) nahezu vollständig p-polarisiert. Am folgenden Strahlteiler wird der Laser in Hauptstrahl-Richtung PD 3 und Nebenstrahl-Richtung PD 1 & 2 aufgeteilt. Die Aufteilung hat zwei Gründe. Zum einen ist die gemessene Intensität zeitlich nicht linear, sondern vielmehr eine Mischung aus Gerade und Polynom (≈ 3 . Ordnung). Für die spätere Auswertung ist eine lineare Rampe von großer Bedeutung, da sie die Fit-Genauigkeit beeinflusst. Um dies zu erreichen, wird gleichzeitig zur Messung des Absorptionssignals an PD 3, das Signal ohne Absorption an PD 1 aufgenommen. Die Messung an PD 2 dient zur Bestimmung der optischen Dichte und soll ebenfalls simultan zur Messung an PD 3 erfolgen. Dazu wurde ein, aus zwei Spiegeln bestehender,



Abbildung 4.5.: Schematische Darstellung des Aufbaus für evaneszente Spektroskopie. Die Symbole folgen der Legende in Abb.4.1.

Aufzug (siehe Abb. 4.5) gebaut. Der einfallende Strahl wird über den Aufzug in der Höhe verschoben, verläuft durch die Zelle und wird in PD 2 detektiert.

Der Hauptstrahl durchläuft einen weiteren Strahlteiler, bevor er die Zelle trifft. Dadurch werden alle möglichen Polarisationen, die von der p-Polarisation abweichen absolut minimal gehalten. Der Strahlteiler zuvor dient ebenfalls zur Regulierung der Intensität. Kurz vor der Reflexion an der Zelle durchläuft der Strahl ein zusätzliches $\lambda/2$ -Plättchen, um Auswirkungen der Polarisation auf das evaneszente Feld zu untersuchen. Die Reflektivität weist bei Totalreflexion unterschiedliche Werte für p- und s-Polarisation auf und hat die Form [5]:

$$R_{s} = 1 - T_{s}$$

$$R_{p} = 1 - T_{p}.$$
(4.1)

Dabei sind T_s und T_p nicht mit der Transmission zu verwechseln, sondern stellen Terme dar, die der Polarisationsabhängigkeit entspringen und proportional zum Realteil der Transmission sind. Beide Werte sind größer als Null und sorgen dementsprechend für eine Abnahme der Reflektivität. Es wird gezeigt, dass $T_p > T_s$ gilt. Damit ist die Abnahme der Reflektivität für p-polarisiertes Licht größer als für s-polarisiertes. Dementsprechend ist das evaneszente Feld für p-polarisiertes Licht stärker als für s-polarisiertes. Zum Ein- und Auskoppeln des Lichts in die Zelle werden Silberspiegel verwendet, da diese, im Gegensatz zur E03-Beschichtung der sonst verwendeten Spiegel, auch bei Einfallswinkeln oberhalb von 45° maximale Reflexion aufweisen. Das reflektierte Licht wird in PD3 detektiert. Der 776 nm Laserstrahl wird am anderen Ende des Experiments ausgekoppelt und durchläuft den Strahlteiler mit maximaler Transmission. Er trifft ebenfalls p-polarisiert und überlagert mit dem 780 nm Laserstrahl die Zelle in einem Punkt. Der Übersicht halber wurde der weitere Verlauf des 776 nm Laserstrahls nach der Zelle nicht mehr eingezeichnet.





Abbildung 4.6.: Typisches Spektrum der D2-Linie (ohne Hyperfeinstruktur) für ein Gasgemisch aus ⁸⁵Rb und ⁸⁷Rb aufgetragen über die Frequenz.

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Messungen präsentiert, erklärt und mit der Theorie verglichen. Die Unterteilung erfolgt in Bezug auf die jeweiligen Abhängigkeiten und die Erzeugung der EIT.

Im Folgenden sollen anhand eines regulären Transmissionsspektrums (Abb. 4.6) die relevanten Übergänge von Rubidium dargestellt werden. Für das Spektrum wurde der 780 nm Laser über die Feinstruktur-Niveaus beider Rubidium-Isotope gescannt. Die äußeren beiden Einsenkungen (Dips) beziehen sich auf das ⁸⁷Rb-Isotop und stellen die Feinstrukturübergänge von $5S_{1/2} F = 1$ (rechter Dip) und $5S_{1/2} F = 2$ (linker Dip) nach $5P_{3/2} F' = 1$ dar. Die inneren beiden Dips beziehen sich auf das ⁸⁵Rb-Isotop mit den Übergängen $5S_{1/2} F = 2$ (rechts) bzw. F = 3 (links) nach $5P_{3/2} F' = 2$. Die skalierte Frequenzachse wird durch Eichung auf das FPI-Signal erreicht.

