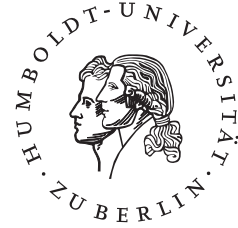


HUMBOLDT-UNIVERSITÄT ZU BERLIN



Konstruktion und experimenteller Aufbau eines Multipass Fabry-Pérot Interferometers zur Einzelphotonenfilterung

Diplomarbeit

Eingereicht von:

Eugen Martin

Geboren am 29.10.1982 in Sewerodwinsk,

Russische Föderation

1. Gutachter: Prof. Dr. O. Benson
2. Gutachter: Dr. Hans-Jürgen Wünsche

Humboldt-Universität zu Berlin
Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät I
Institut für Physik

Berlin, August 2009

Zusammenfassung

Die Anwendung der Prinzipien der Quantenmechanik auf die Informationsverarbeitung und -übertragung eröffnet neue Perspektiven in Richtung leistungsfähigerer Computer sowie absolut sicherer Datenübertragungen. Die aktuellen Forschungsgebiete umfassen dabei verschiedene Richtungen, wie den Aufbau von Quantennetzwerken, die Entwicklung von rein optischen Computern sowie die Skalierung von Quantenkommunikationssystemen auf lange Distanzen. In allen drei Gebieten haben Photonen als Informationsträger eine entscheidende Rolle. Der Einsatz von Einzelphotonen impliziert besondere Anforderungen an die experimentelle Apparatur, wie möglichst geringe Dämpfung bei höchstmöglicher Rauschunterdrückung.

Das Thema dieser Arbeit war die Realisierung eines ultraschmalbandigen Spektralfilters zur Einzelphotonenfilterung. Der Filter wurde als ein Multi-Pass Fabry-Pérot Interferometer implementiert und erreichte eine Gesamttransmission von $\sim 66\%$ sowie eine Finesse von ~ 110 . Das Interferometer wurde für ein Experiment zur Einzelphotonenspeicherung mithilfe von elektromagnetisch induzierter Transparenz (EIT) in Cäsium zur Unterdrückung des Pumpfeldes entwickelt. Es wurde erfolgreich in einer Variante des geplanten Experiments mit einem abgeschwächten Laser statt echter Einzelphotonen eingesetzt und der EIT-Effekt nachgewiesen. Das Interferometer erreichte dabei in Verbindung mit weiteren Filterungskomponenten zur räumlichen und polarisationsbasierten Filterung eine Unterdrückung des Pumpfeldes von $\geq 10^{14}$.

Darüber hinaus wurde das Interferometer zur Modenfilterung einer auf parametrischer Fluoreszenz basierenden Einzelphotonenquelle verwendet. In einem Experiment zum Nachweis der Wechselwirkung von Einzelphotonen mit Cäsium-Atomen wurde mithilfe des entwickelten Interferometers eine einzelne Mode aus dem Spektrum der Einzelphotonenquelle nach der Wechselwirkung mit dem Cäsium-Gas herausgefiltert. Aufbauend auf den Parametern des entwickelten Filters wurde eine Simulation der Rauschunterdrückung bei Freistrahlsquantenkommunikation über lange Strecken durchgeführt. Hierbei wurde untersucht, inwiefern die Rauschunterdrückung vorhandener Quantenkommunikationssysteme durch eine zusätzliche spektrale Filterung mithilfe eines passenden Fabry-Pérot Interferometers verbessert werden kann. Das Ergebnis der Berechnung ist eine mögliche Erhöhung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses von zwei Größenordnungen, was den Einsatz von Quantenkommunikation zu einem Satelliten auch bei Tage möglich macht.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	I
1 Einleitung und Motivation	1
2 Grundlagen des Gesamtexperiments zur Einzelphotonenspeicherung	7
2.1 Überblick	7
2.2 Einzelphotonenerzeugung	8
2.3 Lasersystem und Stabilisierung	9
2.4 Elektromagnetisch induzierte Transparenz	11
2.5 Filterung und Detektion der Einzelphotonen nach der Speicherung	14
3 Theorie realer Fabry-Pérot Interferometer	17
3.1 Transmissionsspektrum und Parameter eines idealen FPI	17
3.2 Reale Etalons - Einfluss von Defekten	23
3.3 Eigenschaften eines FPI im Multi-Pass	26
4 Experimenteller Aufbau eines Multi-Pass FPI	29
4.1 Multipass Fabry-Pérot Interferometer	29
4.1.1 Spezifikation des Etalons	30
4.1.2 Elektronische Steuerung	33
4.1.3 Retroreflektoren	35
4.1.4 Etalon-Gehäuse	40
4.2 Inbetriebnahme des Multipass FPI	42
5 Experimentelle Charakterisierung des Multi-Pass FPI	47
5.1 Maximale Transmission, FSR und Finesse	47
5.2 Kontrast	48
5.3 Vergleich mit der Theorie	48
5.4 Langzeitstabilität	49
6 FPI zur Einzelphotonenfilterung - Resultate und Perspektiven	53
6.1 Streulichtunterdrückung für die Langstrecken-Quantenkryptographie	53
6.1.1 Quantenkryptographie	54
6.1.2 Signal und Rauschen	55
6.1.3 Rauschunterdrückung	58
6.1.4 SNR-Verbesserung durch spektrale Filterung	59

6.2	Demonstration der EIT Pumpstrahlunterdrückung	61
6.2.1	Experimenteller Aufbau	61
6.2.2	Ergebnisse	62
6.3	OPO Einzelphotonen-Filterung nach Wechselwirkung mit Cs-Gas	65
6.3.1	Experimenteller Aufbau	66
6.3.2	OPO-Spektrum mit und ohne Cs-Zelle	66
7	Diskussion und Ausblick	71
	Abkürzungsverzeichnis	73
	Literaturverzeichnis	75
	Veröffentlichungen und Konferenzbeiträge	81
	Anhang	83
	Danksagung	85
	Selbstständigkeitserklärung	87

1 Einleitung und Motivation

Die Entwicklung der Quantenmechanik war ein grundlegender Durchbruch im Verständnis der Natur am Anfang des letzten Jahrhunderts. Obwohl die Quantenmechanik auch von Experten als 'kontra-intuitiv' bezeichnet wird, hat sie erstmals eine exakte Beschreibung der Natur auf atomarer und sub-atomarer Skala ermöglicht und zur Entwicklung von weiteren Theorien, wie der Quanten-Elektro-Dynamik (QED) geführt [NC00]. Die Anwendungen der neuen Erkenntnisse aus der Quantenmechanik ermöglichten die Entwicklung grundlegender Bauelemente wie Laser und Transistoren. Diese Bauelemente waren Wegbereiter der modernen Informations- und Kommunikationstechnologie - eines weiteren entscheidenden intellektuellen Durchbruchs des letzten Jahrhunderts.

Der Weg von dem ersten theoretischen Modell eines 'universellen' Rechensystems, im Jahr 1936 von Alan Turing entwickelt, bis zur Entstehung der modernen Computer war gekennzeichnet von einem exponentiellen Fortschritt in der erreichbaren Rechenleistung. Dieser Fortschritt wird beschrieben vom Moore'schen Gesetz, welches besagt, dass sich die Rechenleistung von Mikroprozessoren bei gleichbleibenden Kosten in etwa alle 18 Monate verdoppelt [BDvE⁺00]. Dieses Gesetz hat seine Gültigkeit seit den 1960-er Jahren über mehrere Dekaden behalten, stößt jedoch schon bald an prinzipielle Grenzen der technischen Machbarkeit von klassischen Computern. Durch die immer kleiner werdenden Strukturen der Halbleiter-Chips werden Quanteneffekte der Leiterbahnen immer gewichtiger und werden in naher Zukunft ein klassisches, deterministisches Rechenverhalten verhindern.

Ein möglicher Weg der weiteren Entwicklung der Informationsverarbeitung ist die Verwendung der Eigenschaften der Quantenmechanik zur Informationsverarbeitung. Diese Idee wurde in den 80er Jahren des letzten Jahrhunderts von Feynman [Fey82] und Deutsch [Deu85] vorgeschlagen und hat sich seitdem zu einem eigenen Gebiet der Quantenmechanik entwickelt - der Quanteninformationsverarbeitung. Ein wesentlicher Aspekt der Quanteninformationsverarbeitung ist, dass diese mehr bietet, als 'nur' kleinere und damit schnellere Rechensysteme realisierbar zu machen. Vielmehr lassen sich durch die explizite Verwendung der Prinzipien der Quantenmechanik bestimmte Probleme effizienter lösen, als mit klassischen Computern. Prominente Beispiele solcher Probleme sind die Suche in einer unsortierten Datenbank [Gro96] sowie die Faktorisierung großer Zahlen [Sho97]. Beide Probleme haben auf klassischen Computern ein exponentielles Skalierverhalten, lassen sich jedoch mithilfe von Quantenalgorithmen wesentlich effizienter implementieren, nämlich mit einer polynomiellen Skalierung.

Der zentrale Begriff der Quanteninformationsverarbeitung ist die kleinste Informationseinheit, welche in Analogie zum klassischen Bit ein Qubit genannt wird. Ein Qubit kann

durch ein beliebiges quantenmechanisches Zwei-Zustands-System representiert werden und wird durch eine kohärente Überlagerung der beiden Basiszustände $|1\rangle$ und $|0\rangle$ beschrieben. Zum Bau eines Quantencomputers benötigt man Quantengatter und Quantenregister, die solche Qubits verarbeiten. Es gibt verschiedene Realisierungsarten von Qubits und Quantengattern, welche auf einzelne quantenmechanische Objekte zurückgreifen. So verwendet man Energieniveaus von Ionen in Fallen, welchen man mithilfe von Laserpulsen Qubit-Zustände aufkodieren kann [SKHR⁺03]. Eine weitere Realisierungsmöglichkeit sind Kernspinsysteme, bei denen man einzelne Qubits mittels gepulster Magnetfelder adressiert [VSB⁺01].

Ein vielversprechender Ansatz zur Realisierung von Quanteninformationssystemen basiert auf der Verwendung von 'stationären Qubits', wie Atomen und Ionen, in einzelnen Quantengattern, welche durch so genannte 'fliegende Qubits' zu skalierbaren Quanten-Netzwerken verbunden werden [CZKM97, TRBZ04]. Die Rolle der fliegenden Qubits wird dabei einzelnen Photonen zugeschrieben, welche aufgrund der geringen Wechselwirkung mit der Umgebung ideale Informationsträger für lange Distanzen darstellen. Dabei können verschiedene Eigenschaften der Photonen für die Kodierung von Informationszuständen genutzt werden. So verwendet man oft verschiedene Polarisationszustände, unterschiedliche Ankunftszeiten (sog. 'time bin'-Kodierung) sowie die Anzahl der Photonen in einer entsprechenden Mode.

Die Entwicklung der für die Quanten-Netzwerke benötigten Schnittstelle zur Übertragung von Quantenzuständen zwischen fliegenden und stationären Qubits hat sich zu einem wichtiges Forschungsgebiet entwickelt [WWKR07, dRAS⁺08]. Eine Möglichkeit zur Realisierung einer solchen Schnittstelle stellt die bereits experimentell gezeigte Quantenteleportation zwischen Licht und Materie dar [SKO⁺06]. Ein weiteres interessantes Konzept ist der Effekt der elektromagnetisch induzierten Transparenz (EIT) [FL00], welcher zur Verzögerung [HHDB99] und zur Speicherung [PFM⁺01] von Lichtpulsen genutzt werden kann, was auch für Einzelphotonen bereits demonstriert wurde [EAM⁺05]. Der EIT-Effekt wird im Abschnitt 2.4 näher diskutiert.

Ein anderer Ansatz in der Quanteninformationsverarbeitung ist die Entwicklung rein optischer Quantencomputer, welche sowohl für die Informationsübertragung als auch für ihre Verarbeitung Photonenzustände nutzen. Es ist gezeigt worden, dass die benötigten Quantenoperationen allein durch die Verwendung von linearen optischen Komponenten, wie Strahlteiler, Mehrphotonendetektoren und Einzelphotonenquellen realisiert werden können (engl. linear optics quantum computation, LOQC) [KLM01]. Dieses Konzept hat jedoch den Nachteil der schlechten Skalierbarkeit aufgrund der makroskopischen Dimensionen der optischen Komponenten, kann jedoch für Operationen mit wenigen Qubits effizient genutzt werden.

Ein weiteres intensives Forschungsgebiet der Quanteninformationsverarbeitung ist die Quantenkryptographie [GRTZ02], welche, im Gegensatz zu Quantencomputern oder -netzwerken, im Sinne der technischen Realisierbarkeit wesentlich weiter entwickelt ist. Das wichtigste Konzept der Quantenkryptographie ist das Verfahren zur Verteilung geheimer Schlüssel (engl. quantum key distribution, QKD). Dabei werden Quanteneigen-

schaften von Einzelphotonen genutzt, um einen geheimen Schlüssel absolut abhörsicher zwischen zwei Parteien auszutauschen. Die beiden Parteien können solche Schlüssel verwenden, um über einen klassischen unsicheren Kommunikationskanal Nachrichten zu verschicken. QKD basiert auf der Tatsache, dass die Messung eines unbekannten Quantenzustands eine Veränderung des Zustands impliziert, was einen möglichen Abhörangriff erkennbar macht. Es wurden bereits sowohl fasergekoppelte, als auch Freistrahrealisierungen von QKD-Systemen über Strecken von größer als 100 km [UTSM⁺07] gezeigt und Verbindungen zu Satelliten gelten als möglich [BTD⁺09, PYB⁺05]. Das Verfahren der Quantenkryptographie wird in Kapitel 6.1 eingehend diskutiert.

Sowohl für Quantennetzwerke und rein optische lineare Quantencomputer als auch für die Quantenkryptographie spielen Einzelphotonen als Träger der Information eine zentrale Rolle. Für die Erzeugung von Einzelphotonen wurden bis heute zahlreiche Quellen entwickelt, welche auf verschiedenen quantenmechanischen Prozessen beruhen. Ein häufig genutzter Prozess ist die sponane Emission einzelner Quantenemitter, wie isolierter Atome [KHR02], Ionen [KLH⁺04], Moleküle [LM00], Defektzentren in Diamanten [BBG⁺01] sowie Halbleiter-Quantenpunkte [PSS⁺02]. Ein weiterer vielversprechender Ansatz zur Einzelphotonenerzeugung ist die spontane parametrische Fluoreszenz (spontaneous parametric down-conversion, SPDC) [KMW⁺95], welche ohne die technisch aufwendige Isolation einzelner Emitter auskommt. Diese Methode erlaubt es in Verbindung mit einer Resonatorkonfiguration zur Modenüberhöhung (sog. optisch parametrischer Oszillator, OPO) sehr schmalbandige Einzelphotonenpaare zu erzeugen. Benutzt man dabei jeweils ein Photon zur Triggerung, so weist das Spektrum des OPO eine Einzelphotonenstatistik auf [SKB09].

Die Verwendung von Einzelphotonen als Träger von Informationszuständen hat weitreichende Anforderungen an die verwendete experimentelle Apparatur. Im Gegensatz zu klassischen optischen Informationssystemen bedeutet Dämpfung, Streuung oder Absorption in einem Quantenkanal nicht nur eine Reduktion der Pulsintensität, sondern den kompletten Verlust eines Teils der Pulse. Mit jedem verlorenen Photon geht dabei potentiell Information verloren. Ein wesentliches Ziel bei dem Aufbau eines jeden Einzelphotonenexperiments ist es daher eine möglichst hohe Gesamttransmission sowie eine möglichst hohe Detektionseffizienz der Einzelphotonen zu erreichen.

Ein idealer Laborzustand für die Arbeit mit Einzelphotonen ist die absolute Dunkelheit. Damit lässt sich das Problem umgehen, dass die Detektion der Einzelphotonen bei Anwesenheit von makroskopischen Lichtintensitäten verhindert wird. In der experimentellen Realität gibt es jedoch eine Reihe von Szenarien, wo Einzelphotonen mit makroskopischen Lichtfeldern koexistieren müssen. Beispiele hierfür sind Freistrah-QKD-Übertragungen bei Tage [ElZfSs⁺05], Quantenkommunikation durch bestehende Telekommunikationsfasern bei Mitführung klassischer Pulse [HKMB09] und EIT-Experimente mit Einzelphotonen [PFM⁺01]. In solchen Experimenten müssen die Einzelphotonen vor ihrer Detektion vom Hintergrundlicht getrennt werden. Hierfür steht eine Reihe von Filterungsmechanismen zur Verfügung: räumliche, zeitliche, spektrale und polarisationsbasierte. So benutzt man bei der zeitlichen Filterung die Kenntnis des

Eintreffzeitpunkts der Photonen dazu, den Detektor zur richtigen Zeit einzuschalten, bzw. das Detektorergebnis auszuwerten. Bei der räumlichen Filterung, lässt sich durch die Verwendung eines kleinen Sichtfeldraumwinkels des Detektors das Hintergrundlicht räumlich abschneiden. Spektrale Filter können dazu verwendet werden, schmalbandige Einzelphotonen vom spektral breiten Hintergrundlicht zu trennen.

Es gibt eine Vielzahl verfügbarer kommerzieller Spektralfilter, welche auf den Prinzipien der Interferenz, Doppelbrechung oder atomarer Absorption basieren [ElZfSs⁺05]. Kommerzielle gitterbasierte oder holographische Interferenzfilter sowie doppelbrechende Filter besitzen im Vergleich mit den verfügbaren schmalbandigen Einzelphotonenquellen meist eine zu hohe Linienbreite oder eine zu geringe Transmission, um das Potential der spektralen Filterung voll auszunutzen [HKMB09]. Atomare Filter haben eine hinreichend geringe Linienbreite und sehr hohe Transmission, sind jedoch kaum verstimmbar und funktionieren nur auf diskreten Wellenlängen der atomaren Übergänge.

Das Ziel dieser Arbeit war die Realisierung eines spektralen Filterungsaufbaus zur Filterung von Einzelphotonen nach der Wechselwirkung mit Cäsium-Gas im Rahmen der elektromagnetisch induzierten Transparenz (EIT). Die Einzelphotonen verlaufen nach dem EIT-Experiment colinear mit einem makroskopischen Laserfeld einer nahen Frequenz, welches zum Pumpen des EIT-Mediums verwendet wird. Besondere Anforderungen an die spektrale Filterung waren eine möglichst hohe Transmission der Einzelphotonen, bei gleichzeitiger möglichst hohen Unterdrückung des Pumpstrahls. Eine weitere Anforderung war die präzise spektrale Verstimmbarkeit des Filters, um die Transmission verschiedener Linien kontrollieren zu können. Der Filterungsaufbau wurde als ein planares Fabry-Pérot Interferometer realisiert, welches vom zu filternden Strahl mehrfach durchlaufen wurde. Das Interferometer wurde zunächst unabhängig von anderen Komponenten des Gesamtexperiments in einem Testaufbau entwickelt und auf seine Eigenschaften untersucht. Darüber hinaus wurde es in Kombination mit einem EIT-Demonstrationsaufbau mit einem abgeschwächtem Laser als Probestrahl getestet. In einem weiteren Schritt soll das EIT-Experiment mit dem entwickelten Interferometer und echten Einzelphotonen demonstriert werden.

Wegen der Schmalbandigkeit, der hohen Transmission und der leichten spektralen Verstimmbarkeit des entwickelten Interferometers wurde es über den primären Einsatzzweck hinaus zur Einmodenfilterung einer auf parametrischer Fluoreszenz basierenden Einzelphotonenquelle (OPO) im Rahmen eines Einzelphotonenspektroskopieexperiments eingesetzt. Weiterhin wurde, basierend auf den Parametern des entwickelten Filters, ein Vorschlag zur Verbesserung der spektralen Filterung von Einzelphotonen bei Freistrahl-QKD-Übertragungen über lange Strecken ausgearbeitet. Ein wichtiges Ergebnis ist die gezeigte prinzipielle Machbarkeit einer QKD-Übertragung von einem Satelliten bei Tage, während bisherige Betrachtungen von Satellitenverbindungen auf einen Nachtbetrieb beschränkt waren [BTD⁺09].

Aufbau dieser Arbeit

Die Arbeit ist wie folgt aufgebaut: Das zweite Kapitel gibt zunächst einen Überblick über das Gesamtexperiment zur Einzelphotonenspeicherung, in dessen Rahmen diese Arbeit angefertigt wurde. Es wird auf die verschiedenen Komponenten wie die Einzelphotonenerzeugung mit parametrischer Fluoreszenz, das eingesetzte Lasersystem, die elektromagnetisch induzierten Transparenz, sowie die Einzelphotonenfilterung eingegangen. Das dritte Kapitel befasst sich mit der Theorie realer Fabry-Pérot Interferometer (FPI). Dabei wird insbesondere den Einfluss von Defekten realer Etalons sowie die Eigenschaften des Interferometers im Multi-Pass behandelt. Das vierte Kapitel befasst sich mit dem Hauptteil dieser Arbeit - dem experimentellen Aufbau eines Multi-Pass FPI. Das folgende fünfte Kapitel charakterisiert das entwickelte Interferometer aus experimenteller Sicht. Hier wird insbesondere auf den Vergleich der erreichten Parameter mit den Vorhersagen der Theorie eingegangen. Das sechste Kapitel stellt die Resultate des Einsatzes des Interferometers zur Einzelphotonenfilterung im Rahmen der Pumpstrahlunterdrückung des EIT-Experiments sowie bei dem Nachweis der Wechselwirkung von OPO-Einzelphotonen mit Cäsium-Atomen dar. Weiterhin wird dort ein Vorschlag zur Verbesserung der Streulichtunterdrückung für die Langstrecken-Quantenkryptographie diskutiert. Das siebte und letzte Kapitel fasst die Ergebnisse der Experimente und der theoretischen Betrachtungen zusammen und gibt einen Ausblick auf die nächsten experimentellen Schritte bei der Weiterentwicklung des Gesamtexperiments.

2 Grundlagen des Gesamtexperiments zur Einzelphotonenspeicherung

2.1 Überblick

Das folgende Kapitel gibt einen Überblick über das Gesamtexperiment, in dessen Rahmen diese Diplomarbeit angefertigt wurde. Das Hauptziel dieses Experiments ist die Demonstration der Speicherung von Einzelphotonenzuständen in Cäsium-Dampf mit Hilfe von elektromagnetisch induzierter Transparenz (EIT). Die hierfür notwendige experimentelle Anordnung besteht aus mehreren Komponenten, welche zum Teil bereits realisiert wurden oder sich zum Teil noch in Entwicklung befinden [Höc07, Neu08, Sch09, Ull09, Koc09]. Das Ziel dieser Diplomarbeit war die Realisierung einer Teilkomponente des Gesamtexperiments, nämlich eines spektralen Filterungsaufbaus für Einzelphotonen nach deren Speicherung im EIT-Medium. Der Filterungsaufbau wurde als Kombination eines Multi-Pass Fabry-Pérot Interferometers sowie einer räumlichen und einer polarisationsbasierten Filterung realisiert.

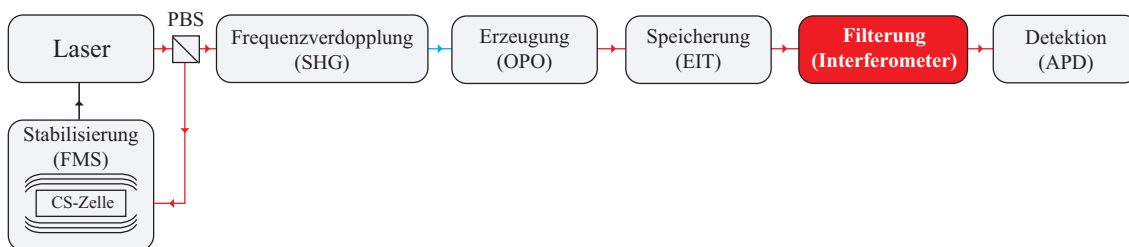


Abbildung 2.1: Schema des angestrebten Gesamtexperiments - Einzelphotonenspeicherung mittels EIT. Die einzelnen dargestellten Teilsysteme sind: gitterstabilisierter Diodenlaser, Frequenzmodulationsspektroskopie (FMS) zur Stabilisierung des Lasers auf die Cäsium-D1 Linie, Frequenzverdopplungsaufbau (engl. second harmonic generation: SHG), optisch parametrischer Oszillator (OPO) zur Einzelphotonenerzeugung, Speicherung mit elektromagnetisch induzierter Transparenz (EIT), Filterungsaufbau mit Interferometer (rot markiert), Detektionsaufbau mit Lawinenphotodioden (APD).

Abbildung 2.1 zeigt ein Schema des Gesamtexperiments mit den Teilsystemen für die Erzeugung, Speicherung, Filterung und Detektion der Einzelphotonen. Die Erzeugung der Einzelphotonen erfolgt mithilfe eines optisch parametrischen Oszillators (OPO), welcher mit frequenzverdoppeltem Licht eines auf einen Cs-Übergang stabilisierten Lasers gepumpt wird. Zur Speicherung soll außerdem die Wechselwirkung der Photonen mit Cäsiumatomen im Rahmen des EIT-Effekts ausgenutzt werden. Um die Detektion der gespeicherten Photonen bei Anwesenheit des EIT-Pumplichts zu ermöglichen, durchlaufen diese nach der Speicherung eine Kombination aus einer räumlichen, spektralen und einer Polarisationsfilterung. Im Folgenden wird auf die verschiedenen Teilsysteme des Gesamtexperiments und deren Entwicklungsstatus näher eingegangen.

2.2 Einzelphotonenerzeugung

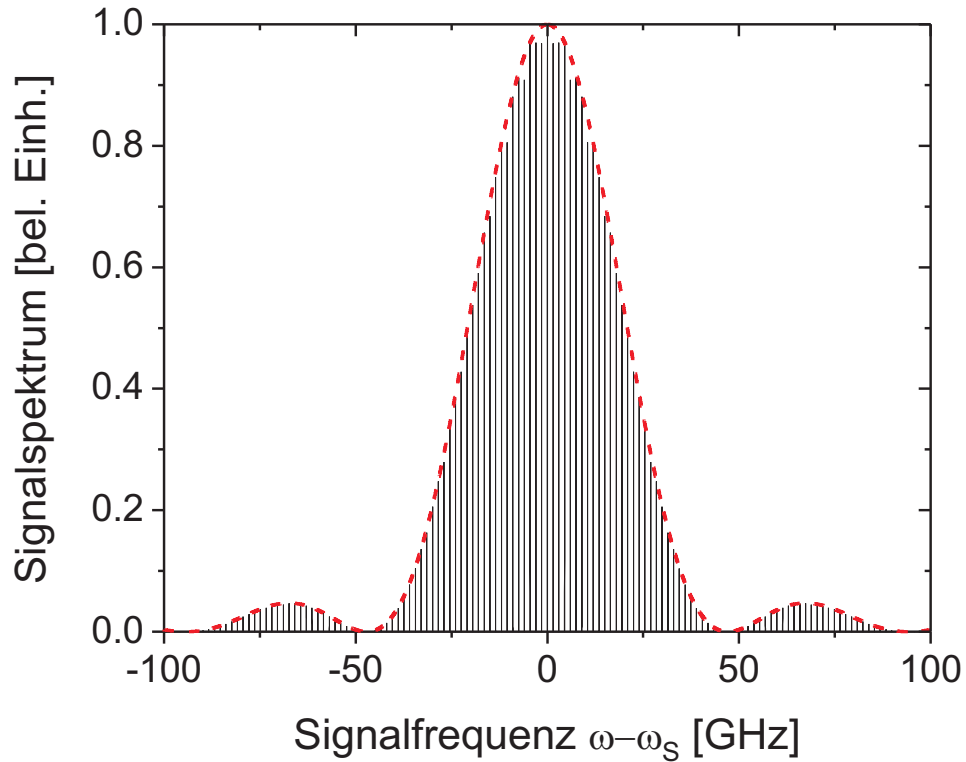


Abbildung 2.2: Spektrum der OPO-Signalphotonen: Ein Kamm aus äquidistanten Linien mit einer Breite von ~ 3 MHz im Abstand von $\sim 1,5$ GHz. Der Kamm ist zusätzlich mit einer einhüllenden sinc^2 -Funktion mit einer Breite von ~ 60 GHz moduliert [Koc09].

Als Quelle der Einzelphotonen dient in dem geplanten Experiment ein optisch parametrischer Oszillator (OPO) weit unterhalb der Schwelle [Sch09, Koc09]. Der OPO erzeugt mithilfe eines nichtlinearen Konversionskristalls aus einem Pumpphoton der Wellenlänge λ_{pump} zwei senkrecht zueinander polarisierte frequenzentartete Photonen (auch Signal- und Idlerphoton genannt) der Wellenlängen $2\lambda_{pump}$. Der Konversionskristall ist dabei von einem Resonator umgeben, welcher sowohl für Idler- als auch für Signal-Photonen resonant ist, was auch eine doppelresonante Konfiguration genannt wird (doppelresonanter OPO: DRO). Die gleichzeitige Erzeugung des Signal-Idler-Paares sowie der Betrieb weit unterhalb der Schwelle ergibt bei einer Triggerung durch Detektion der Idler-Photonen eine Einzelphotonenstatistik für die Signal-Photonen [Koc09]. Man spricht hierbei auch von 'getriggerten' oder 'angekündigten' Einzelphotonen (engl. 'heralded single photons'). Das Emissionsspektrum des DRO (siehe Abbildung 2.2) besteht im Frequenzraum aus einem Kamm von longitudinalen Moden mit einer jeweiligen Breite von ≈ 3 MHz sowie einem Modenabstand von $\approx 1,5$ GHz. Der Kamm besitzt aufgrund der Phasenanpassungsbedingungen bei der parametrischen Fluoreszenz eine 'glockenförmige' Einhüllende, welche sich mit einer sinc^2 -Funktion beschreiben lässt, mit einer Halbwertsbreite von ≈ 60 GHz [SKB09]. Zur Kopplung an Cäsium-Atome muss eine einzelne Mode aus dem Spektrum ausgewählt werden. Hierfür wurde im Rahmen einer früheren Diplomarbeit ein mehrstufiger Filterungsaufbau aus einem Filter-Resonator sowie einem Fabry-Pérot Etalon entwickelt. Der DRO-Aufbau wurde bereits fertiggestellt und das Einzelphotonencharakter nachgewiesen [SKB09]. Der Aufbau kann dazu verwendet werden Einzelphotonen mit einer Rate von 600 kCounts/s zu erzeugen und über eine Faser an andere Teilsysteme des Gesamtexperiments zu koppeln.

