

SPEKTRALE UND ZEITAUFGELÖSTE ANALYSE VON EINZELPHOTONEN

BACHELORARBEIT

zur Erlangung des akademischen Grades
Bachelor of Science
(B. Sc.)
im Fach Physik



eingereicht an der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I
Institut für Physik
Humboldt-Universität zu Berlin

von
Herrn Tim Kroh
geboren am 16.09.1987 in Berlin

Betreuung:

1. *Prof. Dr. Oliver Benson*
2. *Prof. Achim Peters Ph.D.*

eingereicht am: 30. September 2010

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Zielstellung	1
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Cäsiumatom	5
2.2	Linienbreiten	6
2.2.1	Natürliche Linienbreite	6
2.2.2	Dopplerverbreiterung	6
2.2.3	Sättigungsverbreiterung	7
2.3	Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie	8
2.4	Notwendige Erweiterungen der Theorie für die Spektroskopie von OPO-Photonen	10
2.4.1	Gepulstes Pumpen und Messen	10
2.4.2	Frequenzverstimmung der OPO-Photonen	11
3	Experimentelle Umsetzung	12
3.1	Versuchsaufbau	12
3.2	Pump- und Probelaser	13
3.3	Cäsiumzelle	13
3.4	Strahlüberlagerung mit Wollaston-Prisma	14
3.5	Frequenzmodulation mit AOMs	14
3.6	Spektroskopie mit Einzelphotonen	16
4	Messungen und Auswertung	17
4.1	Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie	18
4.1.1	Abhängigkeit von der Pumpintensität	18
4.1.2	Temperaturabhängigkeit	19
4.2	Frequenzmodulation mit AOMs	20
4.3	Messung mit gepulstem Pumplaser	22
4.3.1	Messung: gelockte Probe, gescannte Pumpe	23
4.3.2	Messung: gelockte Probe, gepulste und gescannte Pumpe	24
4.4	Spektroskopie mit Einzelphotonen	25
4.4.1	Justage	25
4.4.2	Hintergrund durch Pumpreflexion	25
4.4.3	Lambdip	27
4.5	Frequenzverstimmung beim Probelaser	28
4.6	Vorbereitung auf Messung mit OPO-Photonen	30
5	Zusammenfassung und Ausblick	32

1 Einleitung und Zielstellung

In der fortschreitenden Entwicklung der Quanteninformationstechnologie (QIT) spielen Einzelphotonen als Transportträger der Quanteninformation eine immer wichtiger werdende Rolle, zum Beispiel beim abhörsicheren Schlüsselaustausch (QKD, *quantum key distribution*) in der Quantenkryptographie [1]. Ein weiteres wichtiges Gebiet stellen die Quantencomputer dar, die auf atomarer Skala mit den sogenannten *quantum bits* (Qubits) bestimmte Algorithmen, die für die heutigen klassischen Computer viel zu rechenintensiv sind, mit Hilfe von Quantengattern [2] in viel geringerer Laufzeit ausführen. Als zwei wesentliche Beispiele sind der Shor-Algorithmus [3] zur Primzerlegung großer Zahlen und der Grover-Algorithmus [4], mit dessen Hilfe beispielsweise große Datenbanken sortiert werden können, zu nennen.

Die Qubits sind beliebige Zustände $|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$ eines zweidimensionalen Hilbertraums, der durch die zwei Basiszustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$ aufgespannt ist. Für die komplexen Zahlen α und β gilt dabei $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$. Diese Basiszustände können auf vielfältige Weise dargestellt werden, wie zum Beispiel durch die Polarisationszustände von Photonen, die als fliegende Qubits bezeichnet werden.

Ein wichtiges Ziel der aktuellen Forschung besteht darin, eine Schnittstelle zwischen den lokal festen und den fliegenden Qubits herzustellen. Einen vielversprechenden Ansatz bietet dazu der Effekt der elektromagnetisch induzierten Transparenz (EIT) [5, 6]. Dabei wird zum Beispiel in einem Λ -System, einem Dreiniveausystem mit zwei Grundniveaus, einer der beiden Übergänge resonant angeregt, sodass wegen des besetzten angeregten Zustands die Absorption und lineare Suszeptibilität des anderen Übergangs unterdrückt werden. Dadurch können sehr langsame Gruppengeschwindigkeiten von Lichtpulsen sowie Lichtspeicherung erreicht werden [7].

Um den EIT-Effekt auch zum Speichern von Einzelphotonen nutzen zu können, ist es grundlegend wichtig deren Eigenschaften zu kennen, die hauptsächlich durch den Erzeugungsprozess in der jeweiligen Einzelphotonenquelle bestimmt sind.

Eine ideale Einzelphotonenquelle emittiert in einem Moment genau ein Photon. Dies ist zum Beispiel durch ein einzelnes Atom mit einem Zweiniveausystem [8] oder in einem Defektzentrum eines Diamants [9, 10] möglich, da in beiden Systemen zuerst eine Anregung stattfinden muss, bevor ein Photon beim spontanen Zerfall ausgesendet wird. Wegen der mittleren Lebensdauer des angeregten Zustands wird die mittlere Dauer zwischen zwei Photonenemissionen durch noch so starkes Pumpen nicht unterschritten. Hierbei handelt es sich um echte Einzelphotonenquellen.

Eine andere Möglichkeit der Realisierung bietet der Vorgang der *spontaneous parametric down-conversion* (SPDC) in einem nichtlinearen optischen Kristall, bei dem ein einfallendes Photon eines Pumplasers mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit in zwei Sekundärphotonen umgewandelt wird [11, 12]. Aus der Energie- und Impulserhaltung bei diesem Prozess folgt sowohl, dass für die Frequenzen der Sekundärphotonen $\nu_s + \nu_i = \nu_{Pump}$ gilt, wobei s und i für die historisch geprägten Begriffe Signal und Idler stehen, die die beiden emittierten Photonen bezeichnen, als auch deren Ausbreitungsrichtung.

Im eigentlichen Sinne ist ein solcher nichtlinearer Kristall, in dem SPDC stattfindet, noch keine Einzelphotonenquelle, weil der Prozess nicht wie im vorangegangenen Beispiel auf ein einzelnes Atom beschränkt ist. Durch das Erhöhen der Pumpintensität würde sich somit auch die Rate der Sekundärphotonen prinzipiell ohne Begrenzung nach oben erhöhen.

Des Weiteren unterscheidet man zwei Typen der SPDC, wobei beim Typ I Signal- und Idlerphoton die gleiche Polarisation besitzen und beim Typ II beide orthogonal zueinander polarisiert sind.

Bei einem Kristall, der die SPDC vom Typ II ausführt, kann man mit Hilfe eines Polarisations-Strahlteilers (PBS, *polarization beam splitter*) eine räumliche Trennung der Signal- und Idlerphotonen erlangen, sodass mit der Detektion des Idlerphotons der Ankunftszeitpunkt des Signalphotons auf dessen Detektor bestimmt ist.

Auf diese Weise steht fest, wann ein Signalphoton zu erwarten ist und gemessen werden kann. Man kann daher einen solchen Aufbau als Quasi-Einzelphotonenquelle betrachten.

Im Allgemeinen weist die SPDC jedoch eine hohe spektrale Breite auf [13]. Aus diesem Grund befindet sich der nichtlineare Kristall in einem optischen Resonator. Dies bezeichnet man als optischen parametrischen Oszillator (OPO) [14, 15]. Durch den OPO wird das SPDC-Spektrum auf einige wenige Resonatormoden verteilt.

Damit die vom OPO erzeugten Einzelphotonen in weiterführenden EIT-Experimenten an der Cäsium D1-Linie verwendet werden können, wird vorher mit Hilfe des Prozesses der *second harmonic generation* (SHG) ein Pumpstrahl mit der doppelten Anregungsfrequenz der Cäsium D1-Linie $2\nu_{D1} = \nu_{Pump}$ erzeugt [16]. Die daraus resultierenden frequenzverdoppelten Photonen werden im Anschluss zum OPO für die SPDC geleitet. Durch Filterung der im OPO erzeugten Signal- und Idlerphotonen werden Photonen anderer Frequenz als $\nu_s = \nu_i = \frac{1}{2}\nu_{Pump} = \nu_{D1}$ im weiteren Strahlverlauf so gut wie möglich unterdrückt.

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wird ein experimenteller Aufbau vorgestellt, der die spektrale Analyse der Signalphotonen aus dem OPO ermöglichen soll. Das Ziel ist es, in an diese Bachelorarbeit anschließenden Experimenten die Frequenz der Einzelphotonen des OPOs sowie deren Verteilung im Frequenzraum bestimmen zu können. Damit soll in weiterführenden Versuchen überprüft werden, ob die vom OPO erzeugten Photonen für EIT-Experimente zur Speicherung von Einzelphotonen geeignet sind.

Die spektrale Untersuchung erfolgt über einen abgeänderten Aufbau der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie DFS [17].

Dafür folgen im Kapitel 2 die für unser Experiment wesentlichen theoretischen Grundlagen sowie die notwendigen Erweiterungen, die getroffen werden müssen, um die Spektroskopie an den OPO-Photonen durchführen zu können.

Die Versuchsaufbauten sowie die Umsetzung der Neuerungen gegenüber der herkömmlichen DFS werden im Kapitel 3 vorgestellt.

Im darauf folgenden Kapitel 4 wird durch sukzessives Vorgehen schließlich die Spektroskopie an einem vergleichbar zur Einzelphotonenquelle abgeschwächten Probestrahl durchgeführt und durch eine Abschätzung der *signal to noise ratio* (SNR) bei der Photonenrate des OPOs überprüft, inwiefern dieser Aufbau für die zukünftige spektrale Analyse von OPO-Photonen geeignet ist.

Die Messungen, Auswertungen und alle dargestellten Abbildungen dieser Bachelorarbeit entstanden in enger Zusammenarbeit mit Johannes Häger.

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen erläutert, die zum Verständnis des Experiments notwendig sind. Dazu gehören sowohl die physikalischen Eigenschaften von Cäsium (siehe Abschnitt 2.1) als auch die natürliche Linienbreite und Verbreiterungsmechanismen, die die spektrale Analyse ermöglichen in 2.2. Außerdem werden kurz die wichtigsten Mechanismen der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie in der allgemeinen Anwendung in Abschnitt 2.3 erklärt, um dann die für unseren Versuch notwendigen Änderungen in Abschnitt 2.4 zu erläutern.

2.1 Cäsiumatom

Zur Spektroskopie wird Cäsiumgas des Isotops ^{133}Cs in einer abgeschlossenen Zelle, wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, verwendet.

Die einzelnen Cäsiumatome können für den von uns benutzten Hyperfeinübergang $6^2\text{S}_{1/2} \text{ F}=3 \leftrightarrow 6^2\text{P}_{1/2} \text{ F}=4$ als Zweiniveausystem betrachtet werden [18]. Aus der Hyperfeinstrukturaufspaltung für die Niveaus $6^2\text{P}_{1/2}$ und $6^2\text{S}_{1/2}$ folgt für den auch als D1-Linie bezeichneten Übergang eine Anregungsenergie

$$\Delta E_A = h\nu_{D1} = h \cdot 335,121\,738\,221\,(43)\,\text{THz}.$$

Das Energieniveauschema ist in Abbildung 1 dargestellt [18].

Die Anregungsfrequenz von $\nu_{D1} = 335,121\,738\,221\,(43)\,\text{THz}$ für Photonen entspricht einer Wellenlänge von $\lambda_{D1} = 894,577\,772\,2\,(1)\,\text{nm}$.

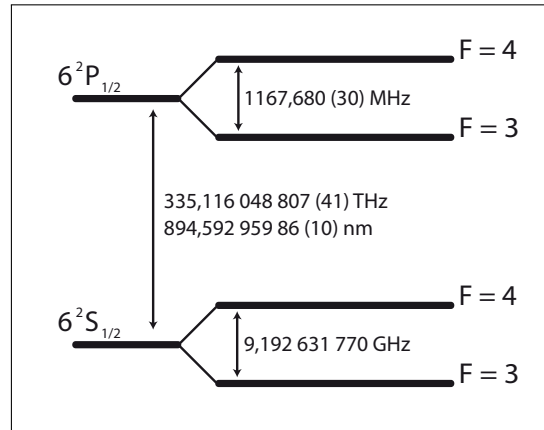


Abbildung 1: Energieniveauschema von ^{133}Cs unter Feinstruktur- (links) und Hyperfeinstrukturaufspaltung (rechts) [18]. Der in diesem Experiment benutzte Übergang $6^2\text{S}_{1/2} \text{ F}=3 \leftrightarrow 6^2\text{P}_{1/2} \text{ F}=4$ stellt einen Hyperfeinübergang der D1-Linie von Cäsium dar und hat eine Resonanzfrequenz von $\nu_{D1} = 335,121\,738\,221\,(43)\,\text{THz}$ [18].

