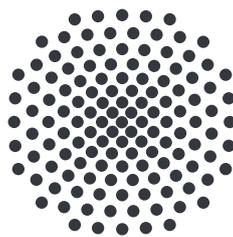


Charakterisierung eines Lasersystems bei 420 nm zur Durchführung eines Experiments mit einzelnen Photonen

Bachelorarbeit von
Simon Koppenhöfer

28. September 2020

Prüfer: Tilman Pfau



5. Physikalisches Institut
Universität Stuttgart
Pfaffenwaldring 57, 70569 Stuttgart

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 2 | Optischer Resonator zur Frequenzstabilisierung | 3 |
| 2.1 | Gaußstrahlen | 3 |
| 2.2 | Fabry-Perot Interferometer | 5 |
| 2.3 | Versuchsdurchführung | 9 |
| 2.4 | Auswertung | 11 |
| 3 | Spektroskopie mit der Rubidium 6P Linie | 19 |
| 3.1 | Prinzip der Sättigungsspektroskopie | 19 |
| 3.2 | Experimenteller Aufbau | 23 |
| 3.3 | Kalibrierung des Transferresonators | 24 |
| 3.4 | Diskussion | 27 |
| 4 | Einzelphotonen | 29 |
| 4.1 | Mathematischer Hintergrund | 29 |
| 4.1.1 | Binomialverteilung | 29 |
| 4.1.2 | Poissonverteilung | 29 |
| 4.1.3 | Exponentialverteilung | 30 |
| 4.2 | Einzelphotonenzähler | 31 |
| 4.3 | Versuchsdurchführung | 33 |
| 4.4 | Auswertung | 36 |
| 5 | Zusammenfassung | 41 |
| A | ND Filter Kalibrierung | 43 |
| | Literaturverzeichnis | 45 |
| | Danksagung | 47 |

1 Einleitung

Quantentechnologien, wie die Erzeugung von einzelnen Photonen, eröffnen Anwendungsgebiete, wie die abhörsichere Datenübertragung durch die Polarisation von Photonen [1]. Bei diesem Anwendungsbereich müssen Einzelphotonen auf Abruf und mit hoher Wiederholrate erzeugt werden, um eine große Datenübertragungsrates zu realisieren. Für Anwendungen in der Forschung werden Einzelphotonen geringer Bandbreite benötigt, um damit beispielsweise atomare Photonenspeicher zu entwickeln [2]. Vielversprechend ist die Möglichkeit Einzelphotonenquellen auf Basis des Rydbergblockadeeffekts [3, 4] zu realisieren.

Durch die Arbeit von Fabian Ripka [5], wurde nachgewiesen, dass mit parametrischem Vier-Wellen-Mischen (pFWM) Einzelphotonenquellen realisiert werden können. In den Untersuchungen wurde Laserlicht der Wellenlängen 795 nm und 475 nm verwendet um Rubidiumatome aus dem Grundzustand über den $5P_{1/2}$ Zustand in den Rydbergzustand $40S_{1/2}$ anzuregen. Aufgrund der Rydbergblockade kommt es nur zu einer solchen Anregung innerhalb eines Radius von etwa 1 μm . Mit einem gerichteten Laserpuls der Wellenlänge 480 nm wird das angeregte Rydbergatom induziert über den Zustand $5P_{3/2}$ in den Grundzustand abgeregt. Dabei wird ein Photon der Wellenlänge 780 nm emittiert.

Um die Eigenschaften der Photonenquelle zu verbessern wird derzeit in einem anknüpfenden Projekt über den Zustand $6P_{1/2}$ in den Rydbergzustand $40S_{1/2}$ angeregt um dann über den Zustand $6P_{3/2}$ abzuregen und dabei ein Photon der Wellenlänge 420.30 nm auszusenden. Speziell mit diesem Levelschema [6] wird auf eine schmalbandige Einzelphotonenquelle mit hoher Repetitionsrate hingearbeitet. Ein weiterer Vorteil des aktuellen Levelschemas ist, dass der Rydbergaser durch seine Wellenlänge als Faserlaser umgesetzt werden kann. Als ein Teil dieses Experimentes wird mit einem 421.67 nm Laser Rubidium in der $6P_{1/2}$ Zustand angeregt.

Zu diesem Zweck wurde im Rahmen dieser Bachelorarbeit die technische Umsetzung des Grundzustandsübergangslasers von $5S_{1/2}$ zu $6P_{1/2}$ realisiert. Außerdem wurde für eine zuverlässige Charakterisierung der zukünftigen Einzelphotonenquelle mögliche Detektoren hinsichtlich ihrer Eignung untersucht.

2 Optischer Resonator zur Frequenzstabilisierung

2.1 Gaußstrahlen

Aus der Maxwellgleichung zur Induktion

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.1)$$

und zur Durchflutung nach Ampere

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad \mu_0 \varepsilon_0 = \frac{1}{c^2} \quad (2.2)$$

kann mit der Voraussetzung $\vec{j} = 0$ und der Identität $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \vec{\nabla}^2 \vec{A}$ die Wellengleichung

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (2.3)$$

gewonnen werden [7]. Durch den Ansatz $\vec{E} = \vec{A}(\vec{r})e^{-ikt}$ kann der zeitliche Teil der Lösung faktorisiert werden. Es ergibt sich die Helmholtzgleichung

$$\vec{\nabla}^2 \vec{A} + k^2 \vec{A} = 0. \quad (2.4)$$

Durch den Ansatz $\vec{A} = \vec{T}(\vec{r})e^{-ikz}$ wird wiederum der Anteil entlang der Vorzugsachse z der Lösung faktorisiert. Durch diesen Schritt ergibt sich

$$\vec{\nabla}_T^2 \vec{T} + \frac{\partial^2 \vec{T}}{\partial z^2} - 2ik \frac{\partial \vec{T}}{\partial z} - k^2 \vec{T} + k^2 \vec{T} = 0 \quad (2.5)$$

mit $\vec{\nabla}_T^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$. Ist die Vorzugsachse für die propagierende elektromagnetische Welle die hauptsächliche Ausbreitungsrichtung, dann kann

$$\partial^2 \vec{T} / \partial z^2 \quad (2.6)$$

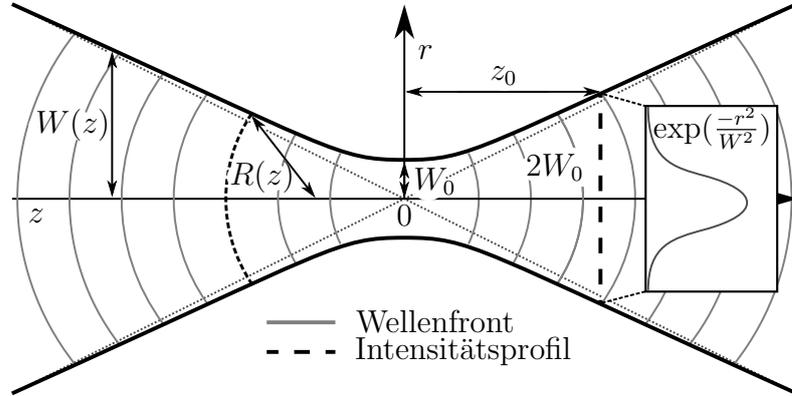


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung einer Gaußschen Strahltaille mit den wichtigsten geometrischen Maßen. [8]

vernachlässigt werden. Damit resultiert die paraxiale Helmholtzgleichung

$$\vec{\nabla}_T^2 \vec{T} - 2ik \frac{\partial \vec{T}}{\partial z} = 0, \quad (2.7)$$

deren Lösung

$$T(\vec{r}) = \frac{T}{z + iz_0} \exp\left(-ik \frac{x^2 + y^2}{2(z + iz_0)}\right) \quad (2.8)$$

ist. Bei festgehaltenem z kann radial eine gaußförmige Verteilung als Form der Feldamplitude und damit auch der Intensität $I(\vec{r}) = |A(\vec{r})|^2$ abgelesen werden. Durch Aufteilen des Exponenten in seinen reellen und imaginären Teil lässt sich

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad (2.9)$$

als radialer Ausdehnungsparameter definieren [7]. Hierbei handelt es sich um den Abstand von der z -Achse, bei dem die Amplitude auf $1/e^2 \vec{E}(x=0, y=0)$ abgefallen ist. Dabei handelt es sich bei W_0 um den minimalen Radius, der an der sogenannten Strahltaille auftritt wie sie in der Abbildung 2.1 dargestellt ist.

Der Strahltaillendurchmesser kann durch $W_0 = \sqrt{\frac{\lambda z_0}{\pi}}$ zum Parameter z_0 in Beziehung gesetzt werden. Bei z_0 handelt es sich um die Rayleigh-Länge, die aussagt, wie weit sich der Strahl von der Strahltaille aus ausbreiten muss, um $W(z_0) = \sqrt{2}W_0$

zu erreichen. Außerdem kann aus den Exponenten von 2.8 als Parameter für die Wellenfrontenkrümmung

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \right) \quad (2.10)$$

erhalten werden.

Wenn der Gaußstrahl ein dünne Linse passiert, verändert sich die Krümmung, da dünne Linsen durch ihren Brechungsindex und ihrer variablen Dicke näherungsweise die Phasenbeziehung in Gleichung 2.8 durch einen Faktor $\exp(ik(x^2 + y^2)/2f)$ beeinflussen. An einem gekrümmten Spiegel wird neben der Phasenbeziehung der Strahlen ebenfalls die Ausbreitungsrichtung entlang z geändert oder umgekehrt. Es gilt nun für die Positionen z und z' der Strahltaillen auf den verschiedenen Seiten einer Linse mit der Brennweite f

$$(z' - f) = M^2(z - f), \quad (2.11)$$

wobei M ausgedrückt durch $W'_0 = MW_0$ dem Strahltaillenverhältnis entspricht, dass ebenfalls durch

$$M = \frac{\left| \frac{f}{z-f} \right|}{\sqrt{\left(1 + \left(\frac{z_0}{z-f} \right)^2 \right)}} \quad (2.12)$$

ausgedrückt werden kann [7].

2.2 Fabry-Perot Interferometer

In einem Fabry-Perot Interferometer wird Licht durch zwei Spiegel zur Interferenz mit sich selbst gebracht. Schematisch ist ein solcher Resonator in Abbildung 2.5 dargestellt. Es bildet sich im Resonanzfall eine getriebene, stehende Welle im Resonator aus. Falls sich eine derartige Welle bildet, gewinnt diese im Resonator an Intensität bis auch Spiegel mit geringer Transmission zu einem Gleichgewicht der Wellenamplitude im Resonator führen. Durch den Energieerhaltungssatz ist vorbestimmt, dass abzüglich realer Leistungsverluste, die treibende Eingangsleistung P_{in} im Gleichgewicht durch Reflektion oder Transmission P_{out} von dem Interferometer wieder abgestrahlt werden muss. Da ohne die Überhöhung einer stehenden Welle auch die transmittierte Leistung vernachlässigbar bleibt, folgt, dass die Laserleistung P_{in} in diesem Fall reflektiert wird.

Aufgrund von Gleichung 2.1 muss die elektromagnetische Feldamplitude an den Resonatorspiegeln verschwinden. Deshalb müssen sich Knoten der stehenden Welle

an den Spiegeln bilden. Zur Beschreibung der elektromagnetischen Welle kann die Gaußsche Strahlentheorie herangezogen werden, denn die stehende Welle bildet sich im Bereich um die optische Achse (siehe Bedingung 2.6). Bedingungen für eine stehende Welle sind, dass die Resonatorspiegel die Welle auf sich selbst abbilden und die entstehenden Wellen konstruktiv interferieren lassen. Üblicherweise wird bei der theoretischen Betrachtung der konstruktiven Interferenz von allgemeinen eindimensionalen Resonatoren mit der Länge L die Bedingung

$$\frac{\lambda}{2} \cdot n = L, \quad n \in \mathbb{N} \quad (2.13)$$

angegeben [9]. Allerdings muss diese Gleichung weiter differenziert werden, da sich Gaußstrahlen nicht nur eindimensional ausbreiten.

Wird zu einem treibenden Strahl der Form $\vec{A} = \vec{T}(\vec{r})e^{-ikz}$ ein passender plankonkaver Resonator konstruiert, muss der ausgewählte plane Spiegel aus Symmetriegründen in der Strahltaile stehen. Ein gekrümmte Spiegel mit dem Radius R_S muss sich an der Position z mit $R(z) = R_S$ befinden, um die theoretische Bedingung der Selbstabbildung schon beim ersten Durchlauf des Resonators zu erfüllen. In diesem idealisierten Aufbau gilt Gleichung 2.13, da es keine Phasenunterschiede der Welle an den Spiegeln gibt. In anderen Worten reduziert sich in diesem Sonderfall das Verhalten aller, auch gemäß Gaussem Modell gekrümmten Strahlengänge auf das eindimensionale Verhalten entlang der optischen Achse.

Bislang wurde nur die transversale Grundmode behandelt, für die es keine Phasenunterschiede der Welle an den Spiegeln gibt. Dies ist jedoch keine Bedingung für eine stehende Welle im Resonator. Auch wurde bisher ein Gaußstrahl vom konkaven und planen Spiegel direkt auf sich selbst zurückgeworfen, allerdings kann Selbstabbildung auch erst nach mehreren Durchläufen des Resonators gelten. In diesem Fall werden die einzelnen Wellen im Resonator superpositioniert. Superpositionierende Wellen welche ausnutzen, dass sich die Phasenbeziehung an den Spiegeln ändern können, besitzen transversal mehrere lokale Maxima der Intensität. Theoretisch präzise werden diese verschiedene Schwingungszustände im Resonator durch die Basis der Laguerre-Gaußmoden LG_{pl} , $p \in \mathbb{N}$, $l \in \mathbb{Z}$ oder durch die Basis der Hermite-Gaußmoden TEM_{ij} , $i \in \mathbb{N}$, $j \in \mathbb{N}$ beschrieben [10]. Die Laguerre-Gaußmoden werden entlang der Rotationsymmetrie um z aus den Gaußstrahlen hergeleitet. Damit ist ihre Basis für die Beschreibung des optischen Resonators günstiger, sobald dieser real die entsprechende Symmetrie aufweist. In diesem Fall sind Ringmuster als Resonatormoden vorzufinden. Ist die Rotationssymmetrie des Resonators nicht gegeben werden die Resonatormoden besser in das Basis der Hermite-Gaußmoden TEM_{ij} dargestellt, welche in Abbildung 2.2 gezeigt sind.

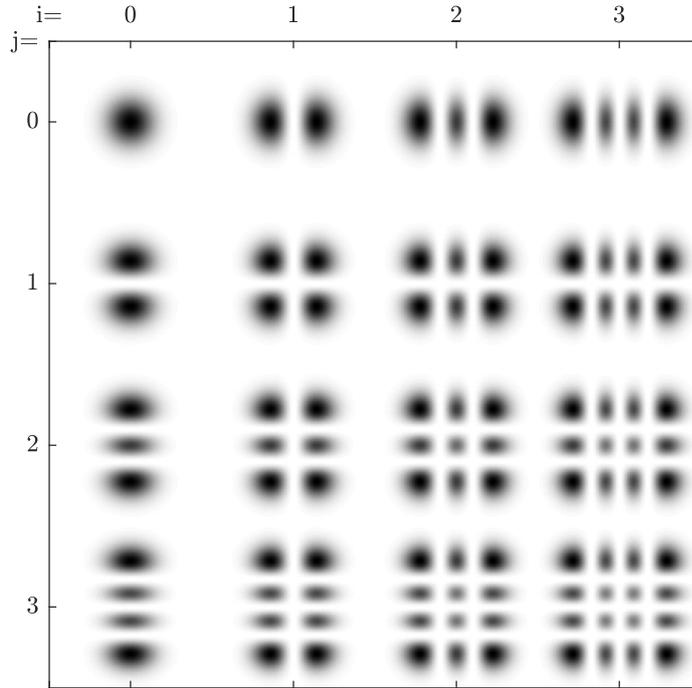


Abbildung 2.2: Es sind verschiedene transversale Hermite-Gauß Resonatormoden TEM_{ij} tabellarisch mit den zugehörigen Nummern i und j durch ihre räumliche Intensitätsverteilung dargestellt[10].