Um eine effiziente (resonante) Kopplung an Cäsium-Atome zu ermöglichen, müssen die Wellenlänge sowie die Linienbreite der erzeugten Einzelphotonen mit Parametern des atomaren Systems übereinstimmen. Im Fall der verwendeten $\text{Cs-D1-}6^2S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 6^2P_{1/2}(F' = 4)$ -Linie bedeutet das eine erforderliche Wellenlänge der Einzelphotonen von $\lambda_{D1} \approx 894,3$ nm. Hierzu muss der OPO mit einem Pumpfeld der Wellenlänge $\lambda_{pump} \approx 447,15$ angeregt werden. Die Erzeugung des benötigten Pumplichts wird im nächsten Abschnitt dargestellt.

2.3 Lasersystem und Stabilisierung

Eine wichtige experimentelle Grundlage für das angestrebte Gesamtexperiment ist das eingesetzte Lasersystem, bestehend aus zwei gitterstabilisierten Diodenlaser vom Typ Toptica DL100 in Littrow-Konfiguration. Um das erforderliche Pumplicht für den OPO zu erzeugen, wird einer der beiden Laser (auch Masterlaser genannt) auf den $\text{Cs-D1-}6^2S_{1/2}(F = 4) \rightarrow 6^2P_{1/2}(F' = 4)$ -Übergang stabilisiert. Ein weiterer baugleicher Laser wird mit einem einstellbarem Frequenz-Offset an den Master-Laser phasengelockt.

Die Stabilisierung des Masterlasers erfolgt mithilfe von Frequenzmodulationsspektroskopie (FMS). Die FMS basiert auf dem Prinzip der Dopplerfreien Sättigungsspektroskopie

und ist eine Verbesserung im Sinne eines erhöhten Signal-zu-Rausch-Verhältnisses (engl. 'signal to noise ratio': SNR). Die Dopplerfreie Spektroskopie erlaubt es, die in der Geschwindigkeitsverteilung der Gasatome begründete Dopplerverbreiterung der atomaren Resonanz bei spektroskopischen Messungen zu überwinden. Bei dieser Methode wird ein durchstimmbarer Pumplaser auf ein atomares Ensemble eingestrahlt, welcher die Sättigung der Absorption einer schmalen Geschwindigkeitsklasse der Atome bewirkt. Dies ergibt eine Abnahme der Absorption in dem jeweiligen Frequenz-Bereich. Um diese Abnahme der Absorption nachzuweisen, wird ein zweiter, schwächerer Laser (auch Probeleraser genannt) auf das Ensemble eingestrahlt. Wird der Probeleraser gegenläufig zum Pumplaser eingestrahlt, so bekommt die Geschwindigkeitsklasse in Ruhe relativ zur Einstrahlrichtung eine Sonderrolle: diese 'sieht' sowohl die Pump- als auch die Probewellenlänge unverschoben, also Dopplerfrei. Für die Spektroskopie ergibt sich eine Abnahme der Absorption des Probelasers in dem Fall, dass die Frequenz des Pumplases mit der Resonanz der ruhenden Atome übereinstimmt. Diese Bedingung kann dazu genutzt werden, den Pump-Laser auf die Resonanz des atomaren Übergang zu stabilisieren.

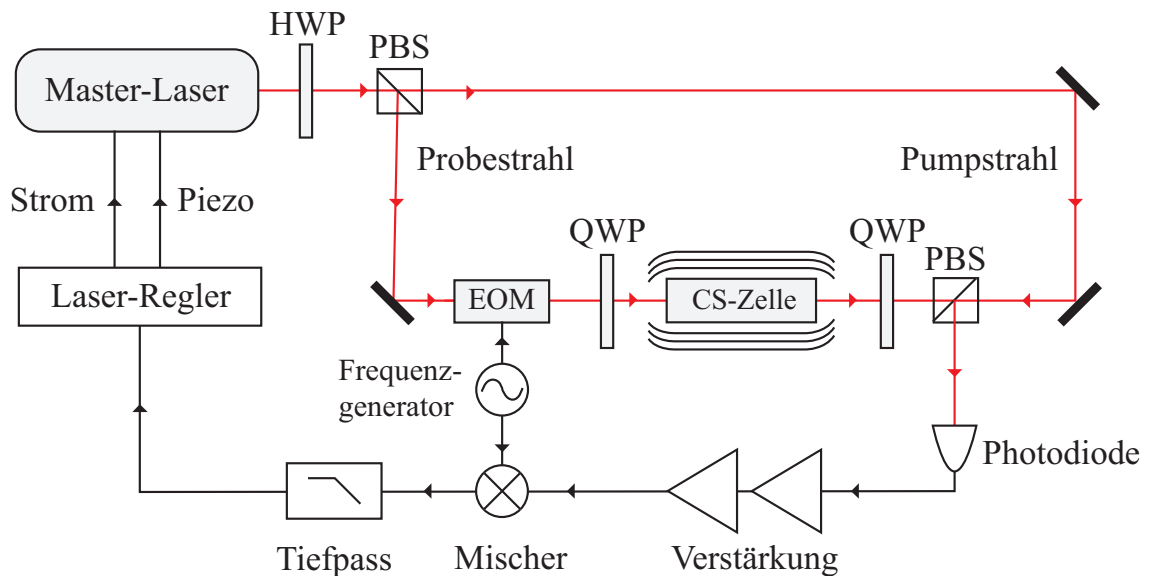


Abbildung 2.3: Vereinfachtes Schema der Cäsium-Stabilisierung: der Master-Laser wird in Pump- und Probestrahl aufgeteilt, der Probestrahl phasenmoduliert (EOM) und gegenläufig zum Pumpstrahl durch die magnetisch abgeschirmte Cäsium-Zelle geleitet. Das Spektroskopiesignal wird phasenempfindlich detektiert und nach Verstärkung, Mischung mit dem Phasenmodulationssignal und einer Tiefpassfilterung als Regelsignal für die Frequenz des Master-Laser genutzt. Die Regelung findet dabei durch den schnellen Strom-Pfad und den langsameren Piezo-Pfad statt.

Bei der FMS wird die Empfindlichkeit bzw. das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (engl. signal to noise ration: SNR) durch die Verwendung der sog. Trägerfrequenzverstärkung erhöht, bei welcher der Probeleraser phasenmoduliert wird, wobei die Detektion ebenfalls phasenempfindlich stattfindet. Ein vereinfachtes Schema des verwendeten FMS-Aufbau

ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Das Licht des Master-Lasers wird mit einem PBS in einen Pump- und einen Probestrahl aufgeteilt. Der Probestrahl durchläuft zunächst einen elektro-optischen Modulator (EOM) zur Phasenmodulation und wird dann durch eine magnetisch abgeschirmte Cäsium-Gas-Zelle geleitet. Der Probestrahl wird danach durch einen polarisierenden Strahlteiler (engl. polarizing beam splitter: PBS) ausgekoppelt und auf einen Detektor geleitet. Das Detektorsignal wird verstärkt, mit dem Modulationssignal heruntergemischt und durch einen Tiefpass gefiltert. Das so erhaltene Fehlersignal ist linear im Bereich um die Resonanz und kann direkt als Regelsignal für die Wellenlänge des Masterlasers genutzt werden. Die Regelung des Laser erfolgt hierbei über zwei Regelpfade: den schnellen Strompfad der Laserdiode sowie den langsameren Piezopfad des Laserresonators. Aus dem Frequenzrauschen des Fehlersignals lässt sich eine erreichbare Laser-Linienbreite von ~ 60 kHz abschätzen [HSB09b].

Das so erzeugte Laserlicht wird mit einem Halbleiterlaserverstärker (BoosTA von Top-tica) verstärkt sowie mittels der Erzeugung der zweiten Harmonischen (engl. 'second harmonic generation': SHG) auf die Pumpwellenlänge $\lambda_{Pump} \approx 447,15$ nm frequenzverdoppelt und dient dann als Pumpfeld für den OPO. Das Lasersystem wurde bereits fertiggestellt [HSB09b] und stand im Laufe dieser Diplomarbeit unter anderem als stabilisierte Referenz zur Justage des Filterungsaufbaus zur Verfügung.

2.4 Elektromagnetisch induzierte Transparenz

Das finale Ziel des Hauptexperiments ist die Speicherung der im OPO erzeugten Einzelphotonen mithilfe der elektromagnetisch induzierter Transparenz (EIT) [BIH91]. Bei EIT handelt es sich um die Veränderung der Absorption und Brechung (lineare Suszeptibilität) eines Übergangs in einem atomaren Drei-Niveau-System im Falle der resonanten Anregung des zweiten Übergangs.

Das Drei-Niveau-Schema der in diesem Experiment verwendeten ^{133}Cs -D1-Linie ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Dabei handelt es sich um eine sog. Λ -Anordnung mit zwei Grundzuständen und einem angeregten Zustand. Der Übergang $|c\rangle \rightarrow |a\rangle$, $6^2S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6^2P_{1/2}(F'=4)$ wird vom Pumpfeld mit der Frequenz Ω resonant angeregt. Der zweite Übergang $|b\rangle \rightarrow |a\rangle$, $6^2S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6^2P_{1/2}(F'=4)$ wird wiederum vom Probestrahl der Frequenz α angeregt. Der Übergang $|b\rangle \rightarrow |c\rangle$ ist verboten. Der Frequenzabstand zwischen Pump- und Probestrahl liegt bei $\alpha - \Omega = 9,2$ GHz.

Die lineare Antwort des Systems auf eine resonante Anregung wird durch die Suszeptibilität χ beschrieben. Der EIT-Effekt kann dabei unter Verwendung des Dichtematrixformalismus in einem rotierenden Koordinatensystem berechnet werden [HSB09b]. Im Falle eines schwachen Probestrahlens kann die Berechnung auf die erste Ordnung in der Rabi-Frequenz des Probestrahlens Ω_{rabi} beschränkt werden. Die Suszeptibilität χ ergibt sich aus

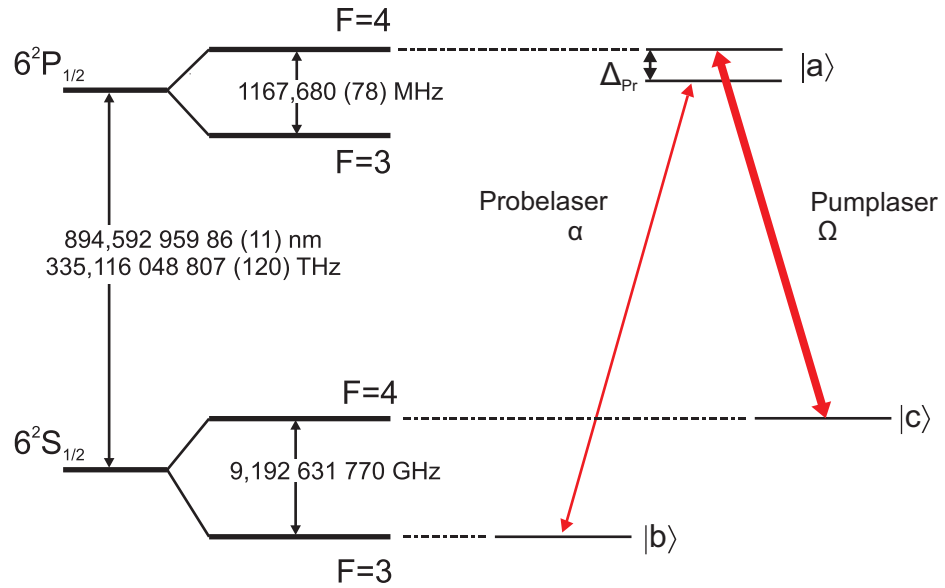


Abbildung 2.4: Energieniveau-Schema der Cäsium-D1-Linie mit Wellenlängen und Frequenzen (links). Dreineiveau-System Darstellung der D1-Linie in Λ -Anordnung (rechts). Übergang $|b\rangle \rightarrow |a\rangle$ wird mit dem Probeleraser angeregt sowie $|c\rangle \rightarrow |a\rangle$ mit dem Pumplaser. Übergang $|b\rangle \rightarrow |c\rangle$ ist verboten. Δ_{Pr} bezeichnet die (einstellbare) Verstimmung des Probelerasers gegen die Resonanz. Der Frequenzunterschied der beiden Laser liegt bei 9,2 GHz

der Lösung erster Ordnung des Nichtdiagonalelements der Dichtematrix $\langle a|\rho|b\rangle = \rho_{ab}$ [LRBJ03, HT70]

$$\chi \propto \left(\frac{\rho_{ab}^{(1)}}{\Omega_{\text{rabi}}} \right) \quad (2.1)$$

Im realen Fall ist die Linie des atomaren Übergangs durch die Bewegung der Atome Doppler-verbreitert. Die Doppler-Verbreiterung muss durch eine Faltung der Suszeptibilität mit der Geschwindigkeitsverteilung der bewegten Atome berücksichtigt werden.

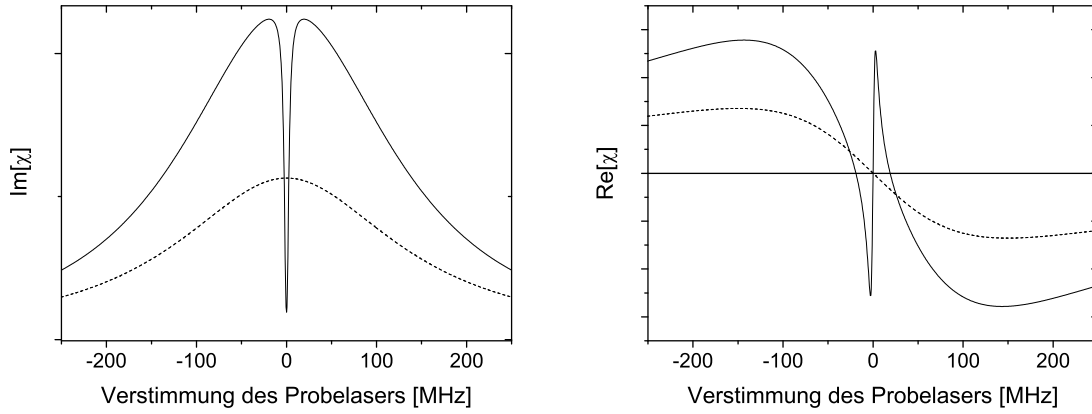


Abbildung 2.5: Verlauf der Absorption $\text{Im}[\chi]$ (links) sowie des Brechungsindex $\text{Re}[\chi]$ (rechts) als Funktion der Verstimmung des Probelasers Δ_{Pr} gegen die Resonanz. Gestrichelt ist die Situation ohne Pumplaser dargestellt [Höc07].

Der Imaginärteil der Suszeptibilität $\text{Im}[\chi]$ bestimmt die Absorption und der Realteil $\text{Re}[\chi]$ den Brechungsindex n des Systems

$$n^2 = 1 + \chi. \quad (2.2)$$

Der Verlauf von $\text{Im}[\chi]$ sowie $\text{Re}[\chi]$ als Funktion der Verstimmung des Probelasers ist in Abbildung 2.5 dargestellt [Höc07]. Die gestrichelte Linie stellt jeweils die Situation ohne den Pumplaser dar. Dabei zeigt die Absorption ($\text{Im}[\chi]$) die Form einer Lorentzkurve, deren Breite durch die Dämpfung bestimmt ist. Der Brechungsindex ($\text{Re}[\chi]$) zeigt ein Dispersionsprofil mit anomaler Dispersion im Bereich der Lorentzkurve. Schaltet man nun ein starkes Pumpfeld resonant zum zweiten Übergang ein (vgl. durchgezogene Linie in Abbildung 2.5), so ist bei $\text{Im}[\chi]$ im Bereich der Resonanz des Probelasers eine destruktive Interferenz zu beobachten, d.h. das Medium wird durch die resonante Anregung transparent, woher auch der Name des Effekts rührt. Gleichzeitig ist die Dispersion im Bereich der Resonanz sehr steil und linear. Die Gruppengeschwindigkeit v_g eines pro-

pagierenden Lichtpulses ist eine Funktion der Ableitung des Brechungsindex n nach der Frequenz ω_p [HHDB99]

$$v_g = \frac{c}{n(\omega_p) + \omega_p \frac{dn}{d\omega_p}} \quad (2.3)$$

Wegen der steilen Dispersion können damit Effekte wie Verlangsamung der Gruppengeschwindigkeit [HHDB99] sowie Anhalten von Lichtpulsen [BZL03] auftreten. Diese Effekte erlauben unter anderem eine Verzögerung (Buffer) oder die in diesem Experiment angestrebte Speicherung von Einzelphotonen [PFM⁺01, FL00].

Zur Speicherung der OPO-Photonen im EIT-Medium, werden diese als Probestrahl in den EIT-Teilaufbau geleitet. Um den EIT-Effekt herzustellen, wird der zweite Übergang in Cäsium entsprechend dem EIT-Schema mit einem Pumplaser resonant gepumpt. Der EIT-Aufbau besteht aus einer magnetisch abgeschirmten Cs-Gaszelle, welche von zwei colinear überlagerten Strahlen (Pump- und Probestrahl) durchlaufen wird. Die beiden Strahlen werden senkrecht zueinander linear polarisiert und nach dem Durchgang durch die Zelle mit einer Polarisationsfilterung getrennt. Das EIT-Teilsystem wurde bereits implementiert und getestet, wobei statt der Einzelphotonen ein abgeschwächter Anteil des Masterlasers als Probestrahl verwendet wurde. Es wurde der EIT-Effekt demonstriert sowie eine Verzögerung von schwachen Laserpulsen nachgewiesen [HSB09a]. Für den Betrieb mit Einzelphotonen muss die Filterung des EIT-Pumpstrahls hinter der Cs-Zelle verbessert werden. Die Entwicklung und Implementierung einer passenden Filterung ist zentrales Thema dieser Diplomarbeit.

2.5 Filterung und Detektion der Einzelphotonen nach der Speicherung

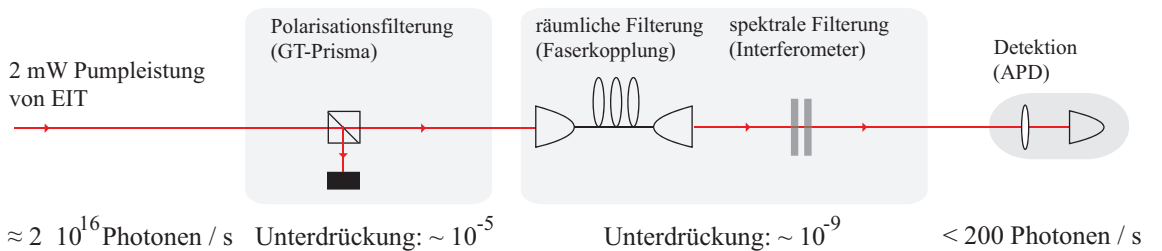


Abbildung 2.6: Mehrstufige Filterung des EIT-Pumpstrahls. Die polarisationsbasierte Filterung mit einem Glan-Thomson-Prisma erzielt eine Unterdrückung des Pumpstrahls von $\sim 10^{-5}$. Zwei weitere Filterungsstufen, nämlich eine räumliche Filterung durch Faserkopplung sowie eine spektrale Filterung mithilfe des entwickelten Interferometers erreichen eine Unterdrückung von 10^{-9} . Insgesamt werden die 2 mW Leistung ($\approx 2 \cdot 10^{16}$ Photonen/s) des EIT-Pumpstrahls auf unter 200 Photonen/s (Dunkelzählrate der APD) unterdrückt.

Am Ausgang des EIT-Aufbaus verläuft der Pumpstrahl nahezu colinear mit dem wesentlich schwächeren Probestrahl aus Einzelphotonen. Dies bedeutet einen Leistungsunterschied von $\sim 10^{14}$ bei einem Frequenzabstand von nur $\sim 9,2$ GHz. Um die Detektion der Einzelphotonen in Anwesenheit des Pumpstrahls zu ermöglichen, muss das EIT-Pumplicht hinreichend stark unterdrückt werden. Danach können die Einzelphotonen mit Lawinenphotodioden (engl. avalanche photo diode: APD) detektiert werden. Zur Unterdrückung des Pumplichts um 14 Größenordnungen wird eine Kombination aus einer Polarisationsfilterung (Pumpstrahl und Probestrahl sind senkrecht zueinander polarisiert), einer räumlichen Filterung (Colinearität ist nicht absolut) und einer spektralen Filterung verwendet (vgl. Abbildung 2.6). Die benötigte spektrale Filterung von Pump- und Probestrahl wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit mithilfe eines Fabry-Pérot Interferometers (FPI) realisiert, welches von dem zu filternden Lichtstrahl mehrfach durchlaufen wird (sog. Multi-Pass Konfiguration).

In den folgenden Kapiteln wird auf die theoretischen Grundlagen sowie die experimentelle Umsetzung der spektralen Filterung mithilfe eines Multi-Pass Fabry-Pérot Interferometers eingegangen.

3 Theorie realer Fabry-Pérot Interferometer

In diesem Kapitel werden die für das Verständnis der Arbeit relevanten theoretischen Grundlagen des Fabry-Pérot Interferometers vorgestellt und wesentliche Formeln erläutert. Es wird insbesondere die Theorie eines idealen Fabry-Pérot Interferometers vorgestellt sowie auf den Einfluss von Defekten in realen Etalons sowie auf die Aspekte der Hintereinanderschaltung von mehreren Etalons eingegangen. Für detaillierte Herleitungen wird auf eingängige Literatur verwiesen [Vau89].

Das Fabry-Pérot Interferometer (FPI) wurde in den letzten Jahren des 19. Jahrhunderts von den französischen Physikern Alfred Pérot und Charles Fabry theoretisch beschrieben und experimentell entwickelt. Es benutzt die Interferenz von Lichtwellen, welche sukzessiv zwischen zwei planparallelen verspiegelten Platten reflektiert werden. Die einfache theoretische Beschreibung dieses Prinzips wurde bereits rund 60 Jahre vor Fabry und Pérot vom Englischen Astronom George Airy geliefert, auf welchen die Bezeichnung 'Airy-Funktion' zurückgeht. Fabry-Pérot Interferometer wurden im Laufe des letzten Jahrhunderts mit Erfolg in der Astronomie, Metrologie sowie Spektroskopie eingesetzt und zeichnen sich durch eine geringe Linienbreite sowie hohe Transmission und Stabilität aus. Mithilfe von FPI wurden in physikalischen Gebieten wie der Atomphysik oder der kohärenten Optik Präzisionsmessungen ermöglicht, wie etwa die Vermessung der Fein- und Hyperfeinstruktur. Auch die Entwicklung der modernen Laserphysik greift auf die Erkenntnisse von Fabry und Pérot zurück [Vau89].

Die wesentlichen Fragen bei der spektroskopischen Anwendung des Fabry-Pérot Interferometers (FPI) betreffen die Abhängigkeit der Transmission von der Wellenlänge sowie vom Einfallswinkel. Um diese Abhängigkeiten zu beschreiben, reicht die Beschreibung des FPI mit der geometrischen Strahlenoptik aus [Vau89]. Eine weitergehende Beschreibung der Feldverteilung zwischen den Platten sowie die Behandlung der Eigenmoden eines FP-Resonators ist hierfür nicht notwendig.

3.1 Transmissionsspektrum und Parameter eines idealen FPI

Wir betrachten zunächst das Transmissionsspektrum eines 'idealen' Fabry-Pérot Interferometers, d.h. für den Fall von perfekt plan-parallelen sowie unendlich glatten reflek-

tierenden Oberflächen.

Zur Beschreibung des Transmissionsspektrums betrachtet man ebene Wellen, welche zwischen zwei planparallelen Flächen (1) und (2) im Abstand d (vgl. Abbildung 3.1) Mehrfachreflektionen erfahren. Wir betrachten einen einfallenden Strahl i mit einer Einheitsamplitude, welcher die einfallende ebene Welle repräsentiert. Der einfallende Strahl habe einen Winkel Θ zur Flächennormalen im Zwischenraum der beiden Ebenen. Die Vakuumwellenlänge des Lichts betrage λ und der effektive Brechungsindex des Zwischenmediums sei μ . Es werde eine lineare Polarisation parallel oder senkrecht zur Einfallsebene angenommen.

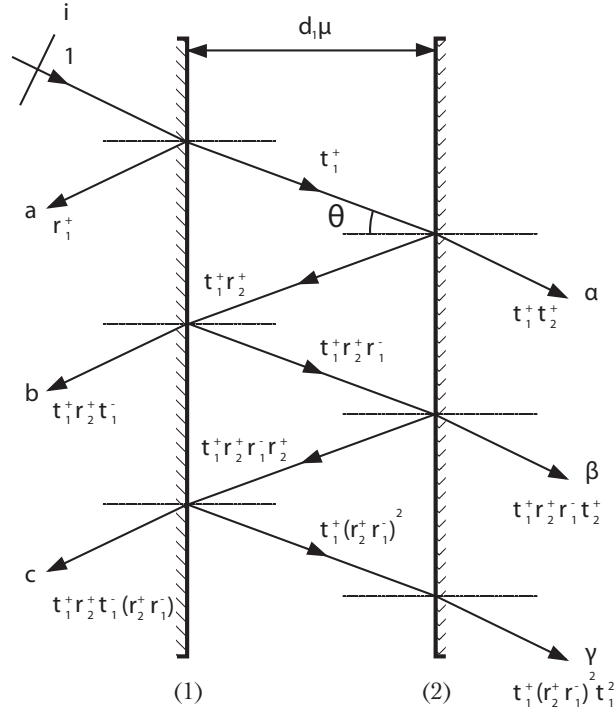


Abbildung 3.1: Einfallende Welle i der Amplitude 1 erfährt Mehrfachreflektionen zwischen den Etalon-Platten unter einem Winkel Θ . Die relativen Reflektions- und Transmissionskoeffizienten des reflektierten Strahlensystems: a, b, c und des transmittierten Systems: α, β, γ setzen sich multiplikativ aus den jeweiligen Koeffizienten der Oberflächen zusammen: r_i^{+-} und t_i^{+-}

Somit entsteht ein System aus reflektierten Wellen a, b, c sowie eins aus transmittierten Wellen α, β, γ . Für die vorliegende Arbeit ist nur das transmittierte System interessant, da das Etalon als Filter im Transmissionsmodus betrieben wurde.

Der optische Wegunterschied zwischen aufeinanderfolgenden Reflektionen erzeugt eine Phasendifferenz ϕ , welche dem doppelten Weg zwischen den Platten entspricht

$$\phi = 2\pi(2\mu d \cos\Theta)/\lambda \quad (3.1)$$

Für den Fall, dass die reflektiven Flächen identische metallisch oder dielektrisch beschichtete Spiegel sind ($r_2^+ = r_1^-$), lässt sich die Intensität des transmittierten Lichts des FPI bei einfallender Intensität I_0 beschreiben durch [Vau89]

$$I_t(\psi) = I_0 [T/(1 - R)]^2 / [1 + \mathcal{F} \sin^2(\psi/2)] \quad (3.2)$$

$$= I_0 [(1 - R - A)/(1 - R)]^2 / [1 + \mathcal{F} \sin^2(\psi/2)] \quad (3.3)$$

$$= I_0 \tau_a \mathcal{A}i(\psi) \quad (3.4)$$

mit $\mathcal{F} = 4R/(1 - R)^2$, $\tau_a = [1 - A/(1 - R)]^2$ und $\psi = \phi + \epsilon$, wobei ϵ die Phasenänderungen bei der Reflexion zusammenfasst. R und T sind die Intensitätskoeffizienten der Reflexion und Transmission einer Spiegelfläche. Die Absorption und Streuung wird durch die Größe A berücksichtigt, wobei gilt $R + T + A = 1$. $\mathcal{A}i(\phi)$ ist die so genannte Airy-Funktion. Ihr Verlauf ist als Funktion der Wellenlänge in Abbildung 3.2 dargestellt.

Die Phasenverschiebung aufgrund des Laufwegunterschieds ϕ ist je nach Einsatzszenario des Interferometers unterschiedlich bedingt: in einem Farbfilter wird diese mit der Wellenlänge des Lichts variiert, in photographischen Applikationen durch Veränderung des Winkels Θ , sowie in photometrischen Messungen durch die Veränderung des Plattenabstandes d oder des Brechungsindex μ . Die jeweilige Veränderliche wird dabei die 'spektroskopische Variable' genannt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird die Variation von ϕ durch Veränderung des Plattenabstandes sowie durch verschiedene (diskrete) Wellenlängen des Lichts erreicht.

