

Bachelorarbeit

Optikaufbau zum Treiben stimulierter Ramanübergänge

Jonas Nothhelfer

10. April 2017



JOHANNES GUTENBERG
UNIVERSITÄT MAINZ

Erstgutachter: Prof. Dr. Ferdinand Schmidt-Kaler
Zweitgutachter: Prof. Dr. Jochen Walz

Abstract

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein optischer Aufbau für die kohärente Manipulation eines atomaren Quantenbits mittels stimulierter Ramanübergänge nachgebaut. Der Aufbau umfasst vier akusto-optische Modulatoren (AOM) in single-pass Konfiguration, mit denen die jeweiligen Teilstrahlen unabhängig voneinander in Amplitude, Phase und Frequenz moduliert werden können. Die Ausgangsstrahlen werden in optische single-mode Fasern gekoppelt. Dieser Aufbau wird charakterisiert und besondere Eigenschaften mit dazugehörigen Verbesserungsmöglichkeiten werden aufgeführt. Der Hauptteil dieser Arbeit, abgesehen von dem Aufbau, besteht aus der Messung des Phasenrauschens, welches durch Änderungen/Störungen an der Faser beeinflusst wird. Da in dem Aufbau polarisationserhaltende Fasern genutzt werden, ist es sehr wichtig, dass die Polarisation des eingekoppelten Lichts mit den optischen Achsen der Fasern übereinstimmt. Bei Abweichung der Polarisation wurde eine deutliche Verschlechterung des Phasenrauschens festgestellt. Da durch Vibrationen der Faser Gangunterschiede zwischen den verschiedenen Strahlen erzeugt werden, kann man auch hier einen Einfluss auf das Phasenrauschen erkennen. Dadurch ergibt sich eine Abhängigkeit des Rauschens von äußeren akustischen Einflüssen. Diese kann mit einer Styropor Ummantelung und Fixierung der Faser verbessert werden. Außerdem lässt sich eine Abhängigkeit des Rauschens von der Länge der Faser beobachten.

Inhaltsverzeichnis

1. Einführung	5
2. Theoretische Grundlagen	7
2.1. Stimulierte Ramanübergänge bei Kalzium-Ionen	7
2.2. Phasenrauschen und Überlagerung der Strahlen	9
3. Experimentelle Grundlagen	11
3.1. Der optische Aufbau	11
3.2. Aufbau für die Messungen	17
3.3. Analyseverfahren	19
3.4. Optimierung des Aufbaus	21
4. Messergebnisse	23
4.1. Einfluss akustischer Störungen auf das Phasenrauschen	23
4.2. Einflüsse verschiedener Randbedingungen auf das Phasenrauschen . . .	24
4.3. Einfluss der Faserlänge auf das Phasenrauschen	25
5. Zusammenfassung und Ausblick	29
A. Anhang	31
A.1. Kommunikation mit dem Spektrumanalysator	31

1

Einführung

Bei der elektronischen Verarbeitung von Daten wird versucht, bestimmte Probleme so effizient wie möglich zu lösen. Bei den dafür benötigten Bauelementen, wie Prozessoren oder Speicherchips, wächst die Anzahl von Transistoren, welche eine Aussage über die Rechengeschwindigkeit machen, in elektronischen Systemen in den letzten Jahren exponentiell an. Dieses Gesetz wurde erstmals 1965 [Moo65] von Gordon Moore formuliert. Jedoch wird die Entwicklung unweigerlich zu einem Stillstand kommen, sobald die Größe der Transistoren ein atomares Level erreicht. Quantencomputer könnten die Lösung dieses Problems darstellen. In solch einem System werden die grundlegenden Prinzipien zwischen quantenmechanischen Zuständen dazu genutzt, um einen Geschwindigkeitsvorteil gegenüber dem klassischen elektronischen Computer zu erhalten. Algorithmen, die auf diesem System beruhen, sind z.B. die von Deutsch [DJ92], Grover [Gro96] und Shor [Sho97]. Um dies verwirklichen zu können, braucht man jedoch erst einmal ein System, welches diese Algorithmen ausführen kann. Dabei nutzt man analog zum klassischen Bit, welches die Werte 0 und 1 annehmen kann, ein Quantenbit (auch Qubit genannt). Jedoch befindet sich dieses Quantenbit in Überlagerungszuständen