Das Transmissionssignal für verschiedene Wellenlängen λ der Resonatorgrundmode TEM_{00} ist in Abbildung 2.3 dargestellt.

Mit der Spiegelreflektivität $r_i \in [0, 1]$ ist die in Abbildung 2.3 dargestellte Funktion durch

$$P_{\text{out}}(\lambda) = \frac{1}{1 + \left(\frac{2\mathcal{F}}{\pi} \cdot \sin\left(\frac{2\pi L}{\lambda}\right)\right)^2}, \quad \mathcal{F} = \frac{2\pi\sqrt{r_1 r_2}}{1 - r_1 r_2} \quad (2.14)$$

mit einer Periode $\Delta\lambda = \frac{1}{2L}$ gegeben [10]. Daraus ergibt sich $f_{\text{FSR}} = \frac{c}{2L}$ als Freier Spektralbereich (FSR).

Höhere Moden in einem plan-konkaven Resonator werden ebenfalls in einem Transmissionsignal wie das der Abbildung 2.3 sichtbar. Ebenfalls werden für alle Moden ganzzahlige Ergebnisse beim Zählen der Wellenbäuche entlang eines Weges zwischen den Spiegeln erzielt. Speziell bei der TEM_{00} Mode ergibt jede Zählung

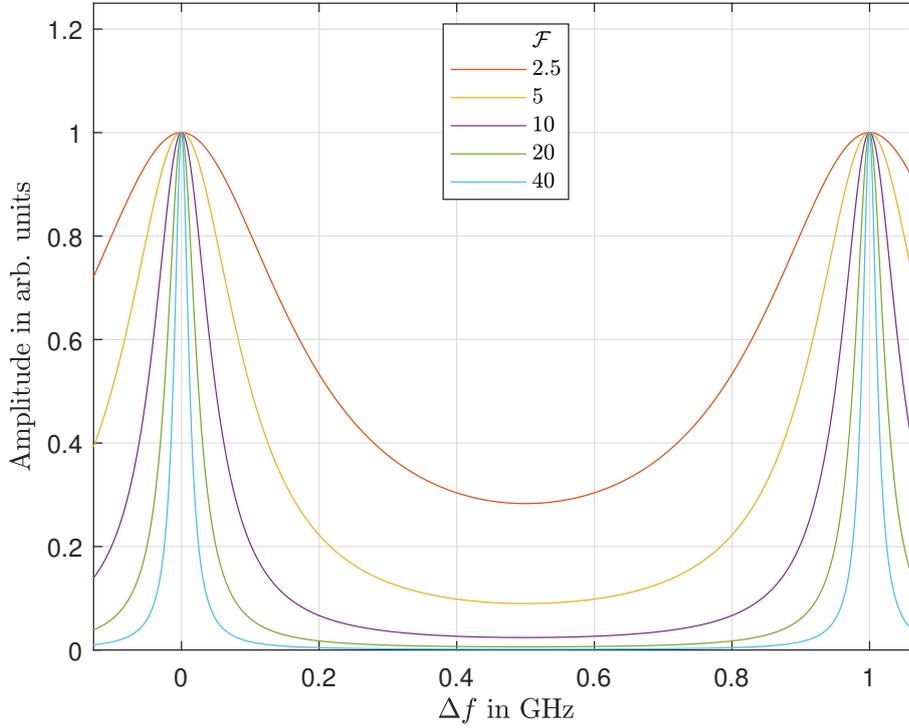


Abbildung 2.3: Es ist die Funktion $P_{\text{out}}(\Delta f)$ einer reinen Mode für verschiedene Finessen dargestellt.

den selben Wert m . Wegen der Stabilität der Resonatormoden liegt das Zentrum der Krümmung des konkaven Spiegels außerhalb des Resonators. Dadurch ist der kürzeste Weg zwischen den Spiegeln der beim planen Spiegel und dem treibenden Laserstrahl beginnt die optische Achse innerhalb des Resonators. Diesem kürzesten Weg wird durch die TEM_{00} die Anzahl m an Wellenbäuchen zugeordnet. Sodass höhere Moden TEM_{ij} auf längeren Wegen bei der gleichen longitudinalen Mode m längere Wellenlängen besitzen müssen. Ohne mathematisch präzise zu werden ist so verständlich, dass die höhere Moden eine Verschiebung der Transmissionslinien in Abbildung 2.3 nach links bewirken. Präzise lässt sich die negative Frequenzverschiebung durch die Gleichung.

$$\Delta\nu = -\frac{1}{\pi} \arccos \left[\pm \sqrt{1 - \frac{L}{R_S}} \right] f_{\text{FSR}} \cdot \begin{cases} (i + j) & TEM \\ (2p + |l|) & LG \end{cases} \quad (2.15)$$

angeben [10].

2.3 Versuchsdurchführung

Der im Folgenden untersuchte Laserresonator soll im weiter Verlauf des parametrischen Vier-Wellen-Mischen Versuchs am 5. physikalischen Institut der Universität Stuttgart für die Frequenzstabilisierung des Grundzustandslaser bei 421.67 nm verwendet werden. Zu diesem Zweck wird dem Resonator ein Piezoelement hinzugefügt, obwohl dieses Piezoelement im Rahmen dieser Bachelorarbeit nicht angesteuert wird. Das Design des optischen Resonators ist in der Masterarbeit von Christian Tomschitz [11] beschrieben und motiviert. Der schematische Aufbau des verwendeten Laserresonators ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Außerdem ist durch Abbildung 2.4 der technische Aufbau des Resonators verdeutlicht.



Abbildung 2.4: Es ist das technische Design des verwendeten optischen Resonators abgebildet. [11]

Im Rahmen der Gaußschen Strahlenoptik wird rechnerisch ermittelt welche Linse in welchem Abstand zum Resonator dafür sorgt, dass möglichst ausschließlich die Grundmode (TEM_{00}) im Resonator angeregt wird (Mode-Matching). In die Rechnung fließt der Abstand der Spiegel des Resonators $L = 16$ cm ein. Da durch das Resonatordesign beim Ausrichten der Spiegel sich ebenfalls die Resonatorlänge verändert wird, wird hier auf Nachkommastellen verzichtet. Ebenfalls fließt in die Rechnung der Krümmungsradius $R_S = 20.00$ cm des konkaven Spiegels ein. Der verwendete Strahlradius $W_{\frac{1}{2}} = 1.22$ mm wurde durch einen Beamprofiler bestimmt. Auf die Messung der Position der Strahlteile des zur verwendeten La-

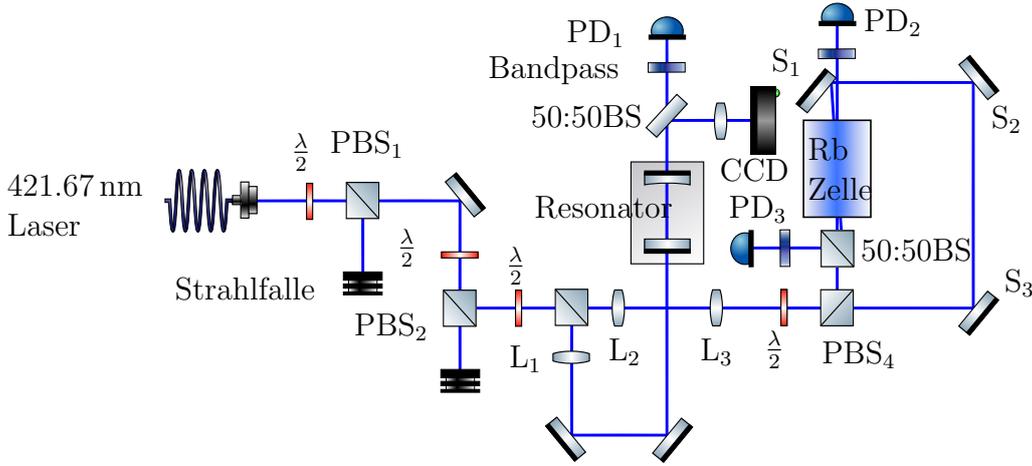


Abbildung 2.5: Es ist schematisch der Versuchsaufbau eingezeichnet, der für die Untersuchung des Resonators in Kapitel Kapitel 2 und der Sättigungspektroskopie in Kapitel Kapitel 3 verwendet wird [12].

serstrahls wurde verzichtet. Stattdessen wird $W_{\frac{1}{2}}$ in guter Näherung als Tailenradius an der gesuchten Position z_L der Sammellinse mit gesuchter Brennweite f angenommen. Aus dieser Näherung kann direkt die Rayleighlänge des verwendeten Laserstrahls $z_H = \frac{\pi(1.22 \text{ mm})^2}{421.67 \text{ nm}} = 1112.55 \text{ cm}$ abgeschätzt werden. Es ergibt sich durch Gleichung 2.10

$$z_0 = L \sqrt{\frac{R(L)}{L} - 1} = 16.00 \text{ cm} \cdot \sqrt{\frac{20.00 \text{ cm}}{16.00 \text{ cm}} - 1} = 8.00 \text{ cm} \quad (2.16)$$

als die Rayleighlänge innerhalb des Resonators aber auch zwischen Linse und Resonator. Mit z_0 ist auch die Strahltaile $W_0 = \sqrt{\frac{z_0 \lambda}{\pi}}$ bekannt. Am Ort der Linse gilt $W(z_L) = W_{\frac{1}{2}}$ und für z_L gilt mit Gleichung 2.9

$$z_L = z_0 \sqrt{\frac{W(z_L)^2 \pi}{z_0 \lambda} - 1} = 8.00 \text{ cm} \sqrt{\frac{(1.22 \text{ mm})^2 \pi}{8.00 \text{ cm} \cdot 421.67 \text{ nm}} - 1} = 94.00 \text{ cm}. \quad (2.17)$$

Um die Linsenstärke festzulegen werden die Formeln 2.11 und 2.12 verwendet, wobei $z = 0$ gesetzt wird. Die Lösung der quadratischen Gleichung ist

$$f = \frac{z_H^2}{2z_L} - z_H \sqrt{\left(\frac{z_H}{2z_L}\right)^2 - 1} \quad (2.18)$$

$$= \frac{(1112.55 \text{ cm})^2}{2 \cdot 94.00 \text{ cm}} - 1112.55 \text{ cm} \cdot \sqrt{\left(\frac{1112.55 \text{ cm}}{2 \cdot 94.00 \text{ cm}}\right)^2 - 1} = 94.68 \text{ cm}. \quad (2.19)$$

Aufgrund der Rechnung wird eine Sammellinse L_1 mit Brennweite $f = 500.00$ mm gewählt und in einer Entfernung von ungefähr $z_L = 500$ mm von dem planaren Spiegel aufgestellt. Damit wird ein Kompromiss zwischen Mode-Matching und der Länge des Laserstrahles eingegangen. Sowohl ein CCD Chip als auch eine Photodiode werden verwendet, um in Transmission die Resonatormoden und ihre Leistung P_R zu messen.

2.4 Auswertung

Es ist wichtig für die Verwendung des Resonators als Transferlockmechanismus mit der Methode Side-Of-Fringe, dass die Resonatorlinien aus Abbildung 2.3 sich nicht überlagern. Eine solche Überlagerung ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Die Intensität der Flanke kann ein einfach zu handhabendes lineares Feedback geben, falls die Wellenlänge des Lasers an der Flanke einer isolierten Resonatorlinie driftet.

Aus diesem Grund wurde durch mehrere Versuchsanordnungen versucht, das Transmissionssignal des Resonators zu optimieren. Der Resonator, wie er in Abbildung 2.5 dargestellt ist, wurde durch die festgelegte Brennweite $f = 500.00$ mm und die Position $z_L = 500$ mm in möglichst ausschließlich der TEM_{00} -Mode angeregt. Dieses sogenannte Mode-Matching wird dann optimal erreicht, wenn der optische Aufbau rotationssymmetrisch zur optischen Achse und damit zum Laserstrahl ist. Allerdings wird dann die Laserleistung, wenn sie nicht transmittiert wird, so reflektiert, dass sich der reflektierte Strahl mit dem einfallenden Laserstrahl deckt. Es ist also nicht möglich mit einer Irisblende die Rückreflektion daran zu hindern andere optische Baugruppen und speziell den Laser zu beeinflussen. Aufgrund der Störung des Lasers ist ebenfalls eine Beeinflussung der Resonatortransmission denkbar. Experimentell beobachtet wurden Fluktuationen der Resonatorlinien in der Amplitude um mehr als 50% sowie ungewünschte Schwingungen der Photodiodensignale bei der Spektroskopie, während des Resonatorbetriebs. Vergleiche dazu die Abbildung 3.4.

Um die Folgen von Rückreflektionen ohne zusätzliche optische Elemente wie optische Isolatoren oder $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen zu minimieren, wurde von den theoretisch optimalen Bedingungen des Mode-Matching abgewichen.

Beim Abweichen von der perfekt rotationssymmetrischen Ausrichtung der Sammellinse L_1 und der Resonatorspiegeln, werden zwangsläufig unerwünschte TEM -Moden im Resonator getrieben.

Wenn im rotationssymmetrischen Aufbau die Sammellinse L_1 entfernt wird, trifft

der Laserstrahl mit einer Rayleighlänge von ungefähr $z_H = 1112.55$ cm auf den ersten planen Spiegel des Resonators. Wie die annähernde Kollimation des Laserstrahles vermuten lässt reicht diese Veränderung nicht aus um die unerwünschten Auswirkungen der Reflektionen zu dämpfen.

Wird statt dem planaren Spiegel der konkave Spiegel verwendet, um die Resonatormoden zu treiben, trifft ein Laserstrahl (ohne Linse L_1) auf die Rückseite des konkaven Spiegels. Dadurch wird eine stark divergente Rückreflektion erreicht die mit einer Irisblende ausreichend gut aufgefangen werden kann, sodass die Rückreflexionen keine Messungen beeinflussen. Außerdem werden wegen der rotationssymmetrischen Anordnung idealerweise keine TEM -Moden höherer Ordnung getrieben. Allerdings entstehen Laguerre-Gaußmoden, die auf der CCD-Kamera durch Ringmuster sichtbar werden. Da die Grundmode ihre Intensität am stärksten im Zentrum konzentriert, wird versucht mit einer Irisblende im Resonator die Moden höherer Ordnung zu minimieren. Die Irisblende wurde nahe am konkaven Spiegel eingebaut.

Die Abbildung 2.6 zeigt eine Aufnahme der Resonatortransmission ohne Irisblende. Beobachtet wurde, dass durch die Irisblende die gewünschten TEM_{00} -Moden gedämpft werden, während die Resonatorlinien bei $\Delta f = 0$ GHz und $\Delta f = 0.96$ GHz relativ dazu im selben Maß oder weniger gedämpft werden. Das lässt vermuten, dass die Irisblende am konkaven Spiegel mehr die allgemeine Intensität als speziell höhere Resonatormoden dämpft. Im Gegensatz dazu werden höhere Ordnung wie in Abbildung 2.7 effektiv abgeschwächt, wenn die Irisblende auf der Resonatorseite mit dem planen Spiegel verbaut wird.

Mit Hilfe der CCD-Kamera konnten bis auf die Grundmode keine Zuordnungen von Resonatorlinien zu einzelnen höheren Moden in der jeweiligen Basis gemacht werden. Dafür beschränken die auftretenden Intensitäten und die Empfindlichkeit der Kamera die Auflösung der gewonnenen Bilder zu stark.

Ohne zusätzliche optische Elemente, die die Rückreflexionen begrenzen, hat sich ein Setup bewährt, wie es in Abbildung 3.3 eingezeichnet ist. Die Vorteil dabei ist, dass die Resonatorlinien mit jedem Frequenzdurchlauf des Lasers in ihrer Intensität nicht fluktuieren. Bei einem Aufbau ohne ausreichende Maßnahmen gegen Rückreflexionen, wie beispielsweise in Abbildung 2.5, muss ein Kompromiss zwischen Mode-Matching und den negativen Einflüssen der Rückreflexionen gemacht werden. Da heißt, dass die Spiegel bewusst nicht optimal ausgerichtet werden. Da die zweite Methode bessere Ergebnisse liefert sobald die Rückreflexionen unterbunden sind werden erste Auswertungen von Transmissionsdaten hauptsächlich dieser Anordnung durchgeführt.