2.2 Linienbreiten

Im folgenden Abschnitt sollen die natürliche Linienbreite in 2.2.1 sowie die für unseren Versuch wichtigsten zwei Linienverbreiterungsmechanismen Dopplerverbreiterung in 2.2.2 und Sättigungsverbreiterung in 2.2.3 kurz erläutert werden.

2.2.1 Natürliche Linienbreite

Befindet sich ein Atom in einem angeregten Zustand $|a\rangle$, kann es die Anregungsenergie $\Delta E_A = E_a - E_g$ durch spontane Emission eines Photons mit der Energie $\hbar\omega_0 = \Delta E_A$ abgeben und so in den Grundzustand $|g\rangle$ übergehen. Hierbei sind $\omega_0 = 2\pi \cdot \nu_0$ die Eigenkreisfrequenz und ν_0 die Eigenfrequenz des Übergangs. Aus dem klassischen Modell des gedämpften harmonischen Oszillators für das Elektron [19] folgt ein frequenzabhängiges normiertes Absorptionsprofil

$$L(\omega) = \frac{\Gamma/2\pi}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2} , \quad (1)$$

das Lorentz-Profil, mit der vollen Halbwertsbreite Γ (FWHM, *full width at half maximum*) beziehungsweise der natürlichen Linienbreite $\delta\omega_{nat} = \Gamma = 2\pi \cdot \gamma$ [19, 20]. Für das von uns im Versuch verwendete Cäsium ist die natürliche Linienbreite des D1-Übergangs $\Gamma = 2\pi \cdot 4,575$ (12) MHz [18]. Dies entspricht einer Lebensdauer τ_{nat} des angeregten Zustands

$$\tau_{nat} = \frac{1}{\Gamma} = 34,791 \text{ (90) ns [18]}. \quad (2)$$

2.2.2 Dopplerverbreiterung

In der geheizten Zelle liegt das Cäsium als dünnes Gas vor (siehe Absatz 3.3). Daher kann für die Gasteilchen die Maxwell-Boltzmannsche Geschwindigkeitsverteilung eines idealen Gases im thermischen Gleichgewicht angenommen werden [21]. Dann gilt für die Geschwindigkeitskomponente der Cäsiumatome v_z entlang des Laserstrahls die Verteilung

$$f(v_z) = \frac{1}{v_w \sqrt{\pi}} \exp \left[- \left(\frac{v_z}{v_w} \right)^2 \right] \quad \text{mit} \quad v_w = \sqrt{\frac{2k_B T}{M}} , \quad (3)$$

der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit sowie der Cäsiumatommasse M , Temperatur T und der Boltzmannkonstante k_B [21, 22].

Die wahrscheinlichste Geschwindigkeit für die Cäsiumatome in der Zelle bei $T = 47 \text{ °C}$ ist $v_w = 200,1 \text{ ms}^{-1}$.

Die Laserfrequenz im Laborsystem ω_L wird nur für die sich entlang der Laserausbreitungsrichtung mit der Geschwindigkeit v_z bewegendenden Atome derart dopplerverschoben, dass sie genau die Resonanzfrequenz ω_0 trifft:

$$\omega_0 = \omega_L \left(1 + \frac{v_z}{c}\right) . \quad (4)$$

Es kann der nichtrelativistische Grenzfall genähert werden, da die Geschwindigkeiten der Cäsiumatome in der Zelle $v_w \ll c$ viel kleiner als die Vakuumlichtgeschwindigkeit c sind. Setzt man nun für $v_z = c \cdot (\omega_0/\omega_L - 1)$ in die Maxwell-Boltzmann-Verteilung ein, so folgt daraus die Verteilung der absorbierten Intensität in Abhängigkeit von der Laserfrequenz mit der in der Resonanz absorbierten Intensität $I(\omega_0)$ [19]:

$$I(\omega_L) = I(\omega_0) \exp \left[- \left(\frac{c}{v_w} \frac{\omega_L - \omega_0}{\omega_0} \right)^2 \right] . \quad (5)$$

Die Verteilung von $I(\omega_L)$ ist eine Gaußfunktion mit der Halbwertsbreite $\delta\omega_D = 2\sqrt{\ln 2}\omega_0 v_w c^{-1}$ [19, 20, 21]. Für das Cäsiumgas ergibt sich daraus die Dopplerbreite der D1-Linie bei der von uns zumeist verwendeten Temperatur von $T = 47^\circ\text{C}$ zu $\delta\omega_D = 2\pi \cdot 372$ MHz.

2.2.3 Sättigungsverbreiterung

Bei hohen Strahlintensitäten werden die Besetzungsdichten absorbierender Niveaus durch optisches Pumpen teilweise entleert, sodass bei dennoch weiter steigender Pumpleistung die Absorption in Sättigung übergeht. Dafür wird der Sättigungsparameter $S = P/\bar{R}$ als das Verhältnis von Pumprate P zur mittleren Relaxationsrate \bar{R} definiert [19]. Dieser kann für die Simulationen zu den Messungen über

$$S = \frac{\mu_{12}E_1}{\hbar} \cdot \tau \quad (6)$$

in Abhängigkeit der Feldstärke des Pumplasers E_1 , dem Übergangsdipolmatrixelement des D1-Übergangs μ_{12} und der Lebensdauer τ berechnet werden [19, 23]. Das Lorentz-Profil der natürlichen Linienbreite wird damit zu

$$\delta\omega_{Sat} = \delta\omega_{nat} \cdot \sqrt{1 + S} \quad (7)$$

verbreitert [19].

2.3 Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie

Die Methode der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie (DFS) wurde erstmals 1971 von Theodor Hänsch *et al.* eingeführt [17].

Dabei wird ein in der Frequenz verstimmbarer Laserstrahl in einen Pumpstrahl mit hoher Intensität und einen schwächeren Probestrahl aufgeteilt, welche in entgegengesetzter Richtung auf eine Gasprobe gegeben werden.

Das Gas sollte hinreichend dünn sein, dass es als ideales Gas genähert werden kann. Unter dieser Bedingung lässt sich für die Gasteilchen die Maxwell-Boltzmannsche Geschwindigkeitsverteilung aus Gleichung (3) annehmen [21]. Wegen der Dopplerverschiebung werden Gasteilchen der Geschwindigkeitsklasse

$$v_z = c \left(\frac{\omega_L}{\omega_0} - 1 \right) \quad (8)$$

von einem eingestrahnten Laser mit der Frequenz ω_L angeregt [21]. Bei geblockter Pumpe ließe sich nun mit dem Probestrahl die dopplerverbreiterte Linie gemäß Gleichung (5) aufnehmen.

Der in entgegengesetzte Richtung laufende Pumpstrahl wechselwirkt bei gleicher Frequenz ω_L mit Teilchen der Geschwindigkeit $-v_z$. Für den Fall, dass die Frequenz von Pumpe und Probe $\omega_L = \omega_0$ die Resonanzfrequenz ist, wechselwirken beide mit derselben Geschwindigkeitsklasse $v_z = 0$ der Gasteilchen. Wird die Frequenz von Pump- und Probeler über die Resonanz hinweg gescannt, entleert der stärkere Pumpstrahl je nach Sättigung teilweise das Grundniveau, was die Transmission des Probestrahls erhöht. Der dadurch entstehende Einbruch der Probenabsorption wird Lambdip genannt [19, 21].

Nach Subtraktion des mit geblockter Pumpe aufgenommenen dopplerverbreiterten Spektrums bleibt dieser Lambdip mit mindestens der natürlichen Linienbreite übrig [21]. Er kann aber auch durch andere Effekte wie zum Beispiel durch zu starke Sättigung verbreitert sein (siehe Absatz 2.2.3). Die Tiefe des Lambdips ist davon abhängig, wie sehr der Pumplaser das Grundniveau geleert hat.

Die D1-Linie von Cäsium eignet sich besonders gut für unser Experiment, da die nächste messbare Resonanz mit gleichem Grundniveau erst in einem Abstand von 1168 MHz weit außerhalb der Dopplerverbreiterung auftritt. Durch die Spektroskopie an einer solchen Linie, deren dopplerverbreitetes Profil sich nicht mit dem anderer Linien überlagert, werden Schwierigkeiten beim Messen wie zum Beispiel Crossover-Resonanzen vermieden [22].

Die Simulationen zu den Messungen wurden mit Hilfe der theoretischen Beschreibung nach Quelle [23] erstellt.

Darin wird durch Störungsrechnung die homogene Probenabsorption

$$\left(\frac{dW}{dt}\right)_{hom} = \left(\frac{dW}{dt}\right)_{hom}(N/V, \omega_0, \mu, E_1, E_2, \tau, v) \quad (9)$$

in Abhängigkeit von der Teilchendichte N/V im Strahlengang, der Resonanzfrequenz ω_0 , dem Übergangsdipolmatrixelement μ_{12} , der Pump- E_1 und Probefeldstärke E_2 , der Lebensdauer des angeregten Zustands τ sowie der Geschwindigkeit v_z , der betrachteten Teilchenklasse ermittelt.

Die Teilchendichte wird mit Hilfe der Näherung des idealen Gases und der in Abschnitt 3.3 folgenden Gleichung (18) zu

$$\frac{N}{V} = \frac{p}{kT} \quad (10)$$

bestimmt.

Die Intensität einer ebenen elektromagnetischen Welle, als welche die beiden Laser genähert betrachtet werden können, ist definiert über das zeitliche Mittel des Poynting-Vektors [24]:

$$I = \langle |\vec{S}| \rangle = \frac{1}{2} c \epsilon_0 E^2 . \quad (11)$$

ϵ_0 ist die Vakuumpermittivität. Damit lassen sich die Feldstärken

$$E_j = \sqrt{\frac{2I_j}{c\epsilon_0}} , \quad (12)$$

$j = 1$ für Pumpe und $j = 2$ für Probe, in Abhängigkeit von der jeweiligen Strahlintensität I_j berechnen.

Schließlich muss die homogene Probenabsorption noch über die Geschwindigkeitsverteilung $f(v_z)$ aus Gleichung (3) integriert werden. Unter der Annahme, dass die Dopplerbreite des Übergangs viel größer ist als die natürliche Linienbreite, $\delta\omega_D \gg \delta\omega_{nat}$, lässt sich dies zu

$$\left(\frac{dW}{dt}\right)_{inhom} = \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{dW}{dt}\right)_{hom} f(v_z) dv_z \quad (13)$$

$$\approx f(\omega_L - \omega_0) \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{dW}{dt}\right)_{hom} dv_z \quad (14)$$

nähern [23]. Diese Berechnung wird mit Hilfe der Matlab-Software numerisch ausgeführt. Durch Auswertung des dabei entstandenen Lambdips lassen sich die Verläufe des FWHM Γ und der Diptiefe in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern wie zum Beispiel der Pumpintensität I_{Pump} oder der Temperatur T plotten.

2.4 Notwendige Erweiterungen der Theorie für die Spektroskopie von OPO-Photonen

Unser Experiment soll es ermöglichen, den OPO als Einzelphotonenquelle im Frequenzraum zu vermessen. Dafür ist es nötig, gewisse Veränderungen gegenüber der herkömmlichen DFS zu treffen.

Im Versuch soll der vom OPO erzeugte Einzelphotonenstrahl möglichst gut durch einen stark abgeschwächten frequenzfesten Probestrahl simuliert werden. Die *avalanche photodiode* (APD), mit der einzelne Photonen detektiert werden können, ist so empfindlich, dass ein Einstrahlen der viel intensiveren Pumpe auf der APD zur thermischen Zerstörung dieser führen könnte. Aus diesem Grund soll abwechselnd gemessen und gepumpt werden, wobei der Einfluss der ausgeschalteten Pumpe beachtet werden muss. Dieser wird in Absatz 2.4.1 erklärt.

Außerdem gehen wir davon aus, dass die Frequenz der OPO-Photonen nicht unbedingt gleich der Resonanzfrequenz des Übergangs sein muss. Mit der Überlegung in Absatz 2.4.2 konnte dieses Verhalten auch in die Simulation implementiert werden.

2.4.1 Gepulstes Pumpen und Messen

Wie später im Abschnitt 3.6 beschrieben, soll das Pumpen durch ein aufmoduliertes Rechtecksignal mit der Pulslänge T_{Puls} gepulst erfolgen. Die Theorie für das zeitliche Verhalten des Lambdips nach Ausschalten der Pumpe liefern die Referenzen [25, 26, 27]. Dadurch, dass $T_{Puls} \gg \tau$ gewählt wird, ist die Bedingung erfüllt, dass die Pulslänge mindestens der Einstellzeit des Gleichgewichtszustands genügen soll.