$$|\Phi\rangle = \alpha |0\rangle + \beta |1\rangle,$$

wobei α und β komplexe Zahlen sind. Die Vektoren $|0\rangle$ und $|1\rangle$ sind die Basiszustände, welche eine orthogonale Basis bilden. Führt man an einem solchen Zustand Messungen in dieser Basis durch, so bekommt man mit einer Wahrscheinlichkeit von $|\alpha|^2$ den Zustand $|0\rangle$ und mit einer Wahrscheinlichkeit von $|\beta|^2$ den Zustand $|1\rangle$ als Ergebnis zurück. An dieser Stelle wird klar, dass sogenannte Quantengatter direkt auf den Zuständen operieren müssen und erst am Ende der Operation gemessen werden können, da man sonst den Zustand zerstören würde. Die Darstellung solcher Qubits, mit denen man solche Quantengatter ausführen kann, stellt sich aber als recht schwierig heraus. Ein Ansatz für solche Qubits sind einzelne gefangene Ionen in einer linearen Paulfalle [CZ95].

Um ein Qubit experimentell zu realisieren braucht man ein Zweiniveausystem. Dafür benutzen wir die magnetischen Unterzustände des elektronischen Grundzustandes von $^{40}\text{Ca}^+$ (siehe 2.1). Jedoch muss es auch noch einige Kriterien erfüllen, um für die konkrete Implementierung eines Quantencomputers genutzt werden zu können.

Diese Kriterien wurden von DiVincenzo formuliert [Div00]:

1. Eine im Prinzip beliebig hohe Anzahl an wohldefinierten Qubits.
2. Initialisierung in einen bestimmten Anfangszustand, z.B. $|0000 \dots\rangle$.
3. Ein universeller Satz von Quantengattern, d.h. beliebige unitäre Operationen auf N Qubits. Jedes N -Qubit-Gatter lässt sich aus Einzelqubit-Operationen und dem CNOT-Zwei-Qubit-Gatter zusammensetzen [BBC⁺95].
4. Eine Dekohärenzzeit, die viel größer als die Dauer einer Gatteroperation ist.
5. Die Möglichkeit alle Qubits messen zu können.

In dieser Arbeit beschäftigen wir uns ausschließlich mit dem dritten Punkt dieser Kriterien. Um diesen zu erfüllen, werden stimulierte Ramanübergänge genutzt, welche durch den hier bereitgestellten Optikaufbau ermöglicht werden. Durch das Nutzen dieser Übergänge kann man Zwei-Qubit-Gatter mit Fidelitäten von 99.9(1)% [BHL⁺16] erreichen.

2

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird nun genauer darauf eingegangen, wie die stimulierten Ramanübergänge genutzt werden, um das Qubit zu manipulieren. In diesem Zusammenhang wird auch die Geometrie der Strahlen an der Ionenfalle im späteren Experiment dargestellt. Zuletzt wird noch erläutert, welchen Einfluss das Phasenrauschen auf die Messungen hat und welche Größe sich eignet, um dieses zu quantifizieren.

2.1. Stimulierte Ramanübergänge bei Kalzium-Ionen

Das Quantenbit, welches im letzten Kapitel erwähnt wurde, ist in unserem Fall ein *Spin-Qubit*. Diese Bezeichnung kommt daher, dass das Qubit aus den beiden Spin-Zuständen des $4S_{1/2}$ -Niveaus eines $^{40}\text{Ca}^+$ gebildet wird (Abb.:2.1). Beide Niveaus sind aufgrund eines äußeren Magnetfeldes in einem Größenbereich von 15 MHz aufgespalten. Sie haben eine praktisch unendliche Lebensdauer, sodass die Kohärenzzeit nicht vom spontanen Zerfall eines Niveaus limitiert wird [Rus12]. Um das Qubit manipulieren zu können werden Ramanübergänge genutzt. Diese Übergänge benötigen zwei Strahlen, die um ein großes Vielfaches der natürlichen Linienbreite von einem Dipolübergang verstimmt sind. In unserem Fall wird der $4S_{1/2} \leftrightarrow 4P_{1/2}$ Übergang bei 397 nm mit einer natürlichen Linienbreite von circa $2\pi \times 22$ MHz genutzt. Diese Verstimmungen sind in der Größenordnung von $2\pi \times 20$ GHz bis zu $2\pi \times 3$ THz. Ramanübergänge können effektiv als Übergänge zwischen den Niveaus $|0\rangle$ und $|1\rangle$ aufgefasst werden, wobei sich die effektive Frequenz und der effektive Wellenvektor aus den Differenzen der einzelnen Strahlen ergeben [WMI⁺98]:

$$\omega_{\text{eff}} = \omega_2 - \omega_1$$

$$\vec{k}_{\text{eff}} = \vec{k}_2 - \vec{k}_1$$

Um dieses effektive Zweiniveausystem zu realisieren, muss die Differenzfrequenz ω_{eff} gerade der Zeeman-Aufspaltung des Qubits entsprechen. Da bei diesem Übergang zwei Strahlen aus derselben Quelle genutzt werden, haben diese auch die selben Phasenschwankungen, was bei dem Differenzsignal dazu führt, dass sich die Phasenschwankungen gegenseitig aufheben. Dies führt zu einer hohen Phasenstabilität gegenüber Qubits bei denen optische Übergänge direkt von einem Laser getrieben werden.

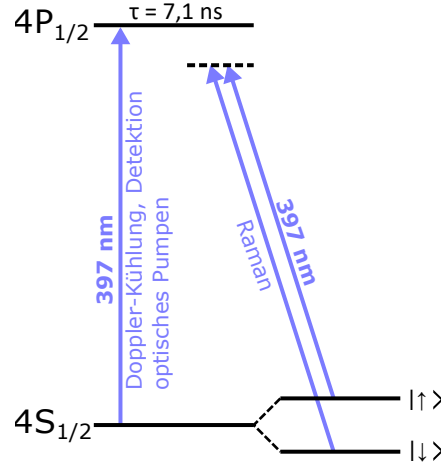


Abbildung 2.1.: Termschema von $^{40}\text{Ca}^+$ mit allen für diesen Aufbau relevanten Übergängen. [Rus12]

Nach dem Vorbild von Ballance [BHL⁺16] koppelt man den Laser vor und nach dem Aufbau dieser Arbeit in eine Faser ein. Dadurch gibt es einige Vorteile gegenüber dem Transport des Lasers über lange Luftwege, da man den Einfluss von lokalen Dichteschwankungen der Luft reduziert.

Zusätzlich zum Ramanübergang, kann der Übergang $4S_{1/2} \rightarrow 4P_{1/2}$ bei 397 nm auch ohne Verstimmung genutzt (Abb.:2.1) werden, weswegen dieser hier mit dessen Nutzung zwar genannt, aber nicht weiter erläutert wird. Mit einer Lebensdauer von 7.1 ns ist dieser Übergang sehr kurzlebig, wodurch an ihm in kurzer Zeit eine große Menge Photonen gestreut werden kann. Er eignet sich damit gut zur Doppler-Kühlung, zur Detektion und zur Qubit-Initialisierung durch optisches Pumpen. Die vom Ion gestreuten Photonen können zur Ionendetektion mit einer Kamera nachgewiesen werden. Beim optischen Pumpen wird ein σ^+ polarisierter Laserstrahl verwendet. Durch die Polarisation wird der Spin-Up-Zustand des Grundzustands nicht angeregt [Rus12].

In Abbildung 2.2 ist die Geometrie der verschiedenen Strahlen gezeigt, wie sie bereits in einem experimentellen Aufbau verwendet werden. Die Geometrie der Strahlen bezüglich des Magnetfeldes ist sehr wichtig, da von der Ausrichtung der Polarisation zum Magnetfeld abhängt, ob man π , σ^+ oder σ^- Übergänge treiben kann. Für die stimulierten Ramanübergänge nutzen wir jeweils einen π -polarisierten Strahl und einen Strahl mit σ -polarisierten Anteilen. Die vier verschiedenen Laserstrahlen können miteinander kombiniert werden, wodurch sich verschiedene effektive Wellenvektoren ergeben, welche für die Manipulation des Qubits wichtig sind. Da man für den Ramanübergang zwei Strahlen aus der selben Quelle interferometrisch überlagert, bewirken Gangunterschiede eine Änderung der Phase. Wenn diese Änderungen ungewollt und zufällig passieren, nennt man dies Phasenrauschen.