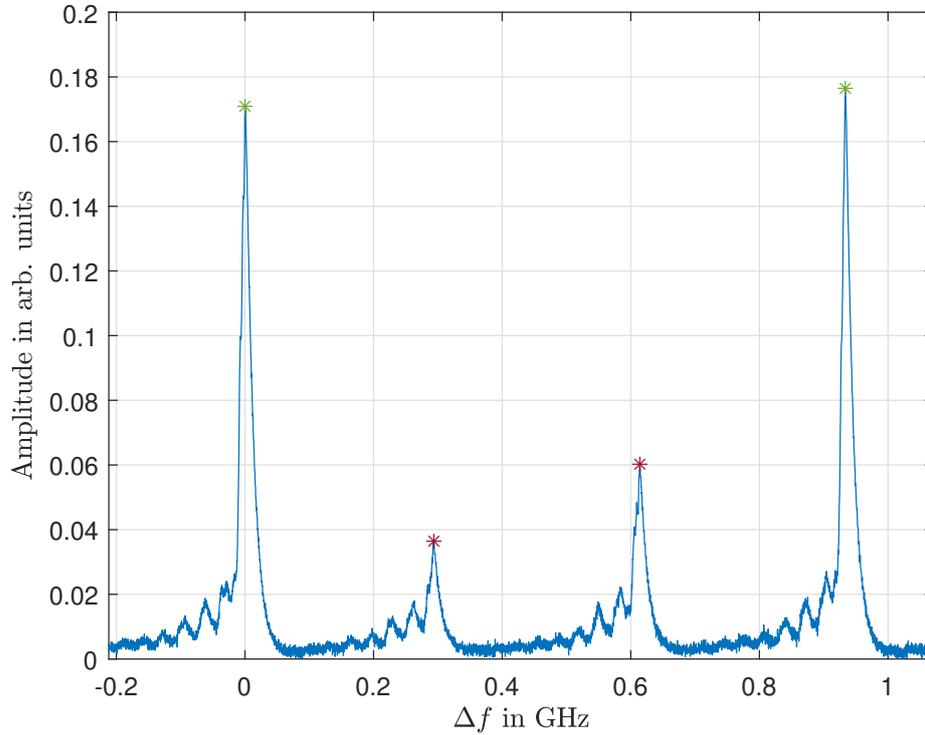


Abbildung 2.6: Es ist die Transmissionsintensität eines Fabry-Perot-Interferometers dargestellt. Dazu wurde von dem Aufbau 3.3 durch eine fehlende Linse L_1 abgewichen. Die Frequenzskalierung der X-Achse wird durch den freien Spektralbereich umgesetzt. Der freie Spektralbereich wird einer Rechnung analog zu Rechnung 2.20 mit der Länge 15 nm durchgeführt.

Die Linearisierung der X-Achse der Abbildung 2.6 wird so ausgeführt wie es in Kapitel 3 erläutert ist. Des Weiteren wird eine Achsenskalierung jedoch zunächst ohne ein Rubidiumspektrum ermittelt. Diese alternative Skalierung kann durch den freien Spektralbereich

$$f_{\text{FSR}} = \frac{c}{2L} = \frac{299\,792.46 \text{ km s}^{-1}}{2 \cdot 16.00 \text{ cm}} = 0.9369(293) \text{ GHz} \quad (2.20)$$

aus der Längenangabe L des Resonators berechnet werden. Mit dieser Skalierung ergibt sich die Abbildung 2.7. Für die folgenden Auswertungen wird in Abbildung

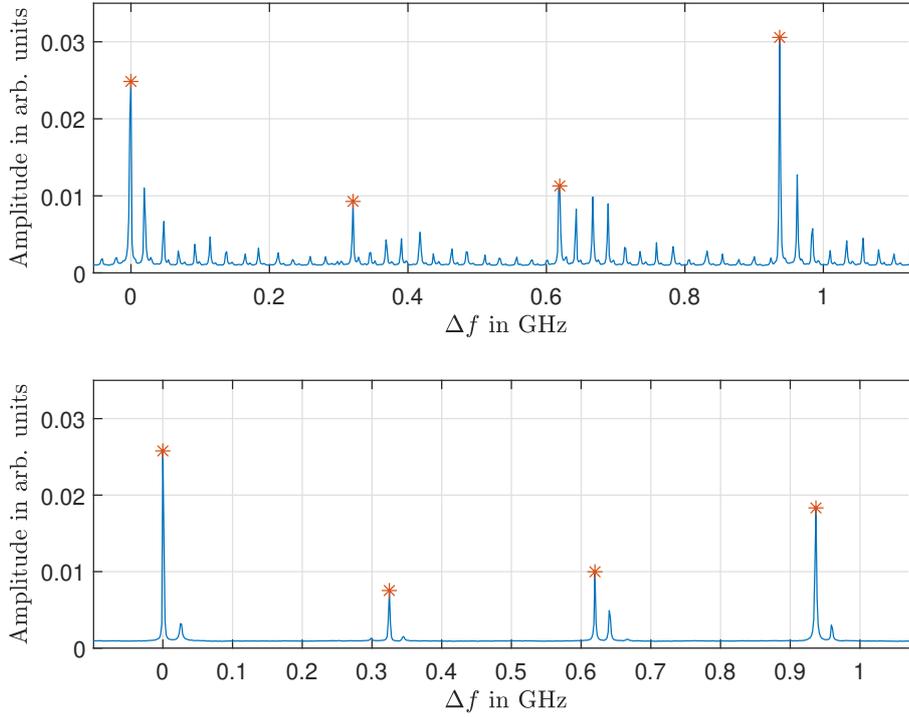


Abbildung 2.7: Es ist die Transmissionsintensität eines Fabry-Perot-Interferometers dargestellt. Die Frequenzskalierung der X-Achse wird durch die Rechnung 2.20 bestimmt. Der Resonator hat eine Länge von 16 cm. Im Gegensatz zum oberen Bild, hemmt im unteren Bild eine Irisblende im Resonator nahe dem planen Spiegel Moden höherer Ordnungen. Jeweils die höchsten Resonatorlinien in beiden Bildern werden den Grundmoden zugeordnet.

2.8 an eine Resonatorlinie die Fitfunktion

$$P_{\text{out}}(\lambda) = u_{\text{offset}} + \frac{a}{1 + \left(\frac{2b}{\pi} \cdot \sin\left(\frac{\pi}{f_{\text{FSR}}} f\right)\right)^2} \quad (2.21)$$

angelegt. Der Parameter b ist unabhängig von verschiedenen Skalierungen durch f_{FSR} . Durch die Gleichung 2.14 wird $b = \mathcal{F} = 599.22$ erhalten.

Es wird mit Hilfe der Gleichung 2.14 rechnerisch die Finesse

$$\mathcal{F} = \frac{2\pi\sqrt{r_1 r_2}}{1 - r_1 r_2} = \frac{2\pi\sqrt{0.995 \cdot 0.995}}{1 - 0.995 \cdot 0.995} = 626.74 \quad (2.22)$$

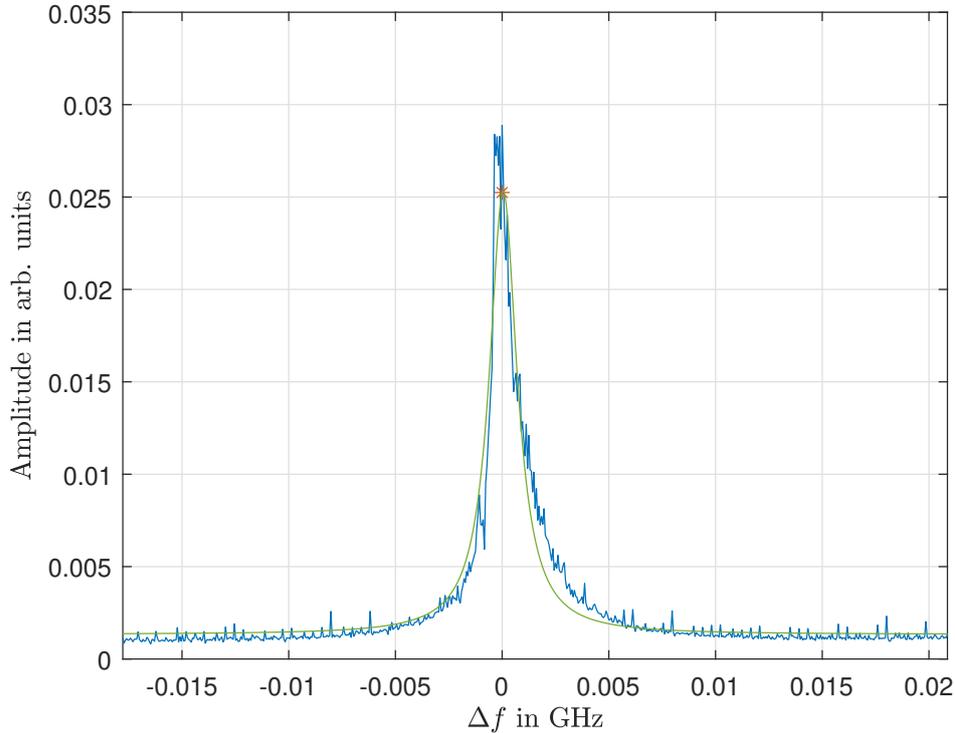


Abbildung 2.8: Es ist ein kleiner Abschnitt der Abbildung 2.7 mit eine Resonatorlinie einer Grundmode abgebildet. Außerdem ist eine Fitfunktion von der Form aus Gleichung 2.14 an die Messwerte gelegt.

bestimmt. Es wird beobachtet, dass der Messwert für die Finesse um fast 5% von dem errechneten Wert abweicht. Eine Erklärung dafür kann in einer leicht zu geringen Bandbreite der Messtechnik gefunden werden. Für diese Erklärung spricht auch die fehlende Achsensymmetrie der Messwerte wie sie in Abbildung 2.8 gezeigt sind. Eine andere Erklärung für die Abweichung von dem berechneten Wert der Finesse kann in leichten Beschädigungen, Verschmutzungen oder einer unperfekten Justage des Resonators gefunden werden. Auf gleiche Weise wurde der Messwert für die Finesse aus der Abbildung 2.6 zu $\mathcal{F} = 53.48$ bestimmt. Der Vergleich zum berechneten Wert und auch der Vergleich zu den Graphen in Abbildung 2.3 ergibt keine gute Übereinstimmung, sodass die Bandbreite der Messtechnik überprüft werden muss.

Im Kontext des pFWM Experiments kann es sinnvoll sein die Flanken, die zum Laserlocken verwendet werden sollen von weiteren Resonatorlinien zu isolieren. Wenn

darauf beim Bau des Laserresonators Einfluss genommen werden kann, verbessert sich die Wellenlängenstabilität der Lasers schon beim Entwerfen des optischen Aufbaus. Es wird gezeigt, dass dafür maßgeblich das Verhältnis von L zu R_S entscheidend ist.

Des Weiteren kann durch Betrachtung höherer Moden der Resonator auch ohne Spektroskopie als skaliertes "Frequenzlineal" mit gegebener Genauigkeit dienen, indem mit Hilfe der Formel 2.15 der freie Spektralbereich f_{FSR} bestimmt wird.

Durch die Gleichung 2.15 wird ein konstanter minimaler Abstand $\Delta f_{\pm 1}$ zwischen zwei Resonatorlinien vorhergesagt, solange diese Resonatorlinien zu Moden gehören, die sich um eine Ordnung unterscheiden. Um diesen minimalen Abstand aus der Abbildung 2.7 zu gewinnen werden die Positionen der rot markierten Resonatorlinien betrachtet. Da die Irisblende beim Verengen die höheren Resonatormoden zuerst hemmt, kann davon ausgegangen werden, dass in der unteren Abbildung 2.7 neben den zwei Grundmoden zwei weitere Moden mit kleinerer Ordnung markiert sind. Aus der Formel 2.15 wird berechnet, ob die Frequenzverschiebung zu diesen Resonatorlinien passt. Um offensichtlich zu machen, dass die weitere Ausführung nicht auf einen gegebenen Wert für f_{FSR} angewiesen ist, wird der normierte Wert

$$\frac{\Delta\nu_{\pm 1}}{f_{\text{FSR}}} = \frac{1}{\pi} \arccos \left[\sqrt{1 - \frac{L}{R_S}} \right] \quad (2.23)$$

$$= \frac{1}{\pi} \arccos \left[\sqrt{1 - \frac{16.00 \text{ cm}}{20.00 \text{ cm}}} \right] = 0.35 \pm 0.0099 \quad (2.24)$$

berechnet.

Aus der Graphik 2.7 kann ohne die Skalierung zu berücksichtigen ein Messwert für das Verhältnis

$$\frac{\Delta\nu_{\pm 1}}{f_{\text{FSR}}} = \frac{|f_3 - f_4|}{|f_1 - f_4|} = \frac{|0.62 - 0.94|}{|0.00 - 0.94|} = 0.34 \pm 0.0024 \quad (2.25)$$

erhalten werden. Hier sind die Werte f_i die Positionen der von links durchnummerierten markierten Resonatorlinien in der unteren Abbildung 2.7. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung, wenn berücksichtigt wird, dass der Wert L in der Rechnung 2.24 aus keiner genauen Messung hervorgeht. Durch Umstellen der Formel

2.24 kann aus Transmissionslinien des Resonators die Resonatorlänge genauer zu

$$L = R_S \left(1 - \cos^2 \left(\frac{\Delta\nu}{f_{\text{FSR}}} \pi \right) \right) \quad (2.26)$$

$$= 20.00 \text{ cm} \cdot (1 - \cos^2(0.34\pi)) \quad (2.27)$$

$$= 15.2700(1273) \text{ cm} \quad (2.28)$$

bestimmt werden. Durch den Zusammenhang 2.20 kann daraus der freie Spektralbereich zu

$$f_{\text{FSR}} = \frac{c}{2L} = \frac{299\,792.46 \text{ km s}^{-1}}{2 \cdot 15.27 \text{ cm}} = 0.9815(82) \text{ GHz} \quad (2.29)$$

bestimmt werden. Diese Rechnung basiert darauf, das bekannt ist, welche Resonatorlinien in Abbildung 2.7 zu welcher Modenordnung zuzuordnen sind. Bei dem untersuchten Resonator ist $\frac{\Delta\nu_{\pm 1}}{f_{\text{FSR}}} \approx \frac{1}{3}$ damit ist es prinzipiell schwierig herauszufinden welche der benachbarten Resonatorlinien oben in der Abbildung 2.7 die gesuchte Linie ist. Es besteht nämlich auch die Möglichkeit, dass die Frequenzverschiebung von einer Grundschwingung mit einer anderen longitudinalen Mode aus zu rechnen ist. Wird versucht den Resonator so auszulegen, dass erst viel höhere Vielfache von $\frac{\Delta\nu_{\pm 1}}{f_{\text{FSR}}}$ eins ergeben, wird die Zuordnung zwischen Resonatorlinie und Ordnung der Mode erleichtert.

Um diese Zuordnung bei einer automatisierten Auswertung zu ermöglichen können die transversalen Resonatormoden mit einer geeigneten Kamera aufgenommen und durch eine Hauptkomponentenanalyse (PCA) ermittelt werden. Auf diese Weise ist es theoretisch möglich durch $f_{\text{FSR}} = \frac{c}{2nL}$ den Brechungsindex n von verschiedenen Gasen mit einem Resonator automatisiert zu messen.