Da der D1-Übergang in einem Zweiniveausystem mit dem Grundzustand des Cäsiumatoms stattfindet, vereinfacht sich der zeitliche Verlauf der Diptiefe D zu

$$D(t) = F(T_{Puls}) \cdot \exp\left[-\frac{t}{\tau}\right]. \quad (15)$$

$F(T_{Puls})$ ist dabei ein Skalierungsfaktor, der bei wachsendem T_{Puls} die Diptiefe weiter verringert [25]. Aus der Gleichung (15) folgt, dass der Lambdip bei ausgeschalteter Pumpe nach ungefähr 3 bis 4 τ verschwunden ist, wobei τ die Lebensdauer des angeregten Zustands des Zweiniveausystems angibt.

2.4.2 Frequenzverstimmung der OPO-Photonen

Da auf Grund der geringen Probenintensität zur Simulation der OPO-Photonen im Versuch nur der Pumplaser gescannt werden soll, muss die Frequenz des Probelasers ω_{Probe} als fest angenommen werden.

Der Pumplaser beeinflusst die Transmission des Probelasers immer nur bei der Geschwindigkeitsklasse v von Atomen, für die beide Laser die gleiche Frequenz haben [21]

$$v = c \frac{1 - \omega_L / \omega_{Probe}}{1 + \omega_L / \omega_{Probe}}. \quad (16)$$

Wir nehmen an, dass die Maxwell-Boltzmann Verteilung $f(v_z)$ um die Geschwindigkeit

$$v_{shift} = c \frac{\omega_L - \omega_{Probe}}{2\omega_0} \quad (17)$$

zu $f(v_z) \rightarrow f(v_z + v_{shift})$ verschoben wird. Diese kann zur Simulation in Gleichung (13) beziehungsweise (14) eingesetzt werden und dann das Spektrum der D1-Linie bei fester Probenfrequenz ω_{Probe} wiedergeben.

3 Experimentelle Umsetzung

3.1 Versuchsaufbau

In unserem Aufbau zur dopplerfreien Sättigungsspektroskopie DFS werden Pump- und Probestrahl in entgegengesetzter Richtung in die Cäsiumzelle Cs eingestrahlt, siehe dazu Abbildung 2. Ein Foto des Aufbaus aus dem Labor befindet sich als Abbildung 13 im Anhang. Zur Strahlüberlagerung von Probe und Pumpe in der Cs-Zelle verwenden wir ein Wollaston-Prisma WP, dessen Funktion im Abschnitt 3.4 (Strahlüberlagerung mit Wollaston-Prisma) näher erläutert wird. Beim Optimieren des Lambdips hinsichtlich geringer Breite und großer Tiefe stellte sich heraus, dass ein möglichst kollimierter Probe- und ein aufgeweiteter Pumpstrahl in der Zelle das beste Ergebnis erzielen. Vor dem WP befindet sich für die Pumpe noch ein Polarisations-Strahlteiler (PBS, *polarization beam splitter*) mit vorangesetztem $\lambda/2$ -Plättchen B, um einen Teil der Pumpleistung zur Kontrolle während einer Messung auf den Detektor DET2 abzuzweigen. Damit sich der Pumpstrahl nicht über diesen Aufbau hinaus ausbreitet, beispielsweise rückläufig vom Probe-Faserkoppler durch die Zelle auf den Detektor DET1, wird ein Glan-Thompson Polarisationsfilter POL (mit der Genauigkeit 1'') zwischen Cs-Zelle und Probenkoppler montiert.

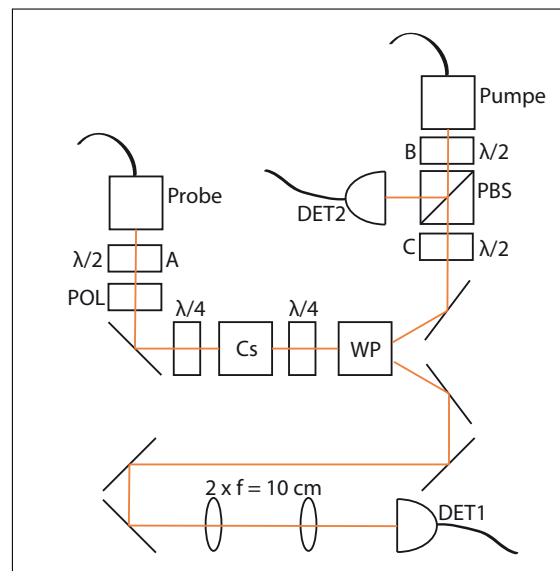


Abbildung 2: Aufbau zur dopplerfreien Sättigungsspektroskopie

Vor und hinter der Cs-Zelle befindet sich jeweils ein $\lambda/4$ -Plättchen, sodass Pumpe sowie Probe innerhalb der Cs-Zelle zirkular polarisiert sind. Außerdem bewirkt das Durchlaufen beider $\lambda/4$ -Plättchen eine Polarisationsdrehung wie ein $\lambda/2$ -Plättchen.

Bei richtiger Justage der $\lambda/2$ -Plättchen A und C nach Abschnitt 3.4 zeigte sich aber kein weiterer Nutzen der $\lambda/4$ -Plättchen.

Sogar das Entfernen dieser veränderte nicht die Situation, weil für den Übergang $6^2S_{1/2} F=3 \leftrightarrow 6^2P_{1/2} F=4$ keine bestimmte Polarisation notwendig ist. Der lange Strahlengang der Probe nach der Cs-Zelle zum Detektor DET1 besteht noch von vorherigen Aufbauten von David Höckel und diente der Strahlentrennung mit leichtem Winkelversatz von Probe- und reflektiertem Pumpstrahl, indem schon ein geringer Winkel zwischen den Strahlen durch den langen Weg einen so großen Abstand verursacht, dass der Pumpstrahl nicht mehr in den Faserkoppler am Ende des Wegs eingekoppelt wird. Im Allgemeinen sind beide Detektoren DET1 und DET2 standardmäßige Photodioden, wobei im späteren Verlauf DET1 zur Einzelphotonenzählung durch eine *avalanche photodiode* (APD) ersetzt wird.

3.2 Pump- und Probelaser

In der DFS wird im Allgemeinen ein Laser verwendet, der durch einen Strahlteiler in den intensiveren Pump- sowie den schwächeren Probestrahl aufgeteilt wird [17]. Da bei unserem Versuchsaufbau letztlich aber die Probe aus Einzelphotonen vom OPO bestehen und nur die Pumpe gescannt werden soll, mussten bei den verschiedenen Messungen entsprechende Modifikationen getroffen werden.

Diese sind dann in den jeweiligen Abschnitten des 4. Kapitels aufgeführt. Zur Stabilisierung der Laserfrequenz auf die Cäsium D1-Linie wird ein Frequenzlocksystm [28, 29] verwendet, das im Labor von früheren Versuchen zur Verfügung steht [30].

3.3 Cäsiumzelle

Die zylindrische Cäsiumzelle [30] hat die Länge $l = 40$ mm und den Durchmesser $d_{Zelle} = 25$ mm. Sie ist von einer Heizfolie umwickelt, die zur Temperaturregelung mittels Steuerungselektronik dient. Da das Cäsiumgas so nur von außen beheizt wird, ist mit langen Einstellzeiten für die Variation der Temperatur zu rechnen [30]. Außen herum befinden sich eine Hülle aus μ -Metall zur Abschirmung äußerer Magnetfelder [31].

Der Druck p des Gases in torr im Inneren der Zelle lässt sich zu

$$\log_{10} p = 2,881 + 4,165 - \frac{3830}{T} \quad (18)$$

berechnen [18].

Bei der von uns zumeist verwendeten Temperatur $T = 47$ °C entspricht dies einem Druck von $p = 1,59$ mPa.

3.4 Strahlüberlagerung mit Wollaston-Prisma

Der in Abbildung 2 von links auf das WP treffende Probestrahl beliebiger Polarisation wird unter einem Winkel von 20° in zwei senkrecht zueinander polarisierte Strahlen aufgespalten. Durch das $\lambda/2$ -Plättchen A und unter Nachjustage des Polfilters POL kann die Probenintensität in beide Richtungen beliebig aufgeteilt werden. Zur Überlagerung von Pump- und Probestrahl wird dann der Pumpstrahl von rechts auf einem der beiden das WP verlassenden Probestrahlen in das WP eingestrahlt. Mit Hilfe des $\lambda/2$ -Plättchens C wird die Polarisation der Pumpe so eingestellt, dass die gesamte Intensität die Cs-Zelle passiert. Schließlich wird die Probenpolarisation am $\lambda/2$ -Plättchen A so ausgerichtet, dass der Probestrahl mit maximaler Intensität in den Detektorstrahlgang eingeleitet wird.

3.5 Frequenzmodulation mit AOMs

Der Spektroskopieaufbau, mit dem die OPO-Photonen untersucht werden sollen, unterscheidet sich von dem, den Theodor Hänsch *et al.* 1971 [17] erstmals verwendeten, dadurch dass wir die spektrale Breite der Einzelphotonenerzeugung im OPO ermitteln wollen, ohne die Anzahl der OPO-Photonen durch den Scanvorgang zu verringern. Unter der Annahme, dass die Einzelphotonen aus dem OPO nur eine geringe spektrale Breite aufweisen, benutzen wir zur Frequenzverstimmung nur der Pumpe einen Aufbau mit akustooptischen Modulatoren (AOM), wie in der Abbildung 3 dargestellt, da wir diese mit der sehr hohen Genauigkeit von 1 Hz, dafür aber nur in einem kleinen Bereich von 70 bis 90 MHz verstimmen können.

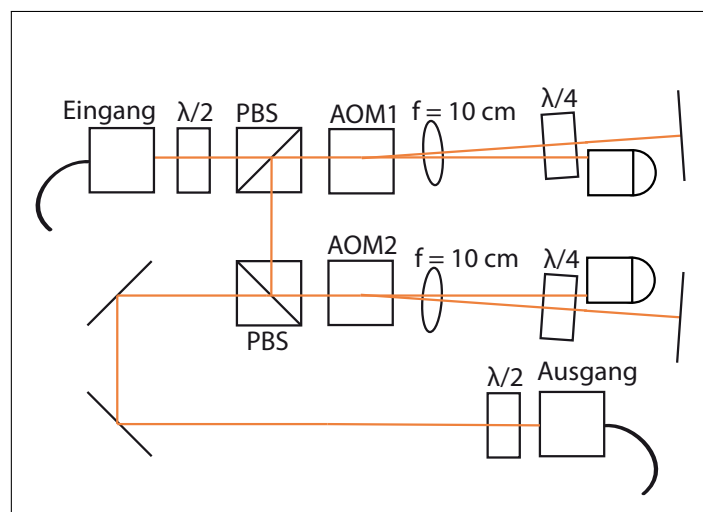


Abbildung 3: Aufbau zur Frequenzmodulation mit AOMs

Auch von diesem Aufbau ist ein Foto im Anhang als Abbildung 14 zu sehen. Die AOMs, beide Isomet AOM Model 1205 C-2, bewirken durch Gitterschwingungen eines Piezokristalls senkrecht zur optischen Achse eines einfallenden Laserstrahls mit der Frequenz ν_{in} je nach Auswahl der Beugungsordnung $j \in \mathbb{Z}$ unter Impuls- und Energieerhaltung dessen Ablenkung und Frequenzverstimmung zu $\nu_{out} = \nu_{in} + j \cdot \nu_{AOM}$. Dabei ist $h\nu_{AOM} = E_{Phonon}$ die Phononenenergie der Gitterschwingung. Im Aufbau werden nacheinander einmal die -1. (AOM1) und einmal die +1. (AOM2) Beugungsordnung weiter verwendet. Die nicht-beugten Anteile werden jeweils mit einem schwarzen Röhrchen geblockt. Zudem werden beide AOMs durch Reflexion des Strahls hinter jedem AOM doppelt durchlaufen, um so einen doppelt so großen Frequenzbereich scannen zu können. Mit Hilfe des $\lambda/2$ -Plättchens, der beiden PBS sowie der $\lambda/4$ -Plättchen kann der Aufbau kompakter gestaltet werden. Für den Pumpstrahl ergibt sich nach Durchlauf des Aufbaus eine neue Frequenz:

$$\nu_{out} = \nu_{in} - 2\nu_{AOM_1} + 2\nu_{AOM_2} . \quad (19)$$

Dadurch erhält man bei maximalen Auslenkungen der AOMs einen scanbaren Bereich von ± 40 MHz um die eingestrahlte Pumpfrequenz.