Für einen normalen Strahleinfall hängt die Intensitätsfunktion nur vom Plattenabstand d und der Wellenlänge λ ab

$$I_t(d, \lambda) = I_0 \tau_a / [1 + \mathcal{F} \sin^2(2\pi \mu d / \lambda)] \quad (3.5)$$

Ideale reflektive Finesse

Intensitätsmaxima des transmittierten Lichts liegen vor, wenn gilt $\psi = 2\pi n$. Dabei ist n die Ordnung der Interferenz. Es gilt also

$$\psi = 2\pi n = 2\pi (2\mu d \cos \Theta) / \lambda \quad (3.6)$$

woraus folgt

$$2\mu d \cos \Theta = \lambda(n - \epsilon/2\pi) \quad (3.7)$$

Man erkennt, dass die Phasenänderungen ϵ bei der Reflexion keine Veränderung der Form des Transmissionsspektrums, sondern nur eine Verschiebung der Intensitätsmaxima bewirken. Dabei ist diese Korrektur mathematisch äquivalent zu einer kleinen Änderung der effektiven Plattenseparation d . Die Lage der Maxima ist in den meisten Anwendungen nicht von Belang, sodass man diese Phasenkorrektur vernachlässigen kann. Im

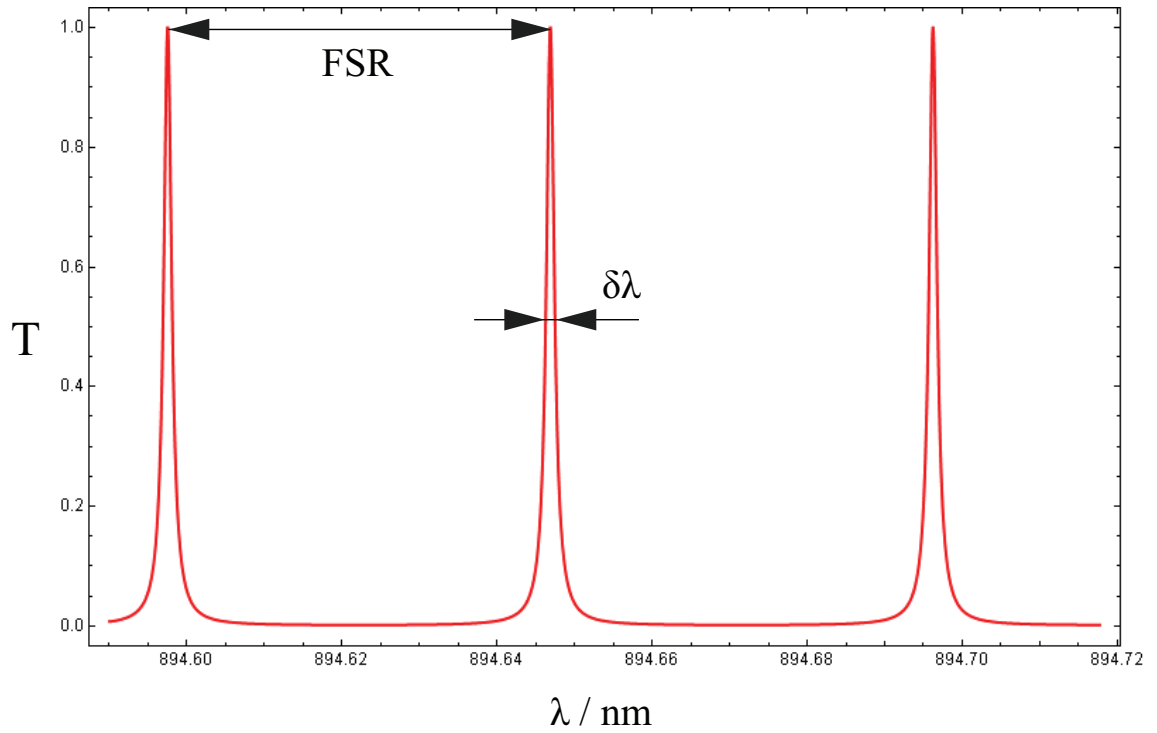


Abbildung 3.2: Transmissionsspektrum eines idealen Fabry-Pérot Interferometers: ideale Airy-Funktion mit $T_{max} = 1$, $FSR = 18,4$ GHz, $F_R = 60$

weiteren Verlauf wird die Phasenkorrektur ϵ in einer korrigierten Plattenseparation d' berücksichtigt. Für die Lage der Maxima bezüglich eines veränderlichen Winkels Θ_n ergibt sich damit:

$$\phi_n = 2\pi n = 2\pi (2\mu d' \cos \Theta_n) \quad (3.8)$$

Die Breite der Transmissionsmaxima bzgl. der Phasenverschiebung ϕ lässt eine charakteristische Größe für das Spektrum definieren. Man betrachtet die halbe Breite $\phi_{1/2}$ auf halber Höhe der Maxima, welche gegeben ist durch:

$$\mathcal{F}^{-1} = \sin^2 (\phi_{1/2}/2) \quad (3.9)$$

Für hinreichend große F kann der Sinus durch den Winkel approximiert werden:

$$\mathcal{F}^{-1} = (\phi_{1/2}/2)^2 \quad (3.10)$$

Woraus folgt

$$\phi_{1/2} = (1 - R)/\sqrt{R} \quad (3.11)$$

Man betrachtet den Kehrwert des Quotienten aus Halbwertsbreite der Maxima und Phasenunterschied zwischen 2 Ordnungen der Interferenz als charakteristische Größe F_R und bezeichnet diese als die 'ideale reflektive Finesse' des Interferometers. Die Höhe der Finesse bestimmt die Leistungsfähigkeit des Interferometers hinsichtlich seiner Auflösung. Da die Phasendifferenz zwischen zwei Ordnungen der Interferenz 2π beträgt, ist F_R gegeben durch

$$F_R = 2\pi/2\phi_{1/2} = \pi\sqrt{R}/(1 - R) = (\pi/2)\sqrt{\mathcal{F}} \quad (3.12)$$

Die Bezeichnung 'ideale reflektive Finesse' bezieht sich darauf, dass in der Praxis weitere Faktoren, wie z.B. Oberflächenbeschaffenheit und Verkipfung der Platten, die tatsächliche 'effektive' Finesse beeinflussen. Der Einfluss von Defekten wird im Abschnitt 3.2 diskutiert.

Damit lässt sich Gl. 3.5 darstellen als

$$I_t(d, \lambda) = \tau_a / [1 + (2F_R/\pi \sin(2\pi\mu d/\lambda))^2] \quad (3.13)$$

Kontrast

Die maximale Transmission ist gegeben durch:

$$I_{max} = I_0 [1 - A/(A + T)]^2 = I_0 T^2 / (1 - R)^2 \quad (3.14)$$

Die minimale Transmission liegt in der Mitte zwischen zwei Maxima vor und beträgt:

$$\begin{aligned} I_{min} &= I_0 [1 - A/(A + T)]^2 / (1 + \mathcal{F}) \\ &= I_0 [T/(1 - R)]^2 / [(1 + R)^2 / (1 - R)^2] \\ &= I_0 T^2 / (1 + R)^2 \end{aligned}$$

Das Verhältnis aus maximaler und minimaler Transmission ist damit gegeben durch

$$C = T_{max}/T_{min} = (1 + R)^2 / (1 - R)^2 = 1 + 4F_R^2 / \pi^2 \quad (3.15)$$

und wird 'Kontrast' oder 'Auslöschung' genannt. Diese hängt nur von den Reflektivitäten der Etalonplatten ab. Wenn der Interferometer als Filter eingesetzt wird, ist der Kontrast die entscheidende Größe, die die Unterdrückung des Hintergrundlichts gegenüber dem Nutzlicht bestimmt.

Freier Spektralbereich (FSR)

Die bisherige Diskussion ist davon ausgegangen, dass das Interferometer mit quasimonochromatischem Licht der Wellenlänge λ beleuchtet wurde. Die Interferenz kam dabei durch die Phaseverschiebung ϕ zwischen aufeinanderfolgenden Strahlen zustande. Betrachtet man Licht mit einer leicht verschobenen Wellenlänge $\lambda + \delta\lambda$, wird ein anderes System von Transmissionsmaxima erzeugt. Für einen festen Einfallswinkel Θ ist die Differenz der Phasenverschiebungen gegeben durch

$$|\delta\phi| = 2\pi (2\mu d \cos\Theta) \delta\lambda / \lambda^2 \quad (3.16)$$

Dabei wurde angenommen, dass der Unterschied der Brechungsindices für die zwei Wellenlängen zu vernachlässigen ist. Dabei ist der Ausdruck $\delta\lambda/\lambda^2$ gerade die Wellenzahldifferenz der beiden Wellenlängen.

Wenn nun der Phasenunterschied $|\delta\phi|$ gerade 2π ergibt, dann überlappen die beiden Spektren so, dass die n -te Ordnung der Interferenz von λ gerade mit der $(n - 1)$ -ten Ordnung von $\lambda + \delta\lambda$ zusammenfällt. Hierfür folgt also

$$2\pi = 2\pi (2\mu d \cos\Theta) [\delta\lambda/\lambda^2]_{2\pi} \quad (3.17)$$

oder

$$[\delta\lambda/\lambda^2]_{2\pi} = (2\mu d \cos\Theta)^{-1} \quad (3.18)$$

Der Ausdruck auf der rechten Seite wird der 'freie Spektralbereich' (engl. free spectral range, FSR) des Interferometers genannt. Der FSR ist gerade der Wellenzahlunterschied zwischen zwei spektralen Linien, die in nachfolgender Ordnung der Interferenz für eine

festen Plattenseparation exakt überlappen würden. Für einen Einfallswinkel von $\theta = 0$ gilt für den FSR im Frequenzraum

$$\text{FSR}_0 = \frac{c}{2\mu d} \quad (3.19)$$

Der FSR_0 wird im folgenden einfach als FSR bezeichnet, da sämtliche Betrachtungen sowie die experimentelle Realisierung für $\Theta = 0$ stattfinden.

3.2 Reale Etalons - Einfluss von Defekten

Die bisherige theoretische Beschreibung gilt nur für ideale Etalons, bei welchen perfekte planparallele Etalon-Platten und ein normaler Stahleinfall angenommen werden. Diese Annahmen gelten nicht für reale Etalons, da diese i.A. verschiedene fertigungsbedingte Defekte aufweisen.

Eine erste Beschreibung von Etalondefekten geht auf Burger und Cittert (1927) zurück und wurde erweitert von Dufour und Picca (1945) sowie weiteren Autoren wie Chabbal (1953), Hill (1963). Im Folgenden werden nur die für die praktische Anwendung relevanten Ergebnisse dargestellt.

Effektive instrumentale Funktion

Eine Möglichkeit Plattendefekte eines realen Etalons zu beschreiben besteht darin, Modelle von Defekten zu entwickeln und aus diesen eine Flächenverteilung $A(d)$ des Plattenabstandes abzuleiten (vgl. [Vau89]). Dabei kann man das reale Etalon aus einer Reihe von idealen Etalons mit verschiedenen Plattenabständen zusammengesetzt denken.

Wir nehmen an, der mittlere Abstand der Platten betrage d und die maximale Abweichung $\pm\Delta_M$. Die Fläche der Interferometer mit einem Abstand zwischen $d + \Delta$ und $d + \Delta + \delta\Delta$ kann beschrieben werden als

$$\delta S = D(\Delta)\delta\Delta \quad (3.20)$$

Die Phasenverschiebung für die Interferenz bei einem Abstand von $d + \Delta$ im Vergleich zum mittleren Abstand d beträgt

$$\delta\phi = 4\pi\Delta/\lambda \quad (3.21)$$

Durch die inkohärente Addition der Intensitäten ergibt sich die effektive instrumentale Funktion $E(\phi)$ aus einer Faltung der idealen Airy-Funktion mit der Flächenverteilungsfunktion $D(\delta\phi)$

$$E(\phi) = \frac{1}{S} \int I_t(\phi - \phi') D(\phi') d\phi' \quad (3.22)$$

Die ausführliche Behandlung dieses Integrals findet man bei [Cha53]. Hier wird lediglich das Resultat angegeben, was für die weitere Behandlung notwendig ist. Die resultierende effektive instrumentale Funktion $E(\phi)$ lässt sich demnach in der folgenden Form darstellen [RH77]

$$E(\phi) = \tau_a \tau_d / [1 + (2F_{eff}/\pi \sin(\phi/2))^2] \quad (3.23)$$

dabei ist die neue Größe F_{eff} die so genannte effektive Finesse, τ_a der Transmissionskoeffizient des idealen Spektrums (vgl. Gl. 3.4) und τ_d der defektbedingte Transmissionskoeffizient, dessen Größe im Folgenden diskutiert wird.

Effektive Finesse

Die effektive Finesse F_{eff} hängt im Gegensatz zur idealen reflektiven Finesse F_R nicht nur von der Reflektivität R der Platten ab. Sie ist vielmehr eine nichttriviale Funktion der reflektiven Finesse F_R , einer Defekt-Finesse F_D sowie einer aperturbedingten Finesse F_A [RH77]. Die Effektive Finesse lässt sich näherungsweise angeben als

$$\frac{1}{F_{eff}^2} = \frac{1}{F_R^2} + \frac{1}{F_D^2} + \frac{1}{F_A^2} \quad (3.24)$$

Die Effekte der Apertur werden nur im Falle von ausgedehnten Lichtquellen deutlich und lassen sich insb. bei Verwendung von Laserquellen vernachlässigen ($F_A \rightarrow \infty$).

Für die Defekt-Finesse lassen sich je nach Defektart verschiedene Ausdrücke ableiten. Man unterscheidet im wesentlichen die folgenden Defektarten (siehe Abbildung 3.3), wobei eine der Platten als 'ideal' planar angenommen wird, und die Defekte in nur einer Platte zusammengefasst werden.

- a **Sphärische Defekte:** Man untersucht die Effekte einer sphärischen Verbiegung der Platten, wobei die maximale sphärische Auslenkung δt_S beträgt. Gibt man die Größe des Defekts in Bruchteilen der Wellenlänge an $\delta t_S = \lambda/m_S$, so lässt sich eine sphärische Defekt-Finesse angeben als

$$F_{DS} = \frac{\lambda}{2\delta t_S} = \frac{m_S}{2} \quad (3.25)$$

- b **Gauß'sche Defekte:** Man beschreibt zufällige Oberflächendefekte indem man annimmt, dass die Defekte bzw. Abweichungen δt_G vom mittleren Plattenabstand d gaußverteilt sind. Die mittlere quadratische Abweichung $(\delta t_G^2)^{1/2}$ wird dabei (insb. von Herstellern solcher Platten) in Bruchteilen der Wellenlänge λ/m_G angegeben (d.h. je

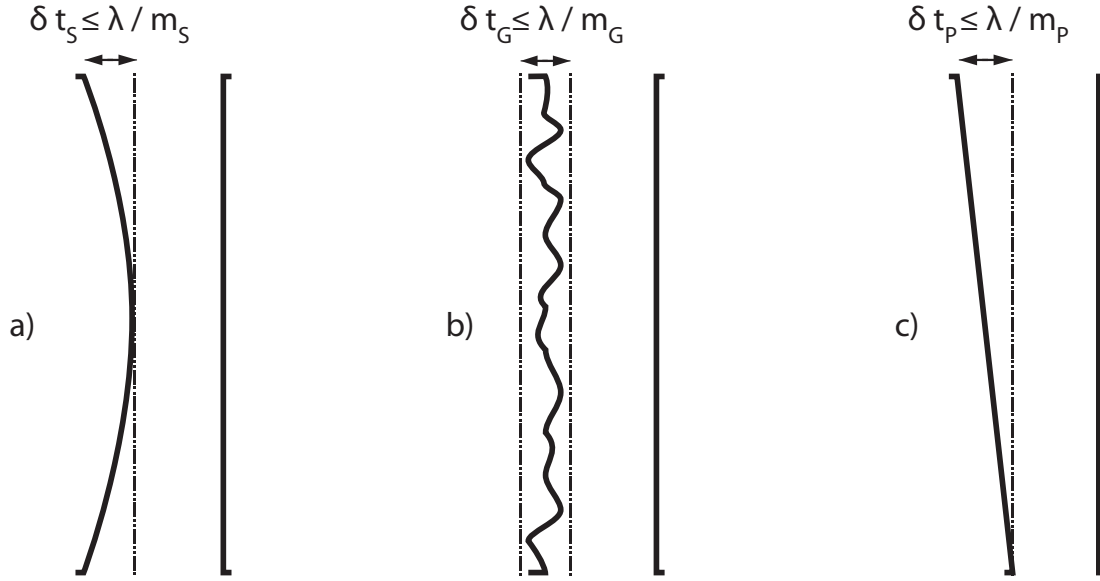


Abbildung 3.3: Defektarten von Etalon-Platten (übertrieben gezeichnet): (a) spärische Defekte, (b) Gauß'sche Defekte, (c) Abweichung von der Parallelität

größer das m , desto besser die Plattenqualität). Aus der Breite der Gaußverteilung lässt sich dabei eine Gauß'sche Defekt-Finesse ableiten

$$F_{DG} = \frac{m_G}{4,7} \quad (3.26)$$

- c **Abweichungen von der Parallelität:** Man untersucht eine Verkippung der Platten gegeneinander. Die Abweichung von der Parallelität $\delta t_P = \lambda/m_P$ ergibt damit eine zusätzliche Defekt-Finesse von

$$F_{DP} = \frac{m_P}{\sqrt{3}} \quad (3.27)$$

Aus den Verschiedenen Defekt-Arten lässt sich eine Defekt-Finesse ableiten

$$\frac{1}{F_D^2} = \frac{1}{F_{DG}^2} + \frac{1}{F_{DS}^2} + \frac{1}{F_{DP}^2} \quad (3.28)$$

Obwohl für $R \rightarrow 1$ der Wert der Reflektiven Finesse F_R beliebig groß werden kann, ist die effektive Finesse durch den Defekt-Term beschränkt. Die Defekt-Finesse wird daher oft auch 'limitierende Finesse' genannt.

Effektiver Kontrast

Der effektive Kontrast des Instruments lässt sich sinngemäß definieren als

$$C_{eff} = E_{max_{eff}}/E_{min} = \left(1 + \frac{4F_{eff}^2}{\pi^2}\right) \quad (3.29)$$

Effektive Transmission

Die effektive maximale Transmission des Filters ist nach Gl. 3.23 gegeben durch

$$E_{max_{eff}} = \tau_a \tau_d \quad (3.30)$$

wobei der Transmissionskoeffizient τ_a mit dem des idealen Spektrum übereinstimmt, während τ_d den Defekteinfluss beschreibt. Die Größe von τ_d wird näherungsweise durch das Verhältnis der effektiven und der reflektiven Finesse bestimmt (vgl. [Cha58])

$$\tau_d \approx \frac{F_{eff}}{F_R} \quad (3.31)$$

Hieraus folgt für den praktischen Einsatz, dass die Wahl der reflektiven Finesse bei einer gegebenen Defekt-Finesse direkten Einfluss auf die Transmission des Instruments hat.

3.3 Eigenschaften eines FPI im Multi-Pass

Um die Leistungsfähigkeit eines Fabry-Pérot Filters zu verbessern, insb. den Kontrast sowie die Finesse zu erhöhen, können mehrere Etalons in Reihe geschaltet werden. Alternativ kann ein einzelnes Etalon mehrfach von einem Strahl durchlaufen werden (sog. Multi-Pass-Konfiguration), was im Rahmen dieser Diplomarbeit angestrebt wird.

Im folgenden wird eine einfache Theorie eines einfachen Systems dargelegt, wobei angenommen wird, dass alle Durchgänge durch das Interferometer identisch ausfallen. Dieser einfache theoretische Ansatz ist als eine starke Idealisierung zu bewerten. Dieser berücksichtigt insbesondere nicht die Tatsache, dass die verschiedenen Durchgänge durch das Interferometer unterschiedliche Parameter haben können. In der Realität werden reale Effekte, wie Winkelabweichungen, Streuung, Strahlverformung und unterschiedliche Qualität der verschiedenen Plattenbereiche, zu Abweichungen von dieser einfachen Beschreibung führen.

Die instrumentale Funktion eines idealen Multipass FPI ergibt sich dieser einfachen Theorie durch potenzieren der Single-Pass Funktion mit der Anzahl der Durchgänge n

$$E(\phi) = \tau_a^n \tau_d^n / [1 + (2F_1/\pi \sin(\phi/2))^2]^n \quad (3.32)$$

Dabei ist mit F_1 die effektive Finesse im Single-Pass bezeichnet.

Die Maximale Transmission beträgt im idealen Fall

$$E_{max_n} = (\tau_a \tau_d)^n = E_{max_1}^n \quad (3.33)$$

Für die Multi-Pass-Finesse ergibt sich aus den Eigenschaften der Airy-Funktion ein nicht-trivialer Ausdruck

$$F_n = F_1 (2^{1/n} - 1)^{1/2} \quad (3.34)$$

Die Multi-Pass-Finesse steigt also mit jedem Durchgang, jedoch ist der Anstieg nicht besonders schnell: für einen Triple-Pass erreicht die Finesse den doppelten Wert des Single-Pass.

Dagegen nimmt der Kontrast des Instruments mit jedem Durchgang dramatisch zu

$$C_n = C_1^n = \left(1 + \frac{4F_1^2}{\pi^2}\right)^n \quad (3.35)$$

Damit eignet sich das Multipass-Konzept insbesondere dafür, den Kontrast des Filters zu erhöhen. Allerdings ist in der Praxis kein rein exponentieller Anstieg des Kontrasts zu erwarten, da die Lichtstreuung zwischen den verschiedenen Strahldurchgängen zur Reduktion des instrumentalen Kontrasts führt [Vau89].

4 Experimenteller Aufbau eines Multi-Pass FPI

Das folgende Kapitel befasst sich mit der Entwicklung sowie der experimentellen Implementierung eines Fabry-Pérot Interferometers in Triple-Pass-Konfiguration. Es werden grundlegende Gedankengänge zum Design einzelner Komponenten sowie die bei der Inbetriebnahme gemachten Erfahrungen dargelegt.

Primäres Einsatzgebiet dieses Instruments ist die spektrale Filterung des Probestrahls am Ausgang des EIT-Experiments. Dabei soll der Betrieb des EIT-Experiments mit schwachen Laserpulsen bis auf den Bereich der Einzelphotonen erweitert werden. Als oberstes Ziel bei der Entwicklung des Instruments, galt es eine möglichst hohe Transmission ($> 50\%$) des Probestrahls bei möglichst hoher Unterdrückung des Pumpstrahls ($\geq 10^{12}$ in Verbindung mit weiteren Filterungsstufen) zu erreichen. Ein weiterer wichtiger Parameter war die Langzeitstabilität des Aufbaus.

4.1 Multipass Fabry-Pérot Interferometer

Als Herzstück des Filterungsaufbaus dient ein speziell für den Einsatzzweck entworfenes planares Fabry-Pérot Etalon. Es wurde entsprechend den Anforderungen der Filterung spezifiziert und von der Firma Lightmachinery Inc., Kanada hergestellt. Für besonders hohe Genauigkeit der Abstandsregelung zwischen den Platten wurden drei Piezo-Abstandhalter mit zugehörigen Dehnungsmesstreifen und einer aktiven Abstandsstabilisierung verwendet. Für den Betrieb im Triple-Pass wurde das Etalon in Verbindung mit zwei Retroreflektoren eingesetzt, welche einen parallelen Strahlversatz für den Mehrfachdurchgang durch das Etalon sicherstellen. Hierfür wurde ein Gehäuse entwickelt, welches die Anforderungen hinsichtlich der Justageparameter sowie der mechanischen Stabilität erfüllt.

Im Laufe dieser Diplomarbeit wurde der Aufbau über mehrere Zwischenschritte iterativ entwickelt. Dabei wurden verschiedene Varianten der Lagerung des Etalons, der Befestigung von Retroreflektoren sowie der elektronischen Steuerung implementiert und die zugehörige Leistungsfähigkeit des Filters Schritt für Schritt verbessert. Im Folgenden wird nur die finale Version des Aufbaus dargestellt, wobei die wichtigsten aus dem Entwicklungsprozess gemachten Erfahrungen an geeigneter Stelle angebracht werden.

Die Abbildung 4.1 zeigt das Schema eines Testaufbaus, in dessen Rahmen das Interferometer losgekoppelt von anderen Teilen des Gesamtexperiments entwickelt wurde. Dabei wurde über einen Faserport ein stabilisiertes Lasersignal in den Teilaufbau eingekoppelt und die Intensität des transmittierten Lichts hinter dem Interferometer gemessen. Zur Messung der maximalen Transmission T_{max} wurde ein geeichtes Detektorpaar (Detektor 1 und 2) verwendet, wobei der Referenzdetektor über einen Strahlteiler (engl. beam splitter: BS) beleuchtet wurde. Zur Messung des Kontrasts wurde ein System von Graufiltern (engl. neutral density filter) in den Strahlengang gebracht sowie eine APD am Ausgang des Etalons eingesetzt. Im Folgenden wird auf die einzelnen Bestandteile des Aufbaus näher eingegangen.

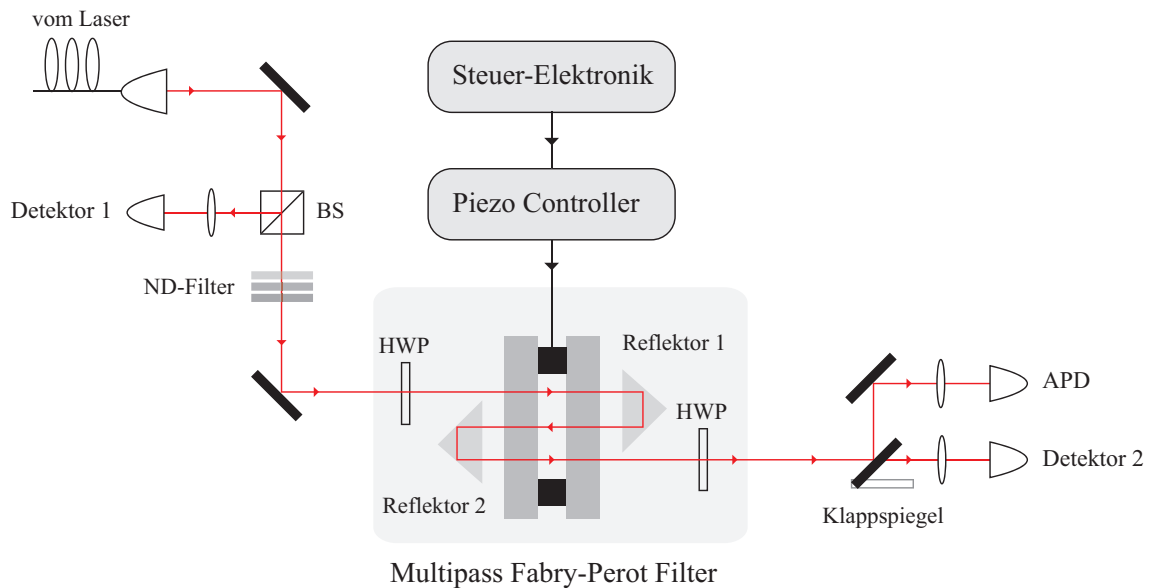


Abbildung 4.1: Schema des Testaufbaus für den Multi-Pass Interferometer. Es wird ein stabilisiertes Lasersignal verwendet um die Transmission des Interferometers zu untersuchen. Ein Referenzdetektor wird zur rechnerischen Komensation der Leistungsschwankungen des Lasers verwendet. Das Interferometer besteht aus dem Fabry-Pérot Etalon mit zugehöriger Steuerungselektronik sowie zwei Retroreflektoren, die einen Dreifachdurchgang durch das Etalon erzeugen. Zwei $\lambda/2$ -Platten (engl. half wave plate, HWP) kompensieren Polarisationsänderungen, die durch die Retroreflektoren verursacht werden. Die Detektion der Leistung hinter dem Interferometer findet mit einem Halbleiterphotodetektor oder einer APD statt. Zur Messung mit der APD wird die Leistung des Lasers über einen Satz von Graufiltern reduziert.

4.1.1 Spezifikation des Etalons

Das verwendete Fabry-Pérot Etalon wurde gemäß den Anforderungen des Hauptexperiments spezifiziert und als Sonderanfertigung hergestellt. Mit dem Hersteller wurde dabei

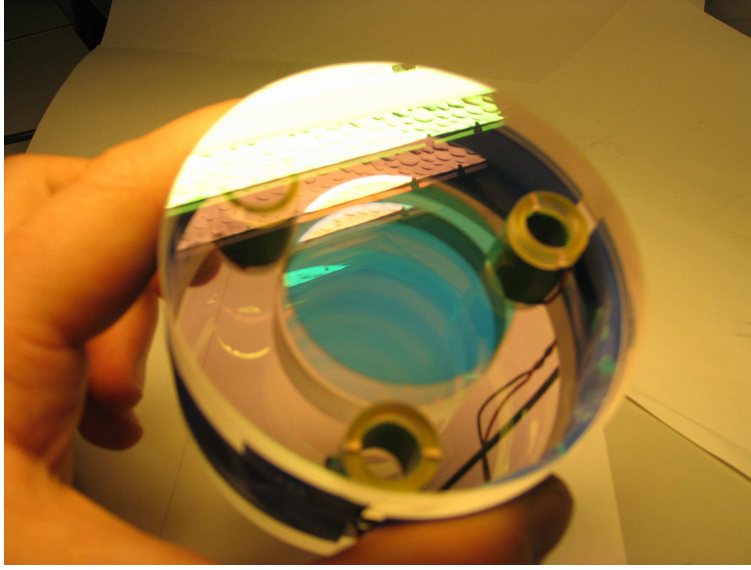


Abbildung 4.2: Foto des fertiggestellten Fabry-Pérot Etalons. Der Abstand der Platten wird durch 3 Piezos mit Dehnungsmessstreifen geregelt und aktiv stabilisiert.

eine Reihe von (Mindest-)Anforderungen an das Etalon vereinbart wobei die exakte Wahl der Etalon-Parameter dem Hersteller überlassen wurde. So wurde eine minimale effektive Finesse von ≥ 40 sowie eine maximale Transmission von über 90%, bei einem freien Spektralbereich von $\approx 18,4$ GHz gefordert. Im Folgenden wird die Wahl der Etalonparameter näher erläutert.

Die Frequenz des Pumpstrahls im EIT-Aufbaus liegt bei $f_{pump} = 335,113$ THz ($6^2S_{1/2}(F = 4) \rightarrow 6^2P_{1/2}(F' = 4)$) und die des Probestrahls bei $f_{probe} = 335,122$ THz ($6^2S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 6^2P_{1/2}(F' = 4)$). Der Frequenzunterschied zwischen den beiden Strahlen beträgt 9,192 GHz. Für eine optimale Filterung der EIT-Strahlen wurde das Etalon so parametrisiert, dass bei maximaler Transmission des Probestrahls, die Transmission des Pumpstrahls maximal unterdrückt wird. Hierfür wurde der freie Spektralbereich (FSR) des Etalons als der doppelte Frequenzabstand der beiden EIT-Strahlen gewählt

$$FSR = 2(f_{probe} - f_{pump}) \approx 18,4 \text{ GHz}. \quad (4.1)$$

Dies entspricht gemäß Gl. 3.19 einem nominalen Plattenabstand von $d = 8,14$ mm. Wird also das Etalon mit der maximalen Transmission auf die Frequenz des Probestrahls eingestellt, so liegt die Linie des Pumpstrahls genau im Minimum zwischen zwei Maxima des Transmissionsspektrums des Etalons.