3 Spektroskopie mit der Rubidium 6P Linie

Es wird im Rahmen des pFWM ein Laser benötigt dessen Wellenlänge um 421.67 nm eingestellt und gehalten wird. Dafür muss sowohl ein Laserlockmechanismus für die Wellenlängenstabilität eingerichtet werden, als auch eine Möglichkeit bereitgestellt werden, die gewünschte Laserwellenlänge zu finden. Für Letzteres wird Sättigungsspektroskopie an einer Rubidiumdampfzelle betrieben, auf deren Prinzip nun eingegangen wird.

Zur Beschreibung des Dopplereffektes für die folgenden Abschnitte werden nur zwei Objekte betrachtet. Es handelt sich dabei um die ebene Welle mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit $c = \lambda_0 \cdot f_0$ und um den Detektor mit der Geschwindigkeit \vec{v} . Bewegt der Detektor sich der Welle entgegen so durchläuft der Detektor in gleicher Zeit mehr Wellenfronten, in anderen Worten scheint für ihn die Wellenlänge um den Faktor $\frac{v \cdot t}{c \cdot t}$ kürzer. Dadurch ergibt sich $\lambda = \lambda_0 \cdot (1 - \frac{v}{c})$ und mit $\lambda = \frac{c}{f}$ auch

$$f(v) = \frac{f_0}{1 \pm \frac{v}{c}} \quad (3.1)$$

wobei ein Pluszeichen zu wählen ist, wenn Detektor und ebene Welle sich in die selbe Richtung bewegen. Bewegungsanteile in andere Richtungen können in dieser Arbeit ignoriert werden.

3.1 Prinzip der Sättigungsspektroskopie

Ein wichtiger Mechanismus um optische Übergänge genauer zu messen ist die sogenannte Sättigungsspektroskopie. Mit dieser Methode kann die Begrenzung der messbaren Frequenzauflösung durch die Dopplerverbreiterung umgangen werden. Die endliche Temperatur in einer Dampfzelle ruft thermische Bewegungen der Dampfatome hervor. Durch den Dopplereffekt verschiebt sich dadurch die Übergangsfrequenz $f_{\vec{v}}$ der Dampfatome um einen statistisch verteilten Wert, sodass

eine gegebene schmalbandige Strahlungsquelle wie etwa ein Laser nicht alle Übergänge der Dampfatome simultan in Resonanz anregen kann. Stets können nur Dampfatome resonant angeregt werden, die eine gemeinsame Driftgeschwindigkeit v_z entlang der optischen Achse des Laserstrahls besitzen. Durch ein Abtasten der Probelerfrequenz f_{Pr} um die Übergangsfrequenz herum, kann beim Betrachten des Transmissionssignals wie in Abbildung 3.1 so eine dopplerverbreitete Übergangslinie gemessen werden.

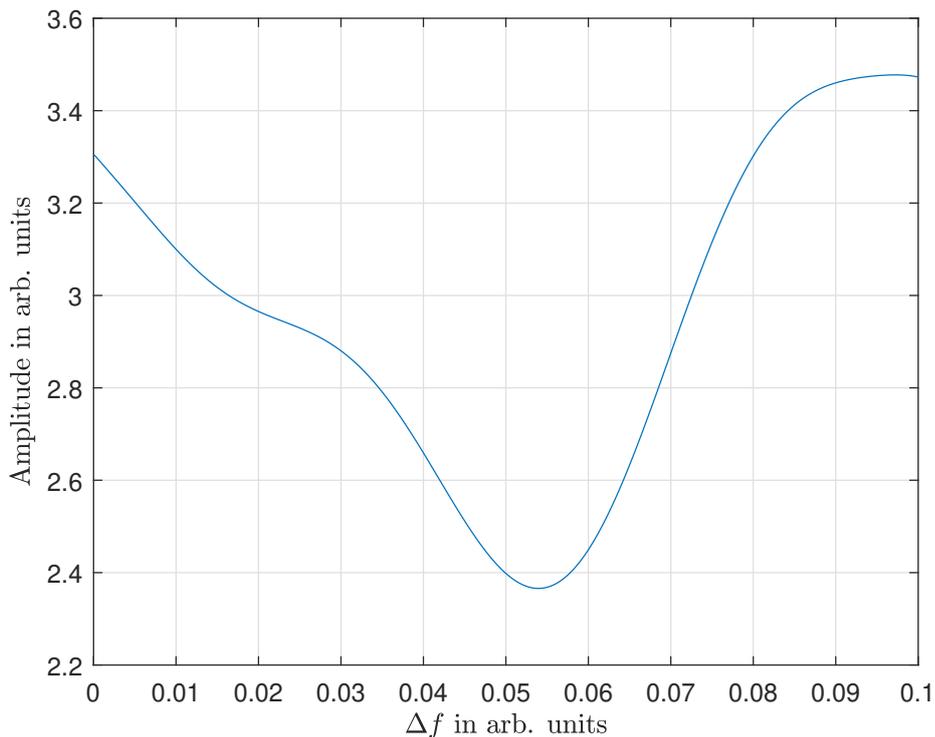


Abbildung 3.1: Das ist eine Beispielabbildung eines Rubidiumtransmissionsspektrums der Isotope ^{85}Rb und ^{87}Rb bei ungefähr 421.67 nm. Die zwei Bereiche mit positiver Krümmung sind hervorgerufen von zwei dopplerverbreiterten Übergangslinien der Übergänge $^{87}\text{Rb } 5S_{1/2} F = 2 \rightarrow 6P_{1/2}$ und $^{85}\text{Rb } 5S_{1/2} F = 3 \rightarrow 6P_{1/2}$.

Werden durch einen zweiten näherungsweise antikollinearen Pumplaserstrahl mit $f_{Pu} = f_{Pr}$ ebenfalls Übergänge angeregt, wird von Sättigungsspektroskopie gesprochen. An den zweiten Laserstrahl wird die Leistungsanforderung gestellt nahezu sämtliche atomaren Übergänge in der Dampfzelle anregen zu können. Der Laser sättigt damit die Atome mit passender Geschwindigkeit v_z . Stimmt die Laserfre-

quenz $f_{\text{Pu}} = f_{\text{Pr}}$ innerhalb der Dopplerverbreiterung nicht mit der Übergangsfrequenz $f_{\ddot{U}}$ überein, regen die beiden antiparallelen Strahlen Dampfatome an, die sich in der Geschwindigkeit $v_z = \pm\nu_0$ unterscheiden [13]. Der Probelaserstrahl wird näherungsweise nun kaum von dem Pumpstrahl beeinflusst, da stets genug Dampfatome mit $v_z = \nu_0$ vorhanden sind, um das bekannte dopplerverbreiterte Transmissionsspektrum 3.1 der Übergangslinie hervorzurufen. Wenn jedoch die gemeinsame Laserfrequenz $f_{\text{Pu}} = f_{\text{Pr}}$ die Übergangsfrequenz $f_{\ddot{U}}$ trifft, regen beide Laserstrahlen Übergänge von Atomen mit $v_z = \pm 0$ an. Es werden durch gleichzeitiger Einstrahlung ein Großteil der Übergänge vom Pumpstrahl angeregt, sodass der Probestrahl kaum absorbiert wird. Es ergibt sich im Gegensatz zur einfachen Spektroskopie in Transmission bei der hier skizzierten Sättigungsspektroskopie für $f_{\ddot{U}}$ eine höhere Transmission des Probestrahls. Vergleiche dazu Abbildung 3.2.

In der Absorption ergibt sich somit ein schmales lokales Minimum, der sogenannte Lamb-Dip. Dieses Signal ist symmetrisch und dessen Breite hängt nicht von dem Dopplereffekt und dadurch nicht von der Temperatur ab.

Typisch unter anderem für die Rubidiumübergänge $^{87}\text{Rb } 5S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2} \quad F = 2 \rightarrow F' = 1, 2$ und $^{85}\text{Rb } 5S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2} \quad F = 3 \rightarrow F' = 2, 3$ ist das Überlappen der dopplerverbreiterten Übergangslinien. Sodass auch die Lamb-Dips der Übergänge innerhalb einer dopplerverbreiterten Übergangslinie liegen. Zu je zwei Lamb-Dips die diese Bedingung erfüllen gibt es ein sogenanntes Cross-Over-Signal auf dessen Herkunft jetzt eingegangen wird.

Bedingung dafür, dass der Probestrahl relativ schwach absorbiert wird ist, dass der Pumpstrahl die selben Dampfatome anregt die auch der Probestrahl anregt. Ob die beiden Laserstrahlen in den selben Zustand anregen ist, anders als der gemeinsame Grundzustand, nicht relevant [13]. Zum Beispiel werden abhängig vom Vorzeichen von v_z die Rubidiumatome ^{87}Rb vom Pumpstrahl aus dem Grundzustand in $6P_{1/2} F = 1$ angeregt und vom Probestrahl in den Zustand $6P_{1/2} F = 2$ angeregt. Zu je zwei Übergängen $\ddot{U}1$ und $\ddot{U}2$ mit den Übergangsfrequenzen $f_{\ddot{U}1}, f_{\ddot{U}2}$ gibt es die Frequenz $f_{\text{Cr}} = \frac{1}{2} \cdot (f_{\ddot{U}1} + f_{\ddot{U}2})$, die wie nun gezeigt wird zum sogenannten Cross-Oversignal gehört [13]. Für $5S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2}$ Rubidiumübergänge unterscheiden sich die angeregten Zustände die zu einem Cross-Oversignal zugeordnet werden lediglich in der Gesamtdrehimpulsquantenzahl F'_i . Für die Notation eines Cross-Oversignals wird F'_i/F'_j geschrieben. Es gibt Dampfatome die sich mit einer Geschwindigkeit $v_z = \nu_0$ entgegen des Pumpstrahles bewegen. Wobei ν_0 die Geschwindigkeit sein soll die zu einer Dopplerverschiebung von $\Delta f = |\frac{1}{2} \cdot (f_{\ddot{U}1} + f_{\ddot{U}2})|$ führt. Durch die Versuchsanordnung bewegen die Atome mit $v_z = \nu_0$ sich allerdings entlang des Probelaserstrahl und erhalten die negative Dopplerverschiebung $-\Delta f$. Ist die Laserfrequenz f_{Cr} dann können sowohl Pump als auch Probelaserstrahl

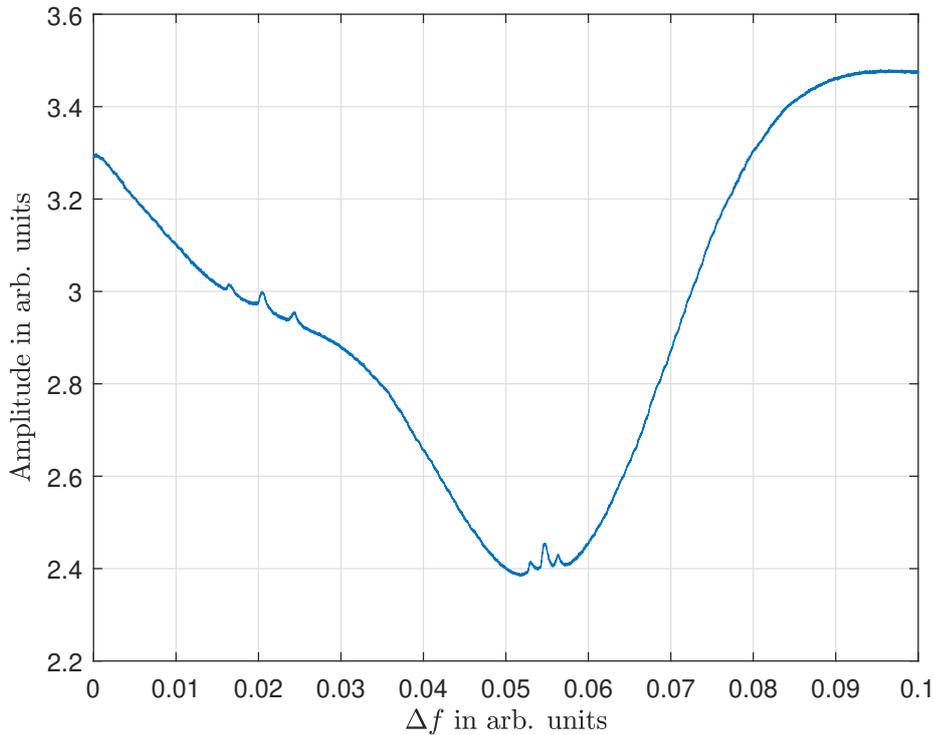


Abbildung 3.2: Das ist eine Beispielabbildung eines Rubidiumtransmissionsspektrums der Isotope ^{85}Rb und ^{87}Rb bei ungefähr 421.67 nm. Es sind jeweils drei Lamb-dips zu sehen, von denen jeweils die äußerem zu Atomaren Übergängen gehören. Der jeweils innere Lamb-dip ist ein sogenanntes Cross-Over-Signal. Für die Zuordnung der Übergänge zu den Atomaren Zuständen von Rubidiumatomen wird auf Abbildung 3.4 verwiesen

Atome anregen. Dadurch, dass der Pumplaserstrahl mit seiner hohen Leistung die Atome sättigt und damit wenig Atome im Grundzustand hinterlässt, wird es relativ wenig Absorption des Pumplaserstrahles geben. Das Cross-Oversignal erzielt deshalb genauso ein lokales Transmissionmaximum obwohl $v_z = 0$ nicht gilt. Es gibt innerhalb eines dopplerverbreiterten Übergangs deshalb immer

$$n = k + \binom{k}{2} \in \{1, 3, 6, 9, 15, \dots\} \quad (3.2)$$

dopplerfreie Transmissionmaxima, wobei k die Anzahl an Übergängen ist.

3.2 Experimenteller Aufbau

Für den Betrieb der Laserstabilisierung im weiteren Verlauf des pFWM-Experiments muss zu Beginn ermittelt werden, ob die aktuelle Wellenlänge der gewünschten Wellenlänge entspricht, sodass eine Laserstabilisierung die gewünschte Wellenlängen erzielt. Um eine gewünschte Wellenlänge am Beginn feststellen zu können wird die Spektroskopie einer Rubidiumdampfzelle aufgebaut. Es werden die Rubidium Hyperfeinübergänge aus der Tabelle 3.1 durch eine Sättigungsspektroskopie doppelfrei nachgemessen. Für diese Art der Spektroskopie werden zwei Laserstrahlen beinahe antikollinear durch die Dampfzelle gestrahlt, wie das in der Abbildung 2.5 zu sehen ist.