Über einen USB-Controller lassen sich am PC für beide AOMs separat die Frequenz ν_{AOM_i} sowie die Amplitude der akustischen Wellen mit Hilfe eines Vierkanal-Funktionsgenerators an den Piezokristallen einstellen. Das Regeln der Schwingungsamplituden ermöglicht die Beeinflussung der Transmission des Pumplasers durch den Aufbau sowie das schnelle Schalten beim gepulsten Messen.

3.6 Spektroskopie mit Einzelphotonen

Um die Photonen des OPOs als Probestrahl messen zu können, muss der Detektor DET1 aus dem Spektroskopieaufbau, siehe Abbildung 2, durch eine *avalanche photodiode* APD ersetzt werden, da die eingestrahlte Leistung für die herkömmliche Photodiode nicht mehr messbar ist. Die verwendete APD, das *photon counting module* von Perkin Elmer, gibt zu jedem gemessenen Photon einen elektrischen Impuls an eine Zählelektronik, die diese über ein einstellbares Zeitintervall zählt und ausgibt. Um zu verhindern, dass intensivere Reflexe von der Pumpe auf die APD treffen und diese durch thermisches Überhitzen zerstören, wird eine Schaltungselektronik verwendet, die über den Zweikanal-Funktionsgenerator Tektronix AFG 3102 mit variablen Rechteckpulsen abwechselnd pumpen und messen lässt. Eine mögliche Einstellung ist in Abbildung 4 dargestellt.

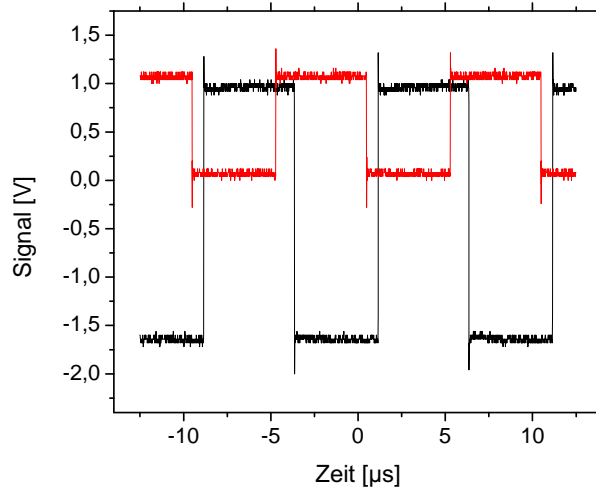


Abbildung 4: Rechteckpulse zum abwechselnden Pumpen mit AOMs (rot) und Messen mit der APD (schwarz). AOM: Pulsfrequenz $f_{Puls} = 100$ kHz, Phasenverschiebung $d_1 = 1,1$ μ s, Pulslänge $T_{Puls} = 5,2$ μ s. APD: $f_{Puls} = 100$ kHz, $d_2 = 3,7$ μ s, $T_{Puls} = 5,2$ μ s.

Dazu wird je ein Rechtecksignal an die AOMs gesendet, das die AOMs ausschaltet, indem die Amplitude der akustischen Welle auf Null gesetzt wird, wenn die APD misst und umgekehrt. Die Verzögerung vom AOM- zum APD-Puls wird über die Phasenverschiebung der Pulse gegeneinander eingestellt. Beim Justieren der Messung mit APD zeigte sich, dass ein kleiner Überlapp des Pulses der noch messenden APD mit dem wieder eingeschalteten Pumpimpuls die besten Resultate liefert.

4 Messungen und Auswertung

Im folgenden Kapitel werden die von uns durchgeführten Messungen präsentiert. Bei diesen wurde der Lambdip nach der jeweils beschriebenen Methode aufgenommen und ausgewertet.

Die zwei wichtigsten Kriterien sind dabei die Halbwertsbreite FWHM des Lambdips, die zumeist durch Anpassung einer Lorentzkurve ermittelt wurde, sowie dessen Tiefe, die immer relativ als Quotient der transmittierten zur eingestrahlten Probeleistung angegeben ist.

Das Ziel der durchgeführten Messungen war das Hinarbeiten auf die Spektroskopie der Photonen eines stark abgeschwächten Probelasers bei einer Photonenrate, die vergleichbar mit der des OPO ist. Dafür sollten möglichst die Halbwertsbreite minimiert und die Diptiefe maximiert werden, wobei meistens mit einem Kompromiss aus beidem fortgefahren werden musste, weil eine Erhöhung der Pumpintensität, dem Parameter mit dem hauptsächlich geregelt wird, sowohl FWHM als auch die Diptiefe vergrößert.

Mit den Messungen in Abschnitt 4.1 wird eine Übersicht über die Parameter Pumpintensität und Temperatur der Cäsiumzelle anhand der herkömmlichen DFS erlangt und festgestellt, mit welchen Werten dieser fortgefahren wird. Außerdem wurde die Theorie der DFS nach Quelle [23] mit Hilfe der erstellten Simulation anhand dieser Messungen getestet.

Im Abschnitt 4.2 wird der geplante Aufbau zur Frequenzmodulation des Pump lasers mit AOMs auf seine Anwendbarkeit überprüft. Da dieser zur Zeit so noch nicht benutzt werden kann, wird in 4.3 die Untersuchung der Pulsung des Pumplasers, die notwendig ist um im Anschluss mit der APD zu messen, unter veränderten Bedingungen durchgeführt.

Die Messung mit auf OPO-Intensität abgeschwächter Probe wird im Abschnitt 4.4 ausführlich beschrieben. Außerdem wird in 4.5 noch gezeigt, wie eine angenommene Frequenzverstimmung abseits der Resonanz bei ν_{D1} sich auf die Position des Lambdips auswirkt und gemessen werden kann.

Schließlich wird im Abschnitt 4.6 noch eine Abschätzung getroffen, ob es ohne große Veränderungen am Messaufbau möglich sein wird, die OPO-Photonen zu vermessen.

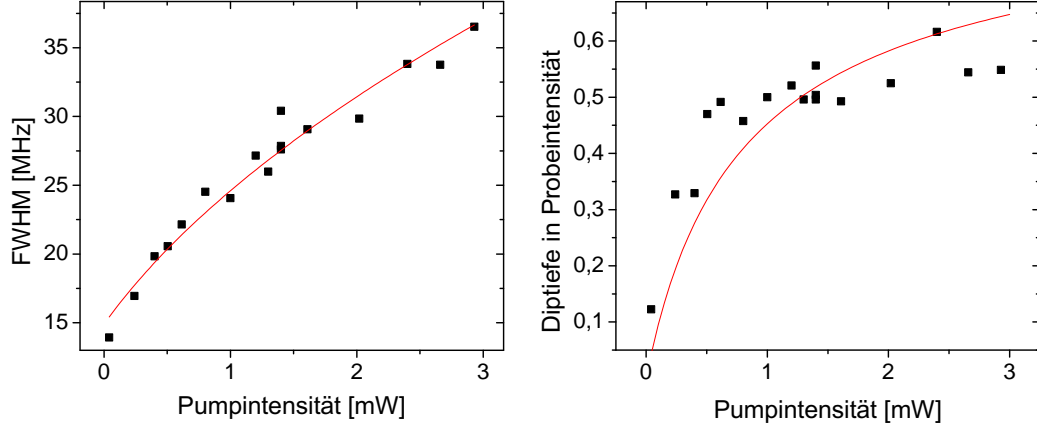


Abbildung 5: Halbwertsbreite FWHM und Tiefe des Lambdips in Abhängigkeit von der Pumpintensität. Mit Hilfe der Simulation (rot) wurden die Lebensdauer τ des angeregten Zustands $6^2P_{1/2}$ $F=4$ von Cäsium zu $\tau = 21 \pm 1$ ns und der Durchmesser d des Pumpstrahls in der Cs-Zelle zu $d = 2,36 \pm 0,06$ mm als freie Parameter einer nichtlinearen Anpassung an die Messung der Halbwertsbreite bestimmt. Damit wurde der Verlauf der Diptiefe in Abhängigkeit von der Pumpintensität simuliert.

4.1 Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie

Die erste Messung sollte dazu dienen, die angefertigte Simulation [23] zur herkömmlichen DFS [17] experimentell zu überprüfen. Dafür wurde der Laser, der sonst auf die Cäsium D1-Linie gelockt ist, im Scanmodus auf Probe und Pumpe gegeben. Das Scannen in diesem Modus erfolgt über den Funktionsgenerator DS345 von Stanford Research Systems, der eine periodische Dreiecksspannung mit der Frequenz $f_{\Delta} = 1$ Hz an den Laserpiezo anlegt und damit die Frequenz des Lasers periodisch variiert [30]. Dies ermöglicht im Vergleich zur Frequenzmodulation mit AOMs einen größeren scanbaren Bereich von 230 MHz.

Untersucht wurden Breite und Tiefe des Lambdips in Abhängigkeit von Pumpleistung und Cäsiumtemperatur in der Zelle.

Die Messergebnisse sind in den Abbildungen 5 und 6 dargestellt.

4.1.1 Abhängigkeit von der Pumpintensität

Zur Simulation dieser Abhängigkeiten wurde die Theorie der allgemeinen DFS nach [23], wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, in Matlab implementiert. Die Messung fand bei einer Probenintensität von $I_{Probe} = 40 \pm 2$ μ W, teilweise auch bei $I_{Probe} = 50 \pm 2$ μ W, und der Temperatur $T = 47$ °C statt.

Indem die Lebensdauer τ und der Strahldurchmesser d als Fitparameter einer nichtlinearen Anpassung frei gelassen wurden, konnten diese für unseren Versuch experimentell ermittelt werden.

Für diese Vorgehensweise wurden die Messdaten der Halbwertsbreite ausgewählt, da auf Grund der geringeren Streuung der Messpunkte genauere Ergebnisse erwartet werden konnten. Die Richtigkeit der so ermittelten Parameter wurde durch deren Verwendung in der Simulation für die Diptiefe überprüft. Über den Vergleich der simulierten Kurve mit den Messpunkten lässt sich die Messunsicherheit der Diptiefe zu $\delta D = \pm 0,1$ schätzen. Die Messung der Halbwertsbreite variiert mit $\delta \Gamma = \pm 2$ MHz um die Simulation. Die gemessene Lebensdauer $\tau = 21 \pm 1$ ns ist geringer als der Vergleichswert $\tau_{nat} = 34,791$ (90) ns [18]. Vermutlich sind in der Zelle weitere die Lebensdauer verringernde beziehungsweise linienverbreiternde Effekte, wie beispielsweise die Stoßverbreiterung [19], dafür verantwortlich.

Die Verkürzung der Lebensdauer τ findet dabei durch Stöße der Atome untereinander statt, was die spontane Emission eines Photons und damit den Übergang in den Grundzustand zur Folge hat [23]. Wenn dies als der einzige Grund dafür angenommen wird, dann ist der Kehrwert der neuen Lebensdauer

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{nat}} + \frac{1}{\tau_{Stoß}} . \quad (20)$$

Daraus kann die mittlere Dauer zwischen zwei solchen Stößen in unserem Experiment zu $\tau_{Stoß} = 50 \pm 10$ ns bestimmt werden.

Der als verhältnismäßig groß bestimmte Strahldurchmesser von 2,36 mm passt zu der Justage im Abschnitt 3.1 und der Feststellung, dass ein aufgefächerter Pumpstrahl eine bessere Dipform erzielt. Es ist naheliegend, dass durch die aufgeweitete Pumpe mehr absorbierende Atome der Geschwindigkeitsklasse v_z angeregt werden, nämlich auch die, die sich mit einer Geschwindigkeitskomponente senkrecht zu v_z von der Seite in den Strahlengang hineinbewegen. Dadurch wird eine geringere Probenabsorption und somit eine größere Diptiefe erlangt.

Aus der Kurve der Diptiefe in Abbildung 5 geht hervor, dass diese ab einer Pumpintensität von ungefähr $I_{Pump} \approx 1$ mW in Sättigung übergeht. Ein weiteres Erhöhen von I_{Pump} hätte nur noch die Sättigungsverbreiterung des Lambdips zur Folge, siehe Abschnitt 2.2.3. Aus diesem Grund fahren wir bei den folgenden Messungen mit Pumpintensitäten $I_{Pump} < 1$ mW fort.

4.1.2 Temperaturabhängigkeit

Die Messung der Temperaturabhängigkeiten von FWHM und Diptiefe, die in Abbildung 6 dargestellt ist, erfolgte bei der Pumpintensität $I_{Pump} = 750 \mu W$ und der Probenintensität $I_{Probe} = 51 \pm 2 \mu W$.