Anmerkung zur Beobachtung der Zelle

Alle Messwerte wurden mit einem Lecroy (HDO4024) sowohl als Momentanbild, als auch als Zeitmittel über mehrere Kurven aufgenommen. Für die ersten zwei Unterkapitel wurde stets bei Einfallswinkeln deutlich über dem kritischen Winkel gearbeitet. Abb. 4.7 zeigt ein Infrarotbild des reflektierten 780 nm Lasers außerhalb des Ofens. Die Aluminium-Klammern links und rechts vom Prisma drücken zwei Quader mit einem Einkerbungswinkel von 45° gegen das Prisma und fixieren dies. Dieser Eigenbau wurde noch bei der Verwendung des Öls als Fixierung für das Prisma benutzt und entfiel bei Nutzung des Klebstoffs. Auf dem Foto sind vier helle Kreise zu erkennen. Die zwei sehr blassen Kreise sind Staubpartikel auf dem Prisma. Die zwei hellen Punkte sind die Projektion des Punktes, an welchem der Laserstrahl an der Grenzfläche reflektiert wird, auf die Seitenflächen des Prismas. Der rechte Punkt erscheint dabei heller, da der Laser von links eingekoppelt wird, d.h. der rechte Lichtstrahl kommt auf den Betrachter zu und der linke zeigt vom Betrachter weg. Anhand dieser Bilder lassen sich die beiden Laser ausrichten und die Grenzschicht zwischen Quarzglas und Rubidiumdampf beobachten.



Abbildung 4.7.: Infrarotaufnahme der Totalreflexion innerhalb der Zelle mit reflektiertem 780 nm Laser außerhalb vom Ofen mit externer Befestigung.

4.4. Dichteabhängigkeit

Ein Anstieg der Temperatur bringt eine Zunahme der atomaren Dichte mit sich. Der einfallende Laserstrahl wird demnach immer stärker absorbiert. Die Abhängigkeit der Absorption von der Dichte wird bei dieser Messung untersucht. Dazu wird die Reservoir-Temperatur von 10 °C auf 200 °C in zehn Grad Schritten erhöht. Sobald die gewünschte Temperatur erreicht ist, wird 30 min auf die Einstellung des Temperaturgleichgewichts gewartet. Dies ist notwendig, da der Ofen besonders groß ist und die Temperatur nur an einem Punkt abgegriffen wird. Hat sich das Gleichgewicht eingestellt, wird das Signal an PD 1, 2 und 3 gleichzeitig aufgenommen. Bei PD 2 ist darauf zu achten, dass der einfallende Strahl senkrecht durch die Zelle verläuft. Ein schräg durchlaufender Strahl trifft auf eine größere Anzahl von Rubidiumatome, die Messung der optischen Dichte wird verfälscht. Die Leistung des Lasers nach dem ersten Silberspiegel beträgt konstant etwa 10 mW.

Die Zunahme der Reservoir-Temperatur erhöht die Anzahl der Rubdium-Atome in der



Abbildung 4.8.: Gasdruck P_v von ⁸⁵Rb im flüssigen Zustand in Abhängigkeit von der Temperatur T.

Gasphase. Das einfallende Licht trifft daher mit zunehmender Temperatur auf mehr Rubidium-Atome. Das reflektierte Licht, das in PD 3 detektiert wird, weist zunehmend tiefere Absorption auf. Demzufolge steigt die optische Dichte OD, welche einen Fit-Parameter darstellt. Mit zunehmender Teilchenzahl steigt auch der Gasdruck. Eine generelle Abhängigkeit des Gasdrucks P_v (Torr) von der Temperatur T (K) ist durch



Abbildung 4.9.: Reflexionssignal (schwarz) bei 100 °C (blau) und 190 °C (rot) Reservoir-Temperatur aufgetragen über die Frequenz mit Fits (gestrichelte Linien).

$$P_v = T^{-a_4} \cdot 10^{a_1 - a_2/T + a_3T} \tag{4.2}$$

gegeben, mit $a_1 = 15,88253$, $a_2 = 4529,635$, $a_3 = 0,00058663$ und $a_4 = 2,99138$ [10]. Diese Gleichung bezieht sich auf das häufiger vorkommende ⁸⁷Rb-Isotop in flüssiger Phase. Der Verlauf des Gasdrucks mit steigender Temperatur wird in Abb. 4.8 verdeutlicht. Der Gasdruck verläuft linear mit der Teilchendichte, was der Idealen Gasgleichung pV = NRT direkt entnommen werden kann. Da *OD* proportional zu der Teilchenzahl bzw. Teilchendichte *N* ist, wird ein Verlauf ähnlich wie in Abb. 4.8 erwartet, wenn der Fit-Parameter *OD* über die Temperatur aufgetragen wird.

Abb. 4.9 vergleicht die Genauigkeit der Fits bei minimal und nahezu maximal eingestellten Reservoir-Temperaturen. (Die Verschiebung auf der Frequenzachse, kommt bei der Aufnahme der Messdaten oder bei der Skalierung zustande und trägt keine physikalische Bedeutung.) Während der Fit für die niedrigere Temperatur akkurat den Messdaten folgt, sind deutliche Abweichungen für den Fit bei 190 °C zu beobachten. Für die optische Dichte ist jedoch größtenteils die maximale Tiefe des Absorptionsignals von Bedeutung. In Abb. 4.10 ist der Verlauf des Fit-Parameters *OD* in Abhängigkeit der



Abbildung 4.10.: Dargestellt ist der Verlauf der optischen Dichte *OD* (Kreise) bei zunehmender Temperatur im Vergleich zur Theorie (gestrichelte Linie).