Der wichtigste weitere Parameter eines realen Fabry-Pérot Etalons ist die effektive Finesse F_{eff} . Von ihr hängen sowohl der effektive Kontrast C_{eff} (vgl. Gl. 3.29) als auch die effektive maximale Transmission $E_{max_{eff}}$ (vgl. Gl. 3.30) ab. Die effektive Finesse hängt gemäß Gl. 3.24 von der Reflektivität der Etalon-Platten sowie von deren Qualität

ab. Während die reflektive Finesse durch die Wahl geeigneter dielektrischer Beschichtungen praktisch beliebig eingestellt werden kann, bildet die Defekt-Finesse, welche in Plattendefekten begründet ist, die limitierende Grenze. Dabei spielen Aspekte der prinzipiellen technischen Machbarkeit der Oberflächenglattheit sowie der Plattenparallelität die entscheidende Rolle.

Um den Abstand sowie die Parallelität der Etalon-Platten hinreichend genau kontrollieren zu können und somit den Verkippungswinkel zwischen den Platten möglichst zu eliminieren, wurde eine Etalon-Konstruktion gewählt, bei welcher der Abstand der Platten an drei Punkten mit je einem Piezo eingestellt werden kann. Es wurde ein System aus drei Piezos mit einer zugehörigen Steuerungselektronik verwendet. Die Piezos wurden mit Glaselementen verklebt und als Abstandshalter in einer Dreiecksanordnung zwischen den Platten angebracht. Die Befestigung an den Platten erfolgte mittels optischer Kontaktierung. An jedem Piezo wurde zusätzlich je ein Dehnungsmessstreifen (DMS) angebracht, wodurch eine aktive Stabilisierung des Abstandes möglich ist. Mit hinreichend genauer Steuerungselektronik, ist es damit möglich, die einzelnen Abstände der Platten bis auf wenige Nanometer genau zu regeln und damit die Verkippung der Platten praktisch auf Null zu bringen. Damit ist der Einfluss von der Abweichung von der Parallelität (F_{DP} , vgl. Gl. 3.27) vernachlässigbar.

Um eine möglichst hohe Defekt-Finesse zu erhalten wurde zudem eine bestmögliche technisch machbare Plattenqualität von $\lambda/280$ bei 894 nm gewählt. Laut Angaben des Herstellers sind die Gauß'schen Defekte der Etalon-Platten aufgrund eines speziellen Polierverfahrens vernachlässigbar gegenüber den sphärischen Abweichungen. Damit hängt die Defekt-Finesse nur von sphärischen Defekten ab und beträgt gemäß Gl. 3.25 und 3.28

$$F_D = 140 \quad (4.2)$$

Um eine möglichst hohe Gesamttransmission zu bekommen, wurde eine reflektive Finesse so ausgewählt, dass die effektive und die reflektive Finesse möglich gleich sind (vgl. Gl. 3.30 und 3.31). Hierfür wurde eine Plattenreflektivität von $R = 0.94$ verwendet. Dies ergibt gemäß Gl. 3.12 eine reflektive Finesse von $F_R = 61,2$ sowie eine erwartete effektive Single-Pass-Finesse von

$$F_{eff} = 56,1 \quad (4.3)$$

Für die theoretische effektive maximale Transmission ergibt sich gemäß Gl. 3.30 (mit $A = 0$, d.h. $\tau_a = 1$)

$$E_{max_{eff}} = \tau_a \tau_d \approx \frac{F_{eff}}{F_R} = 0,92 \quad (4.4)$$

Der maximale theoretisch erreichbare Single-Pass-Kontrast beträgt damit gemäß Gl. 3.29

$$C_{eff} \approx 1277 \quad (4.5)$$

Um eine höhere Finesse sowie einen höheren Kontrast zu erreichen, soll das Etalon dreifach vom zu filternden Strahl durchlaufen werden (Triple-Pass Konfiguration). Um einen dreifachen Strahlendurchgang mit hinreichend großem Strahlenabstand zueinander zu ermöglichen, wurde bei der Bestellung die klare Apertur des Etalons mit 20 mm parametrisiert.

Für die Triple-Pass-Finesse ergibt sich gemäß Gl. 3.34 ein Wert von

$$F_3 = 110 \quad (4.6)$$

Der maximal erreichbare theoretische Triple-Pass-Kontrast C_3 beträgt entsprechend Gl. 3.35

$$C_3 = C_1^3 \approx 1,1 \cdot 10^9 \quad (4.7)$$

Die maximale Triple-Pass-Transmission beträgt (vgl. Gl. 3.33)

$$E_{max_3} = E_{max_{eff}}^3 = 0,78 \quad (4.8)$$

Es ist nicht zu erwarten, dass die theoretisch vorhergesagten Parameter in der experimentellen Realisierung erreicht werden können. Diese stellen vielmehr ideale Maximalwerte, da die hier verwendete einfache theoretische Beschreibung keine Streuung, Absorption und Wellenfrontverzerrung in realen Komponenten berücksichtigt.

Die gewählten Etalon-Parameter sowie die theoretisch erreichbare Kenngrößen sind zusammenfassend in Tabelle 4.1 dargestellt.

4.1.2 Elektronische Steuerung

Um die Etalonparameter wie Plattenabstand und Parallelität über die eingebauten Piezos hinreichend genau kontrollieren zu können, wurde ein elektronischer Aufbau konzipiert und teilweise selbst entwickelt. Ein vereinfachtes Schema der Steuerungselektronik ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Sie besteht aus einem kommerziellen Dreikanal-Piezocontroller, einer selbst hergestellter Offsetsteuerung sowie einem Funktionsgenerator.

Bei dem Piezocontroller handelt es sich um einen 'PosiCon.an 150-3' der Firma Piezomechanik. Dieser verfügt über drei unabhängige Steuerungskanäle für Niederspannungspiezos mit einer Ausgangsspannung im Bereich von -30V bis +150 V und einem maximalen Piezostrom von 60 mA. Jeder der Steuerungskanäle verfügt über einen PID-Reglerkreis, welcher mithilfe der Dehnungsmessstreifen die Position der Piezos einzeln aktiv stabilisieren kann. Zusätzlich verfügt jeder Kanal über eine Offset-Spannungs-Schaltung, welche es erlaubt, eine Offset-Spannung zum Regelsignal zu addieren. Die Einstellung der Offset-Spannung kann dabei pro Kanal mithilfe eines eingebauten Potentiometers oder eines externen Offset-Eingangs erfolgen. Damit kann laut Herstellerangaben eine Abstandseinstellung pro Piezo mit einer Genauigkeit von 10 nm realisiert werden.

Parameter	Bezeichnung	Wert
Etalon-Spezifikation		
Plattenabstand	d	8,144 mm
Apertur	A	20 mm
Plattenreflektivität	R	0,94
Oberflächenqualität	λ/m	280
Maximal erreichbare Single-Pass Parameter		
Freier Spektralbereich	FSR	18,4 GHz
Effektive Finesse	F_{eff}	56,1
Maximale Transmission	$E_{max_{eff}}$	0,92
Effektiver Kontrast	C_{eff}	1277
Maximal erreichbare Triple-Pass Parameter		
Finesse	F_3	110
Maximale Transmission	E_{max_3}	0,78
Kontrast	C_3	$1,1 \cdot 10^9$

Tabelle 4.1: Übersicht Etalon-Spezifikation und theoretisch vorhergesagte maximal erreichbare Leistungsparameter

Da für die Justage des Etalons im Multipass die Einstellmöglichkeiten am Piezocontroller nicht ausreichend sind, wurde dieser über die Offset-Eingänge mit einer eigenen Offset-Steuerung beschaltet. Das vereinfachte Schema der Schaltung ist in Abbildung 7.1 im Anhang dargestellt. Zu einer externen Input-Spannung wird zunächst ein interner, über zwei Potentiometer (zur Grob- und Feinjustage) einstellbarer globaler Offset addiert. Die erhaltene Spannung wird mittels drei Spannungsfolgern in drei unabhängige Kanäle aufgetrennt. Pro Kanal wird zu der jeweiligen Spannung ein weiterer über einen Potentiometer einstellbarer Offset addiert. Diese Schaltung erlaubt die benötigte Feinjustage der Etalon-Platten. Dabei kann sowohl die Verkipfung der Platten über die einzelnen Piezo-Offsets geregelt werden, als auch der Plattenabstand über den globalen Offset kontrolliert werden. Zum automatischen Durchstimmen des Plattenabstandes wurde der externe Spannungseingang mit dem Dreieckssignal eines Funktionsgenerators (DS345 von Stanford Research Systems) beschaltet.

Im Betrieb des Piezocontrollers wurden Spannungsschwankungen am Piezo-Ausgang beobachtet, welche Variationen des Piezo-Abstandes zur Folge hatten und optisch vermessen werden konnten. Laut Angaben des Herstellers handelt es sich bei diesem Effekt um eine prinzipielle Rauschgrenze des Piezocontrollers. Um diese Spannungsschwankungen am Ausgang des Piezocontrollers eliminieren zu können, wurde an jedem Piezo-Ausgang jeweils ein Glättungskondensator angebracht, was jedoch die Regelungsbandbreite des Controllers beeinflusst.

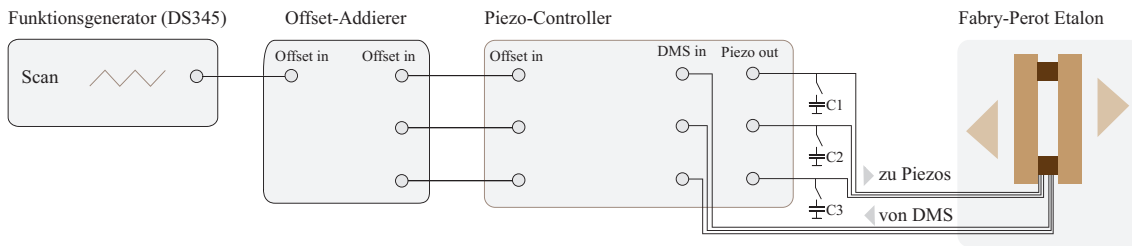


Abbildung 4.3: Schema der elektronischen Steuerung: Die Piezos zwischen den Etalonplatten werden mit einem kommerziellen 3-Kanal-Piezo-Treibers beschaltet, welcher mithilfe der DMS über einen PID-Regelkreis den Abstand der Platten aktiv stabilisiert. Die Feinregelung der Plattenabstände erfolgt über eine zusätzliche Offset-Addierer-Schaltung, welche Offset-Spannungen einzelner Kanäle sowie einen globalen Offset kontrolliert. Zur automatischen gleichzeitigen Verschiebung der Platten, wird ein zusätzlicher Funktionsgenerator verwendet, welcher über ein Dreieckssignal eine systematische lineare Änderung des Plattenabstandes bewirkt. Am Ausgang des Piezo-Treibers können Kondensatoren ($C1 - C3$, je $120 \mu F$) zur Glättung von elektronischen Störungen hinzugeschaltet werden.

4.1.3 Retroreflektoren

Für den Mehrfachdurchgang (Multi-Pass) des zu filternden Strahls durch das Etalon, wird eine Optik für die Reflexion und eine Parallelverschiebung des Strahls zwischen den Durchgängen benötigt. Eine einfache Lösung des Problems ist der Einsatz von 2 entsprechend ausgerichteten Spiegeln oder eines 90 Grad-Prisma. Eine flexiblere Lösung bieten jedoch sogenannte Retroreflektoren, welche wesentlich weniger Justageaufwand benötigen. Diese bestehen aus drei zueinander orthogonalen spiegelnden Flächen und reflektieren den einfallenden Strahl unabhängig von Eintrittswinkel parallelübersetzt zurück. Der Vorteil von Retroreflektoren in einer Multipass-Konfiguration liegt insbesondere darin, dass bei einer Änderung des Einkoppelwinkels in das Etalon, eine Nachjustage des weiteren Strahlverlaufs nicht notwendig ist, sodass die einzelnen Strahlen jederzeit parallel zueinander sind.

Es gibt verschiedene Varianten von Retroreflektoren und je nach Einsatzgebiet sind dabei verschiedene Parameter vordergründig. Insbesondere gibt es Unterschiede bei Gesamttransmission sowie der Polarisierungserhaltung. Man unterscheidet i.A. Hohlreflektoren und Prismenreflektoren. Hohlreflektoren werden aus drei einzelnen Spiegelflächen hergestellt und sind nur durch die Präzision der Spiegelausrichtung eingeschränkt. Diese sind im Allgemeinen technisch sehr aufwendig herzustellen und entsprechend kostspielig.

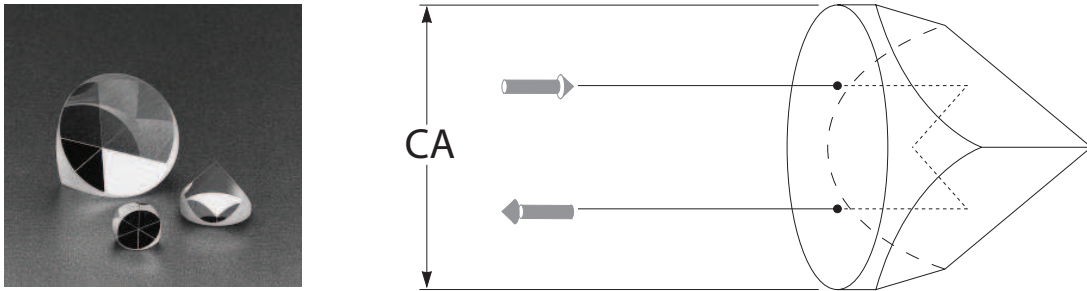


Abbildung 4.4: Foto: Prismenreflektoren ('corner cubes') von Melles-Griot (links), Zeichnung: 3D-Strahlengang im Retroreflektor (rechts) [MG09].

lig. Prismen-Reflektoren (auch 'corner cubes' genannt) sind dagegen aus einem einzelnen Prisma gefertigt und verwenden die Reflexion an drei senkrecht zueinander geschliffenen Prismenflächen. Für die Reflexion an den Prismenflächen kann dabei entweder eine dielektrische Beschichtung oder aber die interne Totalreflexion (engl. 'total internal reflection': TIR) an dem Prisma-Luft-Übergang verwendet werden.

Die Totalreflexion hat den Vorteil, dass es praktisch keine Reflexionsverluste an den Spiegelflächen gibt. Wird die Eintrittsfläche des Prisma dabei zusätzlich anti-reflex beschichtet, so kann eine Gesamttransmission von nahezu 100% erreicht werden. Einer der Nachteile der TIR-Variante ist ein eingeschränkter Akzeptanzwinkelbereich von wenigen Grad, welcher dadurch zustande kommt, dass die Totalreflexion nur bei bestimmten Winkeln zustande kommt. Ein weiterer Nachteil ist die eingeschränkte Polarisationserhaltung, die in Phasenverschiebungen bei der TIR begründet ist. Die Variante der dielektrischen Beschichtung hat eine bessere Polarisationserhaltung, einen größeren Akzeptanzwinkelbereich, allerdings eine schlechtere Transmission zur Folge.

Im vorliegenden Experiment wurden wegen der Transmissionsanforderungen für Einzelphotonenexperimente zwei TIR-Retroreflektoren aus BK7 ('CCG-25.0-C' von Melles-Griot/CVI-Laser) mit einer klaren Apertur von 20 mm sowie einer Anti-Reflex-Beschichtung der Eintrittsfläche verwendet. Diese Retroreflektoren haben eine Winkelabweichung von unter 2 arcsec mit einer erreichbaren Gesamttransmission von 99,4% bei 894 nm. Die Oberflächenrauigkeit wurde vom Hersteller zu $\lambda/4$ bei 632 nm angegeben.

Polarisationserhaltung

Ein wesentlicher Nachteil der TIR-Retroreflektoren ist die fehlende Polarisationserhaltung. Je nach Position und Winkel des Einfallstrahls bezüglich des fest orientierten Reflektors ergeben sich unterschiedliche Winkel bezüglich der reflektierenden Ebenen und somit unterschiedliche Phasensprünge für verschiedene Polarisationsachsen. Eine Simulation der Polarisationserhaltungseigenschaften eines idealen Retro-Reflektors mit ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Dabei wurde für eine feste lineare Polarisierung sowie

einen Einfall parallel zur optischen Achse des Reflektors und verschiedene Einfallsorte des Eingangsstrahls die Polarisation des Ausgangsstrahls berechnet. Es ergibt sich, dass für alle Einfallsorte die Polarisation des Strahls geändert wird. Dabei gibt es Segmente der Apertur, bei welchen eine elliptische Polarisation resultiert, sowie andere Segmente, wo lediglich eine definierte Drehung der Polarisationsachse stattfindet. Bei realen Retroreflektoren gibt es weitere Effekte aufgrund von Defekten der Prismenflächen [Nic07].

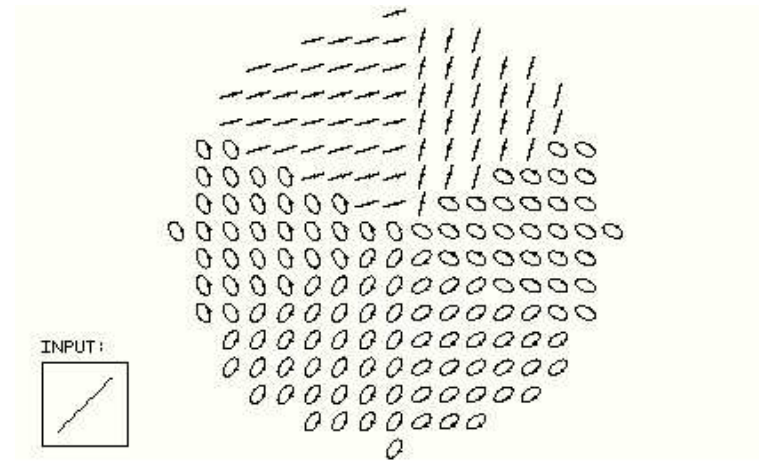


Abbildung 4.5: *Polarisationsänderungen beim Durchgang durch einen Retroreflektor: für eine feste Orientierung eines linear polarisierten Eingangsstrahls ergibt sich je nach Eintrittsort eine unterschiedliche Ausgangspolarisation. Dabei gibt es Segmente der Polarisation, bei denen eine reine Drehung der Polarisationsachse stattfindet, sowie andere Segmente, die einen elliptischen Anteil erzeugen [Nic07].*

Für eine feste Orientierung des Retroreflektors und eine feste Position des Strahls gibt es nur zwei ausgezeichnete PolarisationsEinstellungen, welche nur eine konstante Drehung der Polarisationsachse erfahren. Alle anderen Polarisationen bekommen zusätzlich einen elliptischen Anteil.

Für den praktischen Betrieb des Retroreflektors hat dies zur Folge, dass die Polarisatoneigenschaften des Instruments durch eine Drehung des Reflektors beeinflusst werden können, weshalb bei der Konstruktion des Multi-Pass-Interferometers die Reflektoren drehbar befestigt wurden.

Zur Kompensation der unvermeidlichen Polarisationsdrehung durch den Filterungsaufbau wurde vor und hinter dem FPI je eine $\lambda/2$ -Platte (engl. half wave plate: HWP) eingebaut, welche als Teil des Filterungssystems angesehen werden kann. Die $\lambda/2$ -Platte vor dem Etalon dient zur Anpassung einer beliebigen festen orthogonalen Basis aus zwei linearen Polarisationszuständen an die ausgezeichneten Polarisationsachsen des Interferometers. Die $\lambda/2$ -Platte hinter dem Interferometer dient zur Kompensation der Polarisationsdrehung durch das Interferometer, sodass die gewählte Polarisationsbasis

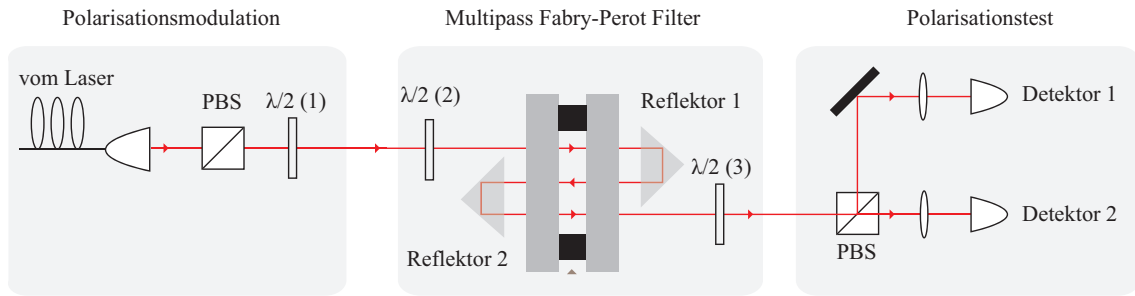


Abbildung 4.6: Testaufbau zur Prüfung und Einstellung der Polarisationserhaltung des Filters.

unverändert transmittiert wird. Zur Prüfung und Optimierung der Polarisationserhaltung wurde um das Interferometer ein Polarisationsaufbau implementiert, welcher in Abbildung 4.6) dargestellt ist. Dabei wird vor dem Interferometer ein polarisierender Strahlteiler (engl. polarizing beam splitter, PBS) sowie eine weitere $\lambda/2$ -Platte eingebaut, um verschiedene lineare Polarisationen einstellen zu können. Hinter dem Filterungssystem wird zur Prüfung der Polarisation ein PBS mit zwei Detektoren aufgebaut.

Um eine bestmögliche Polarisationserhaltung zu erreichen, müssen die Reflektoren in einem optimalen Winkel sowie einer bestimmten Polarisierung getroffen werden, sodass sie lediglich eine Polarisationsdrehung produzieren, welche zusätzlich kompensiert werden muss.

Eine Optimierung der Polarisationserhaltung erreicht man dadurch, dass man die Einstellung der Reflektoren sowie der $\lambda/2$ -Platte (2+3) in Abbildung 4.6 variiert. Das Ziel dabei ist, für eine gegebene Polarisations-Basis aus zwei linearen Polarisationen (vorgegeben durch den PBS vor dem Etalon) eine minimale Elliptizität hinter dem Etalon produzieren. Die Elliptizität wird durch Projektion auf die Achsen eines PBS vermessen. Dabei wird unter Variation von $\lambda/2$ -Platte (3) das Signal auf einem der Detektoren minimiert. Die optimale Elliptizität 0 ist erreicht, wenn das Signal auf einem der Detektoren vollständig ausgelöscht werden kann. Dies ist in der Realität nicht erreichbar, da ein PBS intrinsische Fehler im Bereich von einem Prozent hat.

Obwohl die Einstellung der beiden Reflektoren analytisch gesehen eine nicht triviale Aufgabe ist, reicht es in der Praxis aus die Orientierung von nur einem Reflektor zu verändern um eine optimale Einstellung zu erreichen. Dies kann man dadurch erklären, dass eine Fehlstellung des zweiten Detektors durch den ersten kompensiert werden kann. Weitere Details zur Einstellung der Polarisationserhaltung werden im Abschnitt 4.2 dargestellt.

Strahlengeometrie

Der Strahlenweg im Retroreflektor-Prisma verläuft so, dass ein einfallender Strahl symmetrisch zur optischen Achse des Prisma parallelübersetzt wird (vgl. Abbildung 4.7 a).

Dabei wird die Apertur durch die Kanten des Reflektors (sowie deren Verlängerungen) in 6 Segmente oder 'Vignetten' aufgeteilt. Innerhalb eines Segments ist sichergestellt, dass der Strahl beim Durchgang durch das Prisma keine Kanten trifft. Da die Kanten des Prisma nicht unendlich scharf sind, verursachen sie Absorptions- sowie Streuverluste, sofern sie von einem Strahl getroffen werden. Dies begrenzt den maximalen Strahldurchmesser, welcher verlustfrei reflektiert werden kann. Aus der Geometrie der Strahlführung lässt sich dafür die folgende einfache Beziehung zur Apertur A ableiten

$$d_{max} \approx \sqrt{3}/6 A \quad (4.9)$$

Je größer der tatsächlich verwendete Strahldurchmesser ist, desto geringer ist die Flexibilität des Aufbaus, da für eine feste Position des einfallenden Strahls bezüglich des Reflektors, kein Rotationsfreiheitsgrad zur Verfügung steht (um z.B. die Polarisations-eigenschaften zu ändern). Im vorliegenden Experiment wurden Reflektoren mit einer Apertur $A = 20$ mm eingesetzt. Dies ergibt einen maximalen Strahldurchmesser von $d_{max} \approx 5,6$ mm. Die verwendeten Strahldurchmesser lagen unter 2 mm, sodass ein hinreichender Winkelbereich für die Drehung der Reflektoren zur Verfügung stand .

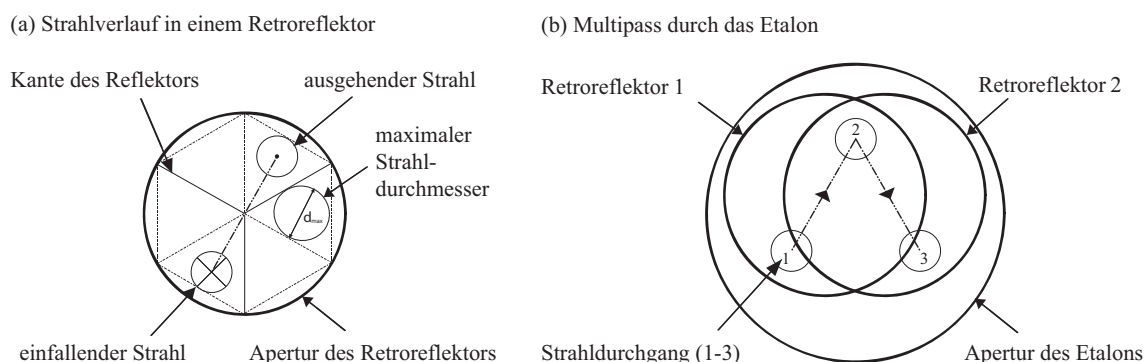


Abbildung 4.7: (a) Strahlverlauf in einem Retroreflektor: ein einfallender Strahl wird symmetrisch zum Mittelpunkt der Apertur parallelverschoben. Die 3 Kanten (sowie deren Verlängerungen) bilden 6 Segmente der Apertur (sog. 'Vignetten'), innerhalb welcher ein einfallender Strahl keine Kante des Reflektors trifft, was einen maximalen Strahldurchmesser definiert. (b) Eine Dreiecksanordnung der Strahlen im Triple-Pass durch das Etalon. Die zwei benötigten Reflektoren müssen versetzt zueinander, auf den Seitenmittelpunkten des Dreiecks ausgerichtet und entsprechend der Vignetten-Konfiguration gedreht werden.

Für den Dreifachdurchgang (Triple-Pass) durch das Etalon wurden die einzelnen Strahldurchgänge in Form eines gleichseitigen Dreiecks angeordnet. Hierzu wurden die beiden Reflektoren versetzt zueinander, mit ihren optischen Achsen auf den Seitenmittelpunkten des Dreiecks ausgerichtet (vgl. Abbildung 4.7 b).

4.1.4 Etalon-Gehäuse

Wegen der komplizierten Strahlführung für den Multi-Pass-Betrieb wurde für das Etalon und die Reflektoren ein eigenes Gehäuse konstruiert und aufgebaut. Bei der Konstruktion wurden insbesondere die mechanische Stabilität sowie die erforderlichen Justage-Freiheitsgrade bedacht.

Benötigte Justage-Parameter

Für die Triple-Pass-Strahlführung ist es notwendig, die Position der einzelnen Stahldurchgänge sowie deren Winkel relativ zum Etalon ändern zu können. Hierfür müssen insbesondere die Reflektoren in der Ebene der Etalon-Platten verschiebbar sein. Die Reflektoren müssen zusätzlich um die eigene optische Achse drehbar sein, um Polarisationsseigenschaften ändern zu können. Die Verkippung der Reflektoren relativ zur Etalon-Ebene ist nicht erforderlich, da die Reflektoren einen hinreichend großen Akzeptanzbereich haben um Winkeländerungen des Einkoppelstrahls zu kompensieren. Das Etalon selbst muss bezüglich der optischen Achse rotierbar sein, um verschiedene Bereiche der Etalon-Apertur, bei gleichem Strahlenlayout verwenden zu können. Dies ist insbesondere notwendig, weil die Apertur des Etalons keine konstante Qualität aufweist, sondern aus 'besseren' und 'schlechteren' Bereichen besteht.

Standardkomponenten-Gehäuse

Um die Herstellungszeit des Gehäuse möglichst kurz zu halten, wurde eine Konstruktion aus möglichst vielen Standardkomponenten entwickelt. Die Standardkomponenten wurden an benötigten Stellen durch eigens konstruierte Elemente aus massivem Aluminium sowie Edelstahl (bei benötigter hoher Stabilität) ergänzt.

Das Gehäuse wurde als 'dreistöckige' Gesamtkonstruktion aus drei waagerecht liegenden Metallplatten entworfen, wobei das Etalon waagerecht und parallel zur Tischebene gelagert wurde. Als Basis diente eine stabile Grundplatte aus Edelstahl, welche mittels einer Dreipunktauflage auf dem optischen Tisch befestigt wurde. Eine Konstruktionsansicht des Gehäuses ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Für die Ein- und Auskopplung der Strahlen wurden kleine Spiegel verwendet, die so in die Apertur eingebracht wurden, dass die restlichen Strahlen innerhalb der Apertur nicht verdeckt werden. Die Retroreflektoren wurden in speziell hergestellten Haltern gelagert, welche sowohl zweidimensionale Verschiebungen als auch Drehungen der Reflektoren erlauben.