Nach der Simulation sollte die Halbwertsbreite unabhängig von der Temperatur sein. Dies ist aber nur im Bereich von $T = 30 \dots 44$ °C der Fall. Dort weicht das Mittel der Messung, um das die Messpunkte innerhalb eines Bereichs von ± 2 MHz wie in der Messung $FWHM(I_{Pump})$ streuen, um rund 4 MHz von der Simulation ab.

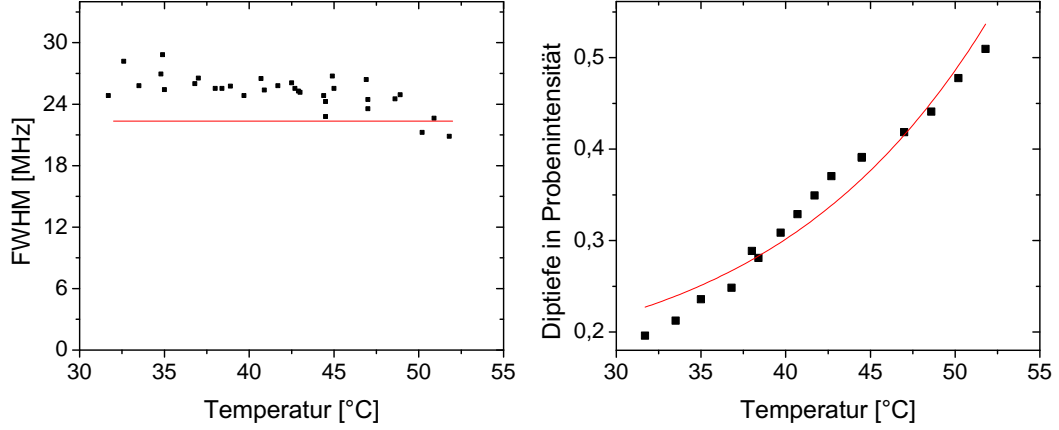


Abbildung 6: Halbwertsbreite FWHM und Tiefe des Lambdips in Abhängigkeit von der Temperatur. Simulation (rot) und Messung (schwarz) stimmen für die Halbwertsbreite bei $T = 47\text{ °C}$ überein. Die Diptiefe konnte durch die Theorie innerhalb kleiner Unsicherheiten wiedergegeben werden.

Danach sinkt die Halbwertsbreite bis zur maximalen Messtemperatur auf rund 21 MHz. Die beste Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation liegt im Rahmen der Messunsicherheit bei der anfangs zufällig ausgewählten Messtemperatur von $T = 47\text{ °C}$. Daher soll diese für die weiteren Messungen bei konstanter Temperatur beibehalten werden.

Die gemessene Diptiefe verhält sich im Rahmen kleiner Abweichungen von $\pm 0,03$ wie die Theorie es vorhersagt. Auffällig ist jedoch, dass sowohl in den Messwerten der Halbwertsbreite $\text{FWHM}(T)$ als auch der Diptiefe $D(T)$ ein Knick bei einer Temperatur von $T \approx 44\text{ °C}$ auftritt. Dieses nicht in der verwendeten Theorie [23] enthaltene Verhalten könnte weiterhin untersucht werden, aber ist nicht Gegenstand der weiteren Ausführungen.

4.2 Frequenzmodulation mit AOMs

Zur Frequenzmodulation des Pumpstrahls soll die Verwendbarkeit des Aufbaus mit den AOMs, siehe Abbildung 3, überprüft werden. Gemessen wurde zur besseren Vergleichbarkeit mit den anderen Messungen bei einer Temperatur von $T = 47\text{ °C}$ und der Pumpintensität $I_{\text{Pump}} = 750\text{ }\mu\text{W}$ vor der Cs-Zelle, während beide AOMs auf die Zentralfrequenz eingestellt waren. Die Probenintensität betrug $I_{\text{Probe}} = 52 \pm 2\text{ }\mu\text{W}$.

Der Messablauf wurde mit der Erarbeitung eines Programms in Labview automatisiert und kann damit vom PC aus gesteuert werden. Die Messung in Abbildung 7 entspricht nicht den Erwartungen, die aus den vorangegangenen Übersichtsmessungen hervorgehen. Die Dipform des Lorentz-Profiles konnte nicht abgebildet werden. Das aufgenommene Spektrum hat eine geschätzte

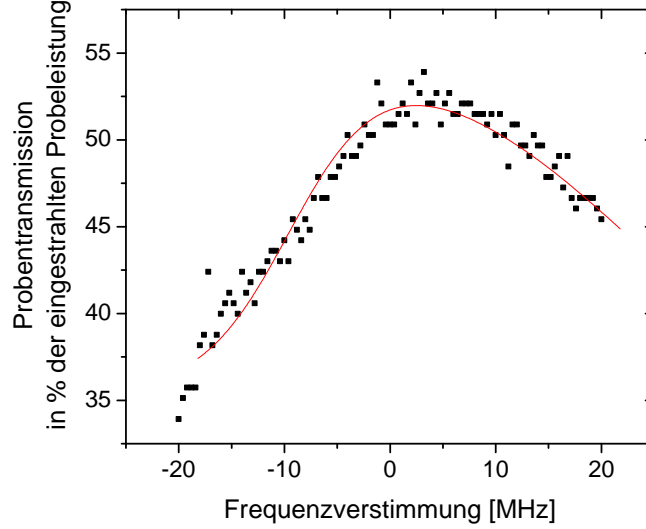


Abbildung 7: Proben­transmission bei Frequenz­modulation mit AOMs. Die Simulation (rot) gibt unter Hin­zunahme des Intensitäts­ver­laufs beim Scannen der Pumpe sowie eines Frequenz­offsets $\Delta\nu_{offset} = 1,8$ MHz, der beim Passieren des AOM-Aufbaus die Pump­frequenz verschiebt, die Messung wieder.

Halbwertsbreite von $\Gamma \approx 30$ MHz und liegt damit oberhalb der Ergebnisse der vorangegangenen Messungen bei gleichen Bedingungen.

Beim Durchstimmen der Pump­frequenz stellte sich heraus, dass die Transmission des Pum­plasers durch den AOM-Aufbau nichtlinear mit der Auslenkung beider AOMs von deren Zentralfrequenzen abnimmt. Dieses Verhalten wurde mit dem Detektor DET2 aufgenommen, wie in Abbildung 2 dargestellt, und konnte durch eine polynomielle Anpassung 5. Ordnung als Intensitätsverlauf der Pumpe in die Simulation eingearbeitet werden.

Die damit erstellte Simulation zu dieser Messung gibt qualitativ die aufgenommene Proben­transmission wieder, weist jedoch eine Verschiebung der Messwerte gegenüber der Simulation entlang der x-Achse auf. Dieser Frequenz­offset wurde als freier Parameter einer Anpassung der Simulation an die Messdaten zu $\Delta\nu_{offset} = 1,8 \pm 0,2$ MHz bestimmt.

Bei einer zusätzlichen Messung der Transmission durch jeden der beiden AOMs wurde festgestellt, dass deren maximale Transmission statt bei der angegebenen Zentralfrequenz von 80 MHz bei einer Frequenz von $\nu_{AOM}(max(T)) = 82$ MHz liegt. In der nicht bestätigten Hoffnung eine symmetrischere frequenzabhängige Transmission durch den gesamten AOM-Aufbau zu erhalten, wurde $\nu_{AOM} = 82$ MHz als neue Zentralfrequenz für beide AOMs eingestellt.

Es wird vermutet, dass der Offset von $\Delta\nu_{offset} = 1,8$ MHz in der Messung durch diese Veränderung zustande kommt.

Unter diesen Bedingungen ist der Aufbau mit den AOMs zur Frequenzmodulation der Pumpe noch nicht geeignet.

Mit weiterführenden Untersuchungen ließe sich aber das frequenzabhängige Transmissionsverhalten durch den AOM-Aufbau für den Scan des Pumpstrahls noch genauer bestimmen, sodass durch Regelung der Schwingungsamplituden der AOMs im Labview-Programm die Pumpleistung über den gesamten Bereich konstant gehalten wird. Problematisch ist dabei, dass die transmittierte Pumpintensität, wie oben schon genannt, nichtlinear mit dieser Schwingungsamplitude zusammenhängt. Außerdem nimmt die Transmission durch den AOM-Aufbau bei höheren Frequenzverstimmungen so stark ab, dass für Pumpintensitäten von $I_{Pump} \approx 1$ mW vor der Cs-Zelle eine noch höhere Eingangsleistung erforderlich wäre. Dies ist aber unter den im Labor gegebenen Umständen zur Zeit nicht möglich, da zur Erzeugung der Einzelphotonen im OPO der größte Teil der Leistung des auf die Cäsium D1-Linie gelockten Lasers benötigt wird und nur der Rest als scannender Pumplaser verwendet werden könnte. So müsste man versuchen noch möglichst viel Leistung als Pumpe zu benutzen und den damit maximalen Frequenzbereich ermitteln, in dem eine konstante Pumpleistung vor der Zelle einstellbar ist. Eine denkbare Lösung bietet ein weiterer Laserverstärker wie der schon verwendete Toptica BoosTA *tapered amplifier*, mit dessen Hilfe mehr Leistung des gelockten Lasers verfügbar wäre.

Andererseits könnte man auch andere AOMs mit einer jeweils größeren Bandbreite benutzen, wie zum Beispiel einen Isomet AOM 1206 mit der Zentralfrequenz $f_Z = 110$ MHz und einer Bandbreite von 50 MHz oder einen Isomet AOM 1250 C mit der Zentralfrequenz $f_Z = 200$ MHz und einer Bandbreite von sogar 100 MHz. Durch die größeren Bandbreiten ist auch gleichzeitig der Bereich größer, in dem der frequenzabhängige Transmissionsverlust über die Schwingungsamplitude der AOMs wie oben beschrieben noch nachgeregelt werden kann.

4.3 Messung mit gepulstem Pumplaser

Die Frequenzmodulation des Pumpstrahls mit dem AOM-Aufbau ließ sich nicht wie geplant zur Analyse eines frequenzfesten Probelasers aus den vorher genannten Gründen einsetzen.

Stattdessen benutzten wir weiterhin den gelockten Laser als Probestrahl und einen zusätzlichen Laser als Pumpstrahl. Dieser zweite Laser, ebenfalls ein Toptica DL 100 Dioden Laser, wird genau wie in Absatz 4.1 bei der DFS durch einen weiteren Funktionsgenerator gleicher Bauart gescannt.

Bei den folgenden zwei Messungen soll der Einfluss des Ein- und Ausschaltens auf den Lambdip bei gepulstem Pumpen untersucht werden.

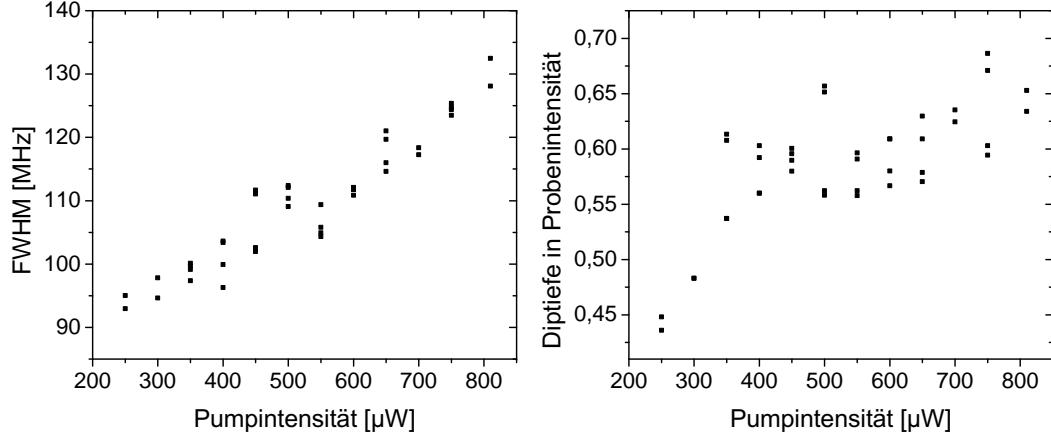


Abbildung 8: Messung bei gelockter Probe und gescannter Pumpe.

Dazu wird zuerst die Referenzmessung 4.3.1 bei un gepulstem Laser und im Anschluss daran die Messung 4.3.2 mit gepulstem Pumplaser erläutert. Die Referenzmessung ist nötig, da jetzt mit einem veränderten Aufbau fortgefahren wird und dies maßgeblich, wie der Vergleich mit der Übersichtsmessung Abb. 5 zeigt, die gemessenen Eigenschaften des Lambdips beeinflusst.