Reservoir-Temperatur dargestellt. Bis auf den Wert bei 170 °C lässt sich die Kurve mit dem Gasdruck aus Abb. 4.8 vergleichen. Da der Fit bei 170 °C keine besonderen Abweichungen von den restlichen Fits anzeigt, hat die Abweichung der optischen Dichte bei dieser Temperatur womöglich in der Durchführung des Experiments ihren Ursprung. Ein möglicher Grund ist, dass das Temperaturgleichgewicht während der 30 minütigen Wartezeit gestört wurde oder ein Modensprung während der Datenaufnahme aufgetreten ist.

4.5. Intensitätsabhängigkeit

Die Auswirkungen einer Intensitätserhöhung auf das Absorptionsprofil stehen in diesem Abschnitt im Zentrum. Dazu wird die Leistung schrittweise sowohl über den zweiten Strahlteiler (von links), siehe Abb. 4.5, als auch mit Hilfe von Neutraldichtefilter (ND-Filter) erhöht. Die Schritte wurden im Schema 1, 2, 5, 10... gewählt. Der Leistungsbereich erstreckt sich von 100 nW bis 16,3 mW. Die Reservoirtemperatur wird konstant auf 150 °C gehalten, sodass nur eine Dichte-Messung zu Beginn an PD 2 gemacht wurde. Bei höheren Leistungen muss darauf geachtet werden, dass die Photodioden nicht sättigen. Um die Abhängigkeit von der Intensität zu untersuchen, wird die Halbwertsbreite FWHM als Fit-Parameter untersucht. Diese lässt sich direkt aus Gleichung (3.26) ablesen und beträgt

$$FWHM = \Gamma_I = \Gamma \sqrt{(1 + I/I_{sat})} = \sqrt{2|\Omega_c|^2 + \Gamma^2}, \qquad (4.3)$$

mit der natürlichen Linienbreite Γ . Die Intensität I(r) am Ort r ist generell definiert als Leistung P pro Fläche A. Für I(r) wird ein Gauß-förmiges Profil angenommen, welches im evaneszenten Feld nicht mit z' variiert, d.h. die typische Verbreiterung w(z') des Gauß-Strahls in Ausbreitungsrichtung ändert sich auf der Strecke z' so minimal, dass w(z') als konstant betrachtet wird. Da der Laserstrahl schräg im Winkel $\vartheta = \pi/2 - \theta_e$ auf die Zelle trifft, ist die betrachtet Fläche elliptisch und muss dementsprechend durch $A_{\text{Ellipse}} \longrightarrow A_{\text{Kreis}}/\sin(\vartheta)$ ersetzt werden. Für die Halbwertsbreite in Abhängigkeit der Leistung wird folgende Abhängigkeit erwartet:

$$\Gamma_I = \sqrt{2 \frac{d_{ij}^2 P}{\hbar^2 A} \sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta_e\right)} + \Gamma^2.$$
(4.4)

Dabei ist zu beachten, dass dies nur die Lorentz-Breite an einer z-Position ist. Für die eigentliche Halbwertsbreite, welche gefittet wurde, müssen die Lorentz-Profile über alle infinitesimal kleine Teilstücke in z-Richtung aufsummiert werden. Dies liegt an dem exponentiellen Abfall der Intensität im zweiten Medium. Die effektive Halbwertsbreite ist durch

$$\Gamma_I' = \int \Gamma_I(I(z))dz \tag{4.5}$$

gegeben. Dies entspricht letztendlich nur einem verbreiterten Lorentz-Profil der gleichen Form wie in Gleichung (4.4), sodass die Diskussion von Γ_I genügt, um sich den Verlauf der Messwerte klarzumachen. Da die Messreihe in logarithmischen Schritten durchgeführt wurde, ist es an dieser Stelle sinnvoll, sich den Verlauf von Γ_I auf logarithmischer Skala zu betrachten und anschließend mit den Fit-Ergebnissen zu vergleichen. In Abb. 4.11 ist Γ_I für verschiede Γ aufgetragen. Es ist deutlich zu erkennen, dass für zunehmende Γ sich eine immer größer werdendes Plateau bei kleiner Leistungen bildet.



Abbildung 4.11.: Theoretischer Verlauf der Halbwertsbreite in Abhängigkeit der Leistung in halblogarithmischer Darstellung mit von oben (violett) nach unten (rot) abnehmendem Γ .

In diesem Bereich dominiert Γ , sodass

$$\Gamma_I \approx \Gamma \quad \text{für} \quad P \ll \Gamma \tag{4.6}$$

näherungsweise gilt. Dieses Verhalten lässt sich ebenfalls in den Messungen aus Abb. 4.12 feststellen. Bis hinzu Leistungen von etwa 1 mW überwiegt der Anteil von Γ zur Halbwerstbreite, erst ab Leistungen von 5 mW ist ein deutlicher Anstieg über das Plateau bemerkbar. Ein Blick auf die vertikale Skala in Abb. 4.12 beweist jedoch, dass Γ_I nicht nur von der natürlichen Linienbreite ($\approx 6 \text{ MHz}$) geprägt sein kann. Die zusätzliche Verbreiterung kommt durch eine Art der Flugzeitverbreiterung durch das evaneszente Feld in Totalreflexion zustande (siehe dazu Kapitel 3.2.). Die Schwankungen entspringen möglicherweise Fit-Ungenauigkeiten.