Tabelle 3.1: Auflistung der relevanten $5S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2}$ Rubidium Übergänge. In der Auflistung wird mit F die Gesamtdrehimpulsquantenzahl des Grundzustandes ausgedrückt und mit F' die der angeregten Zustandes. [14]

| Isotop | Gesamtdrehimpulsquantenzahl ($F \rightarrow F'$) | $f_{\text{Ü}}$ in THz |
|------------------|--|-----------------------|
| ^{87}Rb | (2 \rightarrow 1) | 710.95797262(2000) |
| | (2 \rightarrow 2/3) | 710.95810595(2000) |
| | (2 \rightarrow 2) | 710.95823781(2000) |
| ^{85}Rb | (3 \rightarrow 2) | 710.95924172(2000) |
| | (3 \rightarrow $F2/3$) | 710.95930044(2000) |
| | (3 \rightarrow 3) | 710.95935903(2000) |
| ^{85}Rb | (2 \rightarrow 2) | 710.96227744(2000) |
| | (2 \rightarrow 2/3) | 710.96233612(2000) |
| | (2 \rightarrow 3) | 710.96239475(2000) |
| ^{87}Rb | (1 \rightarrow 1) | 710.96480730(2000) |
| | (1 \rightarrow 1/2) | 710.96493983(2000) |
| | (1 \rightarrow 2) | 710.96507249(2000) |

Dadurch, dass der Laser beim Variieren der Frequenz über GHz zwischen den Hyperfeinübergängen variable Laserleistungen $P_L(f)$ aufweist wird durch die Photodiode PD₃ ein Referenzsignal der Laserleistung $P_{\text{ref}}(f)$ erzeugt. Damit kann das gemessene Transmissionsignal der Dampfzelle aus der fluktuierenden Laserleistung durch $\frac{P_L(f)}{P_{\text{ref}}(f)} = T(f)$ herausgerechnet werden. Außerdem ist durch die Linsen L_2 und L_3 ein Teleskop realisiert, das es vereinfachen soll die antikollinearen Strahlen in der Dampfzelle durch Vergrößern des Strahldurchmessers zu überlagern. Mit einem Beamprofiler wird der unvergrößerte Strahlradius zu $W_{\frac{1}{e^2}} = 1.22 \text{ mm}$ bestimmt sodass er durch die Linsen der Brennweite $f_{L2} = 50 \text{ mm}$ und $f_{L3} = 100 \text{ mm}$

rechnerisch auf

$$W'_{\frac{1}{e^2}} = \frac{f_{L3}}{f_{L2}} \cdot W_{\frac{1}{e^2}} = \frac{100 \text{ mm}}{50 \text{ mm}} \cdot 1.22 \text{ mm} = 2.44 \text{ mm} \quad (3.3)$$

vergrößert wird. Mit den $\frac{\lambda}{2}$ -Waveplates vor den polarisierenden Strahlteilern PBS₂ bis PBS₄ kann die Leistung der Laserstrahlen des Probe sowie des Pumpstrahls eingestellt werden. Für die spätere Anwendung im pFWM-Experiment ist es wünschenswert, wenn möglichst wenig Laserleistung für die Spektroskopie und den Laserlockmechanismus verwendet werden muss. Denn bei gut eingestellter Kopplung des Lasers in die Faser die auf den optischen Tisch führt (siehe ??) können mit $P_L \approx 21 \text{ mW}$ gearbeitet werden. Wovon bisher typischerweise $\approx 8 \text{ mW}$ für die Spektroskopie verwendet werden. Wobei der Pumpstrahl typischerweise ≈ 10 fach stärker eingestellt ist als Probestrahl. Es hat sich beim Arbeiten mit dem Laser herausgestellt, dass die Kopplung des Lasersystems in die Faser regelmäßig überprüft und optimiert werden muss.

3.3 Kalibrierung des Transferresonators

Werden die Resonatorlinien durch einen stabilisierten Masterlaser und das Piezoelement gegenüber der absoluten Frequenz des Spektrums fixiert, kann eine Laserstabilisierung stellvertretend für die ausgewählten Lamb-dips mit den Frequenzen in Tabelle 3.1 an den Resonatorflanken umgesetzt werden. Um nun die Güte dieser Zuordnung zu bewerten soll aus der Aufnahme 3.4 der freie Spektralbereich berechnet werden.

Um den Fehlerbereich von f_{FSR} zu verkleinern, wurde versucht die Flanken der Lamb-Dips gut aufgelöst darzustellen, so wie das auch bei den Resonatorlinien in Kapitel 2 versucht wurde. Eine weitere Möglichkeit die Frequenz des Lasers auf die die Frequenzen der Übergänge zu stabilisieren ist das Locken auf einen Lamb-Dip. Dafür ist eine gute Auflösung der Resonatorlinien essentiell. Um diese Ziele zu erreichen wurde die Temperatur an mehreren Stellen an der Dampfzelle überwacht, der Strahldurchmesser der Pump und Probestrahlen verkleinert, die Überlappung der Strahlen in der Dampfzelle optimiert und die Laserleistungen variiert.

Dabei wurde festgestellt, dass bei der gleichmäßigen Temperaturverteilung darauf zu achten ist, dass der Rubidiumdampf nicht in einem kälteren Bereich der Dampfzelle kondensieren kann, da dieser Bereich und seine Temperatur den Dampfdruck und dadurch die Absorption der Dampfzelle mitbestimmt.

Der Variation des Verhältnisses der Pumplaserleistung zur Probelerleistung konnten keine Einflüsse auf die Stärke der Lamb-Dips nachgewiesen werden. Es wird auch deshalb auf konkrete Laserleistungsangaben verzichtet, weil die Dampfzelle aus Glas starke Reflexionen hervorruft. Dadurch, dass die Rubidiumzelle in einem leichten Winkel zu optischen Achse aufgestellt wurde, konnte verhindert werden, dass diese Reflexionen die Aufnahme der Photodioden beeinflusst.

Die Vergrößerung des Laserstrahls mit dem Teleskop hat sich als unvorteilhaft herausgestellt. Eine Grund dafür wird der schlechteren Überlappung zugeschrieben. Generell ist es wünschenswert die Länge des Freistrahls des optischen Aufbaus kurz zu halten, da sich kleine Verformungen oder Erschütterungen von optischen Elementen wie Spiegeln bei langen Freistrahlen in großen Schwankungen oder Rauschen auswirken kann. Außerdem stellt ein platzsparender Aufbau an sich einen Vorteil dar. Aus diesem Grund wurde der Pump und der Probestrahl auf einer Länge von ungefähr $L_{\ddot{U}} = 20 \text{ cm}$ überlappt. Sowohl am Ende als auch am Anfang der Länge sind die Strahlenachsen eine Strahldurchmesser voneinander getrennt. Dadurch ergibt sich bei einem Strahldurchmesser von $W_{\frac{1}{e^2}} = 2.44 \text{ mm}$ mit dem Tangens ein Winkel der Überlappung von

$$\beta = \arctan\left(\frac{4W_{\frac{1}{e^2}}}{L_{\ddot{U}}}\right) = \arctan\left(\frac{4 \cdot 1.22 \text{ mm}}{20 \text{ cm}}\right) = 5.6^\circ. \quad (3.4)$$

hingegen ergibt sich für $W_{\frac{1}{e^2}} = 1.22 \text{ mm}$ ein Winkel von 2.8° . Für kurze Längen ist die Überlappung von Strahlen großer Durchmesser deshalb schlechter zu erreichen. Um eine Sättigungsspektroskopie in der Weise, wie sie in Abbildung ?? umgesetzt ist, zu realisieren, muss auf eine lange Strecke beim Überlappen geachtet werden. Um dieses Problem zu umgehen kann auf einen Aufbau, wie in Abbildung 3.3 dargestellt, ausgewichen werden.

Durch die Polarisation der Strahlen ist es möglich mit PBS_5 nur den Probestrahl auf die Photodiode PD_2 zu lenken, obwohl die Strahlen in der Dampfzelle auf einer optischen Achse liegen. In diesem Aufbau ist darauf zu achten, dass keine Rückreflexionen andere Baugruppen stören. Dies gelingt durch eine Irisblende vor dem PBS_4 und einer leicht unperfekten Überlappung des Probe und Pumpstrahles. Es wurde für das Setup aus Setup Abbildung 3.3 ein Transmissionspektrum aufgenommen, das in Abbildung 3.4 zu sehen ist.

In der Abbildung 3.4 ist in orange das Transmissionsignal der Rubidiumdampfzelle zu sehen. Es sind analog zu Abbildung 3.2 die Lamb-Dips sichtbar und damit ist eine Einordnung der Laserfrequenz durch die Literaturwerte der Rubidiumüber-

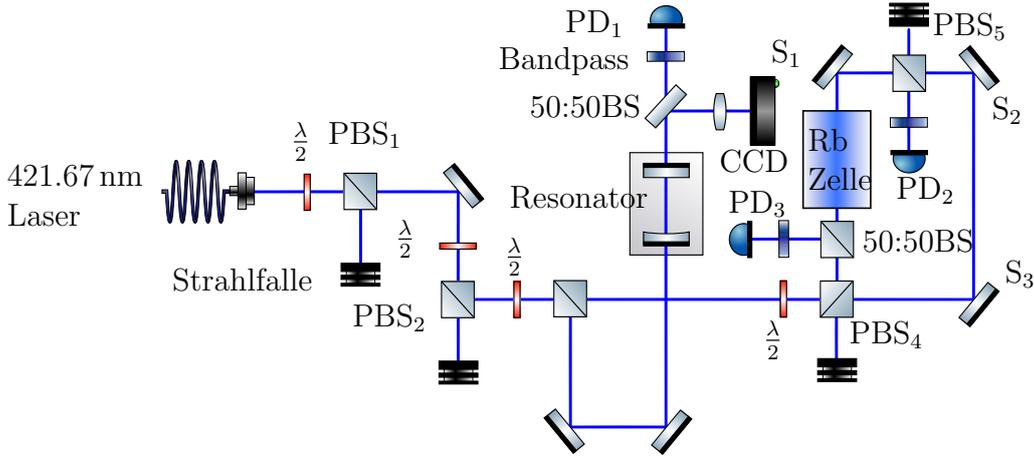


Abbildung 3.3: Es ist der optische Aufbau schematisch dargestellt. Es ergeben sich bei diesem Aufbau einige Veränderungen zum Aufbau 2.5. Es wird darauf hingewiesen, dass hier durch den gekrümmten Resonatorspiegel die Moden des Resonators getrieben werden. Des weiteren wird auf den Aufbau zur Sättigungsspektroskopie hingewiesen, der ohne das Kreuzen von Laserstrahlen auskommt.

gänge in Tabelle 3.1 möglich. Synchronisiert sind die Resonatorlinien zu sehen. Zunächst kann nicht davon ausgegangen werden, dass die Laserfrequenz linear mit der Zeit durchgestimmt wurde. Deshalb wurde für die Abbildung 3.4 die zeitliche x-Achse nichtlinear in die Frequenz umgerechnet. Das ist für Zeitskalen größer als der Freie Spektralebereich dadurch möglich, da die Resonatorlinien der Grundmode äquidistant anzunehmen sind. Um die Linearisierung zu erreichen wird ein Polynom vierten Grades $P_4(t)$ gesucht, das die Positionen der Grundmoden in der Oszilloskopaufnahme t_i in die natürlichen Zahlen i umrechnet. In der neuen X-Achsenkala wurden die Stellen der Lamb-Dips $^{85}\text{Rb } 5S_{1/2} F = 3 \rightarrow 6P_{1/2} F' = 2$ und $^{87}\text{Rb } 5S_{1/2} F' = 1 \rightarrow 6P_{1/2} F' = 2$ ermittelt und ihre Differenz bestimmt. Da dieser Differenz durch Tabelle 3.1 einem Frequenzunterschied

$$\Delta f = 710.965\,072\,49(2000) \text{ THz} - 710.959\,241\,72(2000) \text{ THz} = 5.830\,77(4000) \text{ GHz}$$

zugewiesen werden kann, kann ein Faktor a gewonnen werden, sodass die Funktion $f(t) = a \cdot P_4(t)$ die Zeitachse der Oszilloskopaufnahme in die Frequenzachse der Abbildung 3.4 umrechnet. Außerdem kann an dem Faktor a direkt der freie Spektralbereich

$$a = f_{\text{FSR}} = 0.9634(82) \text{ GHz} \quad (3.5)$$

abgelesen werden, der im Abschnitt 3.4 weiter eingeordnet wird.

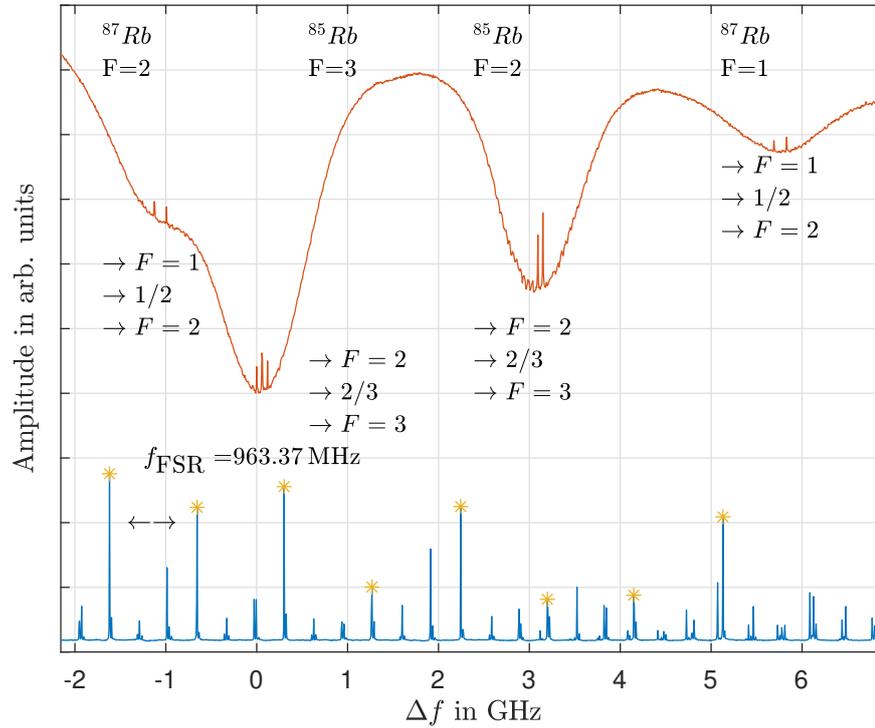


Abbildung 3.4: In der Abbildung ist eine synchrone Aufnahme der Transmission einer dopplerfreien Sättigungsspektroskopie und eines optischen Resonators zu sehen. Es ist eingezeichnet welche Übergangslinien von Rubidiumatomen ^{87}Rb und ^{85}Rb $5S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2}$ zu sehen sind. Außerdem sind die Resonatorlinien der Grundmoden verschiedener longitudinaler Ordnung gelb markiert.

3.4 Diskussion

Um einen optischen Resonator zu bauen, der dazu dienen kann eine Laser zu stabilisieren, wurden unter anderem auf drei verschiedenen Wegen der freie Spektralbereich des optischen Resonators bestimmt. Zunächst ist durch eine schnelle Messung der Resonatorlänge mit entsprechender Messungsgenauigkeit der freie Spektralbereich zu

$$f_{\text{FSR}} = \frac{c}{2L} = \frac{299\,792.46 \text{ km s}^{-1}}{2 \cdot 16.00 \text{ cm}} = 0.9369(293) \text{ GHz} \quad (3.6)$$

bestimmt worden. Dadurch, dass mit zusätzlichen optischen Isolatoren Rückreflexionen in den Laser eine kleinere Rolle einnehmen werden, wurde der optische

Resonator nahe an der Mode-Matchingbedingung betrieben, sodass die Messungen aus Kapitel 2 und Kapitel 3 unter anderem von fluktuierenden Resonatortransmissionen beeinträchtigt wurden. So zum Beispiel ist in Abbildung 3.4 bei der relativen Frequenz $\Delta f = 6.1$ GHz eine weitere Grundmode zu vermuten. Es ist mindestens an der Stelle eine eindeutige Zuordnung nicht möglich ohne weitere Analysen anzustellen. Eine angemessene Berücksichtigung der Rückreflexionen wird die Qualität der Aufnahmen steigern, sodass weitere Analysen an dieser Stelle nicht zweckdienlich sind. Mit der Annahme die Resonatorlinien richtig zugeordnet zu haben, lässt wurde durch die Frequenzverschiebung höherer Ordnung

$$f_{\text{FSR}} = \frac{c}{2L} = \frac{299\,792.46 \text{ km s}^{-1}}{2 \cdot 15.27 \text{ cm}} = 0.9815(82) \text{ GHz} \quad (3.7)$$

berechnet. Durch den Resonator mit einer gemessenen Finesse von $\mathcal{F} = 599.22$ ergeben sich die FWHM-Breiten der Resonatorlinien. Auf Grundlage dieser Breiten konnte mit einer Größtfehlerabschätzung der freie Spektralbereich auf zwei signifikante Stellen präzisiert werden. Eine noch genauere Messung wäre denkbar wenn die Finesse erhöht wird oder die Beurteilung des Fehlerbereiches an einer Referenz optimiert wird. Mit einer synchronen Aufnahme der Transmission des optischen Resonators und der Rubidiumdampfzelle bei einer dopplerfreien Sättigungsspektroskopie konnte aus Literaturwerten [14] der freie Spektralbereich zu

$$f_{\text{FSR}} = 0.9634(82) \text{ GHz} \quad (3.8)$$

bestimmt werden.

4 Einzelphotonen

Zur theoretischen Beschreibung von einzelnen Photonen durch die sogenannte Photonstatistik werden in diesem Kapitel an grundlegende Wahrscheinlichkeitsverteilungen erinnert.