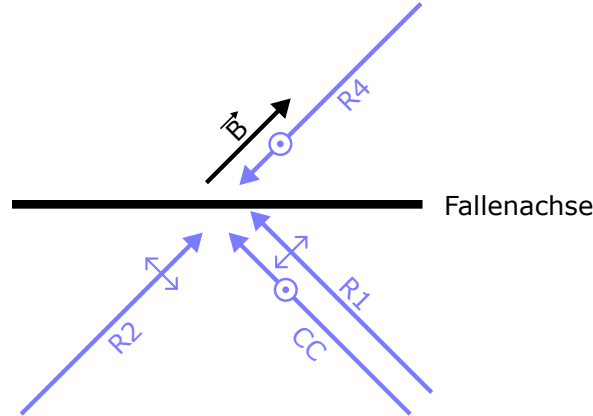


Abbildung 2.2.: Konfiguration der 397 nm Ramanstrahlen relativ zur Achse der Ionenfalle. In dem schon bestehenden Experiment ist das Magnetfeld in einem 45° Winkel zur Fallenachse ausgerichtet. Die Geometrie der Strahlen ist so gewählt, dass man mit dem R1¹Strahl einen π Übergang und mit dem CC, R2 und R4 Strahlen sowohl einen σ^+ als auch einen σ^- Übergang treiben kann. [Rus12]

2.2. Phasenrauschen und Überlagerung der Strahlen

Misst man die überlagerten Strahlen mit einer Photodiode und einem Spektrumanalysator, kann man einen Peak bei der Differenzfrequenz der beiden Strahlen im Spektrum beobachten. Um Phasenrauschen zu analysieren, betrachten wir zunächst einmal die Überlagerung unserer zwei Strahlen. Diese werden so überlagert, dass sie möglichst die gleiche Polarisation, jedoch unterschiedliche Amplituden a_i , Frequenzen f_i und Phasen ϕ_i haben.

$$y_1(t) = a_1 \sin(2\pi f_1 t + \phi_1)$$

$$y_2(t) = a_2 \sin(2\pi f_2 t + \phi_2),$$

wobei y_i skalare Feldamplituden sind. Da wir auf dem Spektrumanalysator die Leistung des Signals betrachten, sieht die Überlagerung folgendermaßen aus:

$$|y(t)|^2 = |y_1(t) + y_2(t)|^2 = y_1(t)^2 + y_2(t)^2 + 2 y_1(t) y_2(t)$$

Da das Licht hier etwa eine Wellenlänge von 398.9112 nm besitzt, was circa 753.0345 THz entspricht, kann nur der Mischterm von der Photodiode gemessen werden. Zwar erhalten die anderen Terme auch einen Gleichspannungsanteil, welcher jedoch ebenfalls

¹Die Bezeichnung der Strahlen, welche für den Ramanübergang genutzt werden, ist historisch

2. Theoretische Grundlagen

nicht vom Spektrumanalysator gemessen wird. Formt man diesen Term weiter um, erhält man

$$S(t) := |y(t)|^2 = a_1 a_2 (\cos(2\pi(f_1 - f_2)t + \phi_1 - \phi_2) - \cos(2\pi(f_1 + f_2)t + \phi_1 + \phi_2))$$