Abbildung 4.12.: Fit-Ergebnisse für die Halbwertsbreite Γ_I in Abhängigkeit der Leistung *P* in halblogarithmischer Darstellung

4.6. Winkelabhängigkeit

In der Theorie wurde gezeigt, dass der Einfallswinkel drastische Auswirkungen auf das evaneszente Feld hat (vgl. Gleichung (3.17)). Für die winkelabhängige Messung wurde ein zusätzlicher Spiegel vor dem Einkoppeln in die Zelle, nach dem Silberspiegel gestellt, siehe dazu Abb. 4.13. Dieser reflektiert den einfallenden Strahl parallel zur Zellwand auf eine etwa 80 cm entfernte Skala. Der Einfallswinkel wird auf diese Skala bezogen. Die Temperatur des Reservoirs wird konstant auf 150 °C gehalten. Die Leistung beträgt im Mittel 10 μ W. Begonnen wurde bei größtmöglichen Einfallswinkel, welcher durch das Fenster im Ofen begrenzt ist.

Im Folgenden wird die Messprozedur beschrieben. Wird der Silberspiegel gegen den Uhrzeigersinn in die gestrichelte Position gedreht (siehe Abb. 4.13), so ändert sich die Postion des Lichtstrahls auf der im Abstand L entfernten Skala um x. Eine Zunahme um 1° in θ entspricht demnach einer Änderung um

$$x \approx L \cdot \tan(\theta) = 0, 8 \,\mathrm{m} \cdot \tan(1^\circ) = 1, 4 \,\mathrm{cm} \tag{4.7}$$



Abbildung 4.13.: Skizze für die Bestimmung der relativen Winkeländerung θ mit einem zusätzlichen Spiegel (schwarz), dem Silberspiegel (blau) zum Einkoppeln in die Zelle und Schirm im Abstand $L \gg d$.

auf der Skala. Die gewünschte Winkeländerung lässt sich demnach beliebig auf der Skala ablesen. Nun trifft jedoch der einfallende Strahl das Prisma nicht mehr mittig. Über das Infrarot-Sichtgerät, das für Abb. 4.7 verwendet wurde, lässt sich die Position des einfallenden Strahls auf dem Prisma beobachten. Mit Hilfe der Bühne, auf welcher beide Silberspiegel stehen, kann die Position korrigiert werden. Diese Korrektur wird mit dem gestrichelten blauen Pfeil in Abb. 4.13 symbolisiert. Dies ändert zwar die Position des Strahls auf der Skala, hat jedoch keine Auswirkungen auf den Einfallswinkel, da es sich lediglich um eine Verschiebung handelt. Es ist jedoch von großer Bedeutung, dass eine erneute Winkeländerung von der verschobenen Position auf der Skala ausgeht. D.h. nach der Korrektur, unter Beobachtung der Zelle im Infraroten, muss der zusätzliche Spiegel in die gleiche Position gebracht werden wie zuvor. Dies wird über zwei Magneten erreicht, einer ist auf dem Tisch fixiert und der andere am Spiegelhalter. Die verschobene Position auf der Skala ist nun die Ausgangsposition für eine weitere Winkeländerung. Wiederholt wurde dies für eine relative Winkeländerung um θ_r bis 4° in 0,5°-Schritten. Die Untersuchung der Amplitude, welche einen weiteren Fit-Parameter darstellt, gibt Aufschluss über die Winkelabhängigkeit. Dieser Parameter stellt den Vorfaktor des Absorptionskoeffizienten A dar und bezieht sich demnach auf das maximale Absorptionsniveau in den Spektren, d.h. nur die Tiefe der Dips. Der genaue Ausdruck für diesen Parameter A_0 lautet



Abbildung 4.14.: Absorptionskurven für verschiedene Einfallswinkel θ_e . Die Absorption steigt mit abnehmenden Einfallswinkel. Die Kurven wurden in 0,5° – Schritten aufgenommen, angefangen bei $\theta_r = 0^\circ$ (oberste kurve).

$$A_0 = n_0 \sigma_0 \frac{\pi \Gamma}{\omega_D} \sqrt{\ln(2)/\pi} \cdot d', \qquad (4.8)$$

mit der atomaren Dichte n_0 und der in das Medium eingedrungen Strecke d'. Dabei ist d' klar von der Eindringtiefe d zu unterscheiden, wobei jedoch gilt:

$$d' \propto d. \tag{4.9}$$

Demnach ist auch A_0 proportional zur Eindringtiefe d, sodass ein Verhalten wie in Abb. 3.2 erwartet wird. In Abb. 4.14 ist die Änderung des Absorptionsprofils mit abnehmendem Einfallswinkel deutlich zu erkennen.

Die Abhängigkeit der Amplitude A_0 von einer relativen Winkeländerung zu kleineren Einfallswinkeln ist in Abb. 4.15 zu beobachten. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Amplitude ab etwa 3° sehr stark zunimmt. Während die Zunahme zu Beginn nahezu linear aussieht, deutet die abrupte Steigerung auf das Erreichen des kritischen Winkels hin. Dieser ist schon bei $\theta_r = 4^\circ$ erreicht und wird im Folgenden diskutiert. Das Absorptionsprofil ist für Winkel unter dem kritischen Winkel θ_c in Abb. 4.16 dargestellt.