4.1 Mathematischer Hintergrund

4.1.1 Binomialverteilung

Die Binomialverteilung

$$B_{n,p}(k) = \binom{n}{k} p^k (1-p)^{n-k} = \frac{n!}{k!(n-k)!} p^k (1-p)^{n-k} \quad (4.1)$$

gibt Auskunft über die Wahrscheinlichkeit bei einem n mal wiederholten Prozess k mal ein Ereignis mit der Ereigniswahrscheinlichkeit p zu erzielen. Der Erwartungswert λ der Variable k berechnet sich dann zu $\lambda = n \cdot p$. Für die Verwendung in der Photonstatistik kann n als Anzahl der zunächst diskreten Zeitintervalle während des Experiments gesehen werden. k kann dann als Anzahl der Zeitintervalle während des Experiments gesehen werden, in denen ein Ereignis A stattfindet, wobei $p(A) = \text{const}$ und deshalb nicht abhängig von t . Ein passendes Ereignis A ist dann z.B. das Auftreten eines Photons in einem schwachen Laserstrahl, dessen Leistung konstant ist. Einen Laserstrahl mit diskreten Zeitintervallen zu beschreiben, in denen als Ereignis nur maximal ein Photon möglich ist, entspricht nicht der Realität. Die Binomialverteilung bildet deshalb nicht die physikalischen Tatsachen ab, aus diesem Grund wird für die Photonstatistik zur Poissonverteilung übergegangen.

4.1.2 Poissonverteilung

Die Poissonverteilung beschreibt analog zur Binomialverteilung ein wiederholten Prozess dessen Ereignis zwei mit Wahrscheinlichkeiten p und $1-p$ charakterisierte

Ereignisse A und $\neg A$ (nicht A) besitzt. Jedoch ist im Gegensatz zur Binomialverteilung die Anzahl der Wiederholungen n nicht endlich. Durch den Grenzwertprozess $\lim_{n \rightarrow \infty}$ mit $\lambda = p \cdot n = \text{const}$ wird erzielt, dass die Wiederholungen kontinuierlich werden, während die Wahrscheinlichkeit $p \rightarrow 0$ läuft. Es wird beim Übergang von Binomialverteilung zu Poissonverteilung

$$\begin{aligned}
 \text{Pois}_\lambda(k) &= \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{n!}{k!(n-k)!} \left(\frac{\lambda}{n}\right)^k \left(1 - \frac{\lambda}{n}\right)^{n-k} \\
 &= \frac{\lambda^k}{k!} \lim_{n \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{n}\right)^k \frac{n!}{(n-k)!} \left(1 - \frac{\lambda}{n}\right)^n \left(1 - \frac{\lambda}{n}\right)^{-k} \\
 &= \frac{\lambda^k}{k!} \lim_{n \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{n}\right)^k \left(\prod_{i=0}^k (n-i)\right) \left(1 - \frac{\lambda}{n}\right)^n \left(1 - \frac{\lambda}{n}\right)^{-k} \\
 &= \frac{\lambda^k}{k!} \lim_{n \rightarrow \infty} \left(\prod_{i=0}^k \frac{(n-i)}{n}\right) \left(1 - \frac{\lambda}{n}\right)^n \left(1 - \frac{\lambda}{n}\right)^{-k} \\
 &= \frac{\lambda^k}{k!} \cdot e^{-\lambda}
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

der Erwartungswert $\mathbb{E}(k) = \lambda$ erhalten.

Die Poissonverteilung handelt nun nicht mehr von diskreten Zeitintervallen, sodass die Beschreibung von "gleichzeitigen" Photonen in Abschnitt 4.1.1 aus rein theoretischer Perspektive kein Problem mehr darstellt.

Der Übergang von der Binomialverteilung zur Poissonverteilung bewirkt, dass die Wahrscheinlichkeit für ein Ereignis A bei Poissonprozessen zu jedem Zeitpunkt gleich groß ist, so wie die Wahrscheinlichkeit p bei der Binomialverteilung konstant war. Ergänzend zur Poissonverteilung $\text{Pois}_\lambda(k)$ kann deshalb die normierte Wahrscheinlichkeitsdichte Gleich $_T(t) = \frac{\lambda}{T}$ mit $t \in [0, T]$ angegeben werden, die ihre Bezeichnung Gleich $_T(t)$ wegen dem Namen Gleichverteilung besitzt.

4.1.3 Exponentialverteilung

Wie bei der Herleitung in Abschnitt 4.1.2 wird für die Motivation der Exponentialverteilung wieder ein Grenzübergang verwendet. Diesmal wird die Zeit t zunächst als diskret betrachtet, um dann $\Delta t \rightarrow 0$ auszuführen. Die Exponentialverteilung kann die Wartezeiten zwischen zwei Photonen beschreiben. Für die Bestimmung der Wahrscheinlichkeitsdichte einer bestimmten Wartezeit t wird zunächst eine Verkettung von diskreten Einzelereignissen betrachtet. Verkettungen von unabhängigen Einzelwahrscheinlichkeiten werden durch multiplizieren zusammengerechnet. Die Einzelwahrscheinlichkeiten ergeben sich aus Gleich $_T(t)$ zu $1 - \frac{\lambda}{T} \cdot \Delta t$ und

$\frac{\lambda}{T} \cdot \Delta t$. Der letzte Term berücksichtigt das Auftreten des Photons sprich Ereignis A . Im Laufe der folgenden Rechnung werden Aneinanderreihung von Faktoren diskreter Zeitschritte umgeformt. Der erste Schritt dabei ist die Gleichung $1 - \frac{\lambda}{T} \cdot \Delta t = e^{\ln(1 - \frac{\lambda}{T} \cdot \Delta t)}$ zu verwenden. Als Folgen können die Faktoren zusammengefasst werden, um dann Exponenten zu vereinfachen. Ausgeschrieben ergibt sich

$$\left(1 - \frac{\lambda}{T} \cdot \Delta t\right) \cdot \left(1 - \frac{\lambda}{T} \cdot \Delta t\right) \cdot \dots \cdot \left(1 - \frac{\lambda}{T} \cdot \Delta t\right) \cdot \left(\frac{\lambda}{T} \cdot \Delta t\right) \quad (4.3)$$

$$= e^{\ln(1 - \frac{\lambda}{T} \cdot \Delta t)} \cdot e^{\ln(1 - \frac{\lambda}{T} \cdot \Delta t)} \cdot \dots \cdot e^{\ln(1 - \frac{\lambda}{T} \cdot \Delta t)} \cdot \left(\frac{\lambda}{T} \cdot \Delta t\right) \quad (4.4)$$

$$= \frac{\lambda}{T} \cdot \Delta t \cdot \exp\left(\sum \ln\left(1 - \frac{\lambda}{T} \cdot \Delta t\right)\right) \quad (4.5)$$

$$= \frac{\lambda}{T} \cdot \exp\left(\sum -\frac{\lambda}{T} \cdot \Delta t\right) \cdot \Delta t \quad (4.6)$$

$$= \frac{\lambda}{T} \cdot e^{(-\frac{\lambda}{T} \cdot t)} \cdot \Delta t. \quad (4.7)$$

$$(4.8)$$

Der letzte Term in der ersten Zeile rührt daher, dass eine Wartezeit beendet werden muss um ihre Länge angeben zu können, sodass hier die Einzelwahrscheinlichkeit für ein positives Ergebnis A eingefügt ist. Der Grenzübergang $\Delta t \rightarrow 0$ sorgt bei $\ln(1 - \frac{\lambda}{T} \cdot \Delta t)$ dafür dass der Logarithmus $\ln(1 + x)$ durch den niedrigsten Term seiner Taylorreihe um Null also durch $x = -\frac{\lambda}{T} \cdot \Delta t$ angenähert werden kann.

Ähnlich wie aus der kontinuierlichen Wahrscheinlichkeitsverteilung $\text{Gleich}_T(t) = \frac{\lambda}{T}$ die diskreten Einzelwahrscheinlichkeiten wie $1 - \frac{\lambda}{T} \cdot \Delta t$ abgeleitet werden, so kann aus der Rechnung nun umgekehrt die kontinuierliche Exponentialverteilung für positive Zeiten $t > 0$

$$\text{Exp}_\alpha(t) = \frac{\lambda}{T} \cdot e^{(-\frac{\lambda}{T} \cdot t)} = \alpha \cdot e^{-\alpha \cdot t} \quad (4.9)$$

angegeben werden.

4.2 Einzelphotonenzähler

Für die Anwendung in der Quantenoptik werden aus der Auswahl der Einzelphotonenzähler vier verschiedene Bauweisen vorgestellt. Einzelphotonenzähler lassen

sich aus Sicht der Nutzung als Messinstrument durch fünf Kennzahlen charakterisieren [15].

1. Die Quanteneffizienz p die angibt welchen Prozentsatz der zu messenden Photonen in Abhängigkeit von der Wellenlänge gemessen werden.
2. Die Zeitauflösung oder Jitter der die Größe des Fehlerbalkens einer Photonenmessung in der Zeit angibt.
3. Die Darkcount rate gibt an wie vielen Zählungen pro Sekunde kein Photon zu Grunde liegt.
4. das Afterpulsing (Nachpuls Wahrscheinlichkeit) ist eine Korrelationsmessgröße die angibt ob Darkcounts auf Zählungen folgen.
5. Totzeit die angibt wie lange der Sensor nach einer Messung unsensitiv ist.

Für die Messung von einzelnen Photonen bieten sich Photovervielfacher (Photomultiplier tube ,PMT) an. Ein ankommendes Photon wird durch den Photoeffekt zu einem Elektron umgewandelt, welches durch eine Kaskade von Sekundärelektronenvervielfachern eine Elektronenwelle auslöst und so ein messbares elektrisches Signal erzeugt. Die Messung von Photonen durch Halbleiter kann mit einer APD (Avalanche Photodiode) erreicht werden. Der Aufbau einer Diode verbietet zunächst den Transport von Ladung in Sperrrichtung, da sich die Elektronen im Valenzband aufhalten. Werden Elektronen durch Mechanismen wie ankommende Photonen in das Leitungsband angehoben können diese durch ein elektrisches Feld in Sperrrichtung fließen und währenddessen mit Energie aus dem elektrischen Feld weitere Elektronen lawinenartig auslösen, um zu einem messbaren elektrischen Signal zu gelangen. Eine so betriebene APD muss nach jeder Messung zurückgesetzt werden in dem das elektrische Feld mit der angelegten Vorspannung abgesenkt wird (quenching [15]).

Es können Supraleiter zur Messung von Photonen eingesetzt werden, indem die Supraleiter in einen Zustand versetzt werden, der es einem ankommenden Photon ermöglicht die Supraleitung auszusetzen. Damit erzeugt ein Photon einen messbaren elektrischen Widerstand. In einem TES (Superconducting Transition Edge Sensor) wird der Supraleiter nahe an der Grenztemperatur betrieben sodass ein Photon durch erzeugte Wärme die Supraleitung entscheidend beeinflusst. In einem NSSPD (Nanowire Superconducting Single-Photon Detector) wird der Supraleiter nahe an seinem Grenzstrom betrieben. Durch ein ankommendes Photon wird die Supraleitung gestört, sodass ein messbar erhöhter elektrischer Widerstand hervorgerufen wird. Die Tabelle 4.1 zeigt beispielhafte Kennzahlen für verschiedene Einzelphotonenzähler.

Tabelle 4.1: Es sind beispielhafte Kennzahlen einiger Einzelphotonenzähler aufgelistet [15].

| Bauweise | p in % | Jitter in ps (FWHM) | Darkcount-rate in $\frac{1}{s}$ | Totzeit in ns | Afterpulsing in % |
|------------------------------|----------------|---------------------|---------------------------------|---------------|-------------------|
| Photomultiplier (PMT) GaAsP | 30% bei 420 nm | 250-350 | <400 | - | - |
| Silicium-APD (thin junction) | 50% bei 520 nm | <300 | <250 | 50-70 | <1% |
| TES /NSSPD | >90% | - | - | <1000 | - |

4.3 Versuchsdurchführung

Für das pFWM-Experiment ist eine möglichst genau Charakterisierung einer voraussichtlichen Einzelphotonenquelle bei 420 nm nötig. Um dies zu erreichen müssen mögliche Einzelphotonenzähler bei 420 nm Wellenlänge auf ihre 5 charakteristischen Kennzahlen hin untersucht werden. Um den laufenden Laborbetrieb nicht zu stören sind die Messungen bei der Wellenlänge 421.67 nm statt der später notwendigen 420 nm erfolgt. Die untersuchten Einzelphotonenzähler sind in Tabelle 4.2 aufgelistet

Tabelle 4.2: Es sind die untersuchten APD Einzelphotonenzähler aufgelistet. In der weiteren Auswertung werden die Geräte unter ihrer Seriennummer angeführt.

| Seriennummer | Produktbezeichnung | Hersteller |
|--------------|----------------------|------------------------|
| GZ225 | COUNT T250-FC [16] | Laser Components |
| GZ226 | COUNT T250-FC [17] | Laser Components |
| R2050 | COUNT-250C-FC [18] | Laser Components |
| R3704 | COUNT-250C-FC [19] | Laser Components |
| 16196 | SPCM-AQRH-14-FC [20] | Excelitas Technologies |
| 15327 | SPCM-AQR-14-FC[20] | Excelitas Technologies |

Um die Quanteneffizienz auszurechnen ist es wichtig die Laserleistung P_{Laser} zu bestimmen die am Photonendetektor ankommt, sodass diese Zahl mit den tatsächlich angekommenen Photonen verglichen werden kann. P_{Laser} kann allerdings nicht direkt nachgemessen werden, weil für die Einzelphotonenzähler der Laserstrahl weniger als ein Pikowatt an Leistung besitzen muss. P_{Laser} kann jedoch errechnet

werden, wenn bekannt ist, um welchen Faktor f_i die ND Filter mit der Nummer i den gegebenen Laserstrahl P_{Mess} abschwächen. Jedoch muss für die Bestimmung der Laserleistung die Berechnung

$$P_{\text{Laser}} = \left(\prod_i f_i \right) k P_{\text{Mess}} \quad (4.10)$$

ausgeführt werden in der k die Kopplungseffizienz einer Multimode-Faser darstellt. In Abbildung 4.1 ist schematisch eingezeichnet, dass der Laserstrahl vor der APD durch ND Filter strahlt, sodass die zulässige Laserleistung von Pikowatt oder die Photonenzahl von einigen Millionen Counts pro Sekunde nicht überschritten wird. Um darüber hinaus sicherzustellen, dass zulässige Laserleistung durch die Photonenzahl des Raumlichts $\alpha_{\text{Hintergrund}}$ nicht überschritten wird, wurde um die APD ein abdunkelnde Bax gebaut.

Für die Messung der Darkcount rate werden die TTL Ausgänge der verwendeten APDs an einen SZeit-Digital-Wandler [21] angeschlossen, der aus den Pulsen digitale Zeitstempel errechnet. Es wird mit der aufgezogenen Schutzkappe am Faseranschluss der APD die Photonenzahl und daraus die Darkcount rate gemessen. Eine ausreichend lange Messzeit wird an der nötigen Messgenauigkeit festgelegt. Die Messgenauigkeit nimmt für längere Messzeiten T zu. Das ist damit zu erklären, dass die zu erwartende Zahl an Photonen $\mathbb{E}(k) = \lambda = \text{Var}(k)$ wegen $\text{Pois}_\lambda(k)$ linear mit der Zeit zunimmt und die Standardabweichung der Photonenzahl durch $\sqrt{\text{Var}(k)} = \sqrt{\lambda}$ gegeben ist. Die Standardabweichung der Photonenzahl $\alpha_{\text{Dark}} = \frac{\lambda}{T}$ wird aus den Daten dann durch die Formel

$$\text{SD}(\alpha_{\text{Dark}}) = \frac{\sqrt{\lambda}}{T} \quad (4.11)$$

ermittelt. Damit ist die Standardabweichung $\text{SD}(\alpha)$ proportional zu $T^{-\frac{1}{2}}$. Speziell bei der Betrachtung der Quanteneffizienz ergeben sich neben dieser statistischen Unsicherheit auch Unsicherheiten beim Messen der Filterstärke oder auch bei der Bestimmung der Laserleistung. Zu lange Messzeiten ergeben Unsicherheiten in der nicht stabilisierten Laserleistung. Sinnvolle Messzeiten ergeben sich, wenn beide Unsicherheiten berücksichtigt werden. Die Messzeiten werden deshalb im Bereich einiger Minuten gewählt.