Abschirmung

Für den Schutz des Filters gegenüber äußeren Einflüssen wurde das System auf mehreren Ebenen abgeschirmt. Da die Dehnungsmesstreifen am Etalon Signale in der Größenordnung von wenigen μV für den Regelkreis erzeugen, musste das Etalon mit den Piezos

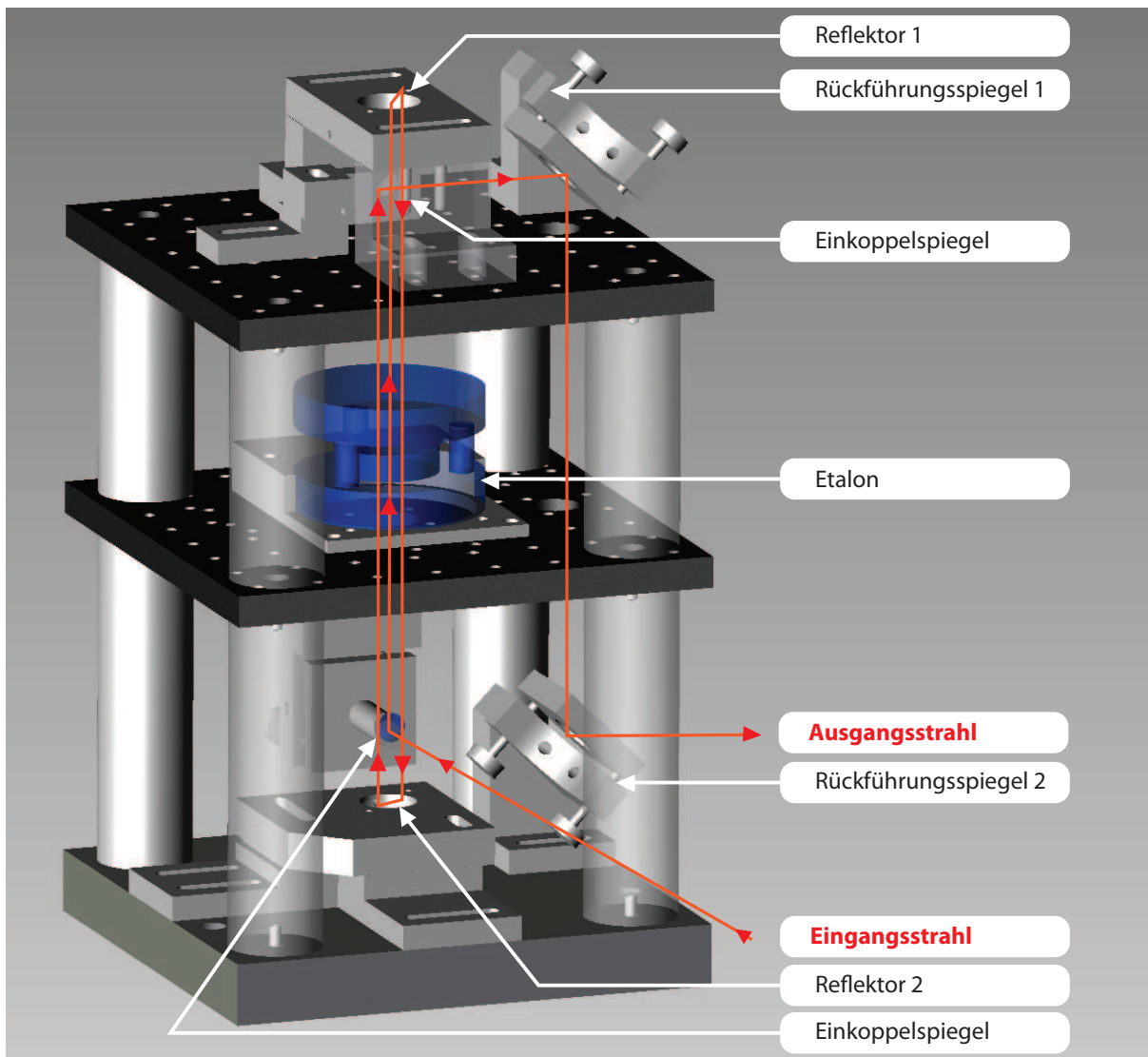


Abbildung 4.8: Etalon-Multipass-Gehäuse aus Standardkomponenten sowie zusätzlich entwickelten Bauteilen in Konstruktionsansicht. In rot ist der Triple-Pass-Strahlverlauf schematisch eingezeichnet: Der Eingangsstrahl wird durch den Einkoppelspiegel in die Vertikale abgelenkt und durchläuft das Etalon zum ersten mal. Reflektor 1 (oben) bewirkt einen parallelen Strahlversatz und reflektiert den Strahl nach unten für den zweiten Durchgang. Reflektor 3 sorgt entsprechend für den dritten Durchgang durch das Etalon, wonach der gefilterte Ausgangsstrahl durch den Auskoppelspiegel und die beiden Rückführungsspiegel in die ursprüngliche Strahlhöhe gebracht wird.

elektromagnetisch isoliert werden. Hierfür wurde eine geschlossene Box mit aus kupferbeschichtetem Material hergestellt, wobei alle Kantenverbindungen gelötet gefertigt wurden.

Für die Abschirmung gegenüber akustischen Störungen aus der Luft, wurde das gesamte Gehäuse von einer Schaumstoff-Box mit 30 mm Wandstärke umgeben, welche auf dem optischen Tisch befestigt wurde. Diese Box diente gleichzeitig als optische Isolierung für Einzelphotonenmessungen mit APDs.

Blendensystem

Um Streulicht zwischen den verschiedenen Durchgängen durch das Etalon zu unterdrücken sowie den Kontrast zu erhöhen, wurde ein Blendensystem verwendet. Dabei wurden Platten aus schwarzem Plastikmaterial mit entsprechenden Bohrungen an mehreren Stellen in den Strahlengang eingebracht: vor und hinter dem Etalon, jeweils vor den Reflektoren sowie zwischen den Etalon-Platten.

Die Tatsache, dass die einzelnen Strahlen aufgrund der Retroreflektoren 'perfekt'-parallel durch den Aufbau verlaufen, erlaubte es, die Blenden in einem Durchgang 'identisch' herzustellen.

4.2 Inbetriebnahme des Multipass FPI

Zur Inbetriebnahme des Etalons im Multipass-Modus ist eine sorgfältige systematische Justage notwendig, welche im Folgenden skizziert wird. Der beschriebene Justagevorgang muss für jede Freistrahlsquelle, die eingekoppelt werden soll, neu durchgeführt werden. Hier wird die Justagevariante beschrieben, bei der das Etalon von vornherein im Aufbau angebracht wird. Eine weitere Variante besteht darin, das Strahlensystem erst ohne das Etalon zu justieren und das Etalon dann später einzubringen. Erfahrungsgemäß hat diese Variante aber den Nachteil, dass man an sämtlichen Parametern nachjustieren muss, da durch das Befestigen des Etalons der Winkel der Einkopplung nachkorrigiert werden muss. Weiterhin gibt es Justiermethoden, bei denen die Apertur des Etalons zunächst mit einem aufgeweiteten Laser im sichtbaren Bereich durchleuchtet wird und anhand der Interferenzringe die Plattenparallelität justiert wird. Diese Methode hat sich als wenig praktikabel und insbesondere nicht notwendig herausgestellt, da die unten beschriebene Methode ohne eine Strahlaufweitung auskommt.

Justage-Schema

1. **Justage des Etalons:** Zunächst muss das Etalon konzentrisch an der Apertur-Öffnung des Gehäuse ausgerichtet und befestigt werden.
2. **Ausrichtung des Einkoppelspiegels:** Als zweiter Schritt erfolgt die Einkopplung des Eingangsstrahls in das Etalon. Hierzu muss der Einkoppelspiegel im ge-

wünschten Bereich der Apertur befestigt werden, sodass ca. $1/3$ der Aperturfläche durch den Spiegel abgedeckt ist. Der zugehörige Spiegelhalter wird in einer neutralen Stellung eingestellt, sodass der Einkoppelspiegel ca. 45 Grad mit der Vertikalen bildet und in Richtung des einzukoppelnden Strahls zeigt.

3. **Grobe Strahleinkopplung:** Nach Möglichkeit wird in den Port des Eingangsstrahls eine hinreichend große optische Leistung gegeben (z.B. 1 mW), um bei der Justage selbst bei einer starken Abschwächung nach einem Durchgang durch das Etalon (durch das falsch ausgerichtete/eingestellte Etalon) sowohl mit einer Infrarot-Wandlerkarte, als auch einem Infrarot-Viewer arbeiten zu können. Der Eingangsstrahl wird über 2 externe Spiegel parallel zum optischen Tisch auf die Höhe des Mittelpunkts des Einkoppelspiegels gebracht und entlang der Achse der Spiegelhalterstange ausgerichtet. Dabei muss der Strahl in etwa senkrecht durch die Apertur gehen.
4. **Etalon-Scan:** Um den Strahl effektiv in das Etalon einzukoppeln, muss das Etalon zumindest annähernd das eingekoppelte Licht transmittieren. Um dies schon in einem frühen Stadium der Justage zu ermöglichen, wird das Etalon im Scan-Modus betrieben. Hierfür werden alle Offset-Regler (am Piezocontroller und der Offset-Steuerung) auf Null eingestellt und über den Funktionsgenerator eine Dreiecksspannung auf den Piezocontroller gegeben, sodass der Scan mindestens einen FSR überstreicht. Sinnvolle Parameter hierfür sind z.B. (mit Stabilisierung) Amplitude $A = 0,38$ V, Scan-Frequenz $f = 10$ Hz.
5. **Rückreflexjustage:** Bei der Einkopplung bekommt man einen charakteristischen schwachen Rückreflex durch das Etalon. Im Scan-Modus ist dieser Reflex dadurch zu erkennen, dass er mit der Scan-Frequenz 'blinkt'. Der zurückreflektierte Strahl verläuft idealerweise colinear mit dem Einkoppelstrahl. Das Ziel der Einkopplung ist es deshalb, die beiden Strahlen z.B. auf dem Einkoppelspiegel zur Deckung zu bringen. Dies erreicht man am einfachsten, indem man den Einkoppelspiegel mit einem IR-Viewer beobachtet, während man den Einkoppelwinkel über einen der Spiegel variiert. Um den Rückreflex colinear mit dem Einkoppelstrahl einzustellen und den richtigen Bereich der Etalon-Aperture zu treffen, ist es im Allgemeinen zusätzlich notwendig den Einkoppelstrahl in der Horizontalen sowie Vertikalen geringfügig parallel zu verschieben (mit zwei weiteren Spiegeln).
6. **Grobe Plattenjustage:** Um die weitere Justage vornehmen zu können, muss ein makroskopisches optisches Signal am Ausgang des Etalons erreicht werden. Hierfür beobachtet man den Single-Pass-Durchgang des eingekoppelten Strahls auf einem weißen Schirm mit einem IR-Viewer und verändert im Scan-Modus die Plattenparallelität mithilfe der groben Offset-Regler. Dabei reicht es aus zwei Regler zu betätigen, da der dritte Freiheitsgrad durch den Scan bereits automatisch angepasst wird. Bei einer optimalen Einstellung erkennt man ein helles 'Aufblitzen' des Single-Pass-Spots mit der Scan-Frequenz.

7. **Strahlformjustage:** Bei einer optimalen Einkopplung ist die Strahlform nach dem Single-Pass unverändert. Bei einer inperfekten Einkopplung bekommt der (runde) Spot einen kometenförmigen 'Ausläufer', der in Richtung der Verkipfung des Einkoppelstrahls gegenüber der perfekten Lage zeigt. Durch Veränderung des Einkoppelwinkels, kann die Strahlform auf die ursprüngliche (runde) Form korrigiert werden. Damit erreicht man gleichzeitig auch eine Erhöhung der Transmission.
8. **Single-Pass-Detektion:** Um eine quantitative Optimierung durchführen zu können, wird nun der Single-Pass-Strahl über den Auskoppelspiegel auf einen geeichten Detektor gebracht. Dabei ist darauf zu achten, dass der Auskoppelspiegel vom Strahl zentral getroffen wird. Das detektierte Signal wird DC-gekoppelt auf einen Oszilloskop gegeben, welcher durch externe Triggerung auf das Scan-Signal des Funktionsgenerators getriggert ist.
9. **Iterative Single-Pass Optimierung** Die quantitative Optimierung der Single-Pass-Transmission erfolgt iterativ, indem das folgende Schema immer wieder wiederholt wird, bis eine hinreichende Transmission im Single-Pass erreicht ist (z.B.: $T_1 \approx 90\%$).
 - a) Eingangstrahl verkippen und verschieben (2 Spiegel)
 - b) Plattenparallelität verändern (2 Offset-Regler, grob)
 - c) Auskopplung auf Detektor korrigieren
10. **Blenden-Einbau** Es wird eine der vorgefertigten Blenden in den Strahlenweg (z.B. nach dem ersten Durchgang durch das Etalon) eingebaut, sodass die Transmission des Single-Pass erhalten bleibt. Dabei muss die Blende so ausgerichtet werden, dass der zweite und dritte Durchgang in der Apertur des Etalons liegen, aber am Einkoppelspiegel vorbeigehen. Die weiteren Blenden werden erst später eingebaut und anhand der Triple-Pass-Transmission justiert.
11. **Double-Pass-Justage** Es wird der erste (obere) Reflektor in der Halterung befestigt. Der Reflektor wird so verschoben, dass der zweite Strahl an der gewünschten Stelle durch die Blende geht. Der Reflektor muss dann so gedreht werden, dass eine der drei Kanten senkrecht zur Übersetzungsstrecke ausgerichtet ist, damit sichergestellt ist, dass keine Kante vom Strahl getroffen wird (vgl. Abschnitt 4.1.3) Um die Transmission des zweiten Strahldurchgangs (qualitativ) zu optimieren, wird der Strahl nach dem zweiten Durchgang durch das Etalon mit einem IR-Viewer beobachtet (da dieser i.A. sehr schwach ist) und über die groben Offsetregler die Plattenparallelität nachgestellt - dabei reicht es die Helligkeit mit dem Auge zu beobachten und zu maximieren.
12. **Triple-Pass-Justage** Der zweite (untere) Reflektor wird im Halter befestigt und so verschoben, dass der 3. Strahldurchgang an der gewünschten Stelle durch die Blende tritt. Die Optimierung findet wie beim Double-Pass statt. Der Auskoppelspiegel wird in den Bereich des 3. Strahls in die Apertur gebracht und befestigt. Dabei ist darauf zu achten, dass der Spiegel mittig getroffen wird und nicht

einen der anderen Strahldurchgänge verdeckt. Der ausgekoppelte Strahl wird über 2 Hilfsspiegel nach unten geführt und auf einen Detektor geleitet. Die Transmission des Triple-Pass wird nun nach dem folgenden Schema iterativ optimiert:

Unter der Beobachtung/Maximierung der Transmission im Scan-Modus wird das folgende Schema iterativ durchlaufen, bis eine Transmission von über 60% erreicht wurde:

- a) Plattenparallilität verändern (2 Offset-Regler, fein)
- b) Eingangstrahls verkippen und verschieben (2 Spiegel)
- c) Reflektoren geringfügig verschieben
- d) Auskopplung auf Detektor korrigieren

13. Optimierung der Polarisationserhaltung

Die $\lambda/2$ -Platte (1) wird zunächst entfernt und das folgende Schema für eine feste Einfangpolarisation durchlaufen, wobei die Elliptizität hinter dem Etalon minimiert wird:

- a) Unter Variation von $\lambda/2$ -Platte (2) die Elliptizität minimieren
- b) Reflektor 1 geringfügig (1-5 Grad) drehen (dabei darf die Transmission nicht verringert werden)

Sobald eine optimale Einstellung von Reflektor 1 sowie der $\lambda/2$ -Platte (2) gefunden wurde, wird die $\lambda/2$ -Platte (2) so eingestellt, dass das Signal auf dem Detektor 2 maximiert wird (d.h. beide polarisierenden Strahlteiler in gleicher Richtung passiert werden). Danach wird die $\lambda/2$ -Platte 1 eingebaut, mit welcher das Signal abwechselnd auf Detektor 1 und 2 minimiert wird. Bei einer optimalen Konfiguration des Systems, kann eine Polarisationserhaltung für zwei ausgewählte Polarisationszustände bis auf 2-3% Restelliptizität erreicht werden.

- 14. **Restliche Blenden einbauen** Nachdem der Gesamte Strahlverlauf einjustiert ist, werden die restlichen Blenden (vor und hinter dem Etalon, vor den Reflektoren) in den Strahlengang gebracht und befestigt. Dabei müssen die Blenden einzeln so platziert werden, dass die Gesamttransmission nicht leidet.
- 15. **Stabiler Betrieb** Als Letztes wird das Etalon aus dem Scan-Modus in den stabilen Betrieb gebracht: hierfür wird die Amplitude (oder Frequenz) des Scans am Frequenzgenerator auf Null gebracht. Danach wird der Plattenabstand mithilfe der globalen Offsetregler (jeweils grob und fein) auf ein Maximum der Transmission gebracht sowie die Plattenparallelität feinjustiert. Hierbei nutzt man das folgende aus: wenn die Parallelität des Plattenabstandes perfekt ist, ist das Transmissionsignal eine perfekte gerade Linie. Weicht die Parallelität vom Optimum ab, haben schon kleinste elektronische Störungen eine relativ hohe Veränderung der

Transmission zur Folge (scharfe Flanke der Airy-Funktion). Man erkennt also Oszillationen im Transmissionssignal, welche es unter Maximierung der Transmission auszuregeln gilt.

5 Experimentelle Charakterisierung des Multi-Pass FPI

Im folgenden Abschnitt werden die erzielten Parameter des entwickelten Filters wie Transmission, Finesse und Kontrast ausgewertet sowie mit den Vorhersagen der Theorie verglichen. Im letzten Teilabschnitt wird auf die Langzeitstabilität des Gesamtsystems eingegangen.

5.1 Maximale Transmission, FSR und Finesse

Zur Bestimmung der maximalen Transmission, des FSR und der effektiven Finesse wurde die Transmission des FPI bei Veränderung des Plattenabstandes durch die Einstellung verschiedener Offset-Spannungen vermessen. Um die Variation des Plattenabstandes in eine Frequenzverstimmung umzurechnen, wurden zunächst Eichmessungen durchgeführt, wobei der verwendete Laser auf verschiedene Cs-Resonanzen stabilisiert wurde. Durch die Vermessung der Lage der Cs-Linien gegen die verwendete Offset-Spannung lässt sich eine Eichbeziehung zwischen der Spannungsdifferenz und der entsprechenden Frequenzverschiebung herleiten. Das Transmissionsspektrum des FPI im Triple-Pass ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Um eine bessere Frequenzauflösung zu erreichen wurde die Messung in zwei Teilmessungen ausgeführt, wobei das FPI nur jeweils in der unmittelbaren Nähe des jeweiligen Maximums verstimmt wurde. Die beiden Messungen wurden dann anhand der Spannungsoffsets zusammengefügt.

Man erkennt am Transmissionsspektrum unmittelbar die charakteristische Form der Airy-Funktion, bei welcher die Transmission zwischen scharfen, schmalen Maxima nahezu auf Null zurückgeht. Zur Bestimmung der Leistungsparameter des Filters wurde das Spektrum mit einer Airy-Funktion gefittet. Die Fitparameter ergeben eine maximale Transmission von $E_{max_3} = (66 \pm 1) \%$, einen freien Spektralbereich von $FSR = (17,4 \pm 0,1) \text{ GHz}$ sowie eine Linienbreite FWHM von 156 MHz. Die resultierende effektive Triple-Pass Finesse beträgt $F_3 = (111,8 \pm 0,5)$.

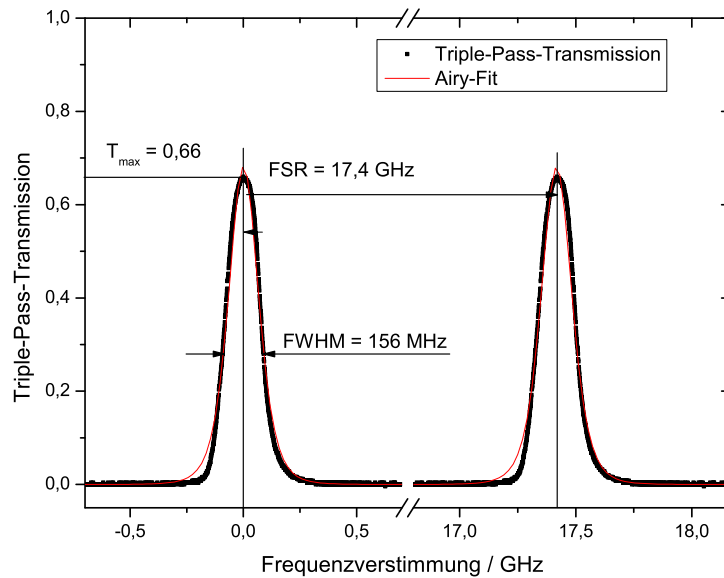


Abbildung 5.1: Gemessene Transmission des FPI im Triple-Pass sowie der zugehörige Fit mit der Airy-Funktion aufgetragen gegen die Frequenzverstimung des FPI in GHz.

5.2 Kontrast

Zur Bestimmung des Kontrasts, wurde ein stabilisiertes Lasersignal verwendet, welches mithilfe eines Satzes von Graufiltern definiert abgeschwächt wurde. Die Messung der transmittierten Intensität erfolgte mithilfe einer Lawinenphotodiode (APD). Für die Messung der maximalen Transmission wurde das Laserlicht um 9-12 Größenordnungen abgeschwächt und das Interferometer auf das Maximum der Transmission ausgerichtet. Daraufhin wurde das Interferometer um ~ 9 GHz verstimmt und die Abschwächung des Laserlichts stufenweise verringert. Aus dem Verhältnis der gemessenen Photonenzahlen und unter Berücksichtigung der APD-Dunkelzählrate sowie der verwendeten Abschwächung, lässt sich der Kontrast C_3 des Interferometers berechnen. Dieser wurde bestimmt zu

$$C_3 = (1,2 \pm 0,5) \cdot 10^5$$

5.3 Vergleich mit der Theorie

Im Folgenden sollen die erhaltenen Parameter mit den Vorhersagen der Theorie auf der Grundlage der Etalon-Spezifikation (vgl. Abschnitt 4.1.1) verglichen werden.

Die ermittelte Triple-Pass Finesse liegt knapp über dem theoretisch vorhergesagten Wert von $F_{3,theor} = 110$. Dies lässt sich durch kleine Abweichungen der verwendeten Platten-

reflektivität und der Oberflächenqualität von den vom Hersteller angegebenen Werten erklären.

Der freie Spektralbereich liegt mit 17,4 GHz ca. 5 % neben dem Sollwert von 18,4 GHz. Diese Abweichung hat jedoch keine weiteren Konsequenzen für den experimentellen Einsatz des Interferometers im EIT-Experiment, da der zu blockende Pumpstrahl sich trotz dieser Abweichung nahezu im Minimum der Transmission befindet. Dies wird im Abschnitt 6.2 näher untersucht.

Die maximale Transmission $E_{max_3} = 66$ % im Triple-Pass entspricht gemäß Gl. 3.33 einer Single-Pass Transmission von $E_{max} = 87$ %. Dies liegt nahe des theoretischen maximal erreichbaren Wertes von 92 %. Dabei ist zu beachten, dass der theoretische Wert keine experimentellen Parameter, wie unvermeidbare Absorptions- und Streuverluste in Reflektoren, Spiegeln und Beschichtungen berücksichtigt, was die Abweichung vom Maximalwert erklärt. Weiterhin wird die Transmission besonders empfindlich beeinflusst durch den über die Plattenreflektivitäten eingestellten Wert der reflektiven Finesse. Liegt die reflektive Finesse über ihrem Sollwert, so bedeutet das gemäß Gl. 3.30 eine Reduktion der Gesamttransmission des Interferometers. Die erreichte Gesamttransmission ist jedoch sehr zufriedenstellend, da sie die anfangs gestellte Anforderung an die Transmission von ≥ 50 % übererfüllt.

Der gemessene Kontrast von $\sim 10^5$ liegt erwartungsgemäß unter dem theoretischen Maximalwert. Dieser Unterschied ist hauptsächlich durch Lichtstreuung zwischen den verschiedenen Durchgängen (sog. 'multi pass cross talk') zu erklären, und ist in allen Multi-Pass Aufbauten prinzipiell unumgänglich [Vau89]. Das Interferometer wurde bewusst auf einen höheren theoretisch möglichen Kontrast dimensioniert als notwendig, um solche Abweichungen zu kompensieren. Eine weitere Erhöhung des Kontrasts könnte durch bessere Unterdrückung der Streueffekte, Optimierung der Strahlparameter, Verbesserung des Blendensystems sowie Verwendung einer größeren Etalonapertur erreicht werden. Dies war im vorliegenden Experiment jedoch nicht notwendig. Im Rahmen des Haupteinsatzzwecks, nämlich der EIT-Pumpstrahlfilterung, hat das Interferometer in Kombination mit den weiteren Filterungsstufen die notwendige Unterdrückung von $\geq 10^{14}$ erreicht. Das Pumplicht wurde dabei unter die Grenze der APD-Dunkelzählrate unterdrückt. Dies wird im Abschnitt 6.2 detailliert dargestellt.

Die erreichten Leistungsparameter des Interferometer lassen sich insgesamt als sehr gut bewerten, da die Anforderungen an die Filterung in allen Bereichen erfüllt wurden. Die ermittelten Parameter sowie die theoretisch erwarteten Werte sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

5.4 Langzeitstabilität

Eine wichtige Voraussetzung für den Betrieb des Interferometers im Rahmen von Einzelphotonenexperimenten ist die zeitliche Stabilität der Transmissionseigenschaften. Idealerweise

Parameter	Bezeichnung	Experimenteller Wert	Theoretischer Maximalwert
Effektive Finesse	F_3	$(111,8 \pm 0,5)$	110
Maximale Transmission	E_{max_3}	$(66 \pm 1) \%$	78 %
Kontrast	C_3	$C_3 = (1,2 \pm 0,5) \cdot 10^5$	$1,1 \cdot 10^9$

Tabelle 5.1: Vergleich der Leistungsparameter des Interferometers im Triple-Pass zwischen Theorie und Experiment

lerweise hat ein FPI für eine feste Einstellung der Plattenseparation eine feste Lage der Transmissionsmaxima im Frequenzraum sowie eine zeitlich konstante maximale Transmission. In der Praxis sind jedoch sowohl der Plattenabstand als auch die Verkipfung der Platten zeitlichen Änderungen unterworfen. Diese können durch Spannungsschwankungen in der elektronischen Steuerung oder durch Piezo-Driften verursacht werden.

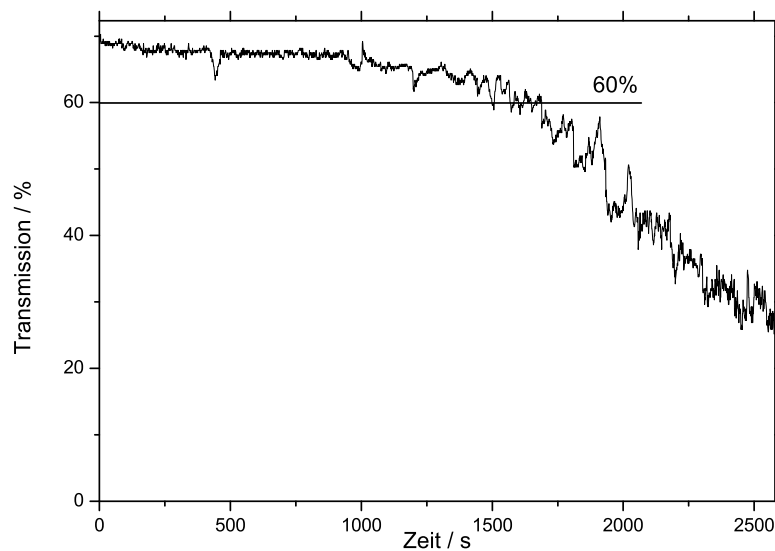


Abbildung 5.2: Langzeitstabilität der FPI-Transmission ohne Stabilisierungsregelung.

Um solchen Effekten entgegenzuwirken, verfügt der verwendete Piezocontroller über eine aktive Abstandsstabilisierungsregelung (vgl. Abschnitt 4.1.2). Der praktische Einsatz hat jedoch gezeigt, dass die Stabilisierungsregelung auf einer Skala von Millisekunden aufgrund von elektronischen Störungen zu Schwankungen des Plattenabstandes und damit der mittleren Transmission verursacht. Deshalb wurde das Interferometer im Großteil der Experimente ohne die Stabilisierungsregelung eingesetzt.

Es hat sich herausgestellt, dass das Interferometer auch ohne jegliche aktive Stabilisierung eine hinreichend lange Zeit stabil bleibt. Abbildung 5.2 zeigt eine Messung der Transmission ohne Stabilisierung. Man erkennt an der Messkurve eine typische Stabilitätszeit von über 30 min mit einer mittleren Transmission von über 60 %, was ein guter Wert ist.

In Kombination mit einer einfachen Nachjustage, welche binnen weniger Sekunden durchführbar ist, ist ein stabiler experimenteller Betrieb über mehrere Stunden bis Tage möglich. Dies wurde insbesondere bei Messungen mit OPO-Einzelphotonen demonstriert, was im Abschnitt 6.3 näher ausgeführt wird.

Es hat sich weiterhin herausgestellt, dass die Einstellung der Plattenparallelität stabiler ist als der Plattenabstand. Diese bleibt bei Abwesenheit von größeren mechanischen oder elektronischen Störungen über mehrere Stunden bis Tage erhalten, sodass sich die Nachjustage auf die Korrektur des Plattenabstands beschränken kann.