Abbildung 4.15.: Änderung der Amplitude A_0 in Abhängigkeit vom relativen Einfallswinkel θ_r . Dabei wird der Einfallswinkel mit zunehmendem θ_r kleiner und nähert sich dem kritischen Winkel θ_c .

Es zeigt einen völlig anderen Verlauf. Der Verlauf resultiert aus der Änderung des Brechungsindex n_2 im zweiten Medium, welcher als

$$n_2 = n_{2,\text{Re}} + in_{2,\text{Im}} \approx \sqrt{1+\chi} \tag{4.10}$$

geschrieben werden kann. Die Separation in $n_{2,\text{Re}}$ und $n_{2,\text{Im}}$ betrachtet den Real- und Imaginärteil von n_2 , da der Brechungsindex im Allgemeinen komplex ist. Den hinteren Ausdruck liefern die Maxwell-Gleichungen, wenn die magnetischen Eigenschaften des Mediums vernachlässigbar sind, indem die Permittivität ϵ_r mit n^2 gleichgesetzt wird. Ferner ist die Suszeptibilität mit der Permittivität über die Beziehung

$$\epsilon_r = 1 + \chi \tag{4.11}$$

verknüpft. Der Imaginärteil von n kann dementsprechend über χ mit der Absorption identifiziert werden, während sich der Realteil auf die Dispersion bezieht, welcher letztendlich die messbare Größe beschreibt. Dabei hängen Real- und Imaginärteil voneinander ab, ihr Zusammenhang wird durch die Kramers-Kronig-Relation mathematisch beschrieben. Vorstellen lässt sich die Änderung des Spektrums wie folgt: Unterhalb vom



Abbildung 4.16.: Beobachtetes Reflexionsprofil unterhalb des kritischen Winkels θ_c , bei einem relativen Winkel von $\theta_r = 4^{\circ}$

kritischen Winkel gelten die Fresnel-Gleichungen, n ist vom Realteil von χ abhängig, welcher das typische dispersive Profil der Suszeptibilität zeigt. Dies führt auf das Spektrum in Abb. 4.16. Der evaneszente Anteil des Feldes fällt jedoch ins zweite Medium exponentiell ab und wird von den Atomen absorbiert. Der Brechungsindex ist in diesem Fall vom Imaginärteil der Suszeptibilität geprägt und zeigt das bekannte Absorptionsprofil. Eine genauere Beschreibung erfolgte anhand der Reflektivität in der Theorie für die evaneszente EIT, welche analog für reine Absorption gilt.

4.7. Evaneszente EIT

Für die EIT-Messung wird eine optische Dichte von etwa 1 im reflektierten Signal benötigt. Die Temperaturen sind für diesen Messabschnitt maximal gewählt. Somit beträgt die Reservoirtemperatur 209 °C und die Zelltemperatur 240 °C. Eine geeignete Leistung des Probe-Lasers wurde anhand der Leistungsmessung zu 1 mW gewählt. Da das evaneszente Feld am Grenzfall $\theta_e=\theta_c$ am größten ist, wurde dieser Winkel für die Kopplung beider Laserstrahlen gewählt. Für den Coupling-Laser wurde an dieser Stelle mehr Leistung benötigt als zunächst erwartet. Zu diesem Zeitpunkt stand bereits ein einsatzbereiter 776 nm Toptica Laser zur Verfügung, welcher schon über eine vorhandene Faser am Experiment ausgekoppelt wurde. Zusätzlich durchläuft der Laserstrahl einen akustooptischen Modulator (AOM), welcher noch im 776 nm Aufbau fehlte. Aus diesem Grund wurde der Toptica Laser dem Selbstbau-Laser vorgezogen. Es werden dadurch Leistungen von maximal 30 mW möglich. Für die EIT wird der Probe-Laser auf den Zustand $5P_{3/2}$ F = 3 gelockt und der Coupling-Laser über die $5D_{3/2}$ Feinstruktur-Niveaus gescannt. Das Referenzsignal für die EIT wird dementsprechend von einer anderen Referenzzelle nach dem selben Prinzip wie in Abb.4.1 bereitgestellt. Dies liefert die Position der EIT bei der Beobachtung auf dem Oszilloskop. Das Referenzsignal, als auch das eigentliche EIT-Signal wird über einen Lock-In-Verstärker verstärkt. Dieses Verfahren ist nicht zwingend für die Beobachtung von EIT notwendig, vereinfacht das Finden eines klaren Signals jedoch erheblich, indem das Signal/Rausch-Verhältnis verbessert wird. Im Anschluss wird ein Winkel weit über dem kritischen Winkel gewählt und erneut das EIT-Signal aufgenommen. Das größte Problem dieser Messung besteht in der polarisationserhaltenden Kopplung des 776 nm Lasers in eine Glasfaser, welcher im Gegensatz zum 776 nm Laser aus Abb.4.1 zusätzlich einen sog. Tapered Amplifier durchläuft und so von etwa 20 mW Leistung auf 600 mW gesteigert wird. Aufgrund der starken Abweichung der Mode des Lasers von der Gauß-Mode, gehen von den 400 mW vor der Faser 75% beim Einkoppeln verloren. Die sich kontinuierlich ändernde Polarisation in der Faser sorgt für starke Leistungsschwankungen an polarisierten Strahlteilern. Da die Leistung des 776 nm Lasers im Vergleich zum 780 nm Laser viel größer ist, nehmen jegliche Reflexionen des 776 nm Lasers starken Einfluss auf das Signal an PD 3. Der Einfluss des 776 nm Lasers wurde über eine Verkleinerung der Detektorfläche durch eine Iris vor PD 3 minimal gehalten. Das EIT-Signal wurde für 1 mW, $500 \mu \text{W}$, $250 \mu \text{W}$ und $125 \mu \text{W}$ der Probe-Leistung und etwa 25 mW Coupling-Laser-Leistung in totaler Reflexion aufgenommen.