Das Pulsen der Pumpe erfolgt wie in Abschnitt 3.6 beschrieben über das Ein- und Ausschalten der AOMs mit einer Frequenz von 100 kHz. Die Lambdips wurden diesmal bei Pumpintensitäten in dem uns nun interessierenden Bereich von $I_{Pump} = 250 \dots 800 \mu\text{W}$ bei einer Cs-Temperatur $T = 47^\circ\text{C}$ und der Probenintensität von $I_{Probe} = 31 \pm 2 \mu\text{W}$ aufgenommen.

Auf Grund des hier umgesetzten experimentellen Setups ist es bei diesen Messungen nicht möglich den Lambdip aus den aufgenommenen Spektren wie bei der allgemeinen DFS zu extrahieren, da mit der frequenzfesten Probe die dopplerverbreiterte Linie nicht messbar ist. Zur Auswertung wurden die Lambdips direkt im Spektrum vermessen.

4.3.1 Messung: gelockte Probe, gescannte Pumpe

In Abbildung 8 sind die für diesen Aufbau gemessenen Verläufe der Halbwertsbreite und Diptiefe in Abhängigkeit von der Pumpintensität dargestellt.

Im Vergleich zur Übersichtsmessung in Abbildung 5 treten bei diesem experimentellen Setup eine Verbreiterung des Dips aber auch eine stärkere Transmission in der Resonanz auf. Im Bereich der Messung lässt sich diese Verbreiterung in MHz polynomiell 2. Ordnung nähern zu

$$\Delta(FWHM)_{lock,scan} = 75 - 7,27 \cdot 10^{-4} \cdot I_{Pump} + 5,1 \cdot 10^{-5} \cdot I_{Pump}^2 \text{ [MHz]}, \quad (21)$$

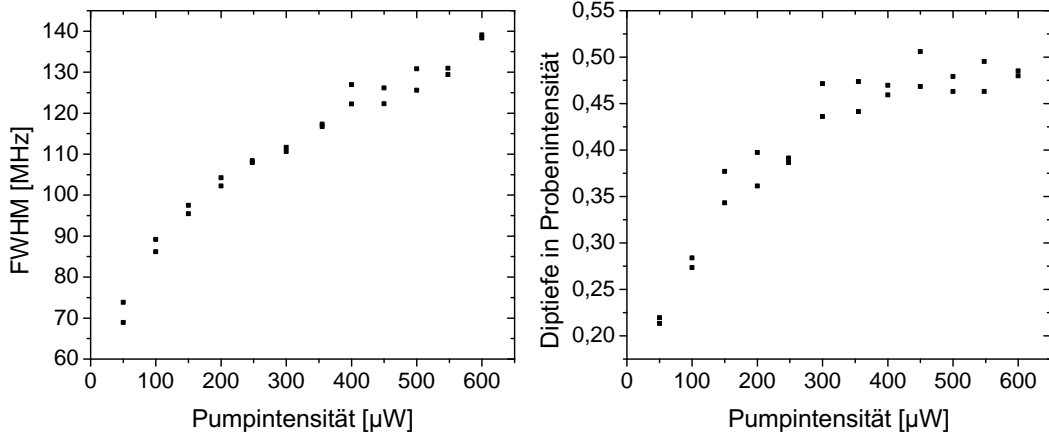


Abbildung 9: Messung bei gelockter Probe sowie gepulster und gescannter Pumpe

wobei die Pumpintensität I_{Pump} in μW eingegeben werden muss. Sie ist im Mittel um 90 MHz verbreitert. Es ist zu vermuten, dass dies durch den freilaufenden Laser verursacht wird, da dieser nicht mehr durch den Laserlock frequenzstabilisiert wird und dadurch mit einer größeren spektralen Breite mehr Geschwindigkeitsklassen des Cs-Gases sättigt.

Die Transmission bei der Resonanzfrequenz ν_{D1} und somit die Diptiefe haben qualitativ das gleiche Verhalten wie die Diptiefe aus der Übersichtsmessung, sind jedoch um $0,15 \pm 0,01$ größer als diese.

4.3.2 Messung: gelockte Probe, gepulste und gescannte Pumpe

Die Ergebnisse der Messung mit gepulstem Pumplaser sind in Abbildung 9 dargestellt. Die Halbwertsbreite zeigt qualitativ das in Gleichung (7) gegebene Verhalten der Sättigungsverbreiterung. Im Vergleich mit der Referenzmessung in Abbildung 8 wird eine Verbreiterung um bis zu 15 MHz beobachtet. Ein solcher Effekt wird jedoch nicht erwartet [25].

Die Diptiefe steigt im Bereich von 0 bis 300 μW annähernd linear an und geht bei höheren Pumpintensitäten in Sättigung über. Daher bietet die Pumpintensität $I_{Pump} = 300 \mu\text{W}$ den optimalen Kompromiss einer großen Diptiefe bei noch möglichst geringer Halbwertsbreite, um mit der Einzelphotonenmessung fortzufahren. Durch das gepulste Pumpen mit der hierbei verwendeten Pulsung, siehe Abschnitt 3.6, wird die Diptiefe auf ungefähr 80 % der Referenzmessung reduziert. Diese zusätzlichen 20 % Absorption beeinflussen sicherlich die Messung von Einzelphotonen, welche dadurch aber nicht unmöglich wird. Daher soll im nächsten Schritt durch Einbau der APD sowie gepulstem Pumpen und Messen die Spektroskopie von Einzelphotonen an einem stark abgeschwächten Probestrahl durchgeführt werden.

4.4 Spektroskopie mit Einzelphotonen

4.4.1 Justage

Für die Messung mit Einzelphotonen wurde die Photonenrate vor der Zelle zu 200 000 *counts per second* (cps) mit Hilfe mehrerer Abschwächer im Strahlengang vor dem Faserkoppler zur APD eingestellt, siehe Abbildung 2. Dies entspricht wegen der Quanteneffizienz der APD $Q_{APD} = 0,35$ einer tatsächlichen Rate von 570 000 Photonen je Sekunde.

Für eine optimierte Transmission der wenigen Photonen durch die Cs-Zelle wurde die Temperatur im Vergleich zu den anderen Messungen bei einem konstanten Wert von 47 °C auf $T = 37,5$ °C verringert. Dieser nicht durch die Theorie beschriebene Effekt, vgl. mit der Simulation in Abbildung 6, kommt vermutlich durch die sehr geringe Intensität der Probe zustande, deren Wechselwirkung mit dem Gas in diesem Regime möglicherweise quantenmechanisch betrachtet werden muss. Der Pumpstrahl wird bei einer Intensität von $I_{Pump} = 300 \mu\text{W}$ vor der Zelle betrieben und weiterhin wie in Abschnitt 4.3 gescannt. Auf Grund der Empfindlichkeit der zur Messung verwendeten APD wird, wie in Abschnitt 3.6 beschrieben, abwechselnd gepumpt und gemessen. Da bei den Messungen mit dermaßen abgeschwächter Probe das Rauschen in Form der *signal to noise ratio* SNR einen viel größeren Einfluss hat, konnte die Pulsung durch Variation der Parameter noch etwas verbessert werden. Dabei wurde die Dauer der Messung mit der APD auf $5,0 \mu\text{s}$ verkürzt und der Phasenverschub, also wann die Messung gestartet wird, auf $1 \mu\text{s}$ heruntergesetzt. Das heißt, dass im Vergleich mit der Abbildung 4 sowohl der Messpuls der APD als auch der Überlapp, bei dem während der Messung schon wieder gepumpt wird, kürzer sind.

Die 100 kHz-Taktung sowie die Einstellungen des AOM-Pulses blieben erhalten.

4.4.2 Hintergrund durch Pumpreflexion

Bei der Vorbereitung der Messung fiel auf, dass bei geblockter Probe dennoch ein sehr ähnliches dopplerverbreitertes Spektrum mit etwas kleinerem Lambdip gemessen wird, obwohl ohne Probestrahl eigentlich gar kein Signal, höchstens ein verrauschter Hintergrund, zu erwarten ist.

Im Folgenden wird dieses zweite Spektrum (rot) daher als Hintergrund und die eigentlich gewollte Messung (schwarz) als Signal bezeichnet. Bei der Messung sahen Signal und Hintergrund durch Rauschen so ähnlich aus, dass sie kaum zu unterscheiden waren. Aus diesem Grund wurden beide jeweils 50 mal aufgenommen und im Anschluss gemittelt, wie in Abbildung 10 dargestellt.

Als Grund für das Vorhandensein des Hintergrunds ist zu vermuten, dass durch die sehr präzise Strahlüberlagerung von Probe und Pumpe (siehe im Aufbau Abbildung 2) eine Reflexion des Pumpstrahls nach Durchlaufen der Cs-Zelle mit sich selbst wechselwirkt, wenn sie wieder die Zelle passiert.

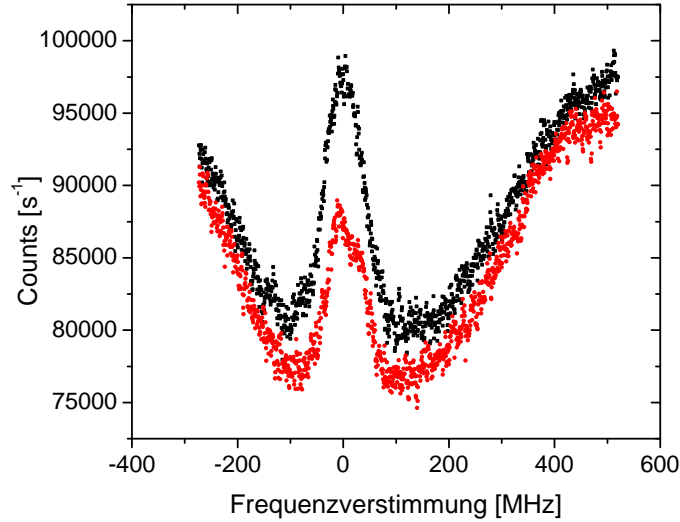


Abbildung 10: Messung mit APD von Signal (schwarz) und Hintergrund bei geblockter Probe (rot) gemittelt über 50 Messungen bei 200 000 cps. Bei beiden Messungen ist ein Lambdip im dopplerverbreiterten Spektrum zu erkennen. Der Dip bei der Hintergrundmessung wird vermutlich durch eine Reflexion des Pumpstrahls hinter der Cs-Zelle und Selbstwechselwirkung verursacht.

Dies veräußert sich dann in einer Sättigung und gleichzeitigem Frequenzscan wie bei der allgemeinen DFS.

Diese Reflexion könnte beispielsweise am Probenkoppler stattfinden. Dadurch, dass die Einstellung des Polfilters höchstwahrscheinlich nicht ganz senkrecht zur Polarisation des Pumpstrahls war, wird dieser nur entsprechend abgeschwächt. Nachdem der Pumpstrahl den Polfilter passiert hat, besitzen dessen Photonen die Polarisation, die sie bis zur APD führt.

Durch eine genauere Justage von Polfilter und Pump polarisation senkrecht zueinander, kann theoretisch die Transmission komplett unterdrückt werden und ist dann nur noch von der Güte der verwendeten Bauteile abhängig. Vor allem aber kann der lange Strahlengang mit den zwei Linsen (siehe Abbildung 2) zu seinem eigentlichen Zweck genutzt werden, um Probe und reflektierte Pumpe zu trennen.

Andererseits ist es zweckmäßig, den Hintergrund mit möglichst minimiertem Lambdip bei geblockter Probe aufzunehmen, da auf diese Weise das dopplerverbreiterte Profil mitgemessen wird und so von der Signalmessung abgezogen werden kann. So erhält man auch bei dieser Messung den einzelnen Lambdip wie bei der allgemeinen DFS.

4.4.3 Lambdip

Der so durch Subtraktion des Hintergrunds von der Signalmessung ermittelte Lambdip ist in Abbildung 11 dargestellt.

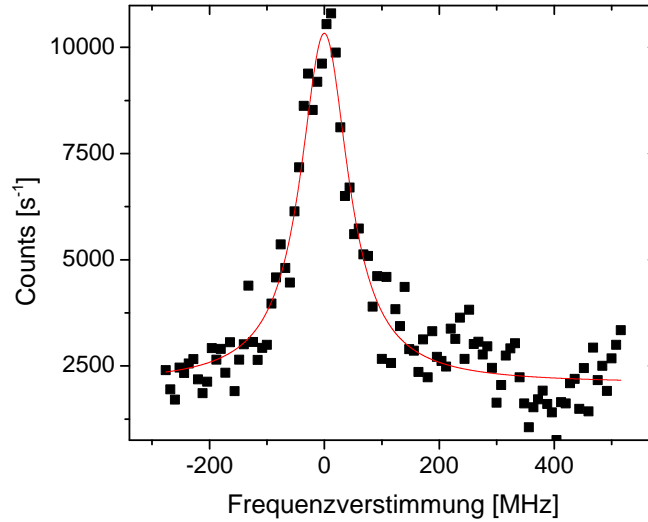


Abbildung 11: Lambdip der Messung mit Einzelphotonen bei 200 000 cps ohne Zelle. Die Messdaten aus Abbildung 10 wurden voneinander subtrahiert und durch *binning* in weniger Messpunkte noch einmal gemittelt. Der Lorentzfit ergibt eine Halbwertsbreite FWHM $\Gamma = 102 \pm 6$ MHz.