Da auch der hintere Term wieder eine viel zu hohe Frequenz besitzt, kann dieser nicht gemessen werden. Wenn man nun beachtet, dass die beiden Strahlen einen festen Frequenzunterschied Δf und, bis auf eine feste relative Phasenverschiebung $\Delta\phi$, welche durch Gangunterschiede im Aufbau zustande kommt, die selbe Phase besitzen, ergibt sich folgende Gleichung

$$|y(t)|^2 = a_1 a_2 \cos(2\pi\Delta f t + \Delta\phi)$$

Wenn der Gangunterschied nun durch lokale Dichteänderungen der Medien oder akustische Vibrationen von optischen Elementen zeitabhängig wird, liegt Phasenrauschen $\Delta\phi(t)$ vor. Dieses Phasenrauschen führt zu einer spektralen Aufweitung des Schwingungssignals. Dieses Phänomen wird auch als *Skirt-Bildung* bezeichnet. Um eine Größe zu finden, mit der man dieses Phasenrauschen quantifizieren kann, müssen wir aber vorerst mit dem ungestörten Signal weiterrechnen. Denn wir wollen zunächst die maximale Steilheit (*slew rate*) bestimmen

$$\left. \frac{d|y(t)|^2}{dt} \right|_{\max} = S_0 2\pi\Delta f,$$

wobei $S_0 = a_1 a_2$ ist. Da das Phasenrauschen einen *Timing-Fehler* Δt zwischen den beiden überlagerten Strahlen bewirkt, kann durch Multiplikation der *slew rate* mit diesem *Timing-Fehler* die Amplitude des Rauschens bestimmt werden.

$$S_{\text{err}} = S_0 2\pi\Delta f \Delta t$$

In diesem Zusammenhang wird das zufällig verteilte Δt oft als das quadratische-Mittel-Zittern J angesehen. Das SNR, verursacht durch diese Zeitvariation (Zittern), kann somit ausgedrückt werden als [Mic07]

$$SNR[dB] = 10 \log_{10} \left(\frac{S_0}{S_{\text{err}}} \right) = 10 \log_{10} \left(\frac{S_0}{S_0 2\pi\Delta f J} \right) = -10 \log_{10} (2\pi\Delta f J)$$

Somit haben wir nun eine Verbindung zwischen dem in dieser Arbeit gemessenen SNR und dem zu beobachtenden Phasenrauschen hergestellt.

3

Experimentelle Grundlagen

In diesem Kapitel geht es hauptsächlich darum, wie die Strahlen für den Ramanübergang erzeugt werden und wie der Aufbau zum Messen des Phasenrauschens aussieht. In diesem Zusammenhang wird dann auch das Analyseverfahren, welches zur Verarbeitung der Daten genutzt wurde, vorgestellt. Zum Schluss wird noch eine Optimierung des Messaufbaus angesprochen.

3.1. Der optische Aufbau

In Abbildung 3.1 ist der experimentelle Aufbau des optischen Aufbaus gezeigt. In diesem Aufbau wird ein einlaufender Laserstrahl auf vier Strahlen aufgeteilt, wobei die Frequenz der R2, R4 und CC Strahlen um 95 MHz und des R1 Strahls um 110 MHz verschoben wird (Abb.:2.1). Dies geschieht mittels der AOMs, welche von den Strahlen durchquert werden müssen. Die AOMs haben zwei Aufgaben in diesem Aufbau:

Zum einen kann man in Verbindung mit der genutzten +1.Ordnung und der Blende die Strahlen schnell an- und ausschalten. Zum anderen stellt man die Frequenz der AOMs so ein, dass der Frequenzunterschied zweier Strahlen gerade der Zeeman-Aufspaltung entspricht, um einen stimulierten Ramanübergang treiben zu können.

Zwei der Strahlen (R2, R4) werden in eine eigene und die anderen beiden (R1, CC) werden in eine gemeinsame Faser eingekoppelt. Das dadurch entstandene Interferometer sollte so klein wie möglich sein, damit die dadurch erzeugten Gangunterschiede möglichst klein bleiben.