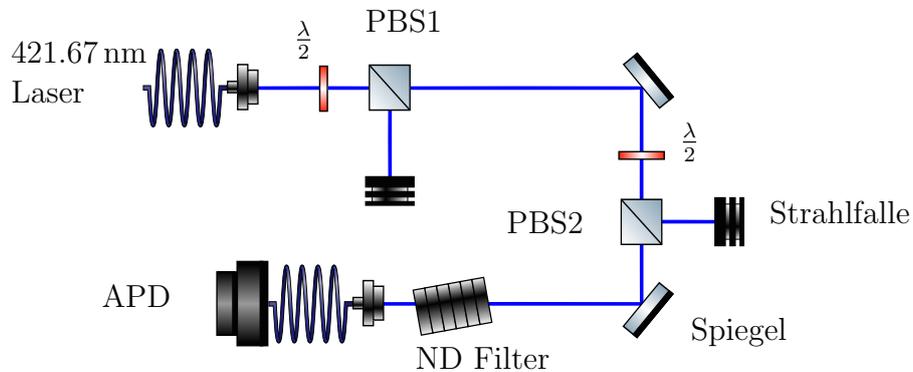


Abbildung 4.1: Es ist schematisch der optische Aufbau für die Charakterisierung verschiedener Einzelphotonenzähler APD dargestellt. Über das zweite $\frac{\lambda}{2}$ Waveplate lässt sich die Laserleistung an den Photonendetektoren innerhalb einer Größenordnung einstellen. Die ND Filter stehen geneigt zur optischen Achse um nicht durch Reflexionen verfälschte Lichtleistungen zum Einzelphotonenzähler zu lenken.

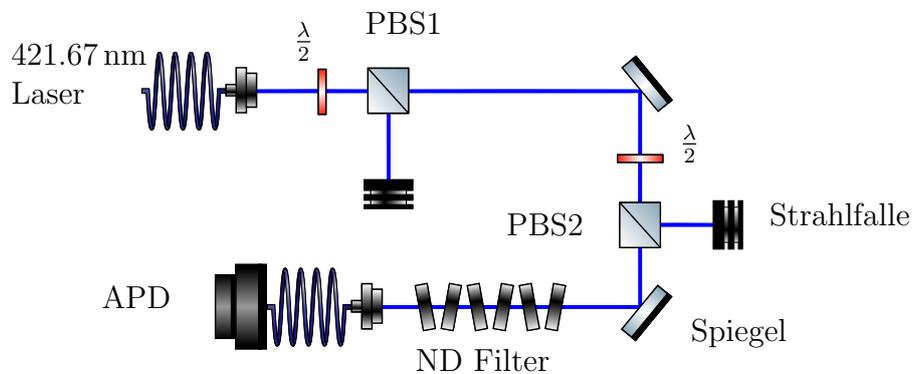


Abbildung 4.2: Es ist schematisch der optische Aufbau für die Charakterisierung verschiedener APDs dargestellt. Der Unterschied zu dem Aufbau aus 4.1 ist, dass die ND Filter verkippt zur optischen Achse stehen.

4.4 Auswertung

Im pFWM Experiment werden die Einzelphotonenzähler eingesetzt um nachzuweisen, ob im Experiment tatsächlich Einzelphotonen erzeugt werden. Da die Photonen gezielt hervorgerufen werden, werden auch die Einzelphotonenzähler zu bestimmten Zeitpunkten eingesetzt. Damit entfallen hohe Ansprüche an die Optimierung der Totzeit und an die Optimierung der Darkcount rate der Photondetektoren. Stattdessen ist eine hohe Quanteneffizienz wünschenswert und eine hohe zeitliche Auflösung notwendig um aus einer zeitlichen Korrelationsmessung bei endlichen Messwiederholungen aussagekräftige Ergebnisse zu generieren.

Um Aussagen darüber machen zu können welchen Effekt Maßnahmen zur Minimierung des Raumlichts in den Messergebnissen haben, wurde zunächst mit einer 15 minütigen Messung an der APD GZ225 ohne angeschlossene Glasfaser, die Darkcount rate $\alpha_{\text{Dark}} < 80$ abgeschätzt. Im Anschluss wurden bei angeschlossener Faser die Auswirkungen verschiedener Lichtquellen auf die Photonennrate und die Ankunftszeiten (Zeitstempel) der Photonen untersucht. Bei der Analyse der Zeitstempel wurde festgestellt, dass sich bei angeschalteten Deckenlampen eine Schwingung in den Daten finden lässt deren Frequenz bei 100 Hz liegt. Es wurde nicht nur durch diese Schwingung nachgewiesen, dass ungewünschte Photonen $\alpha_{\text{Hintergrund}}$ durch die Multimode Glasfaser und durch den Faserkoppler eingefangen werden. Besonders Faserkoppler deren Linse durch das "Cage System"[22] aufgebaut werden zeigen hohe Werte für $\alpha_{\text{Hintergrund}}$. Aber auch wenn z.B. geschlossene Faserkoppler der Serie 60FC [23] verwendet werden, muss darauf geachtet werden, Lichtquellen zu minimieren die in direkter Linie in die Öffnung des Faserkopplers scheinen können. Bei den Experimenten wurde eine Glasfaser verwendet, die in einer schwarzen Ummantelung vor ungewünschten Photonen geschützt werden soll.

Dass die Anordnung der ND Filter, wie in Abbildung 4.1 zu sehen, die Laserleistung ohne störende Effekte wie Rückreflexion abschwächt, wird mit einem alternativen Aufbau überprüft. Dazu wurde zum Vergleich die Filteranordnung aufgebaut, die in Abbildung 4.2 dargestellt ist. In zwei vergleichbaren Messungen über 15 Minuten mit einem zusätzlichen Referenzlaser bei 532 nm wurden Photonenzahlen von $1.869 \cdot 10^7$ und $1.898 \cdot 10^7$ für den alternativen Versuchsaufbau gezählt. Die Anzahlen liegen in der Größenordnung der Standardabweichung der Poissonverteilung auseinander. Deshalb wird von keiner wesentlichen Beeinträchtigung der Messung durch eine der beiden Anordnungen festgestellt. Wegen der guten Handhabbarkeit und der besseren Abschirmung vor ungewünschtem Licht am Faserkoppler wird die Filteranordnung aus Abbildung 4.1 weiterverwendet.

Beispielhaft für alle Messwerte der Quanteneffizienz in Tabelle 4.3 wird nun anhand einer Messung die Quanteneffizienz bestimmt. Dafür ist neben den Werten für die gezählten Photonen mit und ohne Laserlicht (N_{Mess} und N_{Offset}) auch wichtig die Laserleistung P_{Laser} genau zu bestimmen. Für diesen Zweck muss der Faktor f_i jedes Filters bestimmt werden, um den ein hindurchscheinender Laserstrahl abgeschwächt wird. Es wird angenommen, dass dieser Faktor nicht leistungsabhängig sei. In der Tabelle A.1 des Anhang A sind die Werte der Filter eingetragen. Beim Ausmessen der Filter wurde ein Thorlabs PM100D Leistungsmessgerät mit einem Sensorkopf S121C verwendet. Um den Abschwächungsfaktor f_i zu bestimmen wurden zwei gemessene Laserleistungen auf dem Leistungsmessgerät verglichen. Die gemessenen Werte unterscheiden sich ausschließlich dadurch, dass der zu messende Filter in den Strahlengang vor dem Leistungsmessgerät geschraubt wurde. Außerdem wird die Kopplungseffizienz des Faserkopplers k mit Laserstrahlen im Milliwatt-Bereich ausgemessen und optimiert. Durch Hinzufügen der schiefen Filter wird befürchtet diese Kopplungseffizienz nicht auf das Messen der Quanteneffizienz übertragen zu können. Deshalb wird vor der Messung der Quanteneffizienz mit eingebauten Filtern die Kopplungseffizienz mit dem Einzelphotonenzähler erneut optimiert. Die Kopplungseffizienz k wird im weiteren Verlauf als Leistungsunabhängig angenommen, sodass beide Optimierungen der Kopplungseffizienz auf den selben Wert k führen. Die Quanteneffizienz wird bestimmt indem die Anzahl der Photonen, die bei gegebener Laserleistung am Photonendetektor ankommen müssen mit der Anzahl der tatsächlich angekommenen verglichen wird. Das Rechenprinzip um die Quanteneffizienz p zu bestimmen lautet deshalb

$$\frac{N_{\text{Laser}}p}{T} = \alpha_{\text{Mess}} - (\alpha_{\text{Dark}} + \alpha_{\text{Hintergrund}}) = \frac{N_{\text{Mess}}}{T} - \frac{N_{\text{Offset}}}{T}. \quad (4.12)$$

Dabei ist α_{Mess} die Zählrate an den Photodetektoren mit angeschaltetem Laserlicht und N_{Laser} die Photonenzahl die am Photodetektor ankommen. Dies kann durch die Rechnung

$$N_{\text{Laser}} = \frac{P_{\text{Laser}}T}{E} = \frac{P_{\text{Laser}}T}{hf_{\text{Laser}}} \quad (4.13)$$

bestimmt werden. In dieser Formel ist die bekannte Laserlichtfrequenz f_{Laser} und das Plancksche Wirkungsquantum h enthalten, die multipliziert die Photonenenergie E ergeben. Zusammengesetzt mit Gleichung 4.10 ergibt sich

$$p = \frac{N_{\text{Mess}} - N_{\text{Offset}}}{T} \cdot \frac{hf_{\text{Laser}}}{(\prod_i f_i)kP_{\text{Mess}}} \quad (4.14)$$

$$= \frac{(66.45 \cdot 10^4 - 3.07 \cdot 10^4) 6.662 \cdot 10^{-34} \text{ Js} \cdot 710.96 \text{ THz}}{300 \text{ s} (0.22 \cdot 10^{-10}) \cdot 0.72 \cdot 0.978 \text{ mW}} \quad (4.15)$$

$$= 0.063 \quad (4.16)$$

Die eingesetzten Werte für N_{Mess} und N_{Offset} wurden bei einer 10 minütigen Messung mit und ohne Laserlicht der Wellenlänge 421.67 nm gemessen. Die eingesetzten ND Filter sind in Tabelle A.1 unter den Nummern 1, 2, 3, 13, 14 aufgeführt

In der Tabelle 4.3 werden die Ergebnisse für die Quanteneffizienzen der verschiedenen APDs mit den Herstellerdaten verglichen.

Tabelle 4.3: Es sind für die Einzelphotonenzähler aus Tabelle 4.2 die Quanteneffizienzen für verschiedene Wellenlängen aufgelistet. Außerdem sind zum Vergleich Herstellerangaben angegeben.

| Seriennummer | Gemessene | | Herstellerangabe | |
|--------------|-------------------------|------------|-------------------------|--------------|
| | Quanteneffizienz p in % | | Quanteneffizienz p in % | |
| | Wellenlänge | | | |
| | 421 nm | 532 nm | 405 nm | 670 nm |
| GZ225 | 6.346(16) | 27.698(36) | 13.9 | 84.6 |
| GZ226 | 10.660(25) | 39.097(50) | 15.3 | 85.1 |
| R2050 | 6.780(19) | - | 29 | 81 |
| R3704 | 5.084(38) | - | 23 | 81 |
| | 421 nm | 532 nm | 400 nm | 650 nm |
| 16196 | 4.364(37) | - | ≈ 5 | ≈ 65 |
| 15327 | 2.709(19) | - | ≈ 5 | ≈ 65 |

In Tabelle 4.4 sind beispielhafte Zahlen für α_{Dark} eingetragen die mit den Herstellerdaten verglichen werden. Es konnte nicht ausgeschlossen werden, dass bei den Messungen $\alpha_{\text{Hintergrund}} = 0$ gegeben war. Deshalb können nur obere Grenzen angegeben werden. Außerdem zeigt die Tabelle die Herstellerdaten für den Jitter der einzelnen Geräte.

Tabelle 4.4: Es sind für einige Einzelphotonenzähler der Tabelle 4.2 die Darkcount rates angegeben. Außerdem sind die Jitterwerte und zum Vergleich die Darkcount rates aus den Herstellerangaben angegeben

| Seriennummer | Gemessene α_{Dark} in $\frac{1}{s}$ | Herstellerangabe für α_{Dark} in $\frac{1}{s}$ | Timing-Jitter in ps $\alpha = 10^5 \frac{1}{s}$ |
|--------------|---|--|---|
| GZ225 | <80 | 35 | 364 bei 670 nm |
| GZ226 | <120 | 24 | 408 bei 670 nm |
| R2050 | - | 54 | - |
| R3704 | - | 62 | - |

Für die Bestimmung der Totzeit werden die Abstände der Zeitstempel zwischen Photonenmessungen (Wartezeit) in einem Histogramm dargestellt. Für eine Mes-

sung von α_{Offset} an GZ225 mit einer Länge von 15 Minuten ist dieses Histogramm durch die Abbildung 4.3 gegeben.

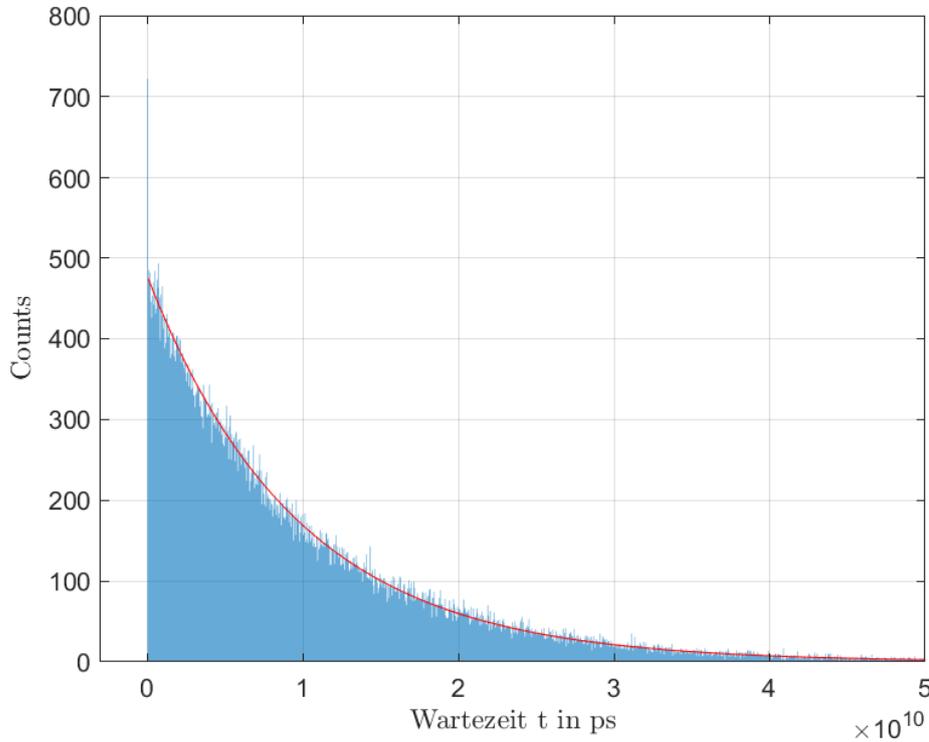


Abbildung 4.3: Die Abbildung zeigt ein Histogramm der Wartezeiten zwischen zwei Photonen einer Einzelphotonenmessung mit der APD GZ225 von 15 minütiger Länge. Zusätzlich ist in rot eine Fitfunktion eines exponentiellen Abfalls an das Histogramm gelegt.