Die große Anzahl der Messpunkte wurde durch Zusammenfassen (*binning*) von 12 Messpunkten auf der x-Achse zu einem noch verringert und die verbleibenden Punkte auf diese Weise ein weiteres mal gemittelt. Die Anpassung einer Lorentzkurve (Lorentzfit) an diesen Lambdip ergibt eine Halbwertsbreite FWHM

$$\Gamma = 102 \pm 6 \text{ MHz.} \quad (22)$$

Im Rahmen der Unsicherheit der Anpassung stimmt diese mit der Messung der Halbwertsbreite bei der Pumpintensität $I_{Pump} = 300 \mu\text{W}$ in Abbildung 9 überein.

Die Probenphotonen gehen abseits der Resonanz nicht gegen Null. Dieser Probenhintergrund wurde außerhalb des Bereichs von ± 200 MHz um die Resonanz zu rund 2 300 cps gemittelt. Bei der maximalen Peakhöhe von 10 800 cps ergibt sich die endgültige *signal to noise ratio* SNR zu

$$\text{SNR} = \frac{10\,800 \text{ cps}}{2\,300 \text{ cps}} = 4,70. \quad (23)$$

4.5 Frequenzverstimmung beim Probeler

In dieser letzten Messung soll noch überprüft werden, wie sich eine Frequenzverstimmung des Probelasers gegenüber der Resonanzfrequenz ν_{D1} auf die Messung auswirkt und ob diese auch mit dem Versuchsaufbau bestimmbar ist.

Dazu wurde wieder das Setup wie bei der Messung in 4.3 bei gelockter Probe und gescannter Pumpe verwendet. Durch einen Spannungsoffset am Probeler konnte gemäß der Eichung seine Frequenz variiert werden. Dazu musste der Laser jedoch frei laufend bei ausgeschaltetem Lock verwendet werden. Für die Messung wurde zuerst ein Punkt ohne Frequenzverstimmung als Referenz aufgenommen. Von da an wurde die Offsetspannung erhöht, bis das Messsignal bei ± 200 MHz gerade noch gut messbar war. Die erzielten Ergebnisse sind in Abbildung 12 dargestellt.

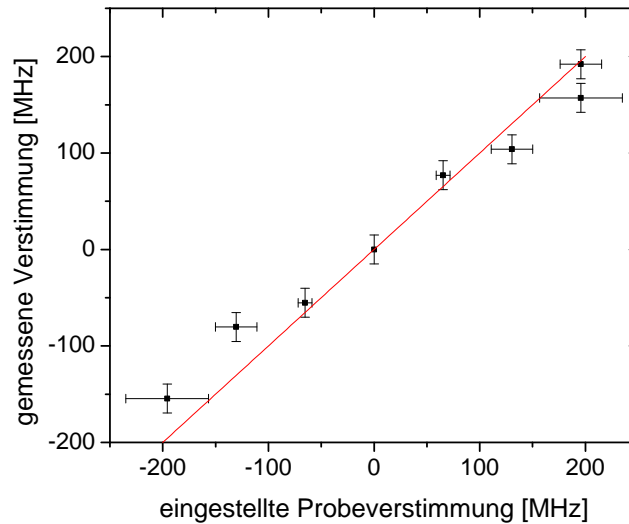


Abbildung 12: Frequenzmessung an einem verstimmten Probeler. Die Messung (schwarz) stimmt im Rahmen der Unsicherheiten mit der Erwartung (rot) überein. Durch Minimierung der Zeit zwischen Aufnahme der Referenz und Messung bei verstimmter Probe kann das Weglaufen der Laserfrequenz und damit die Messunsicherheit weiter reduziert werden. Für die Messung mit OPO-Photonen spielt dies aber keine Rolle, weil deren Erzeugung bei gelocktem Pumplaser erfolgt.

Da der Probeler für diese Messungen nicht gelockt sein konnte, lief dieser mit der Zeit aus der eingestellten Position heraus. Deshalb wird der Fehler der eingestellten Probeverstimmung (x-Fehler) als mit der Zeit ansteigend angenommen.

Der ersten Messung wird eine Unsicherheit von 5 %, der zweiten 10 %, der dritten 15 % und der vierten 20 % zugeordnet. Der Messpunkt bei +200 MHz Verstimmung, der direkt auf der erwarteten Geraden (rot) liegt, wurde zur Bestätigung dessen direkt nach einer Referenzmessung bei wieder gelockter Probe aufgenommen.

Die Unsicherheit für die gemessene Verstimmung (y-Fehler) wurde aus der Messung in Abbildung 11 abgeschätzt (siehe 4.4.3). Bei einer Verschiebung der Lorentzkurve um ± 15 MHz sank der die Güte der Anpassung widerspiegelnde Parameter $korR^2$ von 91 % auf 86 %, wobei die Messpunkte noch gut durch die geplotteten Kurven wiedergegeben wurden.

Das Weglaufen des Probelasers von der eingestellten Frequenz spielt für die Messung der OPO-Photonen keine Rolle, da diese bei gelocktem Pumplaser erzeugt werden. Wichtig ist jedoch, dass zum Ermitteln einer Frequenzverstimmung der Photonen aus dem OPO immer eine Referenzmessung mit einem auf die Resonanzfrequenz ν_{D1} gelockten Probelaser benötigt wird.

4.6 Vorbereitung auf Messung mit OPO-Photonen

Wie im Kapitel 1 dargelegt, ist das langfristige Ziel des Experiments eine dopplerfreie Spektroskopie von Einzelphotonen. Als Quelle der Photonen soll der OPO dienen, um auf diese Weise weiterführende Informationen über die Eigenschaften der OPO-Photonen zu gewinnen und ihre Eignung für EIT-Experimente zu überprüfen. Im Folgenden soll überprüft werden, ob eine Spektroskopiemessung mit den OPO-Photonen als Probestrahl möglich ist. Entscheidend ist dabei, ob eine ausreichende Photonenrate durch den OPO bereitgestellt wird und damit eine ausreichend hohe *signal to noise ratio* (SNR) erreicht wird. Die SNR für einen an den Messaufbau angekoppelten OPO wird als Quotient der gemessenen Signal-Idler-Koinzidenzen zu den Störungen durch unkorrelierte Photonen vorausberechnet. Am Ausgang des OPOs verbleibt nach zweifachem Filtern eine Idlerphotonenrate von $R_i^D = 10\,000$ cps. Nur bei Detektion eines Idlerphotons sollen die korrelierten Signalphotonen gemessen werden. Die Koinzidenzrate reduziert sich damit und durch die Transmission durch den Zellaufbau, siehe Abbildung 2, zu

$$R_K^D = R_i^D \cdot K_1 \cdot T_{Zelle} \cdot K_2 \cdot Q_{APD} = 98 \text{ cps.} \quad (24)$$

Dabei sind $K_1 = 0,4$ und $K_2 = 0,7$ die Einkoppeleffizienzen des Probestrahls in die Glasfasern zum Aufbau mit der Cs-Zelle (K_1) und zur APD (K_2), $Q_{APD} = 0,35$ die Quanteneffizienz der APD und $T_{Zelle} = 0,1$ die Zellentransmission bei solch geringer Intensität.

Wichtig ist hierbei, dass für jedes detektierte Idlerphoton am Ausgang des OPOs auch ein Signalphoton vorhanden war.

Im OPO werden auf Grund von Phasenbedingungen bei der SPDC rund 50 Moden von Photonen in einem Bereich von ± 50 GHz um die halbe Pumpfrequenz ν_{Pump} erzeugt. Die einzelnen OPO-Moden liegen 1,5 GHz auseinander und haben eine Breite von 7,2 MHz [32]. Aus dieser Breite folgt für die Signalphotonen eine Kohärenzdauer von rund 140 ns. Da die Signalphotonen nur gemessen werden sollen, wenn ein Idlerphoton detektiert wurde, um so wenig wie möglich Störphotonen mitzumessen, geschieht dies nur innerhalb des kleinen Zeitfensters $t_{gate} = 150$ ns, das etwas größer als die Kohärenzdauer gewählt wird.

Dies ergibt durch das Triggern auf Idlerphotonen einen Unterdrückungsfaktor $U = R_i^D \cdot t_{gate} = 1,5 \cdot 10^{-3}$.

Nach dem ersten Filter, den Signal- und Idlerphotonen vor ihrer räumlichen Separation gemeinsam durchlaufen, weisen beide noch eine Rate von $R_{s,i} = 20\,000$ cps auf. Zur Abschätzung des größtmöglichen Hintergrunds, der durch unkorrelierte Signalphotonen zustande kommt, wird also diese Rate zu Grunde gelegt.

Die APD misst bei verschlossenem Eingang trotzdem eine als *dark counts* bezeichnete Rate von $C_{dark} = 500$ cps.

Außerdem müssen noch die Photonen anderer Moden betrachtet werden, die trotz der Filterung in den Signalgang gelangen. Dazu wird angenommen, dass im Mittel drei OPO-Moden mit der gleichen Intensität wie die Signalphotonen die Cs-Zelle erreichen. Durch die Cs-Zelle wird für die drei Moden eine Transmission $T_{Zelle} = 1$ als pessimistischste Abschätzung angenommen. Somit ergeben sich die durch die zusätzlichen OPO-Moden entstehenden Störcounts zu

$$C_{OPO} = 3 \cdot R_{s,i} \cdot K_1 \cdot K_2 \cdot Q_{APD} = 5\,880 \text{ cps.} \quad (25)$$

Unter Berücksichtigung des Unterdrückungsfaktors U für die Störungen lässt sich dann die *signal to noise ratio* für den angekoppelten OPO zu

$$\text{SNR}_{OPO} = \frac{R_K^D}{U \cdot (R_{s,i} + C_{dark} + C_{OPO})} = 2,48 \quad (26)$$

abschätzen.

Im Experiment mit dem abgeschwächten Probestrahl wird eine $\text{SNR} = 4,70$ erreicht. Somit liegen die SNR des Experiments und die abgeschätzte SNR_{OPO} in der gleichen Größenordnung (siehe 4.4.3).

Es ist daher zu erwarten, dass eine Untersuchung der OPO-Photonen durch den Aufbau ohne wesentliche Veränderung des Aufbaus direkt möglich sein sollte.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde ein Experiment zur spektralen Analyse einer Einzelphotonenquelle umgesetzt, das auf einer weiterentwickelten Form der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie basiert.

Es war geplant, die Frequenzverstimmung des Pumplasers mit zwei AOMs durchzuführen. Dieser Aufbau ist im jetzigen Zustand jedoch noch nicht anwendbar, weil der frequenzabhängige Verlauf der Pumpintensität die Form des Lambdips zu stark verändert, als dass dieser mit der Anpassung einer Lorentzkurve korrekt analysiert würde. Man könnte die Halbwertsbreite durch die Anpassung einer simulierten Kurve mit FWHM Γ als freiem Parameter bestimmen, wenn man zu jeder Messung den Intensitätsverlauf des Pump lasers mitmisst. Diese Methode ist aber sehr aufwendig und bringt vermutlich größere Unsicherheiten als die direkte Analyse eines Lambdips mit sich. Die Messung eines Lambdips ließe sich aber bei konstant gehaltener Pumpleistung mit Hilfe höherer Pumpintensität vor dem AOM-Aufbau und AOMs mit größerer Zentralfrequenz und Bandbreite realisieren.

Kann der AOM-Aufbau genutzt werden, treten auch nicht mehr die hohen Verbreiterungen in der Größenordnung von 100 MHz auf, die durch den freilaufenden Pumplaser verursacht werden. Zu untersuchen bleibt noch die bei gepulster Pumpe gemessene Verbreiterung um bis zu 15 MHz und wie diese dann zum Ermitteln der spektralen Breite der OPO-Photonen rechnerisch behandelt werden muss.

Wenn aber der AOM-Aufbau weiterhin nicht nutzbar ist, besteht die Möglichkeit die durch den freilaufenden Pumplaser verursachte Verbreiterung des Lambdips mit Hilfe der Gleichung (21) abzuschätzen. Diese Abschätzung kann beliebig verbessert werden, sofern der Laser hinreichend stabil ist, dass er reproduzierbare Ergebnisse liefert. Auf Grund des verwendeten Frequenzlocks sollte dies aber im Rahmen geringer Schwankungen möglich sein.