6 FPI zur Einzelphotonenfilterung - Resultate und Perspektiven

Im folgenden Kapitel wird die Anwendung des Multi-Pass Fabry-Pérot Interferometers bei verschiedenen Experimenten geschildert. Neben dem Haupteinsatzzweck als Filter zur Unterdrückung des EIT-Pumpstrahls, ergeben sich aufgrund der hohen Transmission, der geringen Linienbreite sowie des durchstimbaren Frequenzbereichs verschiedene weitere Einsatzszenarien des FPI-M im Bereich der Einzelphotonenfilterung. Hier sind insbesondere die Filterung der OPO-Einzelphotonen sowie die Streulichtunterdrückung für Freistrah-Quantenkryptographieexperimente zu nennen, worauf im Folgenden näher eingegangen wird.

6.1 Streulichtunterdrückung für die Langstrecken-Quantenkryptographie

Die Eigenschaften des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Filtersystems, nämlich die hohe Finesse bei gleichzeitig hoher Transmission, erlauben den Einsatz des Filters in einer Reihe von Anwendungen. In diesem Kapitel wird eine Verwendung eines solchen Filters zur Streulichtunterdrückung in Freistrah-Quantenkryptographiesystemen über lange Distanzen diskutiert.

Im Bereich der Quanteninformationsverarbeitung hat die Quantenkommunikation heute eine führende Rolle im Sinne der technischen Realisierbarkeit und hat sich in der jüngsten Vergangenheit zu einem intensiven Forschungsgebiet entwickelt [GRTZ02]. Es wurden bereits experimentelle Realisierungen von sowohl fasergebunden als auch Freistrahübertragungen über Strecken von mehr als 100 km implementiert [UTSM⁺07]. Es wurde ebenfalls gezeigt, dass Übertragungen von und zu Satelliten im niedrigen Erdorbit prinzipiell möglich sind [BTD⁺09, PYB⁺05, SMWF⁺07, UTSM⁺07, FUH⁺09].

Bisherige Experimente sowie theoretische Betrachtungen haben jedoch gemeinsam, dass eine effektive Freistrah-Quantenkommunikation über lange Strecken nur bei Nacht möglich ist. Bei Tagesbetrieb führt der wesentlich hellere Himmelhintergrund zu einem stärkeren Detektorrauschen, was einen Betrieb mit Leistungen im Einzelphotonenbereich unmöglich macht.

Im Folgenden wird eine Möglichkeit zur Verbesserung der Streulichtunterdrückung mittels Einsatz einer ultra-schmalbandiger Lichtquelle in Verbindung mit einer verbesserten

spektralen Filterung diskutiert. Eine auf den Parametern des entwickelten FPI-M Filters basierende Simulation zeigt, dass bei Erweiterung eines der bestehenden Langstrecken-QKD-Systeme um eine solche spektrale Filterung eine Satellitenverbindung bei Tageslicht möglich ist [HKMB09].

6.1.1 Quantenkryptographie

Bei der Quantenkryptographie [GRTZ02] handelt es sich um ein Verfahren Nachrichten zwischen zwei Parteien auf einer physikalischen Ebene 'absolut abhörsicher' zu übertragen. Dabei wird Information in Form verschiedener Zustände von quantenmechanischen Objekten (z.B. Photonen), sogenannter Qubits, repräsentiert und es werden quantenmechanische Eigenschaften der Objekte genutzt, um die Sicherheit der Übertragung zu gewährleisten [GRTZ02]. Zu diesen Eigenschaften zählen unter Anderem die Veränderung eines Quantenmechanischen System bei jeder Messung sowie die Unmöglichkeit einen unbekannten Quantenzustand zu kopieren.

Das heute wichtigste Konzept der Quantenkryptographie ist das Verfahren des quantenbasierten Schlüsselverteilverfahrens (engl. quantum key distribution, QKD). Dabei wird zwischen zwei Parteien (oft Alice und Bob genannt) über einen abhörsicheren Quanten-Kanal ein Schlüssel übertragen, mit welchem dann eine Nachricht klassisch verschlüsselt und übertragen werden kann. Wenn dieser Schlüssel bestimmte Anforderungen erfüllt und insbesondere zufällig generiert wurde, die gleiche Länge wie die Nachricht besitzt und nur einmal verwendet wird (sog. one time pad), dann gilt die so hergestellte Übertragung als absolut sicher.

Das Konzept der Quantenkryptographie wurde zum ersten Mal in den 70-er Jahren des letzten Jahrhunderts vorgeschlagen. Von Bennett und Brassard wurde 1984 ein bis heute weit verbreitetes Protokoll für QKD entwickelt, welches nach den Erfindern 'BB84' benannt wurde [GRTZ02]. Bei diesem Protokoll wird als Träger der Information ein quantenmechanisches Zweiniveausystem (z.B. Spin 1/2 Teilchen oder senkrechte Polarisationszustände bei Photonen) eingesetzt. Es werden vier Quantenzustände verwendet, welche zwei Basissysteme darstellen: zum Beispiel die Photonenpolarisationszustände 'vertikal' und 'horizontal' sowie '+45 Grad' und '-45 Grad', welche jeweils die Binärwerte 0 und 1 abbilden.

Das Protokoll beruht darauf, dass Alice Qubits in einem zufällig gewählten Quantenzustand an Bob schickt (eine 'echte' Zufälligkeit der Zustandswahl muss dabei z.B. durch einen Quantenzufallsgenerator gewährleistet sein). Bob 'empfängt' diese Zustände in einer ebenfalls (unabhängig von Alice) zufällig gewählten Basis. Danach kommunizieren Bob und Alice über einen klassischen (also 'unsicheren' Kanal) die pro Qubit gewählten Basen und es werden nur solche Zustände ausgewählt, in denen die Basen identisch waren und der Rest verworfen. Um die Abhörsicherheit der Übertragung zu überprüfen, wird ein Teil der Zustände ausgewählt und die Messergebnisse zwischen Alice und Bob klassisch ausgetauscht und verglichen. Ein möglicher Abhörversuch wird anhand der Korrelation der Messergebnisse festgemacht. Um eine (Teil-)Information über den

geheimen Schlüssel zu erhalten muss ein Angreifer (oft Eve genannt) eine Messung am Zustand durchführen und versuchen eine Kopie des ursprünglichen Zustands an Bob weiter zu schicken. Da Eve jedoch nicht weiß, in welcher Basis der Zustand zu messen ist, wird die Abhöroperation in 50% der Fälle eine Veränderung des ursprünglichen Zustands darstellen, was bei der Prüfung des Schlüssels durch Alice und Bob als Fehlerrate auftaucht. Da jedoch jede reale Implementierung des Protokolls auch übertragungsbedingte Fehler mit sich bringt, die in ihren Auswirkungen einem möglichen Abhörversuch gleichen, sind weitere Verfahren notwendig um die Übertragungssicherheit zu gewährleisten (engl. 'privacy amplification protocols'), welche die Tatsache kompensieren können, dass Eve möglicherweise eine Teilinformation über den Schlüssel erhalten hat.

Neben BB84 existiert eine Reihe von weiteren QKD-Implementierungen. So gibt es Verfahren mit nur zwei nichtorthogonalen Zuständen [BBB⁺92] sowie einer höheren Anzahl von Basen [BPG99], sowie verschränkungsbasierte Systeme mit Zweiphotonenzuständen [Eke91].

6.1.2 Signal und Rauschen

Die beiden wichtigsten Parameter aller Telekommunikationssysteme sind Dämpfung bei der Übertragung sowie das Rauschen des Systems [BTD⁺09]. Als Maß der Qualität einer Verbindung fasst man die beiden Parameter üblicherweise zum Signal-zu-Rausch-Verhältnis (engl. signal-to-noise ratio: SNR) zusammen.

Die Dämpfung hat im Falle von Quantenkommunikation eine besonders wichtige Rolle: während man bei klassischen Systemen Dämpfung durch den Einsatz höherer Pulsintensitäten ausgleichen kann, handelt es sich in einem Quantenkanal um (höchstens) ein einzelnes Photon pro Puls, da andernfalls die Abhörsicherheit nicht gegeben wäre. Jegliche Dämpfung bedeutet dabei den Verlust von Signalpulsen und führt unumgänglich zu einer Verringerung der Übertragungsrate. Das SNR in einem Quantenkanal lässt sich nur durch Verringerung der Dämpfung sowie durch Reduktion des Rauschens erhöhen.

Dämpfung

Für die Beschreibung der Dämpfung bei optischen Freistrahübertragungen über lange Strecken spielen verschiedene atmosphärische Effekte eine Rolle. So erzeugen atmosphärische Turbulenzen bei einer Übertragung zu oder von einem Satelliten (im engl. entsprechend 'uplink' und 'downlink' genannt) Inhomogenitäten des Brechungsindex der Luft, wobei räumlich ausgedehnte Turbulenzen (am Strahldurchmesser gemessen) eine Verschiebung und kleine Turbulenzen eine Verformung (insb. Verbreiterung) des Strahls verursachen [BTD⁺09]. Beide Effekte führen, bei zeitlicher Integration, zu einer effektiven Strahlverbreiterung.

Betrachtet man einen Gauß'schen Strahl mit einer Taille w_0 und einer Intensität I_0 über eine längere Zeit, so bekommt das aufintegrierte Langzeit-Intensitätsprofil die räumliche Form einer Gauß-Verteilung [BTD⁺09]

$$\langle I(r, L) \rangle = I_0 e^{-2r^2/w_{LT}^2} \quad (6.1)$$

Dabei berücksichtigt die Breite w_{LT} (der Index $_{LT}$ steht für Langzeiteffekte - engl. long term) sowohl Kurzzeit-Verbreiterungseffekte, als auch das Langzeit-'Wandern' des Strahlprofils. Diese hängt unter Anderem von der Taille des ungestörten Strahls w_0 , der Länge der Übertragungsstrecke sowie atmosphärischen Strukturkonstanten ab.

Betrachtet man die Lichtintensität P , welche beim Empfänger eingesammelt und detektiert werden kann, so ergibt sich für eine Empfangsteleskopapertur vom Radius R der Ausdruck

$$P = 2\pi I_0 \int_0^R \rho e^{-2(\rho^2/w_{LT}^2)} d\rho. \quad (6.2)$$

Definiert man eine Verbindungseffizienz η als den Anteil an empfangener Intensität bezogen auf die ausgesendete Intensität, so ergibt sich für diese

$$\eta = \eta_0 \left(1 - e^{-2R^2/w_{LT}^2} \right). \quad (6.3)$$

Der Faktor η_0 berücksichtigt dabei die Detektionseffizienz, die atmosphärische Dämpfung sowie die Verluste durch fehlerhafte Teleskopausrichtung. Ein typischer empirischer Faktor beträgt $\eta_0 \approx 0,1$.

Es stellt sich heraus, dass die Höhe der Dämpfung maßgeblich von der Richtung der Verbindung abhängt (up- oder downlink). Dies lässt sich folgendermaßen anschaulich erklären: bei einem Uplink wird der unaufgeweitete Strahl zunächst in einer stark turbulenten Schicht der Atmosphäre verformt und abgelenkt, um später eine lange Strecke (im Vakuum) nahezu ungestört zu propagieren. Dagegen durchläuft der Strahl bei einem Downlink als erstes die weniger turbulente Strecke und erreicht bereits stark aufgeweitet die turbulente Schicht der Atmosphäre, sodass er weniger anfällig gegen kleine Turbulenzen ist. Typische Dämpfungswerte für einen Uplink zu einem relativ niedrigen Satelliten in einem 500 km-Orbit sind größer als 50 dB [BTD⁺09]. Für einen Downlink mit gleichen Parametern ist die Dämpfung wesentlich geringer und liegt im Bereich von 15 dB.

Damit eignet sich ein Downlink-Verfahren wesentlich besser für eine Quantenkommunikation mit Einzelphotonen. Ein weiterer Vorteil des Downlinks ist, dass es einfacher und billiger ist das größere Empfangsteleskop auf der Erde zu platzieren, statt auf dem Satelliten (das Sendeteleskop ist i.A. wesentlich kleiner). Weiterhin gibt es Protokolle, bei denen eine Quantenverbindung zwischen zwei Parteien auf der Erde mit zwei Downlinks vom Satelliten realisiert werden kann [Eke91]. Diese basieren auf verschränkten Photonenpaaren, welche vom Satelliten zu den beiden Parteien verschickt werden. Für eine Uplink-Kommunikation eignen sich besser Verfahren mit abgeschwächten Laserpulsen, statt mit echten Einzelphotonen. Dabei kann mit erheblich höheren Erzeugungsraten

gearbeitet werden, um die starke Dämpfung zu kompensieren. Dabei können weitere Verfahren eingesetzt werden, um die Sicherheit zu erhöhen [GRTZ02].

Rauschen

Betrachtet man eine Satellit-zu-Erde-Übertragung (Downlink), bei welcher ein Empfangsteleskop auf der Erde auf einen Satelliten in niedrigem Erdorbit ausgerichtet ist, so kann man davon ausgehen, dass der Empfänger neben den Nutzphotonen einen Rauschuntergrund bedingt durch die Hintergrundhelligkeit des Himmels detektieren wird. Die Rauschintensität P_b für ist proportional zur Himmelhelligkeit H_b (in $Wm^{-2}sr^{-1}\mu m^{-1}$), welche stark wetterabhängig ist, und kann berechnet werden durch [BTD⁺09]

$$P_b = H_b \Omega_{fov} \pi R^2 \Delta\nu. \quad (6.4)$$

Dabei ist R der Radius und Ω_{fov} das Sichtfeld des Teleskops (engl. field of view) und $\Delta\nu$ die spektrale Filterbandbreite.

SNR

Mit den Verbindungsparametern der vorhergehenden Abschnitte lässt sich das SNR als Verhältnis der Stärke der empfangenen Signalphotonen ϵ_S sowie der Rauschphotonen ϵ_N (engl. noise) definieren. Nimmt man eine Quelle mit der Effizienz η gemäß GL. 6.3 und ein Empfangsteleskop mit dem Radius R , welches viel kleiner ist als die Langzeitstrahlbreite w_{LT} (was für optische Freistrah-Langstreckenübertragungen i.A. der Fall ist), so kann das Signal am Empfänger genähert werden durch [BTD⁺09]

$$\epsilon_S = \eta \approx 2\eta_0 \frac{R^2}{w_{LT}^2}. \quad (6.5)$$

Nimmt man weiterhin beim Empfänger eine spektrale Filterung der Bandbreite $\Delta\nu$ sowie eine zeitliche Filterung (aus Kenntnis der Ankunftszeit der Signalphotonen) mit einer Öffnungsdauer des Detektors Δt , bei gegebener Anzahl der Rauschphotonen N pro Sekunde und nm Bandbreite an, so lässt sich für die Anzahl der Rauschphotonen die folgende Abhängigkeit finden [BTD⁺09]

$$\epsilon_N = N \Delta\nu \Delta t \propto R^2 (IFOV)^2 \Delta\nu \Delta t, \quad (6.6)$$

wobei $IFOV$ für das instantane Sichtfeld des Teleskops steht (engl. instantaneous field of view). Das SNR ist dann gegeben durch

$$SNR = \frac{\epsilon_S}{\epsilon_N} \propto \frac{\eta_0}{w_{LT}^2 (IFOV)^2 \Delta\nu \Delta t}. \quad (6.7)$$

Typische Werte des SNR für einen Uplink mit $\delta\nu = 1$ nm, $\Delta t = 1$ ns, $IFOV = 0,016^\circ$, einer Entfernung von 500 km und einem Sendeteleskopdurchmesser von $d_S = 1,5$ m sind im Bereich -40 dB bei Tag (klarer Himmel) sowie $+20$ dB bei Nacht (Vollmond). Für einen Downlink erhält man bei einem Sendeteleskop vom Durchmesser $d = 30$ cm und ansonsten gleichen Bedingungen Werte im Bereich von -20 dB (klarer Tag) bis $+10$ dB (Vollmond). In beiden Fällen ist der SNR nur bei Nacht größer als 1, sodass eine Quantenkommunikation bei Tageslicht nicht möglich ist.

6.1.3 Rauschunterdrückung

Bisherige experimentelle Realisierungen sowie theoretische Betrachtungen zur Leistungsfähigkeit von Quantenkommunikationssystemen basieren auf der Verwendung verschiedener Filterungsprinzipien zur Streulichtunterdrückung.

- **zeitlich:** Bei der zeitlichen Filterung wird die Kenntnis der Eintreffzeitpunkte der Signalphotonen dazu verwendet, den Detektor nur über eine kurze Zeit Δt einzuschalten. Die Leistungsfähigkeit der zeitlichen Filterung nimmt damit zu, je genauer man den Erzeugungszeitpunkt sowie die Flugzeit der Signalphotonen kennt. Hierbei verwendet man Verfahren zur Synchronisation von Sender und Empfänger mit klassischen Lichtpulsen wobei sowohl der Erzeugungszeitpunkt als auch Laufzeitfluktuation genau vermessen werden können. Typische Werte der zeitlichen Filterung liegen im Bereich von $\Delta t = 1$ ns [ElZfSs⁺05].
- **räumlich:** Die räumliche Filterung verwendet die Tatsache, dass die Signalverfahren im Idealfall nur aus einem sehr kleinen Raumwinkelbereich zu erwarten sind, während die Rauschphotonen aus allen Winkeln kommen. Damit gilt im Prinzip: je kleiner die Apertur des Empfängers, desto besser ist die Hintergrundunterdrückung. Jedoch haben atmosphärische Störungen in einer realen Implementierung den Effekt, dass durch Verschiebungen sowie Verformungen des Strahlprofils eine kleine Apertur immer nur einen Teil der Signalphotonen einsammeln kann, was zu einer Reduktion des SNR und der Übertragungsrate führt. Um solche Verluste zu vermeiden, werden in der Praxis große Aperturen sowie elektronische Steuersysteme zur Ausrichtung der Teleskope verwendet [ElZfSs⁺05].
- **spektral:** Die spektrale Filterung nutzt die Kenntnis der Wellenlänge der Signalphotonen um sie von Rauschphotonen zu trennen, welche i.A. eine breite spektrale Verteilung haben. Die Unterdrückung der Rauschphotonen ist umso höher, je schmaler das Transmissionsspektrum des spektralen Filters ausfällt. In der Praxis verwendet man Filter, welche auf Interferenz, Doppelbrechung sowie atomarer Absorption basieren. Konventionelle Interferenzfilter haben eine Bandbreite von $10 - 0,2$ nm sowie eine Transmission von $40 - 70$ %. Doppelbrechende Filter haben eine Bandbreite im Bereich von $0,1$ nm, jedoch eine Transmission von unter 20 %. Atomare Filter haben Bandbreiten im Bereich von $0,01$ nm sowie Transmissionen von über 90 % [CGL⁺08], jedoch sind diese Filter schwierig zu verstimmen, um

etwa Dopplerverschiebungen aufgrund der Sender-Empfänger-Bewegung zu kompensieren.

6.1.4 SNR-Verbesserung durch spektrale Filterung

Um eine Quantenkommunikation bei Tage zu ermöglichen, muss die Erhöhung der Hintergrundhelligkeit durch das Tageslicht mithilfe einer besseren Streulichtunterdrückung kompensiert werden. Das SNR kann dabei allerdings nur dann erhöht werden, wenn die Dämpfung nicht erhöht wird. Die Hintergrundhelligkeit des Himmels ist bei Tage (klarer Himmel) drei Größenordnungen höher als bei Nacht (Vollmond). Bei einem wolkgigen Tag liegt dieser Faktor sogar im Bereich von 10^5 [ElZfSs⁺05]. Dies bedeutet, dass die benötigte Filterung mindestens eine Verbesserung der Streulichtunterdrückung um den Faktor 10^3 erreichen muss.

Während zeitliche und räumliche Filter aufgrund von atmosphärischen Effekten in der Leistungsfähigkeit begrenzt sind, kann die Leistungsfähigkeit spektraler Filter unter Verwendung eines aufeinander abgestimmten schmalbandigen Quelle-Filter-Paares weiter verbessert werden. So erlauben sowohl heutige Laserquellen als auch Einzelphotonenquellen (z.B. aus parametrischer Fluoreszenz) erreichbare Linienbreiten der Signalphotonen im Bereich von wenigen MHz [SKB09]. Ein passender spektraler Filter sollte demnach eine Linienbreite im Bereich von 100 MHz bis 1 GHz, also eine spektrale Bandbreite von $\sim 0,2 - 2$ pm besitzen. Zusätzlich sollte die Dämpfung des Filters möglichst gering sein, um die Signalphotonenrate nicht zu reduzieren. Da die Atmosphäre bei einer optischen Wellenlänge von $\lambda \approx 800$ nm am wenigsten absorbierend ist, muss das Transmissionsmaximum des Filters in der Nähe dieser Wellenlänge liegen.

Eine Möglichkeit der Realisierung eines solchen Filters ist die Verwendung eines speziell für diesen Einsatzzweck entworfenen Fabry-Pérot Etalons. Dieses muss auf die Parameter der jeweiligen Quelle so angepasst werden, dass die Linienbreite sowie das Transmissionsmaximum im richtigen Bereich liegen. Die Idee der Filterung besteht darin, eine der Linien des FPI-Spektrums auf die Quellenfrequenz zu justieren und alle weiteren Linien durch einen passenden konventionellen Bandpassfilter abzuschneiden.

Aus den erreichten Leistungs-Parametern des im Rahmen dieser Diplomarbeit entwickelten Interferometers lassen sich Vorhersagen auf die Filterungsleistung eines solchen Filters in einer Langstrecken-QKD-Anwendung machen. Dies soll an einem Beispiel erklärt werden.

Betrachten wir eine QKD-Anwendung mit einer Quelle der Linienbreite von 1 GHz. Ein passendes Etalon sollte eine Bandbreite von ca. $\Delta\nu_{\text{Etalon}} = 3$ GHz haben. Aus den Parametern des entwickelten FPI weiß man, dass eine Finesse im Bereich von $F \approx 100$ erreicht werden kann, wenn man das Etalon im Multi-Pass-Betrieb einsetzt, hinreichend gute Qualität der Etalon-Platten einhält (z.B. besser als $\lambda/250$) sowie die Verkipfung der Platten eliminiert (z.B. durch Piezoabstandhalter). Hieraus folgt, dass der freie Spektralbereich des Etalons mit einem Wert von $\text{FSR} = 300$ GHz parametrisiert werden sollte.

Dies erreicht man durch eine Plattenseparation von $d = 0,5$ mm. Wir betrachten nun die Leistungsfähigkeit des Filters in Kombination mit einem kommerziell erhältlichen Bandpassfilter von 1 nm sowie einer zeitlichen Filterung mit einem typischen Zeitparameter $\Delta t = 1$ ns in einem QKD-System im Downlink-Szenario. Das Sendeteleskop auf einem Satelliten in 500 km Höhe habe einen Durchmesser von $d_T = 30$ cm und das Empfangsteleskop auf der Erde $d_R = 1,5$ m. Beim Betrieb bei Tageslicht ergibt sich daraus unter Verwendung von Gl. 6.7 ein SNR von +4,8 dB (mit $IFOV = 0,016^\circ$ - einem realistischen Wert eines existierenden Teleskops zur optischen Satellitenkommunikation). Die genaue Berechnung der benötigten Parameter basiert auf Ausführungen in [BTD⁺09], wobei die Rechnung um die Parameter des oben spezifizierten Etalons erweitert wurde. In Abbildung 6.1 ist eine auf dieser Berechnung basierende Simulation des SNR für verschiedene Lichtverhältnisse sowie für verschiedene Sendeteleskopdurchmesser dargestellt.

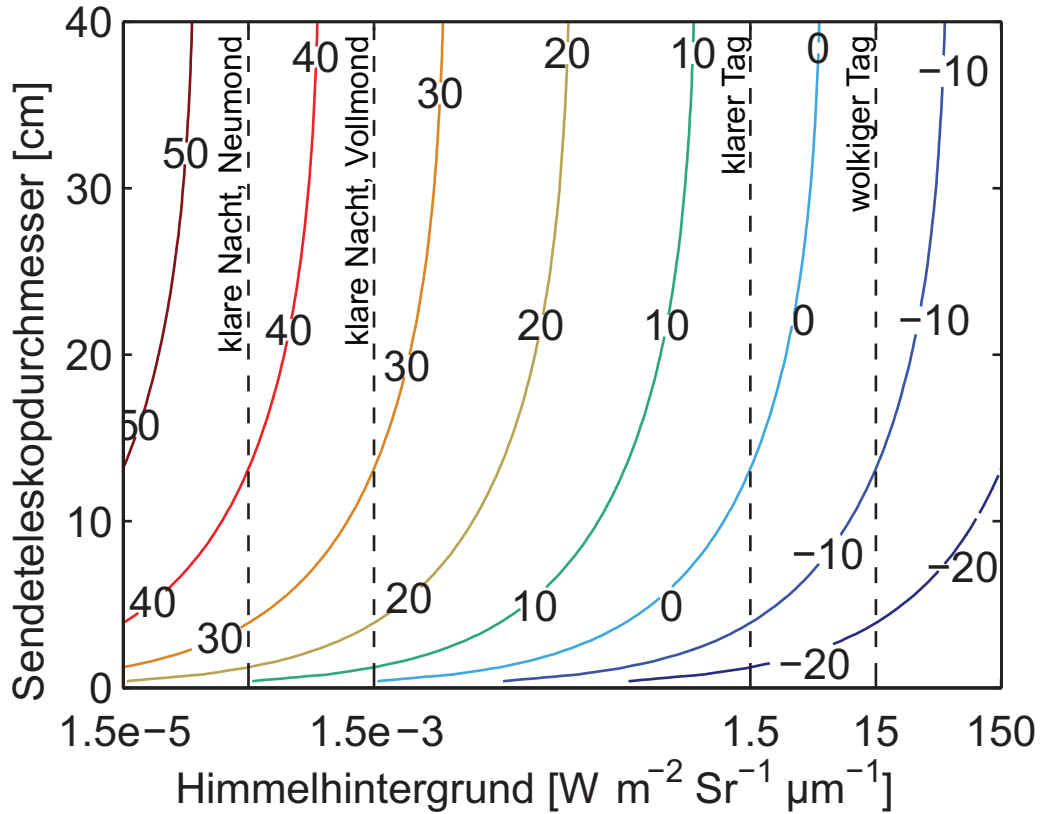


Abbildung 6.1: SNR (in dB) bei einem Downlink von einem Satelliten aus einer Höhe von 500 km als Funktion des Hintergrundrauschens sowie des Durchmessers des Sendeteleskops [HKMB09]. Die farbigen Kurven kennzeichnen Niveaus mit gleichem SNR in Abhängigkeit von dem Sendeteleskopdurchmesser und der Hintergrundhelligkeit des Himmels. Für eine Verbindung an einem klaren Tag mit einem Sendeteleskopdurchmesser von 30 cm ergibt sich, z.B. ein SNR von ~ 5 dB.

Man erkennt unmittelbar, dass für hinreichend große Sendeteleskope das SNR bei Tageslicht (klarer Himmel) positiv ist. Der vorgeschlagene Einsatz des Etalons erhöht das SNR offenbar bereits so weit, dass der Betrieb der Quantenkommunikation bei Tageslicht möglich wird.

Ein weiteres Einsatzszenario des FPI für Quantenkommunikation liegt in der Faserbasierten Anwendung, wo ein FPI dazu verwendet werden kann QKD-Einzelphotonen von klassischen Pulsen (etwa in einer gemeinsam genutzten Telekommunikationsfaser) zu trennen. Dadurch wird das Einsatzgebiet von QKD von exklusiv genutzten Fasern (engl. 'dark fiber') auf das bestehende Telekom-Fasernetz ausgeweitet.

6.2 Demonstration der EIT Pumpstrahlunterdrückung

Eine wichtige Voraussetzung für den Betrieb des EIT-Experiments mit OPO-Einzelphotonen ist die hinreichende Unterdrückung des EIT-Pumpstrahls. Im Folgenden wird ein Testexperiment diskutiert, welches den Betrieb des EIT mit schwachen Leistungen in Verbindung mit dem konstruierten Multi-Pass-FPI demonstriert sowie die Unterdrückung des Pumplichts untersucht. Die Filterung des Pumpstrahls erfolgt in diesem Aufbau in drei Stufen: 1. Polarisationsfilterung, 2. räumliche Filterung, 3. spektrale Filterung.

6.2.1 Experimenteller Aufbau

Für die Untersuchung der Pumpstrahlunterdrückung wurde der Standard-EIT-Aufbau um eine mehrstufige Filterung erweitert. Ein Schema des Aufbaus ist in Abbildung 6.2 gezeigt. Im EIT-Teil des Aufbaus werden ein Pump- und ein Probelaser mit den Frequenzen $f_{pump} = 335,113$ THz und $f_{probe} = 335,122$ THz mithilfe eines Wollaston-Prisma senkrecht zueinander polarisiert und nahezu colinear überlagert. Als Probestrahl wird Laserlicht verwendet (ca. $10 \mu\text{W}$) welches mittels ND-Filter um den Faktor 10^8 abgeschwächt wird. Die beiden Strahlen werden mithilfe einer QWP zirkular polarisiert und durch die magnetisch abgeschirmte CS-Gaszelle geleitet. Am Ausgang der Zelle werden die Strahlen mithilfe einer weiteren QWP zurück in die lineare Polarisation gebracht. Der Strahlen durchlaufen daraufhin ein Glan-Thompson-Prisma, welches die erste Stufe der Filterung darstellt: der Pumpstrahl wird dabei ca. um den Faktor $\sim 10^5$ unterdrückt, während der senkrecht dazu polarisierte Probestrahl das Prisma ungehindert passiert. Nach der Polarisationsfilterung wird der Probestrahl und Reste des Pumpstrahls in eine Faser gekoppelt, was die zweite Filterungsstufe bildet: die Fasereinkopplung ist für den Probestrahl optimiert, während der dazu leicht verkippte Pumpstrahl eine räumliche Filterung erfährt. Nach Passieren der Faser wird das Licht in den FPI-M eingekoppelt, welches mit der maximalen Transmission auf die Wellenlänge des Probelasers optimiert

ist. Der 9,2 GHz entfernte Pumpstrahl ist somit nahezu im Minimum der Transmission des Interferometers mit einem freien Spektralbereich von $\text{FSR} = 17,4 \text{ GHz}$, wodurch die dritte Filterungsstufe zustandekommt.