Das EIT-Spektrum ist in Abb. 4.17 für Einfallswinkel unterhalb des kritischen Winkels zu sehen. Das in der Theorie beschriebene dispersive Verhalten ist deutlich zu erkennen. Im Gegensatz zu den aufgenommenen Absorptionsspektren ist das EIT-Signal deutlich schwächer, wodurch die Daten starkem Rauschen ausgesetzt sind. Das EIT-Signal oberhalb des kritischen Winkels ist schwer vom Rauschen zu trennen, da die Intensität des evaneszenten Feldes exponentiell abnimmt. Dies ist auch ein Grund, weshalb eine Abhängigkeit von der Rabi-Frequenz des Probe-Lasers nicht beobachtet wird. Dazu



Abbildung 4.17.: Beobachtete EIT unterhalb des kritischen Winkel θ_c aufgetragen über die Coupling-Verstimmung Δ_c .

kommt, dass die Intensität auf dem Plateau verringert wurde, d.h. in diesem Bereich sind nur kleine Änderung im Spektrum zu erwarten. Die Variation der Rabi-Frequenz des Coupling-Lasers konnte nicht durchgeführt werden, da dieser zu starke Polarisationsschwankungen aufweist. Eine Erhöhung der Probe-Rabi-Frequenz über das Plateau hinaus ist nicht möglich, da sonst die Bedingung, dass die Coupling-Rabi-Frequenz wesentlich größer als die Probe-Rabi-Frequenz ist, nicht mehr erfüllt ist. Das Signal verschwindet dementsprechend mit zunehmender Intensität. In Abb. 4.18 ist das Spektrum für EIT oberhalb des kritischen Winkels zu beobachten. Wie in der Theorie vorhergesagt, kann der Wechsel vom dispersiven zum absorptiven Spektrum bei Überschreitung des kritischen Winkels experimentell bestätigt werden. Die Halbwertsbreite wurde anhand eines Gauß-Fits zu $\Gamma_{\rm ges} = 148\,{\rm MHz}$ (132 MHz , 164 MHz) bestimmt.



Abbildung 4.18.: EIT oberhalb des kritischen Winkels θ_c aufgetragen über die Coupling-Verstimmung Δ_c mit Gauß-Fit (rot).

5. Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung der mit Rubidiumdampf gefüllten Zelle durch evaneszente Spektroskopie sowie die Erzeugung der elektromagnetisch induzierten Transparenz im evaneszenten Feld im Leiter-Schema.

Zunächst wurde der Aufbau für den 776 nm Laser erstellt. Dieser besteht aus einem selbstgebauten 776 nm Laser, einer Referenzzelle, einem Wavemeter und einem Fabry-Pérot-Interferometer. Der Gaußförmige Strahldurchmesser beträgt etwa 1 mm und liefert eine Leistung von 25 mW am Aufbauort. Dieser Laser sollte die Rolle des Coupling-Lasers im EIT-Schema übernehmen. Zum Zeitpunkt der EIT-Erzeugung stand ein einsatzbereiter 776 nm Laser mit einer höheren Leistung zur Verfügung, weshalb dieser anstelle des Selbstgebauten verwendet wurde. Das Rubidium-Spektrum wurde mit einem 780 nm Laser aus einem bereits fertigen Aufbau durch evaneszente Felder untersucht. Um das evaneszente Feld zu erzeugen, muss der einfallende Laserstrahl in Totalreflexion an der Zelloberfläche gespiegelt werden. Dazu wurde ein Prisma an die Zelloberfläche befestigt, was den Einfall über dem kritischen Winkel von etwa 43,6 °C ermöglichte. Die Zelle wurde in einem Ofen erhitzt. Der Temperaturbereich lag zwischen 100 °C und 240 °C. Der Spektroskopie-Aufbau ermöglichte unterschiedliche Einfallswinkel in die Zelle für Probe- und Coupling-Laser über zwei Silberspiegel auf jeweils eine verstellbaren Bühne. Insgesamt lassen sich so die Abhängigkeiten des Reflexionssignals von der Atomdichte in der Zelle, von der Rabi-Frequenz des Lasers und vom Einfallswinkel untersuchen. Die optische Dichte aufgetragen gegen die Temperatur zeigte den erwarteten Verlauf, welcher dem Gasdruck in Abhängigkeit der Temperatur entspricht. Die optische Dichte im evaneszenten Feld stieg bei maximaler Temperatur auf etwa 0,3 an. Die Sättigungsverbreiterung des Lorentz-Profils konnte mit zunehmender Rabi-Frequenz festgestellt werden. Der Verlauf zeigte, dass bei Leistungen bis etwa 1 mW die natürliche Linienbreite zusammen mit der Flugzeitverbreiterungen die Halbwertsbreite prägten. Erst ab etwa 5 mW konnte deutliche Sättigungsverbreiterung im evaneszenten Feld beobachtet werden. Die Ergebnisse dieser Messung unterlagen im Vergleich zu den anderen Messungen stärkeren Schwankungen, was auf Fit-Ungenauigkeiten zurückzuführen ist. Die Abhängigkeit vom Einfallswinkel entsprach dem in der Theorie beschriebenen Verlauf für die Eindringtiefe. Diese nimmt mit abnehmenden Einfallswinkel bis zum kritischen Winkel exponentiell zu. Unterhalb des kritischen Winkels wurde ein dispersives Spektrum beobachtet. Zuletzt wurde der Aufbau mit dem 776 nm Laser erweitert. Der 780 nm Probe-Laser wurde gelockt, während der 776 nm Coupling-Laser scannte. Das EIT-Signal wurde unterhalb und oberhalb des kritischen Winkels untersucht. Es konnte der Einfluss des Realteils der Suszeptibilität unterhalb des kritischen Winkels auf das Reflexionssignal beobachtet werden, wie in der Theorie beschrieben. Für den Fall oberhalb des kritischen Winkels wurde ein expliziter Ausdruck für die Suszeptibilität hergeleitet. Da das EIT-Signal oberhalb des kritischen Winkels vergleichsweise schwach und stark vom Rauschen geprägt war, konnte die Theorie nicht mit den aufgenommenen Kurven verglichen werden. Die Halbwertsbreite des EIT-Dips wurde zu etwa 150 MHz bestimmt.