Die Messung der Einzelphotonen mit APD konnte bei einer der Photonen-erzeugung im OPO adäquaten Photonenrate durchgeführt werden. Besonders nützlich wäre aber die Automatisierung des Messprozesses, da dies bei der für ein genaues Ergebnis notwendigen großen Zahl von Messungen eine enorme Zeitersparnis bietet.

Eine möglicherweise bei der Erzeugung im OPO auftretende Frequenzverstimmung der Einzelphotonen von der Resonanzfrequenz ν_{D1} der Cäsium D1-Linie kann mit dem verwendeten Aufbau in einem Bereich von ± 200 MHz festgestellt werden, wobei die Messungenauigkeit durch schnelleres Messen noch minimierbar ist.

Die im Abschnitt 4.6 getroffene Abschätzung bezüglich der gemessenen Photonenraten bei Verwendung der OPO-Photonen zeigt, dass die spektrale Analyse der OPO-Photonen mit dem Aufbau der DFS ohne weitere Veränderungen im Anschluss an diese Bachelorarbeit möglich sein sollte.

Literatur

- [1] Charles H. Bennett and Gilles Brassard. Quantum cryptography: Quantum key distribution and coin tossing. In *Proceedings of the IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing*, pages 175–179, 1984.
- [2] David P. DiVincenzo. The physical implementation of quantum computation. *Fortschritte der Physik*, 48(9-11):771–783, 2000.
- [3] Peter W. Shor. Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer. *SIAM Journal on Computing*, 26(5):1484–1509, 1997.
- [4] Lov K. Grover. A fast quantum mechanical algorithm for database search. In *STOC '96: Proceedings of the twenty-eighth annual ACM symposium on Theory of computing*, pages 212–219, 1996.
- [5] K.-J. Boller, Atac Imamoglu, and S. E. Harris. Observation of electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.*, 66(20):2593–2596, 1991.
- [6] S. E. Harris. Electromagnetically induced transparency with matched pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 70(5):552–555, 1993.
- [7] Michael Fleischhauer, Atac Imamoglu, and Jonathan P. Marangos. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media. *Rev. Mod. Phys.*, 77(2):633, 2005.
- [8] Tatjana Wilk, Simon C. Webster, Axel Kuhn, and Gerhard Rempe. Single-atom single-photon quantum interface. *Science*, 317(5837):488–490, 2007.
- [9] F. Jelezko and J. Wrachtrup. Single defect centres in diamond: A review. *Phys. Stat. Sol. A*, 203 13:3207–3225, 2006.
- [10] L. Childress, M. V. Gurudev Dutt, J. M. Taylor, A. S. Zibrov, F. Jelezko, J. Wrachtrup, P. R. Hemmer, and M. D. Lukin. Coherent dynamics of coupled electron and nuclear spin qubits in diamond. *Science*, 314(5797):281–285, 2006.
- [11] D. A. Kleinman. Theory of optical parametric noise. *Phys. Rev.*, 174(3):1027–1041, 1968.
- [12] David C. Burnham and Donald L. Weinberg. Observation of simultaneity in parametric production of optical photon pairs. *Phys. Rev. Lett.*, 25(2):84–87, 1970.

- [13] Robert L. Byer and S. E. Harris. Power and bandwidth of spontaneous parametric emission. *Phys. Rev. A*, 168(3):1064–1068, 1968.
- [14] Y. J. Lu and Z. Y. Ou. Optical parametric oscillator far below threshold: Experiment versus theory. *Phys. Rev. A*, 62(3):033804, 2000.
- [15] Matthias Scholz, Lars Koch, and Oliver Benson. Statistics of narrow-band single photons for quantum memories generated by ultrabright cavity-enhanced parametric down-conversion. *Phys. Rev. Lett.*, 102(6):063603, 2009.
- [16] Lars Koch. Doppelresonanter optisch parametrischer oszillator zur erzeugung schmalbandiger einzelphotonen, 2009.
- [17] T. W. Hänsch, I. S. Shahin, and A. L. Schawlow. High-resolution saturation spectroscopy of the sodium d lines with a pulsed tunable dye laser. *Phys. Rev. Lett.*, 27(11):707–710, Sep 1971.
- [18] Daniel Adam Steck. Cesium D Line Data. Technical report, Los Alamos National Laboratory, 1998.
- [19] Wolfgang Demtröder. Laserspektroskopie: Grundlagen und techniken. 2000.
- [20] Wolfgang Demtröder. Experimentalphysik 3: Atome, moleküle und festkörper. 2005.
- [21] I. V. Hertel and C.-P. Schulz. Atome, moleküle und optische physik 1. 2008.
- [22] V. Jacques, B. Hingant, A. Allafort, M. Pigeard, and J. F. Roch. Nonlinear spectroscopy of rubidium: an undergraduate experiment. *European Journal of Physics*, 30(5):921, 2009.
- [23] J. I. Cotrim Vasconcellos. Theory of one-photon high-resolution absorption optical spectroscopy. *Phys. Rev. A*, 15(1):261–268, Jan 1977.
- [24] Wolfgang Nolting. Grundkurs: Theoretische physik 3 elektrodynamik. 2004.
- [25] U. Mohr. Sättigungsspektroskopie mit verzögerten impulsen. 489 5:358–368, 1977.
- [26] Martial Ducloy, José R. R. Leite, and Michael S. Feld. Laser saturation spectroscopy in the time-delayed mode. theory of optical free induction decay in coupled doppler-broadened systems. *Phys. Rev. A*, 17(2):623, feb 1978.

- [27] Sunil Kumar and Martial Ducloy. Time-resolved laser saturation spectroscopy. theory of the free induction decay of two-level saturation resonances. *Pramana*, 15(1):1–32, jul 1980.
- [28] Gary C. Bjorklund. Frequency-modulation spectroscopy: A new method for measuring weak absorptions and dispersions. *Opt. Lett.*, 5(1):15–17, 1980.
- [29] Gary C. Bjorklund, M. D. Levenson, W. Lenth, and C. Ortiz. Frequency modulation (FM) spectroscopy. *Appl. Phys. B*, 32(3):145–152, 1983.
- [30] David Höckel. Slow light: Experimenteller aufbau und untersuchung von elektromagnetisch induzierter transparenz in cäsiumgas, 2007.
- [31] T. E. Sterne. Multi-lamellar cylindrical magnetic shields. *Rev. Sci. Instrum.*, 6(10):324–326, 1935.
- [32] David Höckel, Lars Koch, and Oliver Benson. Direct measurement of heralded single-photon statistics from a parametric down-conversion source. *Phys. Rev. Lett.* under review, 2010.

Anhang

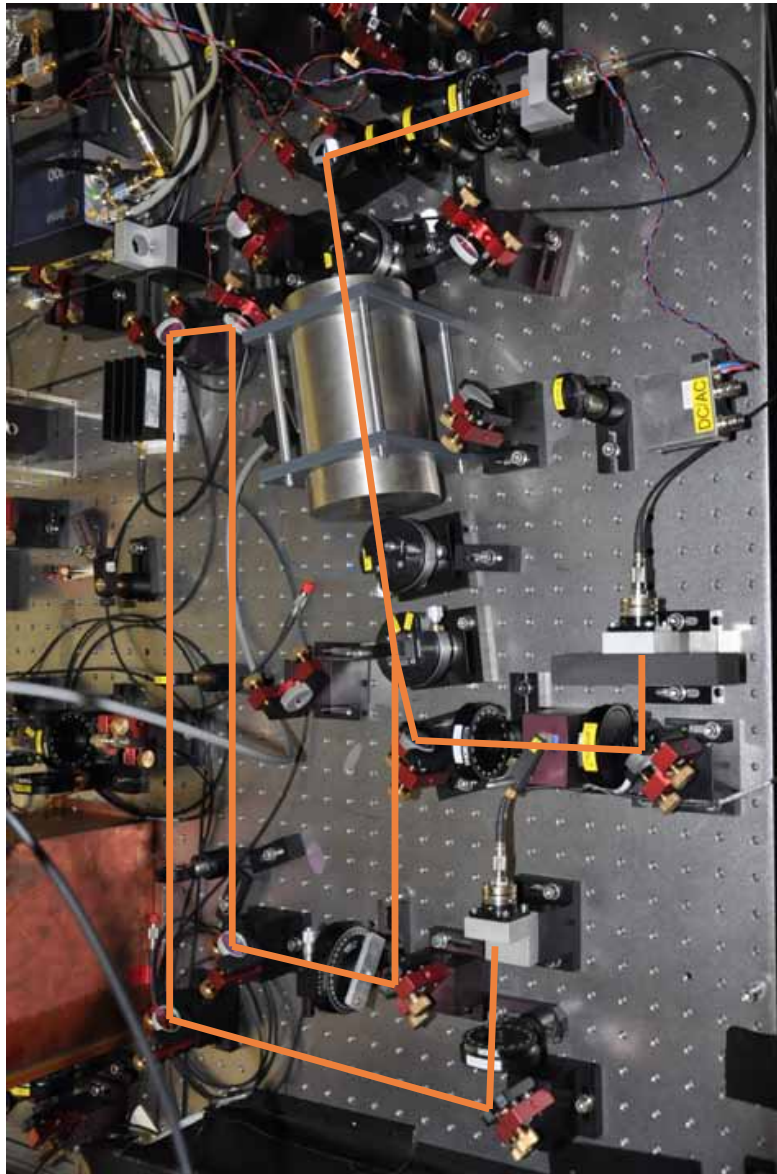


Abbildung 13: Aufbau zur dopplerfreien Sättigungsspektroskopie im Labor.

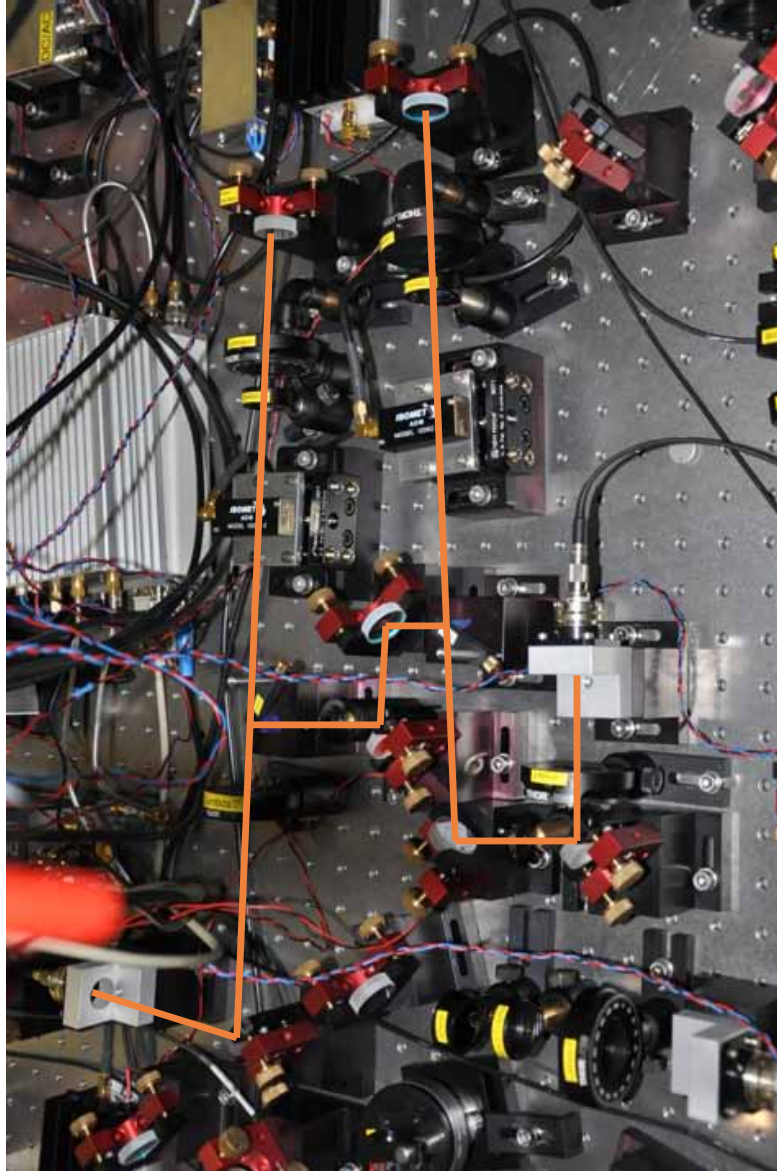


Abbildung 14: Aufbau zur Frequenzmodulation mit den AOMs im Labor.

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Berlin, den 30.09.2010