Um den EIT-Effekt nachzuweisen wird der Probelaser in einem Bereich von $\pm 20 \text{ MHz}$ um die Cs-Resonanz verstimmt, während der FPI-M mit dem Maximum auf der Resonanz bleibt. Dabei verursacht die Frequenzverstimmung keine Änderung der Transmission durch das FPI-M, da die Verstimmung des Probelasers deutlich unterhalb der Linienbreite des FPI-M von $\Delta\nu_{\text{FPI}} \approx 170 \text{ MHz}$ stattfindet.

Die Detektion des transmittierten Lichts findet mit einer Lawinenphotodiode (engl. avalanche photo diode, APD) statt, deren analoger Ausgang ($\propto \text{Counts/s}$) mithilfe eines Labview-Programms gegen die Frequenzverstimmung vermessen wurde.

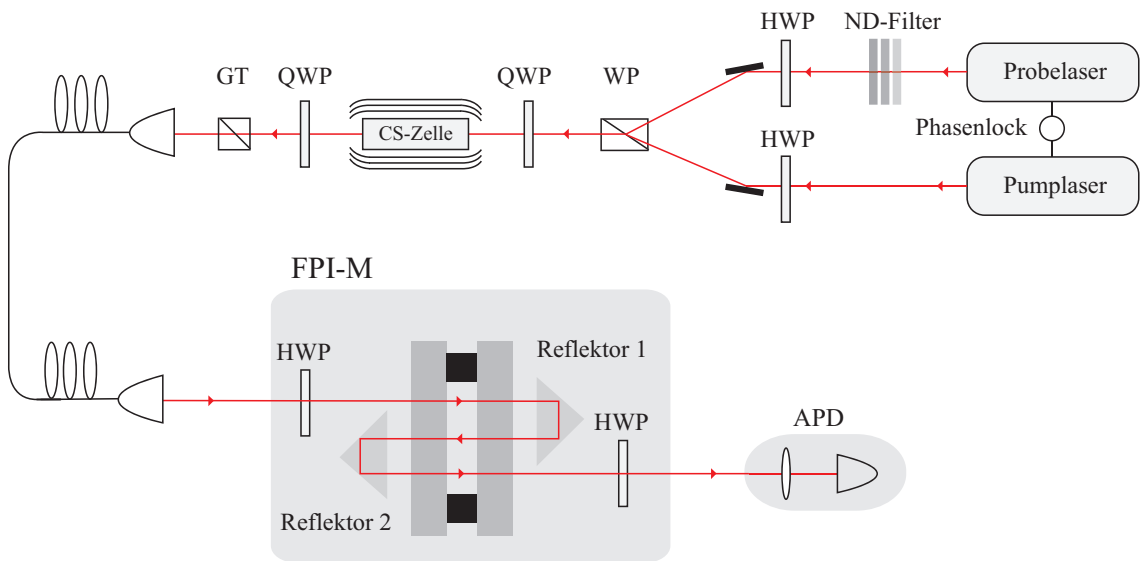


Abbildung 6.2: Vereinfachtes Schema des EIT-Testaufbaus: Pump- und Probelaser sind phasengelockt und werden mithilfe eines Wollaston-Prisma polarisiert und überlagert und (fast) colinear durch eine magnetisch abgeschirmte CS-Zelle geleitet. Am Ausgang der Zelle wird der Strahl mithilfe eines Glan-Thompson-Prisma polarisationsgefiltert (Probestrahl wird unterdrückt) und zur räumlichen Filterung in eine Faser gekoppelt. Nach der Faser durchläuft der Strahl den Multi-Pass FPI und wird mithilfe einer APD detektiert. Der Probelaserstrahl (ca. $10 \mu\text{W}$) wird mittels ND-Filter um den Faktor 10^8 abgeschwächt.

6.2.2 Ergebnisse

Um den EIT-Effekt zu erreichen wurden mehrere Transmissionsmessungen des EIT-Mediums bei Verstimmung des Probelasers durchgeführt, wobei die Einstellungen der

Leistungen der beiden Laser sowie deren geometrische Überlagerung unter Optimierung der maximalen EIT-Transmission verändert wurden.

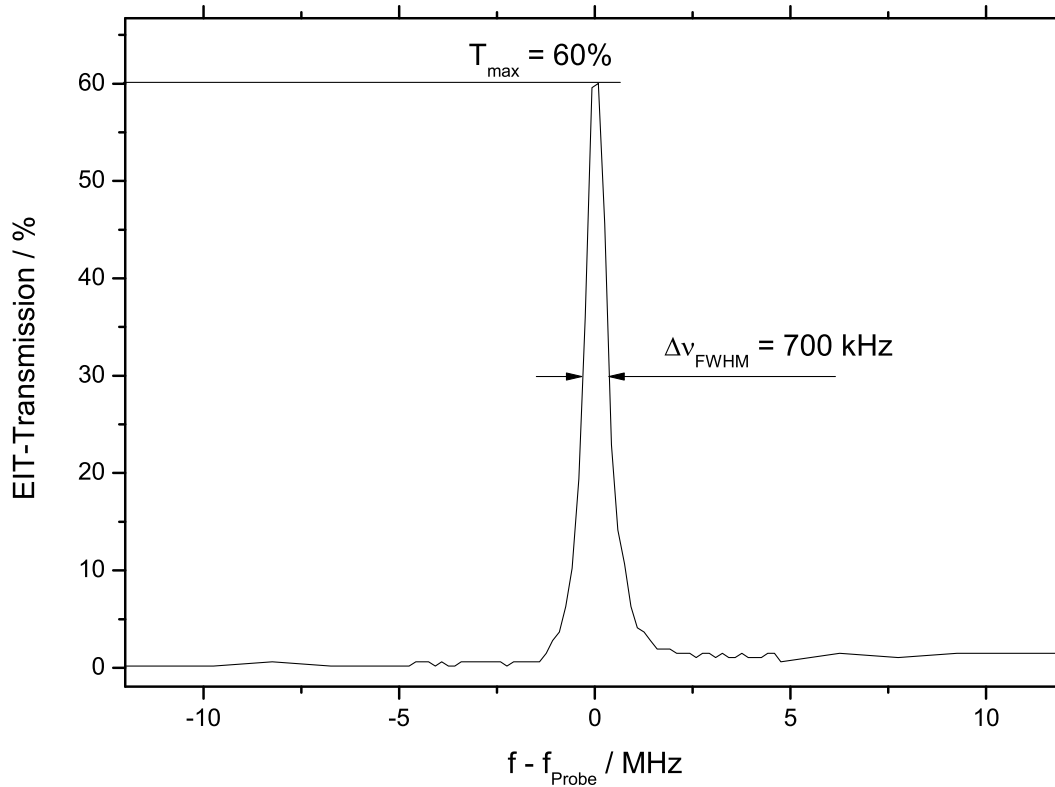


Abbildung 6.3: Transmission des EIT-Mediums bei Verstimmung des Probelasers gegen die Cs-Resonanz, während das FPI-M konstant auf eine maximale Transmission bei der Resonanz eingestellt wurde.

Abbildung 6.3 zeigt eine EIT-Messung bei einer Zellentemperatur von 40°C . Dabei wurde eine maximale Transmission von $T_{\text{max}} = 60\%$ sowie eine Halbwertsbreite des Transmissionsfensters von $\sim 700 \text{ kHz}$ erreicht. Diese Messung demonstriert, dass Linienbreite des FPI-M-Spektrums sowie die zeitliche Stabilität des Filters ausreichend ist um EIT-Messungen mit dem FPI-M durchführen zu können. Weiterhin ist durch diese Messung gezeigt, dass die Konfiguration der beiden Laser bezüglich ihrer gegenseitigen Lage und Leistung die EIT-Bedingungen hinreichend erfüllt.

Um Messungen mit OPO-Einzelphotonen zu simulieren, wurde die Intensität des Probestrahls im weiteren Verlauf des Experiments bis auf das Niveau der OPO-Einzelphotonen-Rate reduziert und der EIT-Effekt vermessen, wobei alle anderen Einstellungen des Aufbaus identisch beibehalten wurden. Die Messungen haben ergeben, dass es eine prinzipielle untere Leistungsgrenze des Probestrahls gibt, bei welcher ein EIT-

Effekt zu beobachten ist. Diese Grenze ist durch Hintergrundlicht bedingt, welches durch den Pumpstrahl bei Wechselwirkung mit der Cs-Zelle verursacht wird. Um das Hintergrundlicht spektroskopisch zu untersuchen wurde bei Abwesenheit des Probestrahls das Hintergrundsignal mit einer APD vermessen, während der FPI-M rund um die Probefrequenz verstimmt wurde. Das Ergebnis einer solchen Messung ist in Abbildung 6.4 gezeigt. Es ist zu erkennen, dass das Hintergrundlicht ein Maximum bei der Probefrequenz hat, welches im Bereich von 80000 Counts/s liegt. Über die spektrale Breite lässt sich aussagen, dass diese geringer als die FPI-M Linienbreite von ~ 170 MHz ist.

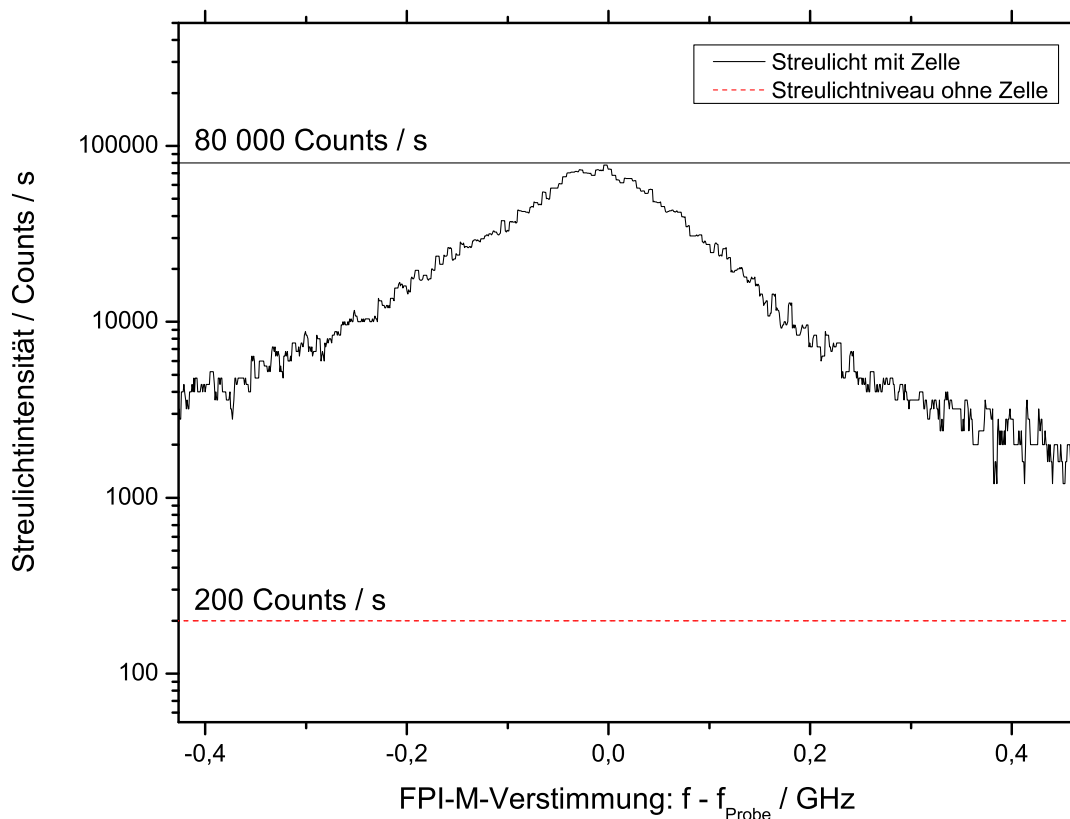


Abbildung 6.4: Streulichtintensität (logarithmisch) des Pumplasers mit und ohne Cs-Zelle bei Verstimmung des FPI-M um die Probefrequenz. Ohne die Zelle ist der Pumpstrahl bis auf das Niveau der APD-Dunkelzählrate von ~ 200 Counts/s unterdrückt. Bei Durchgang durch die Gaszelle hat das gestreute Pumplicht ein Maximum von ~ 80000 Counts/s bei der Probefrequenz.

Um die Ursache des Hintergrundlichts weiter zu untersuchen, wurde das gleiche Experiment ohne die Cs-Zelle durchgeführt. Dabei ist der Pumpstrahl in der Nähe der Probefrequenz bis auf ein Niveau von ~ 200 Counts/s unterdrückt. Bei einer Pumpleistung von

~ 2 mW lässt sich hieraus abschätzen, dass die Kombination der drei Filterungsstufen die folgende Unterdrückung des Pumpasers erreicht

$$I_{streu}/I_0 = \frac{200(hc/894nm)/s}{2mW} \approx 2 \cdot 10^{-14}. \quad (6.8)$$

Aus der Messung der Pumpstrahlintensität hinter der Polarisationsfilterung, lässt sich der Anteil der Polarisationsfilterung zu $\sim 10^{-5}$ bestimmen. D.h. auf die Kombination aus räumlicher Filterung und des FPI-M entfällt eine Unterdrückung von $\sim 10^{-9}$.

Es lässt sich vermuten, dass die Hintergrundphotonen durch Anti-Stokes-Raman-Streuung des Pumpstrahls an den Cs-Atomen (vgl. Cs-Linienstruktur in Abbildung 2.4) zustande kommen, da die Photonen zu einer größeren Energie hin gestreut werden. Die genaue Ursache muss jedoch weiter untersucht werden, wofür eine Messung der räumlichen Verteilung der Streuphotonen sowie eine genaue Untersuchung der Strahlengeometrie notwendig ist.

Da die gestreuten Pumpphotonen bei der gleichen Frequenz wie die Signalphotonen liegen, ist es nicht möglich diese mithilfe von spektraler Filterung zu unterdrücken. Eine weitere Möglichkeit die Streuphotonen herauszufiltern besteht in der zeitlichen Filterung. Im OPO werden Idler- und Signalphotonen gleichzeitig erzeugt. Durch die Detektion der Idler-Photonen und die Kenntnis der Laufzeiten der Photonen lässt sich die Ankunftszeit der Signalphotonen vorhersagen. Mithilfe einer entsprechenden Koinzidenzschaltung, welche die verschiedenen Laufzeiten berücksichtigen kann, lassen sich die Signalphotonenereignisse von den Hintergrundereignissen trennen. Ein solcher Filterungsaufbau befand sich zum Zeitpunkt der Anfertigung der Diplomarbeit bereits in Entwicklung.

6.3 OPO Einzelphotonen-Filterung nach Wechselwirkung mit Cs-Gas

Ein wichtiger Schritt auf dem Weg zur Speicherung der OPO-Einzelphotonen im Cäsium-Gas mithilfe von EIT ist die Demonstration der Wechselwirkung der OPO-Photonen mit Cs-Atomen. Um eine derartige Wechselwirkung nachzuweisen, kann man ein Spektroskopie-Experiment des Cs-Gases mit der Einzelphotonenquelle durchführen. Wenn die OPO-Photonen im richtigen Wellenlängenbereich liegen, werden Sie von der Cs-Zelle resonant absorbiert, sodass ein Minimum im Transmissionsspektrum zu beobachten ist. Das Multi-Mode-Spektrum des doppelresonanten OPO (DRO) besteht aus einem Kamm äquidistanter Linien mit einer Breite von ~ 3 MHz und in einem Abstand von $\sim 1,5$ GHz zueinander (vgl. Abbildung 2.2). Die dopplerverbreitete $6^2S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6^2P_{1/2}(F'=4)$ -Linie bei 40°C hat eine Breite von ~ 370 MHz. Für die Wechselwirkung mit den Cs-Atomen stehen also nur die Photonen einer einzelnen Linie des OPO-Spektrums zur Verfügung. Auf eine einzelne Linie entfällt ca. $1/50$ der Gesamtintensität des OPO. Um Spektroskopie-Experimente mit nur einer Mode des OPO-Spektrums durchführen zu

können, müssen alle weiteren Moden unterdrückt werden. Im Folgenden wird ein Aufbau zur spektralen Filterung der OPO-Photonen nach dem Durchgang durch das Cs-Gas geschildert. Die Idee der Filterung besteht darin, zwei planare Fabry-Pérot Interferometer mit verschiedenen Parametern einzusetzen, um im OPO-Spektrum alle bis auf eine Linie zu unterdrücken. Das erste FPI mit einem FSR = 60 GHz und einer Linienbreite von $\Delta\nu_{FPI} \approx 3$ GHz schneidet in der Mitte des OPO-Spektrums drei Linien heraus und lässt noch weitere (schwächere) Linien am Rand des OPO-Spektrums passieren. Um aus den verbleibenden Linien eine einzelne herauszufiltern, wird das Multi-Pass FPI mit einer Linienbreite von $\Delta\nu_{FPI-M} \approx 170$ MHz eingesetzt.

6.3.1 Experimenteller Aufbau

Um eine Wechselwirkung mit dem Cs-Gas nachzuweisen, werden die OPO-Photonen fasergekoppelt durch eine magnetisch abgeschirmte (μ -Metallschild) Cs-Gaszelle geleitet (siehe Abbildung 6.5). Nach Durchgang durch die Zelle, passieren die Photonen das erste FPI. Die Cs-Zelle ist beweglich montiert, sodass Messungen mit und ohne die Zelle durchgeführt werden konnten. Nach einer Faserkopplung durchlaufen sie als weiteres das Multi-Pass FPI. Die beiden FPI verfügen über Piezo-Abstandshalter und sind jeweils über den variablen Plattenabstand frequenzverstimmbare. Durch eine zusätzliche Steuerelektronik, bestehend aus zwei synchronisierten Funktionsgeneratoren, lassen sich die Spektren der beiden FPI gleichzeitig und um die gleiche Frequenz verschieben. Durch die Frequenzverschiebung lässt sich das System sowohl als Filter zur Unterdrückung der störenden Linien, als auch als Interferometer zur Untersuchung des OPO-Spektrums verwenden. Die Messung des Spektrums erfolgte mithilfe einer APD, deren analoger Monitorausgang ($U \sim \text{Counts/s}$) mit einem Oszilloskop beobachtet wurde. Zusätzlich wurde das Oszilloskop auf das Verstimmungs-Signal der Steuerungselektronik synchronisiert.

Zur Eichung der Interferometer wurde über einen weiteren Faserport ein Lasersignal eingekoppelt, welches auf verschiedene Cs-Resonanzen stabilisiert werden kann. Damit können die Interferometer mit der maximalen Transmission auf die $6^2S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 6^2P_{1/2}(F' = 4)$ -Linie eingestellt werden und lassen sich mit der speziell geeichten Elektronik in der Nähe der Linie verstimmen. Damit kann zusätzlich zur Filterung auch die Lage des OPO-Spektrums bezüglich der Cs-Linien untersucht werden.

6.3.2 OPO-Spektrum mit und ohne Cs-Zelle

Zur Untersuchung der Wechselwirkung der Einzelphotonen mit dem Cs-Gas, wurde zunächst das System aus den beiden Interferometern mithilfe von zwei Linien des Cs-Spektrums, nämlich $6^2S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 6^2P_{1/2}(F' = 4)$ und $6^2S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 6^2P_{1/2}(F' = 3)$, synchronisiert und geeicht. Daraufhin wurde das OPO-Spektrum in der Nähe der $6^2S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 6^2P_{1/2}(F' = 4)$ -Linie untersucht, wofür die beiden FPI um wenige GHz zu beiden Seiten der Linie frequenzverstimmt wurden. Mit dieser Methode wurden mehrere OPO-Spektren jeweils mit und ohne die Cs-Zelle aufgenommen. In

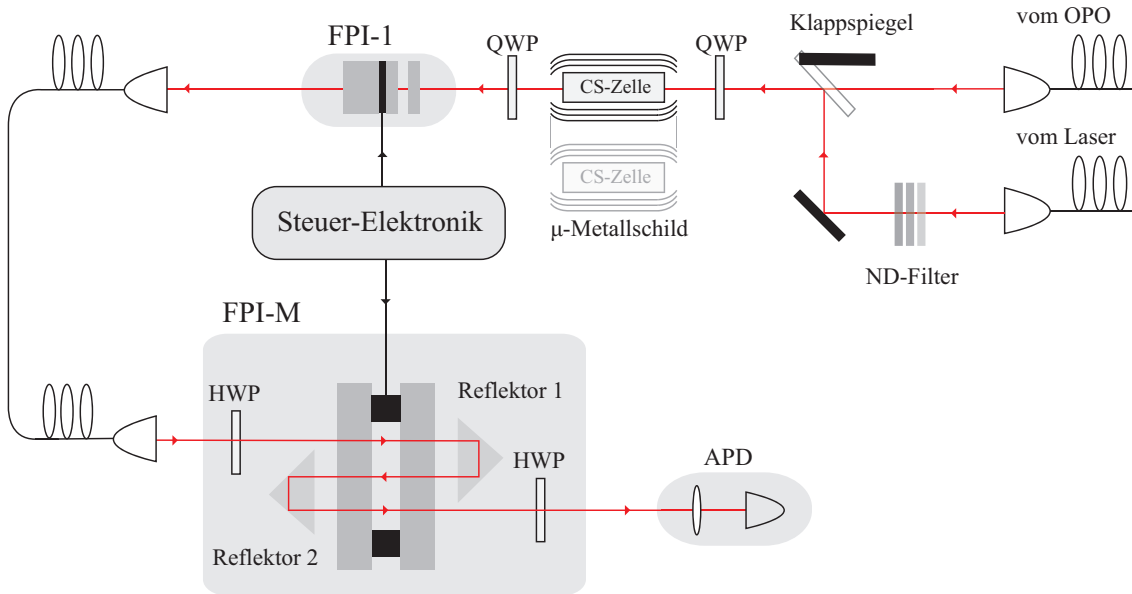


Abbildung 6.5: Experimenteller Aufbau OPO-Einzelphotonenfilterung nach Wechselwirkung mit Cs-Gas. OPO-Photonen werden fasergekoppelt in eine Cs-Gaszelle geleitet, welche mit einem μ -Metallschild zur magnetischen Abschirmung umgeben ist. Die Zelle samt Schild ist beweglich montiert, sodass die Messung mit und ohne Zelle erfolgen kann. Nach der Cs-Zelle passieren die Photonen ein planares Fabry-Pérot Interferometer (FPI-1), welches mit Hilfe eines Piezos verstimmt werden kann. Nach der ersten Filterung werden die Photonen fasergekoppelt durch ein Multi-Pass FPI (FPI-M) geleitet und mit einer APD detektiert. Die beiden FPI können mithilfe einer Steuerelektronik gleichzeitig frequenzverstimmt werden. Zur Eichung des Interferometer-Systems kann über einen weiteren Faser-Port ein stabilisiertes Lasersignal eingekoppelt werden.

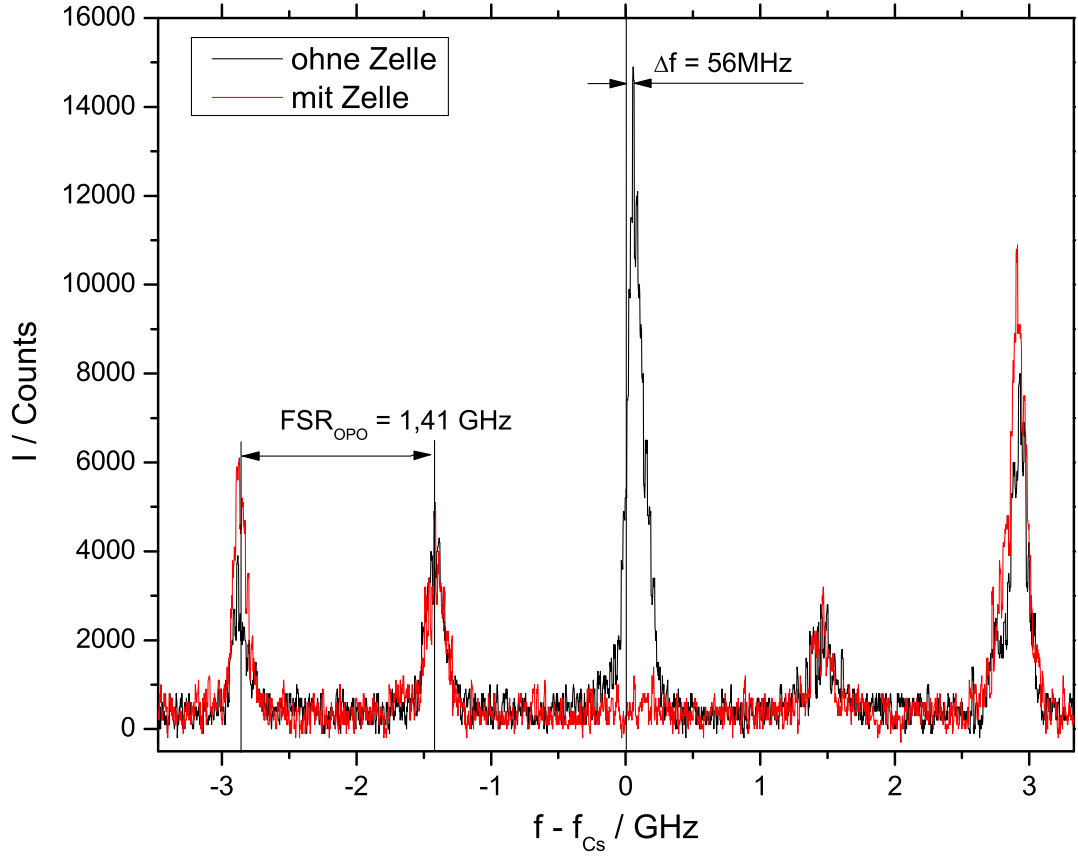


Abbildung 6.6: Wechselwirkungen der OPO-Photonen mit dem Cs-Gas: Durchstimmung der spektralen Filterung (zwei FPI) über einen Ausschnitt des OPO-Spektrums in der Nähe der $6^2S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6^2P_{1/2}(F'=4)$ -Linie (f_{Cs}). Transmissionsspektrum wurde mit und ohne die Cs-Zelle vermessen. Ohne die Zelle erkennt man einen charakteristischen Kamm aus äquidistanten Linien. Der Abstand des mittleren Peaks von der $6^2S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6^2P_{1/2}(F'=4)$ -Linie liegt bei 56 MHz. Bei der Messung mit der Zelle ist deutlich zu erkennen, dass der mittlere Peak durch Wechselwirkungen mit dem Cs-Gas fast vollständig absorbiert wird.

Abbildung 6.6 ist das Ergebnis einer solchen Messung dargestellt. Bei Abwesenheit der Zelle, sind im untersuchten Bereich mehrere OPO-Linien mit einem Abstand von $\sim 1,41$ GHz zu erkennen. Die unterschiedliche Höhe der Linien ist dabei durch Hystereseeffekte und Nichtlinearitäten bei der synchronen Frequenzverstimmung der beiden FPI bedingt. Bei Durchgang durch die Zelle ist deutlich zu erkennen, dass eine der OPO-Linien vollständig unterdrückt wird. Diese liegt in unmittelbarer Nähe der Cs-D1- $6^2S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 6^2P_{1/2}(F' = 4)$ -Linie mit einem Frequenzabstand von $\Delta f \approx 56$ MHz. Die Unterdrückung ist durch die resonante Absorption durch die Cs-Atome bedingt, da die OPO-Linie innerhalb der spektralen Breite der dopplerverbreiterten $6^2S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 6^2P_{1/2}(F' = 4)$ -Linie von $\Delta\nu_D \approx 370$ MHz liegt.

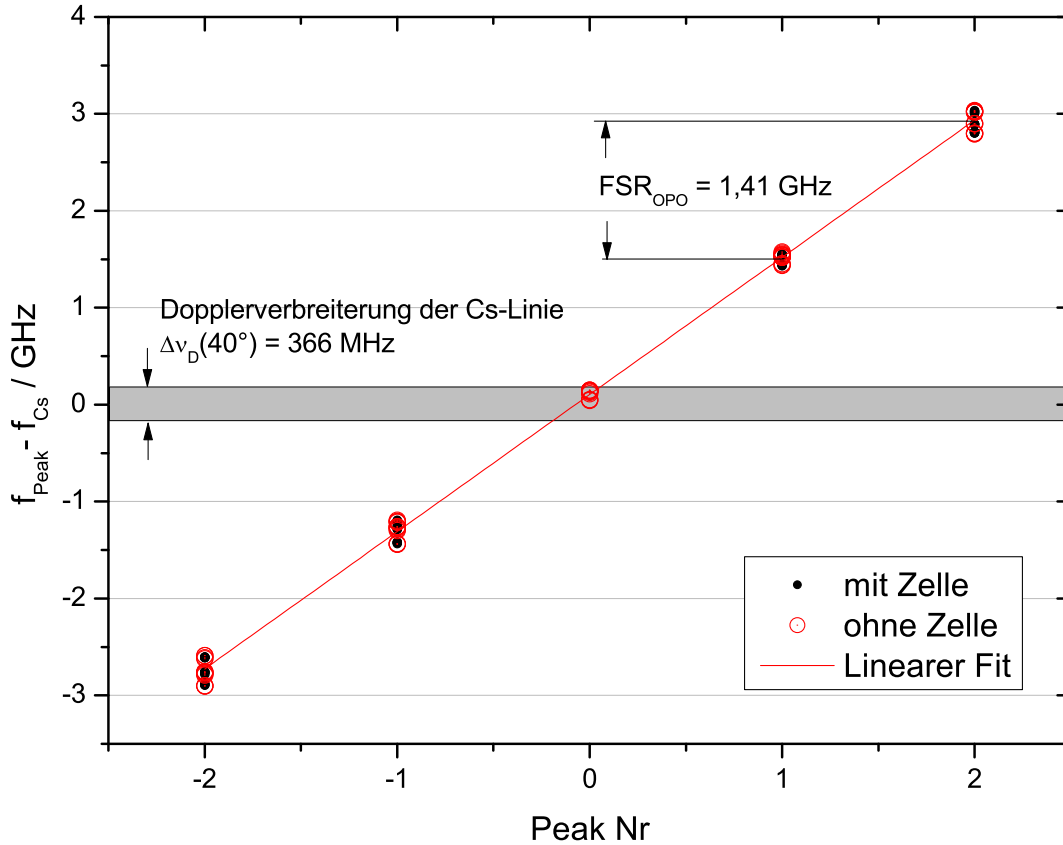


Abbildung 6.7: Auswertung der Lage der OPO-Peaks bezüglich der $6^2S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 6^2P_{1/2}(F' = 4)$ -Linie. Der mittlere Peak (0) liegt im Bereich der dopplerverbreiterten Cs-Linie (grau markiert) und wird bei der Messung mit der Zelle vollständig absorbiert. Durch lineare Regression der Lage der Peaks im Frequenzraum lässt sich ein freier Spektralbereich des OPO von $FSR_{OPO} = 1,41$ GHz bestimmen.