Der 776 nm Laser-Aufbau bietet eine Alternative zum bereits vorhandenen 776 nm Laser, wobei ein zusätzlicher Tempered Amplifier eingebaut werden muss, um Leistungen über 25 mW zu erzeugen. Der in dieser Arbeit erstellte Spektroskopie-Aufbau lässt sich neben den EIT-Messungen zur Untersuchung von Oberflächen verwenden. Darüber hinaus lässt sich anstelle des 776 nm Coupling-Lasers ein Laser mit beispielsweise 480 nm verwenden, um Rydberg-EIT im evaneszenten Feld zu erzeugen.

A. Anhang

Herleitung der EIT-Suszeptibilität oberhalb des kritischen Winkels im Leiter-Schema

Die Anwendung der Green'schen Funktionen zum Lösen des Randwertproblems wird aus der Masterarbeit [8] übernommen. Die effektive Suzeptibilität χ_c wird demnach mit

$$\chi_c = 2k\eta \int_0^\infty \chi(z) \exp(-2k\eta z) dz$$

berechnet. Dabei bezeichnet η den Transmissionswinkel für den Fall der Totalreflexion in folgender Form:

$$\eta = -i\beta = \sqrt{n_1^2 \sin(\theta_e)^2 - 1}.$$

Weiter fällt die Intensität des evaneszenten Feldes exponentiell hinter der Grenzfläche ab, sodass

$$\Omega_c'(\mathbf{r}) = \Omega_c \exp(ik(\alpha x + \eta_0 z))$$

für die Rabi-Frequenz des Coupling-Lasers gilt. Für beliebige Winkel wird dabei $\eta_0 = \sqrt{1 - n_1^2 \sin(\theta_e)^2}$ verwendet, welches für Totalreflexion komplex wird. Die Rabi-Frequenz des Coupling-Lasers kommt nur quadratisch in der Suszepibilität vor, damit reduziert sich

$$|\Omega_c'(z)|^2 = \Omega_c^2 \exp(2ik\eta_0 z) \stackrel{\theta_c > \theta_c}{=} \Omega_c^2 \exp(-2k\eta z)$$

auf ein eindimensionales Problem entlang der z-Achse. Die EIT-Suszeptibilität lässt sich in Abhängigkeit von z schreiben als

$$\chi(z) = \frac{id_p^2 n}{2\epsilon_0 \hbar} \left(\frac{\Gamma_p + 2i\Delta_p}{2} + \frac{\Omega_c^2(z)}{4(\Gamma_c/2 + i\Delta)} \right)^{-1} = \frac{id_p^2 n}{2\epsilon_0 \hbar} \cdot \frac{4(\Gamma_c/2 + i\Delta)}{2(\Gamma_p + 2i\Delta_p)(\Gamma_c/2 + i\Delta) + \Omega_c^2(z)},$$

mit $\Delta = \Delta_p + \Delta_c$. Einsetzten in die Gleichung für die effektive Suszeptibilität liefert den Ausdruck

$$\chi_c = 2k\eta \frac{id_p^2 n}{2\epsilon_0 \hbar} \frac{4(\Gamma_c/2 + i\Delta)}{\Omega_c^2} \int_0^\infty \frac{\exp(-2k\eta z)}{2(\Gamma_p + 2i\Delta_p)(\Gamma_c/2 + i\Delta)\Omega_c^{-2} + \exp(-2k\eta z)} dz$$

wobe
i Ω_c aus dem Integral herausgezogen wird und nur noch di
ez-Abhängigkeit bleibt. Im Folgenden wird der Faktor vor dem Integral mit
 B und -A mit

$$-A = 2(\Gamma_p + 2i\Delta_p)(\Gamma_c/2 + i\Delta)\Omega_c^{-2}$$

abgekürzt. Der Ausdruck für die effektive Suszeptibilität

$$\chi_c = B \int_0^\infty \frac{1}{1 - A \exp(+2k\eta z)} dz$$

lässt sich direkt integrieren und liefert

$$\chi_c = B \left[z - \frac{\ln(1 - A \exp(2k\eta z))}{2k\eta} \right]_0^\infty$$