Abbildung 4.4 stellt zwei Abschnitte des Histogramms in Abbildung 4.3 dar, der kleine Wartezeiten anzeigt. Es werden für diesen Histogrammabschnitte die Wartezeiten höher aufgelöst. Es ist nun erkennbar, dass keine Photonenzählung mit einer Wartezeit kleiner 42 ns gemessen werden. Es ist aber auch erkennbar, dass sehr viele Zählungen kurz nach dem Ende dieser Totzeit registriert werden. Dieses Afterpulsing kann quantifiziert werden, durch eine Berechnung der Wahrscheinlichkeit p_{AP} . Dies ist die Wahrscheinlichkeit dass nach dem Ablauf der Totzeit ein Afterpuls Ereignis auftritt. Dabei muss der Überschuss $N_{\text{Ü}}$ an Photonenzählungen kurz nach der Totzeit durch die Anzahl an vorgekommenen Photonenzählungen geteilt werden

$$p_{\text{AP}} = \frac{N_{\text{Ü}}}{N_{\text{Mess}}} \quad (4.17)$$

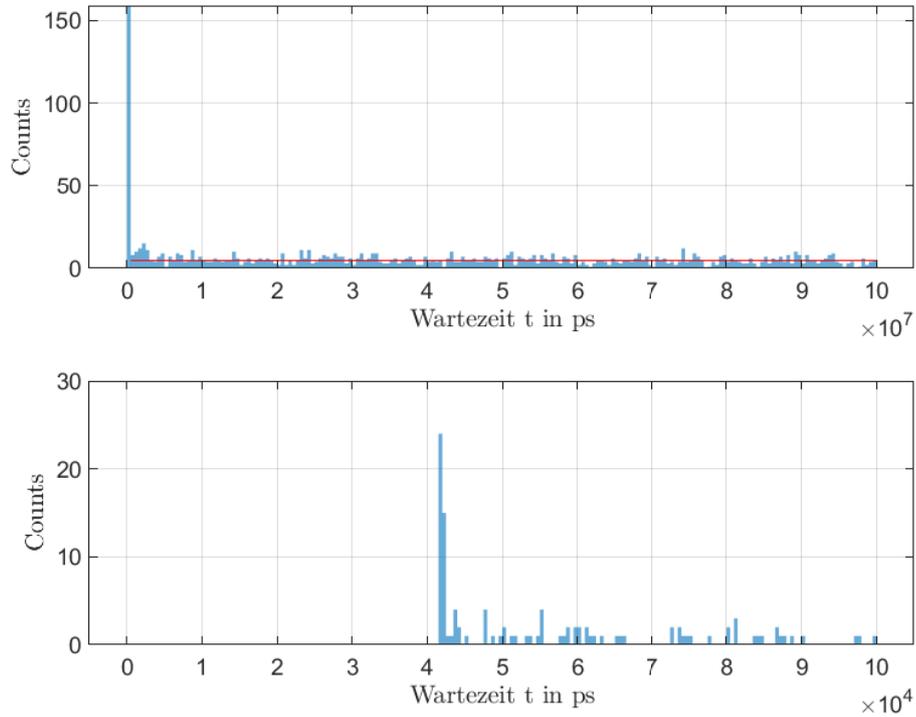


Abbildung 4.4: Beide Teile der Abbildung zeigen einen kleinen Ausschnitt aus der Abbildung 3.1 mit veränderter Auflösung der Zeitachse. Es ist im oberen Bild in rot die Exponentialfunktion aus der Abbildung 4.3 mit eingezeichnet.

In Tabelle 4.5 werden die ermittelten Totzeiten und die Wahrscheinlichkeit p_{AP} zusammen mit den verfügbaren Herstellerdaten aufgelistet.

Tabelle 4.5: Es sind die gemessene Totzeit und Afterpulsingwahrscheinlichkeiten von APDs aus Tabelle 4.2 den Herstellerangaben gegenübergestellt.

| Seriennummer | Messwert Totzeit in ns | Literaturwert Totzeit in ns | Messwert Afterpulsing in % | Literaturwert Afterpulsings in % |
|--------------|---------------------------|--------------------------------|-------------------------------|-------------------------------------|
| GZ225 | 42.0 | 42 | 0.4 | 0.16 |
| GZ226 | 42.0 | 42 | 0.1 | 0.12 |
| R2050 | 45.0 | 43 | 0.6 | 0.5 |
| R3704 | 44.0 | 43 | 0.6 | 0.5 |
| 16196 | 30.0 | 22 | 1.6 | <1 |
| 15327 | 51.5 | 22 | 0.5 | <1 |

5 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde die Frequenzstabilisierung eines Lasersystems bei 421.67 nm vorbereitet, sowie APDs für die Detektion einzelner Photonen charakterisiert.

Um die Frequenzstabilisierung der Wellenlänge des Lasersystems im Pound-Drever-Hall oder Side-Of-Fringe Verfahren umzusetzen, wurde eine optischer Resonator nach dem Design aus [11] aufgebaut und charakterisiert. Es wurde anhand der Reflektivitäten der Resonatorspiegel beurteilt, ob die Bandbreite der Aufnahmen des Transmissionsignal ausreicht, um die Resonatorlinien aufzulösen. Um den Resonator selbst zu charakterisieren, ist der freie Spektralbereich auf drei verschiedene Weisen bestimmt worden. Zunächst über die gemessene Länge des Resonator zu 0.9369(293) GHz. Dann wurde die Ordnung und Position der Transversalmoden analysiert, die im linearisierten Transmissionsignal sichtbar sind. Daraus konnte der freie Spektralbereich mit höherer Präzision zu 0.9815(82) GHz bestimmt werden. Um den freien Spektralbereich mit einem Vergleich zu den bekannten Absorptionslinien $5S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2}$ im Rubidiumspektrum zu bestimmen, wurde die Frequenzachse linearisiert. Aus dieser Herangehensweise ergibt sich der freie Spektralbereich zu 0.9634(82) GHz. Während dieser Charakterisierungen wurde versucht die Rückreflexionen des Resonators in andere Baugruppen des optischen Aufbaus zu minimieren. Es wurde keine Möglichkeit gefunden eine ausreichende Unterdrückung der Rückreflexe in den Laser zur Vermeidung von Störungen des lasereigenen Resonators zu erzielen. Deshalb wird für die Umsetzung des frequenzstabilisierten Lasersystems auf einen optischen Isolator zurückgegriffen. Um das Rubidiumspektrum für eine genaue Charakterisierung des freien Spektralbereichs einzusetzen, wurde eine dopplerfreie Sättigungsspektroskopie aufgebaut. Zunächst wurden Pump- und Probestrahl im Rubidiumdampf gekreuzt. Es zeigte sich, dass diese Methode für Strahlen mit großen Radien oder für begrenzten Platz schlecht geeignet ist. Es wurde eine weitere Methode umgesetzt, bei der mit polarisierenden Strahlteilern und verschiedenen Polarisierungen des Probe- und Pumpstrahls sowohl eine perfekte Antikollinearität erreicht werden kann, als auch das Spektrum im Transmissionsignal des Probestrahls messen zu können .

Für die Charakterisierung der Einzelphotonendetektion bei 421 nm wurden die vom Hersteller angegebenen Quanteneffizienzen von sechs APDs nachgemessen. Dafür wurde ein Laserstrahl mit mehreren ND Filter auf eine berechenbare Leistung abgeschwächt, die mit gemessenen Zählraten an den APDs verglichen wurde. Durch mehrere Messreihen konnten die Einflüsse von Raumlichtquellen auf die Messergebnisse der Einzelphotonenzähler analysiert werden, sodass aus den Messwerten eine zuverlässige Zahl für die Darkcount rate der Messergebnisse abgeleitet werden konnte. Durch die Auswertung der Zeitstempel von Photonereignissen an den APDs mit einer Exponentialverteilung konnte die Totzeit und das Afterpulsing der Photonendetektoren bestimmt werden. Es war nicht möglich die Herstellerdaten speziell der Quanteneffizienz zu bestätigen. Für die Charakterisierung der Einzelphotonenquelle wie sie das parametrische Four-Wave-Mixing verfolgt, ergeben sich bei kleinen Quanteneffizienzen lange Messzeiten.

A ND Filter Kalibrierung

Tabelle A.1: In der Tabelle sind die gemessenen und die Herstellerangaben [24] des Abschwächungsfaktors f_i der ND Filter für die Wellenlänge 421 nm und 532 nm aufgelistet.

| Nr. | Bezeichnung | gemessene Abschwächung f_i | | Literaturwert | |
|-----|-------------|---------------------------------|---------------------|----------------------|----------------------|
| | | Wellenlänge | | | |
| | | 421 nm | 532 nm | 421 nm | 532 nm |
| 1 | NE20A | 0.00443 | 0.00742 | 0.00594 | 0.00962 |
| 2 | NE20A | 0.00439 | 0.00728 | 0.00594 | 0.00962 |
| 3 | NE13A | 0.0443 | 0.0543 | 0.0449 | 0.0550 |
| 4 | NE60A | - | - | - | - |
| 5 | NE04A | - | 0.389 | 0.365 | 0.389 |
| 7 | NE05A | 0.284 | 0.316 | 0.29 | 0.316 |
| 8 | NE10A | 0.0863 | 0.103 | 0.0846 | 0.101 |
| 9 | NE03A | - | 0.536 | 0.496 | 0.508 |
| 10 | NE30A | 0.000372 | 0.000871 | 0.000372 | 0.000765 |
| 11 | NE40A | $1.7 \cdot 10^{-5}$ | $6.0 \cdot 10^{-5}$ | $2.75 \cdot 10^{-5}$ | $7.25 \cdot 10^{-5}$ |
| 12 | NE10A | 0.0855 | 0.101 | 0.0846 | 0.101 |
| 13 | NE20A | 0.00586 | 0.00743 | 0.00594 | 0.00962 |
| 14 | NE20A | 0.0044 | 0.00730 | 0.00594 | 0.00962 |

Literaturverzeichnis

- [1] Valerio Scarani, Helle Bechmann-Pasquinucci, Nicolas J. Cerf, Miloslav Dušek, Norbert Lütkenhaus und Momtchil Peev. The security of practical quantum key distribution. *Reviews of Modern Physics* 81, 1301–1350 (2009).
- [2] Firstenberg O. Katz, O. Light storage for one second in room-temperature alkali vapor. *Nat Commun* 9 (2018).
- [3] Y. O. Dudin und A. Kuzmich. Strongly Interacting Rydberg Excitations of a Cold Atomic Gas. *Science* 336, 887–889 (2012).
- [4] Fabian Ripka, Harald Kübler, Robert Löw und Tilman Pfau. A room-temperature single-photon source based on strongly interacting Rydberg atoms. *Science* 362, 446–449 (2018).
- [5] F. Ripka. *A Single-Photon Source Based on Strongly Interacting Thermal Rydberg Atom*. Doktorarbeit, 5. Physikalisches Institut der Universität Stuttgart (2019).
- [6] Annika Belz. Viel-Wellen-Mischen zu Rydbergzuständen von thermischen Alkalidämpfen zur Anwendung in fortgeschrittener nichtlinearer Optik (2018).
- [7] Malvin Carl Teich Bahaa E. A. Saleh. *Fundamentals of Photonics*. John Wiley and Sons. Inc. (1991).
- [8] https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Gaussian_beam_with_german_description.svg. Aufgerufen am 25.09.2020.
- [9] Eugene Hecht. *Optics*, Seiten 580–620. Addison Wesley (2002).
- [10] Miguel Dovalé Álvarez. *Optical Cavities for Optical Atomic Clocks, Atom Interferometry and Gravitational-Wave Detection*. Springer Nature Switzerland AG (2019).
- [11] Christian Tomschitz. A photoionization scheme to create cold ionic impurities from Rydberg atoms (2018).

- [12] <http://www.gwoptics.org/ComponentLibrary/>. Aufgerufen am 18.09.2020.
- [13] Wolfgang Demtröder. *Laserspektroskopie 2*, Seiten 60–100. Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2013).
- [14] Conny Glaser, Florian Karlewski, Julien Kluge, Jens Grimmel, Manuel Kaiser, Andreas Günther, Helge Hattermann, Markus Krutzik und József Fortágh. Absolute frequency measurement of rubidium $5S-6P$ transitions. *Phys. Rev. A* 102, 012804 (2020).
- [15] Rainer Erdmann Peter Kapusta, Michael Wahl. *Advanced Photon Counting*, Seiten 319–343. Springer International Publishing Switzerland (2015).
- [16] T. Barros. Count-Series datasheet GZ225. *Laser Components* (2020).
- [17] T. Barros. Count-Series datasheet GZ226. *Laser Components* (2020).
- [18] T. Hubner. Count-Series datasheet R2050. *Laser Components* (2016).
- [19] T. Hubner. Count-Series datasheet R3704. *Laser Components* (2016).
- [20] SPCM-AQRH-WX-YY Datasheet. <https://www.digikey.com/product-detail/en/excelitas-technologies/SPCM-AQRH-14-FC/SPCM-AQRH-14-FC-ND/5885849>. Aufgerufen am 23.09.2020.
- [21] Swabian Instruments Timetagger Series. <https://www.swabianinstruments.com/time-tagger/>. Aufgerufen am 20.09.2020.
- [22] Faserkoppler. https://www.thorlabs.com/navigation.cfm?guide_id=2255. Aufgerufen am 21.09.2020.
- [23] Faserkoppler. <https://www.sukhamburg.com/products/fiberoptics/fibercoupler/series/60fc.html#vb&anschluss-select=&waveplate-statuscheckbox=&multimode-statuscheckbox=ja&housingtype-checkbox=60FC&coupling-radio=C&material-radio=Neus>. Aufgerufen am 21.09.2020.
- [24] https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=266. Aufgerufen am 19.09.2020.

Danksagung

Ich bin sehr dankbar die Möglichkeit zu haben ein von Neugier getriebenes Studium der Physik absolvieren zu können. Für dieses Privileg möchte ich gerne meiner Familie danken, ohne die dieses Studium nicht möglich wäre.

Ich wüsste nicht wie mein Alltag aussehen würde, wenn mich meine Gymnasiallehrerin Frau Rieck nicht für die Physik begeistert hätte. Da ich aber recht philosophisch weiß, dass ich die Entscheidung für diesen Alltag und dieses Studium erneut treffen würde, möchte ich Frau Rieck für die richtigen Impulse, die vermittelte Freude und ihre großes Engagement danken.

Während des Bachelorstudiums haben für mich einige Personen im Besonderen die Atmosphäre geprägt. Ich möchte deshalb Amelie für die alltäglichen und besonderen Momente währenddessen danken. Außerdem geht neben vielen anderen ein besonderer Dank an Annalena, Chris, Joshua und Marco für die Unterstützung und gemeinsamen Abende.

Ein großer Dank gilt Prof. Dr. Tilman Pfau für die Möglichkeit, dass ich bei den Experimenten und im Schülerlabor mitarbeiten konnte. Ich möchte mich auch bei Dr. Harald Kübler bedanken, der Achim und mir als Hiwis aus Schülerlabor eine Mitarbeit an den Experimenten angeboten hat.

Es ist sehr wertvoll mit tollen Menschen gemeinsam ein Ziel zu verfolgen. Deshalb möchte ich mich bei meiner Arbeitsgruppe namentlich Florian, Max, Annika, Felix und Nora für die tolle Zeit bedanken. Ich wünsche euch weiterhin viel Erfolg bei der Suche nach einzelnen und den richtigen Photonen.

Ein herzliches Dankeschön möchte ich an Florian und Max richten, bei denen ich nicht sehr gut betreut und aufgehoben gefühlt habe.

Für das geduldige Korrekturlesen meiner Bachelorarbeit danke ich Max, Florian,

Danksagung

Chris und Annalena. Diese Hilfe war unbezahlbar. Und wäre das auch im nüchternen Wortsinn, wenn es für jeden Tippfehler einen Kuchen gäbe. ;)

Erklärung

Ich versichere,

- 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,
- und dass das elektronische Exemplar mit den anderen Exemplaren übereinstimmt.

Stuttgart, den 28. September 2020

Simon Koppenhöfer