Das Ergebnis mehrerer Messungen mit und ohne die Cs-Zelle ist in Abbildung 6.7 gezeigt. Dabei wurde die Lage der transmittierten OPO-Linien im Frequenzraum gegen die Peak-Nummer aufgetragen. Es lässt sich eindeutig feststellen, dass die OPO-Linien sowohl

äquidistant zueinander liegen, als auch dass der Peak mit der Nummer 0 innerhalb der Dopplerbreite der $6^2S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 6^2P_{1/2}(F' = 4)$ -Linie liegt. Diese Tatsache ist eine wichtige Voraussetzung für die Realisierung der Speicherung der OPO-Photonen mithilfe von EIT.

7 Diskussion und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war die gezeigte Realisierung eines ultraschmalbandigen Einzelphotonenfilters. Der auf der Basis eines Multi-Pass Fabry-Pérot Interferometers entwickelte Filter wurde experimentell charakterisiert, wobei eine sehr gute Übereinstimmung der erreichten Parameter mit den theoretischen Vorhersagen, die der Konzeption des Filters zugrunde lagen, aufgezeigt wurde (vgl. Abschnitt 5.3). Die erreichte maximale Transmission von 66 % liegt über der geforderten Grenze von ≥ 50 % und die erreichte Finesse von ~ 110 liegt im gewünschten Bereich. Die zeitliche Stabilität des Filters erlaubt einen problemlosen experimentellen Einsatz in Zeiträumen von mehreren Stunden.

Das entwickelte Interferometer wurde erfolgreich im Rahmen einer Variante des angestrebten Hauptexperiments eingesetzt und der EIT-Effekt nachgewiesen. Das Interferometer erreichte in Kombination mit der räumlichen und der polarisationsbasierten Filterung eine Unterdrückung des EIT-Pumpstrahls von $\geq 10^{-14}$ (siehe Abschnitt 6.2.2). Dies ist ein sehr gutes Resultat, da die Intensität des Pumpstrahls von ~ 2 mW unter das Niveau der APD-Dunkelzählrate unterdrückt wurde.

Darüber hinaus wurde das Multi-Pass Interferometer in Kombination mit einem weiteren Fabry-Pérot Etalon in einem Experiment zum Nachweis der Wechselwirkung der OPO-Einzelphotonen mit dem EIT-Medium verwendet (vgl. Abschnitt 6.3). Hierbei wurde die exakte Verstimmbarkeit, die hohe zeitliche Stabilität sowie die geringe Linienbreite des Filters verwendet, um einzelne Linien des OPO-Spektrums herauszufiltern. Dabei wurde das Interferometer sowohl in der Rolle eines Filters, als auch in der eines Spektrometers verwendet, um die Verschiebung des OPO-Spektrums gegen die im EIT verwendete Cäsium-Resonanz zu beobachten. Damit war es sowohl möglich das OPO-Spektrum kontrolliert zu verstimmen, als auch die Wechselwirkung einer einzelnen OPO-Mode mit dem Cs-Gas nachzuweisen, während alle anderen Moden von dem Filter unterdrückt wurden.

Basierend auf den Parametern des entwickelten Interferometers wurde die Berechnung der Rauschunterdrückung bei Freistrah-QKD-Übertragungen mittels eines geeigneten Fabry-Pérot Filters durchgeführt. Das Ergebnis war eine mögliche Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses um zwei Größenordnungen, was eine QKD-Satellitenverbindung bei Tage prinzipiell möglich macht. Dies ist ein entscheidendes Resultat, waren doch bisherige Vorschläge zu Quantenkommunikation mit Satelliten auf einen Betrieb bei Nacht beschränkt [BTD⁺09].

Im weiteren Verlauf des angestrebten Hauptexperiments zur Speicherung der OPO-Einzelphotonen im EIT-Medium muss die Filterung der gestreuten Pumpphotonen verbessert werden (vgl. Abschnitt 6.2.2). Hierfür soll eine zeitliche Filterung der OPO-

Signalphotonen durch eine Triggerung auf die Idler-Photonen erfolgen. Eine entsprechende Koinzidenzschaltung, welche einstellbare Zeitverschiebungen zwischen Signal und Idler und variable Gate-Intervalle berücksichtigen kann, befindet sich bereits in der Testphase. Eine weitere Voraussetzung für die zeitliche Filterung ist eine zusätzliche Einzelmodenfilterung der Idler-Photonen, damit nur die Photonenpaare aus der gleichen OPO-Mode für die Koinzidenzschaltung verwendet werden. Hierfür soll ein weiteres Multi-Pass Interferometer eingesetzt werden, welches als Kopie des in dieser Arbeit entwickelten Filters konstruiert wurde. Das zweite Interferometer wurde bereits aufgebaut und befindet sich ebenfalls in der Testphase. Danach kann das Zielexperiment der OPO-Einzelphotonenspeicherung durchgeführt werden, womit das Ziel mehrerer Jahre Entwicklung des Gesamtexperiments erreicht wäre.

Abkürzungsverzeichnis

APD	Lawinenphotodiode (Avalanche Photo Diode)
AR	Antireflex
DMS	Dehnungsmessstreifen
DRO	Doppelresonanter OPO
EIT	Elektromagnetisch induzierte Transparenz
EOM	Elektrooptischer Modulator
FMS	Frequenzmodulationsspektroskopie
FPI	Fabry-Pérot Interferometer
FSR	Freier Spektralbereich (Free Spektral Range)
FWHM	Halbwertsbreite (Full Width at Half Maximum)
HWP	$\lambda/2$ -Platte (Half Wave Plate)
IFOV	instantanes Sichtfeld (Instantaneous Field Of View)
OPO	Optisch Parametrischer Oszillator
PBS	Polarisationsstrahlteiler (Polarizing Beam Splitter)
QKD	Quantenmechanisches Verfahren zur Schlüsselverteilung (Quantum Key Distribution)
QWP	$\lambda/4$ -Platte (Quarter Wave Plate)
SHG	Erzeugung der zweiten Harmonischen (Second Harmonic Generation)
SNR	Signal-zu-Rausch-Verhältnis (Signal-to-Noise-Ratio)
TIR	Totale Interne Reflektion

Literaturverzeichnis

- [BBB⁺92] BENNETT, CHARLES H., FRANCOIS BESSETTE, GILLES BRASSARD, LOUIS SALVAIL und JOHN SMOLIN: *Experimental quantum cryptography*. Journal of Cryptology, 5(1):3–28, 1992.
- [BBG⁺01] BEVERATOS, ALEXIOS, ROSA BROURI, THIERRY GACON, JEAN-PHILIPPE POIZAT und PHILIPPE GRANGIER: *Nonclassical radiation from diamond nanocrystals*. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics), 64(6):061802, November 2001.
- [BDvE⁺00] BRIEGEL, H. J., W. DÜR, S. J. VAN ENK, JUAN IGNACIO CIRAC und PETER ZOLLER: *The Physics of Quantum Information*, Seiten 192–197. Springer, Berlin, 2000.
- [BIH91] BOLLER, K.-J., ATAC IMAMOGLU und S. E. HARRIS: *Observation of electromagnetically induced transparency*. Physical Review Letters, 66(20):2593–2596, 1991.
- [BPG99] BECHMANN-PASQUINUCCI, H. und N. Gisin: *Incoherent and coherent eavesdropping in the six-state protocol of quantum cryptography*. Physical Review A, 59(6):4238–4248, Jun 1999.
- [BTD⁺09] BONATO, C, A TOMAELLO, V DA DEPPPO, G NALETTO und P VILLORESI: *Feasibility of satellite quantum key distribution*. New Journal of Physics, 11(4):045017, 2009.
- [BZL03] BAJCSY, M., ALEXANDER S. ZIBROV und MIKHAIL D. LUKIN: *Stationary Pulses of Light in an Atomic Medium*. Nature, 426(6967):638–641, 2003.
- [CGL⁺08] CHENG, XUEWU, SHUNSHENG GONG, FAQUAN LI, YANG DAI, JUAN SONG, JIAMIN WANG und FENGYAN LI: *Daytime observation technology of a lidar using an atomic filter*. Frontiers of Optoelectronics in China, 1(3):274–278, December 2008.
- [Cha53] CHABBAL, ROBERT: *Recherche des meilleures conditions d’utilisation d’un spectrometre photo-electrique Fabry–Perot*. Journal des recherches du Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), Laboratoires de Bellevue, (24):138, 1953.

- [Cha58] CHABBAL, ROBERT: *Finesse Limite d'un Fabry-Perot forme de lames imparfaites*. Journal de physique et le radium, 19:295–300, März 1958.
- [CZKM97] CIRAC, JUAN IGNACIO, PETER ZOLLER, H. JEFF KIMBLE und H. MABUCHI: *Quantum State Transfer and Entanglement Distribution among Distant Nodes in a Quantum Network*. Physical Review Letters, 78(16):3221–3224, 1997.
- [Deu85] DEUTSCH, DAVID: *Quantum Theory, the Church-Turing Principle and the Universal Quantum Computer*. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences (1934-1990), 400(1818):97–117, 1985.
- [dRAS⁺08] RIEDMATTEN, HUGUES DE, MIKAEL AFZELIUS, MATTHIAS U. STAUDT, CHRISTOPH SIMON und NICOLAS Gisin: *A solid-state light-matter interface at the single-photon level*. Nature, 456(7223):773–777, Dezember 2008.
- [EAM⁺05] EISAMAN, M. D., AXEL ANDRÉ, F. MASSOU, MICHAEL FLEISCHHAUER, ALEXANDER S. ZIBROV und MIKHAIL D. LUKIN: *Electromagnetically Induced Transparency with Tunable Single-Photon Pulses*. Nature, 438(7069):837–841, 2005.
- [Eke91] EKERT, ARTUR K.: *Quantum cryptography based on Bell's theorem*. Physical Review Letters., 67(6):661–663, Aug 1991.
- [ElZfSs⁺05] ER-LONG, MIAO, HAN ZHENG-FU, GONG SHUN-SHENG, ZHANG TAO, DIAO DA-SHENG und GUO GUANG-CAN: *Background noise of satellite-to-ground quantum key distribution*. New Journal of Physics, 7:215, 2005.
- [Fey82] FEYNMAN, RICHARD: *Simulating physics with computers*. International Journal of Theoretical Physics, 21(6):467–488, 1982.
- [FL00] FLEISCHHAUER, MICHAEL und MIKHAIL D. LUKIN: *Dark-State Polaritons in Electromagnetically Induced Transparency*. Physical Review Letters, 84(22):5094–5097, 2000.
- [FUH⁺09] FEDRIZZI, ALESSANDRO, RUPERT URSIN, THOMAS HERBST, MATTEO NESPOLI, ROBERT PREVEDEL, THOMAS SCHEIDL, FELIX TIEFENBACHER, THOMAS JENNEWEIN und ANTON ZEILINGER: *High-fidelity transmission of entanglement over a high-loss free-space channel*. Nature Physics, 5:389–392, Mai 2009.
- [Gro96] GROVER, LOV K.: *A fast quantum mechanical algorithm for database search*. In: *STOC '96: Proceedings of the twenty-eighth annual ACM symposium on Theory of computing*, Seiten 212–219, New York, NY, USA, 1996. ACM.

- [GRTZ02] GISIN, NICOLAS, GRÉGOIRE RIBORDY, WOLFGANG TITTEL und HUGO ZBINDEN: *Quantum cryptography*. Review of Modern Physics, 74(1):145–195, 2002.
- [HHDB99] HAU, LENE VESTERGAARD, S. E. HARRIS, ZACHARY DUTTON und CYRUS H. BEHROOZI: *Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas*. Nature, 397(6720):594–598, Februar 1999.
- [HKMB09] HÖCKEL, DAVID, LARS KOCH, EUGEN MARTIN und OLIVER BENSON: *Ultra-Narrow Bandwidth Spectral Filtering for Long Range Free-Space Quantum Key Distribution at Daytime*. Opt. Lett., submitted, 2009.
- [Höc07] HÖCKEL, D.: *Slow Light: Experimenteller Aufbau und Untersuchung von elektromagnetisch induzierter Transparenz in Cäsiumgas*. Diplomarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin, 2007.
- [HSB09a] HÖCKEL, DAVID, MATTHIAS SCHOLZ und OLIVER BENSON: *Electromagnetically induced transparency experiments in cesium vapor - Towards single photon operation*. In: *Quantum Communication, Measurement and Computing (QCMC)*, Band 1110 der Reihe *AIP Conference Proceedings*, Seite 253, 2009.
- [HSB09b] HÖCKEL, DAVID, MATTHIAS SCHOLZ und OLIVER BENSON: *A robust phase-locked diode laser system for EIT experiments in cesium*. Applied Physics B: Lasers and Optics, 94(3):429, 2009.
- [HT70] HÄNSCH, T. und P. TOSCHEK: *Theory of a three-level gas laser amplifier*. Zeitschrift für Physik A, 236(3):213–244, Juni 1970.
- [KHR02] KUHN, AXEL, MARKUS HENNRICH und GERHARD REMPE: *Deterministic Single-Photon Source for Distributed Quantum Networking*. Physical Review Letters, 89(6):067901, 2002.
- [KLH⁺04] KELLER, M., B. LANGE, K. HAYASAKA, W. LANGE und H. WALTHER: *Continuous generation of single photons with controlled waveform in an ion-trap cavity system*. Nature, 431(7012):1075–1078, 2004.
- [KLM01] KNILL, E., RAYMOND LAFLAMME und GERARD J. MILBURN: *A scheme for efficient quantum computation with linear optics*. Nature, 409(6816):46–52, 2001.
- [KMW⁺95] KWIAT, PAUL G., KLAUS MATTLE, HARALD WEINFURTER, ANTON ZEILINGER, ALEXANDER V. SERGIENKO und YANHUA SHIH: *New High-Intensity Source of Polarization-Entangled Photon Pairs*. Physical Review Letters, 75(24):4337–4341, 1995.

- [Koc09] KOCH, LARS: *Doppelresonanter Optisch Parametrischer Oszillator zur Erzeugung schmalbandiger Einzelphotonen*. Diplomarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin, Februar 2009. Diplomarbeit.
- [LM00] LOUNIS, BRAHIM und W. E. MOERNER: *Single photons on demand from a single molecule at room temperature*. Nature, 407(6803):491–493, 2000.
- [LRBJ03] LEE, H., YURI V. ROSTOVTSEV, C. J. BEDNAR und ALI JAVAN: *From laser-induced line narrowing to electro magnetically induced transparency: Closed system analysis*. Applied Physics B: Lasers and Optics, 76(1):33–39, 2003.
- [MG09] MELLES GRIOT, CVI: *Product Catalogue, Optical Components, Solid Glass Retroreflectors*, 2009. <http://www.cvilaser.com/Catalog/Pages/Template2.aspx?pcid=1304filter=0>.
- [NC00] NIELSEN, MICHAEL A. und ISAAC L. CHUANG: *Quantum Computation and Quantum Information*. Cambridge University Press, 2000.
- [Neu08] NEUBAUER, N.: *Aufbau zweier Michelson-Interferometer zur Time-Bin-Kodierung von schmalbandigen Photonen für die Quanteninformation*. Diplomarbeit, Universität Leipzig, 2008.
- [Nic07] NICHOLSON, MARK: *How To Model Corner-Cube Retroreflectors*, Juli 2007. <http://www.zemax.com/kb/articles/195/3/How-To-Model-Corner-Cube-Retroreflectors/Page3.html>.
- [PFM⁺01] PHILLIPS, DAVID F., A. FLEISCHHAUER, ALOIS MAIR, RONALD L. WALSWORTH und MIKHAIL D. LUKIN: *Storage of Light in Atomic Vapor*. Physical Review Letters, 86(5):783–786, 2001.
- [PSS⁺02] PELTON, MATTHEW, CHARLES SANTORI, GLENN S. SOLOMON, OLIVER BENSON und YOSHIHISA YAMAMOTO: *Triggered single photons and entangled photons from a quantum dot microcavity*. European Physical Journal D, 18:179–190, 2002.
- [PYB⁺05] PENG, CHENG-ZHI, TAO YANG, XIAO-HUI BAO, JUN ZHANG, XIAN-MIN JIN, FA-YONG FENG, BIN YANG, JIAN YANG, JUAN YIN, QIANG ZHANG, NAN LI, BAO-LI TIAN und JIAN-WEI PAN: *Experimental Free-Space Distribution of Entangled Photon Pairs Over 13 km: Towards Satellite-Based Global Quantum Communication*. Physical Review Letters., 94(15):150501, April 2005.
- [RH77] ROYCHOUDHURI, C. und M. HERCHER: *Stable multipass Fabry-Perot interferometer: design and analysis*. Appl. Opt., 16:2514, 1977.
- [Sch09] SCHOLZ, M.: *New Light Sources for Quantum Information Processing*. Doktorarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin, 2009.

- [Sho97] SHOR, PETER W.: *Polynomial-Time Algorithms for Prime Factorization and Discrete Logarithms on a Quantum Computer*. SIAM Journal on Computing, 26(5):1484–1509, 1997.
- [SKB09] SCHOLZ, MATTHIAS, LARS KOCH und OLIVER BENSON: *Statistics of Narrow-Band Single Photons for Quantum Memories Generated by Ultrabright Cavity-Enhanced Parametric Down-Conversion*. Physical Review Letters., 102(6):063603, 2009.
- [SKHR⁺03] SCHMIDT-KALER, FERDINAND, HARTMUT HÄFFNER, MARK RIEBE, STEPHAN GULDE, GAVIN P. T. LANCASTER, THOMAS DEUSCHLE, CHRISTOPH BECHER, CHRISTIAN F. ROOS, JÜRGEN ESCHNER und RAINER BLATT: *Realization of the Cirac-Zoller controlled-NOT quantum gate*. Nature, 422(6930):408–411, 2003.
- [SKO⁺06] SHERSON, JACOB F., H. KRAUTER, R. K. OLSSON, BRIAN JULSGAARD, JUAN IGNACIO CIRAC, K. HAMMERER und EUGENE S. POLZIK: *Quantum teleportation between light and matter*. Nature, 443:557, 2006.
- [SMWF⁺07] SCHMITT-MANDERBACH, TOBIAS, HENNING WEIER, MARTIN FÜRST, RUPERT URSIN, FELIX TIEFENBACHER, THOMAS SCHEIDL, JOSEP PERDIGUES, ZORAN SODNIK, CHRISTIAN KURTSIEFER, JOHN G. RARITY, ANTON ZEILINGER und HARALD WEINFURTER: *Experimental Demonstration of Free-Space Decoy-State Quantum Key Distribution over 144 km*. Physical Review Letters., 98(1):010504, 2007.
- [TRBZ04] TIAN, L., P. RABL, RAINER BLATT und PETER ZOLLER: *Interfacing Quantum-Optical and Solid-State Qubits*. Physical Review Letters, 92(24):247902, 2004.
- [Ull09] ULLMANN, R.: *Spektrale Filterung zum Ein-Moden-Betrieb eines Optisch Parametrischen Oszillators weit unterhalb der Schwelle*. Diplomarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin, 2009.
- [UTSM⁺07] URSIN, RUPERT, FELIX TIEFENBACHER, TOBIAS SCHMITT-MANDERBACH, HENNING WEIER, THOMAS SCHEIDL, M. LINDENTHAL, B. BLAUENSTEINER, THOMAS JENNEWEIN, JOSEP PERDIGUES, P. TROJEK, B. OMER, MARTIN FÜRST, M. MEYENBURG, JOHN G. RARITY, ZORAN SODNIK, C. BARBIERI, HARALD WEINFURTER und ANTON ZEILINGER: *Entanglement-based quantum communication over 144km*. Nature Physics, 3(7):481–486, Juli 2007.
- [Vau89] VAUGHAN, J. M.: *The Fabry-Perot Interferometer*. Taylor & Francis, New York, 1989.
- [VSB⁺01] VANDERSYPEN, LIEVEN M. K., MATTHIAS STEFFEN, GREGORY BREYTA, COSTANTINO S. YANNONI, MARK H. SHERWOOD und ISAAC L.

CHUANG: *Experimental realization of Shor's quantum factoring algorithm using nuclear magnetic resonance*. Nature, 414(6866):883–887, Dezember 2001. 10.1038/414883a.

[WWKR07] WILK, TATJANA, SIMON C. WEBSTER, AXEL KUHN und GERHARD REMPE: *Single-Atom Single-Photon Quantum Interface*. Science, 317(5837):488–490, 2007.

Veröffentlichungen und Konferenzbeiträge

- David Höckel, Eugen Martin, und Oliver Benson: *An ultra-narrow bandpass filter for single-photon experiments in quantum optics*, Review of Scientific Instruments, in Vorbereitung
- David Höckel, Eugen Martin, and Oliver Benson: *Ultra-Narrow Bandwidth Spectral Filtering for Long Range Free-Space Quantum Key Distribution at Daytime*, Vortrag, International Conference on Quantum Information Processing and Communication, 2009
- David Höckel, Lars Koch, Eugen Martin, and Oliver Benson: *Ultra-Narrow Bandwidth Spectral Filtering for Long Range Free-Space Quantum Key Distribution at Daytime*, Optics Letters, eingereicht, 2009

Anhang

Schema des Drei-Kanal-Offset-Addierers

Im Abbildung 7.1 (siehe nächste Seite) ist das vereinfachte elektronische Schema des Drei-Kanal-Offset-Addierers gezeigt. Diese Schaltung wurde zur Ansteuerung des Piezocontrollers verwendet und erlaubt die Grob- und Feineinstellung von unterschiedlichen Offset-Spannungen je Kanal, was zur Kontrolle der Plattenparallelität verwendet wurde. Darüberhinaus kann damit ein globaler Offset eingestellt werden, welcher den Plattenabstand kontrolliert. Ein externer Offset-Eingang erlaubt eine automatisierte Verschiebung des Plattenabstandes, z.B. mithilfe eines Funktionsgenerators.

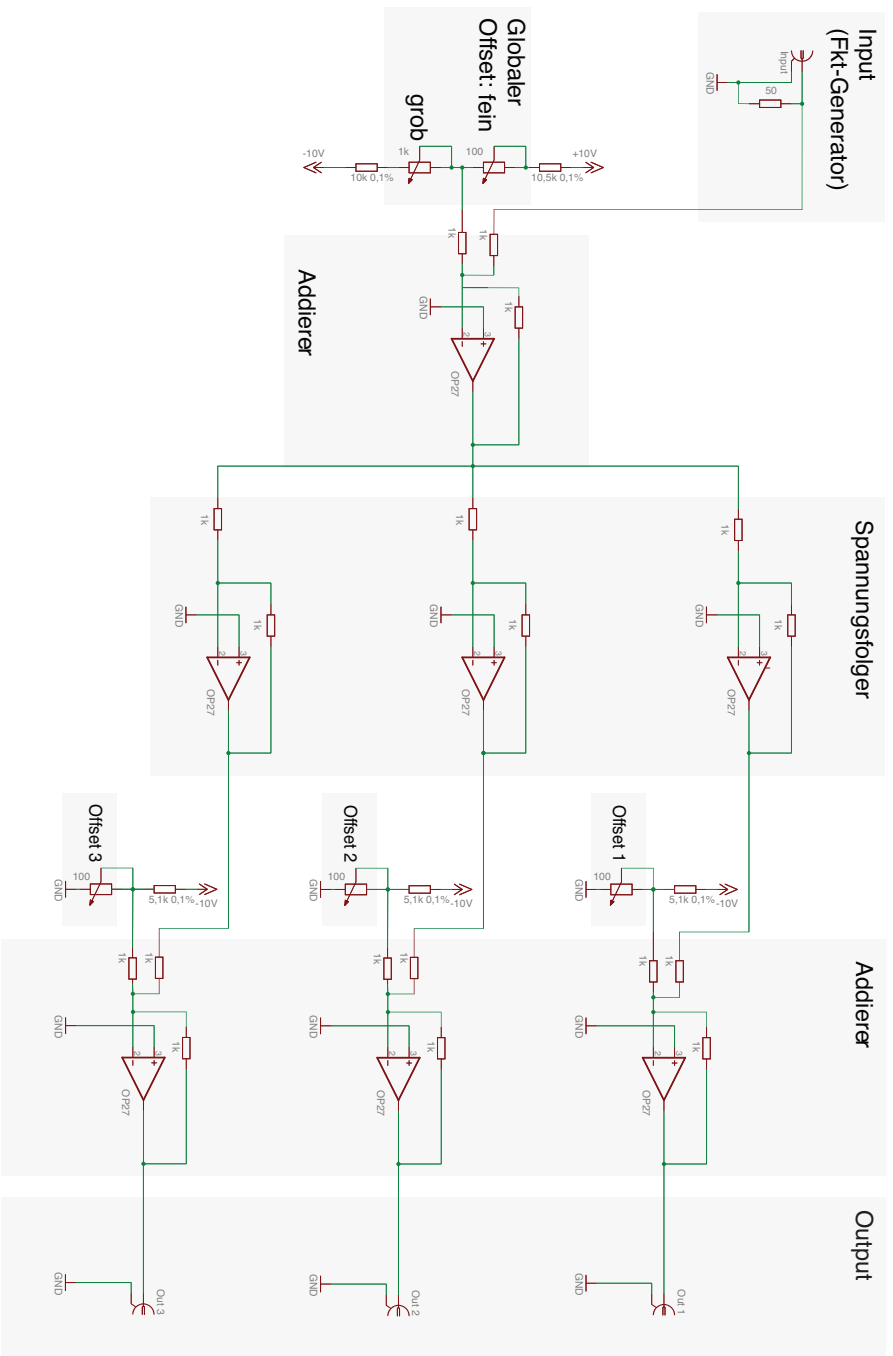


Abbildung 7.1: Vereinfachte Schaltung des Drei-Kanal-Offset-Addierers. Zu einer externen Input-Spannung wird ein globaler Offset (2 Potentiometer: fein und grob) addiert. Diese Spannung wird mit drei Spannungsfolgern (Verstärker mit Faktor -1) in drei Kanäle aufgeteilt. Zu der erhaltenen Spannung wird je Kanal ein zusätzlicher Offset (je ein Potentiometer) addiert. Die Ausgänge der drei Kanäle werden als Offsetspannungen für den Piezo-Controller verwendet. Die Schaltung ist mit 7 Operationsverstärkern vom Typ OP27 realisiert.

Danksagung

Hiermit möchte ich mich herzlich bei allen Beteiligten bedanken, die zum Gelingen dieser Diplomarbeit beigetragen haben.

In erster Linie möchte ich Herrn Prof. Oliver Benson für sein Vertrauen danken, der mir die Mitarbeit an diesem spannenden Projekt im Rahmen des interessanten Gesamtexperiments ermöglicht hat und mich freundlichst in seine Arbeitsgruppe aufgenommen hat. Er hat mit seinen Ratschlägen maßgeblich zur Entwicklung des Gesamtexperiments beigetragen und hat mich persönlich bei der Konzeption und der Erstellung dieser Arbeit wesentlich unterstützt.

Ein ganz besonderer Dank gilt David Höckel, dem Betreuer dieser Arbeit, der mir im Laufe der gesamten Arbeit unermüdlich mit Rat und Tat zur Seite stand. Bei ihm habe ich den Großteil meines praktischen Wissens im Bereich Optik erworben, sowie eine effiziente Art mit Problemen aller Art fertig zu werden. Auch während der Erstellung des schriftlichen Teils der Arbeit unterstützte er mich mit seinem breiten Fachwissen und gab zahlreiche Hinweise und Korrekturvorschläge. Ohne seine Hilfe wäre diese Arbeit in dieser Form nicht durchführbar gewesen.

Herrn Dr. Hans-Jürgen Wünsche danke ich für die Bereitschaft, diese Arbeit als Zweitgutachter zu bewerten.

Herrn Dipl. Ing. Klaus Palis danke ich für die Ratschläge zur Konzeption von elektronischen Komponenten und seine Bereitschaft mir mit seiner geduldigen und hilfsbereiten Art in vielen Situationen bei der Umsetzung und Fehlersuche zur Seite zu stehen.

Meinen Kommilitonen und Diplomandenkollegen am gleichen Experiment, Lars Koch und Roland Ullmann, danke ich für eine sehr angenehme Arbeitsatmosphäre im Labor, sowie für die zahlreichen Auskünfte während meiner Einarbeitungszeit. Lars Koch danke ich außerdem für die Erlaubnis die Ergebnisse seiner Arbeit zur Einzelphotonenquelle übernehmen zu dürfen.

Allen anderen Mitgliedern der Arbeitsgruppen NANO, AMO und QOM möchte ich für die herzliche Aufnahme in ihrem Kreis sowie für die erhaltene Unterstützung und die angenehme gemeinsame Arbeitszeit am Hausvogteiplatz danken, wo ich mich von Anfang an sehr wohl gefühlt habe.

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass die vorliegende Diplomarbeit von mir selbstständig verfasst und nur die genannten Quellen und Hilfsmittel genutzt wurden.

Berlin, den 31. August 2009

Eugen Martin