Das Berücksichtigen der Grenzen liefert schließlich

$$\chi_c = B\left(z - \frac{\ln(-A) + \ln(\exp(2k\eta z))}{2k\eta} + \frac{\ln(1-A)}{2k\eta}\right)$$
$$= B\left(z - \frac{\ln(-A)}{2k\eta} - z + \frac{\ln(1-A)}{2k\eta}\right)$$
$$= \frac{B}{2k\eta}\left(\ln\left(\frac{1-A}{-A}\right)\right)$$
$$= \frac{B}{2k\eta}\ln(1-A^{-1}).$$

Werden für A und B die expliziten Ausdrücke eingesetzt, so liefert dies die in der Theorie angegebene Suszeptibilität

$$\chi_c = \frac{-id_p^2 n}{2\epsilon_0 \hbar} \frac{4(\Gamma_c/2 + i(\Delta_p + \Delta_c))}{\Omega_c^2} \ln\left(1 + \frac{\Omega_c^2}{(\Gamma_p + 2i\Delta_p)(\Gamma_c/2 + i(\Delta_p + \Delta_c))}\right).$$

Literaturverzeichnis

- [1] John David Jackson. *Classical Elektrodynamics*. Walter de Gruyter (1999).
- [2] F. Goos und H. Hänchen. Ein neuer und fundamentaler Versuch zur Totalreflexion. Analen der Physik 436, 333–346 (1947).
- [3] Thomas Baluktsian. Herstellung und Untersuchung mikrostrukturierter Rubidium-Spektroskopiezellen. Universität Stuttgart (2008).
- [4] E. L. Lewis. Collisional relaxation of atomic exited states, line broadening and interatomic interactions. *Physics Report* 58 (1980).
- [5] M. Ducloy G. Nienhuis, F. Schuller. Nonlinear selective reflection from atomic vapor at arbitrary incidence angle. *Phys. Rev. A 38*, 5197 (1988).
- [6] M. Fleischhauer, A. Imamoglu und J. P. Marangos. Electromagnetically Induced Transperency: Optics in Coherent Media. *Rev. Mod. Phys.* 77, 633 (2005).
- [7] Harald Kübler. Kohärente Rydberg-Spektroskopie in einer Rubidium Mikrozelle. Universität Stuttgart (2012).
- [8] Ryan James Thomas. Observation and characterization of electromagnetically induced transparency using evanescent fields. University of Calgary (2012).
- [9] A. Vernier, S. Franke-Arnold, E. Riis und A. S. Arnold. Enhanced frequency upconversation in Rb vapor. *Optics Express* 18 (2010).
- [10] D.A.Steck. Rubidium87DLineData. online verfügbar auf http://steck.us/alkalidata (20.12.15) (2001).

Danksagung

Zum Abschluss möchte ich allen danken, die mich während dieser Arbeit unterstützt haben.

Ein besonderer Dank gilt Tilman Pfau, der mir die Möglichkeit bot eine Arbeit an seinem Institut abzuschließen. Genauso möchte ich mich bei Robert Löw für das Vorstellen des Themas und das Wecken meines Interesses für die Atomphysik bedanken.

Ein herzlicher Dank gilt meinem Betreuer Ralf Ritter, der mich stets während der Arbeit unterstützt hat, immer offen für Fragen war und mir vieles beigebracht hat. Ebenfalls möchte ich allen Doktoranden im Labor für Ratschläge und das Beantworten von Fragen danken. Es hat mir große Freude bereitet mit euch arbeiten zu dürfen!

Ein dickes Dankeschön an Daniel Weller, Tobias Ilg, Hoy-My Phung, Patrick Kaspar, Marcel Wagner und Manuel Steeg für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Zu guter Letzt möchte ich mich herzlichst bei meinen Eltern bedanken, die mir das Studium ermöglichen und mich immer unterstützen, sowie bei meiner Schwester, die mich auch an schlechten Tagen immer aufmuntert.

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre,

- dass ich diese Bachelorarbeit selbständig verfasst habe,
- dass ich keine anderen als die angegebenen Quellen benutzt und alle wörtlich oder sinngemäß aus anderen Werken übernommenen Aussagen als solche gekennzeichnet habe,
- dass die eingereichte Arbeit weder vollständig noch in wesentlichen Teilen Gegenstand eines anderen Prüfungsverfahrens gewesen ist,
- dass ich die Arbeit weder vollständig noch in Teilen bereits veröffentlicht habe, es sei denn, der Prüfungsausschuss hat die Veröffentlichung vorher genehmigt
- und dass der Inhalt des elektronischen Exemplars mit dem des Druckexemplars übereinstimmt.

Stuttgart, den 29. Dezember 2015

Artur Skljarow