Der einfallende Strahl kommt durch eine Faser¹, die an einen Kollimator² geschraubt ist, in den Aufbau hinein, wobei der Kollimator so eingestellt wurde, dass der Laserstrahl in der Größenordnung des Aufbaus gut kollimiert ist. Die Faser ist eine PMC Faser, welche in Abschnitt 3.1.1 genauer erläutert wird. Diese besitzt zwei zueinander senkrechte optische Achsen, auf denen linear polarisiertes Licht eingekoppelt werden kann. Das Einkoppeln auf die horizontale Achse wurde erreicht, indem mit einem Polarimeter³

¹Schäfter+Kirchhoff: PMC-400SI-3,1-NA010-3-APC-150-P

²Schäfter+Kirchhoff: 60FC-4-A6.2S-52

³Schäfter+Kirchhoff: Polarimeter SK0100PA-UV

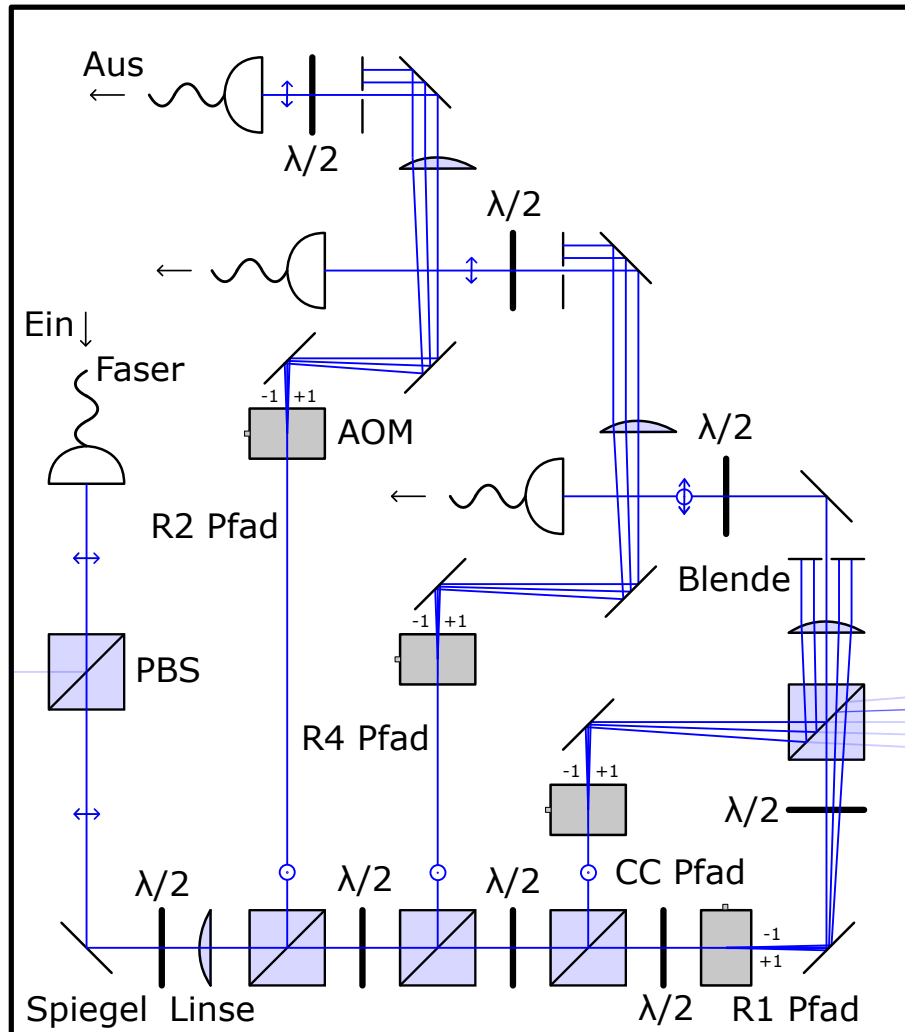


Abbildung 3.1.: Diese Abbildung zeigt den zentralen Aufbau dieser Arbeit. Hier werden die Laser, welche zur Bereitstellung des Qubits genutzt werden präpariert. Die Pfeile auf den Laserstrahlen sollen hierbei die idealen Polarisationen an wichtigen Stellen des Aufbaus darstellen.

hinter der Einkopffaser die Polarisation gemessen wurde und mit dem $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen vor dem Einkoppler die Polarisation dementsprechend angepasst wurde. Trotzdem ist der Strahl dadurch nicht perfekt horizontal polarisiert, deshalb wird am ersten Polarisationsstrahlteiler (PBS) ein kleiner Teil der Leistung reflektiert, wodurch mögliche Polarisationschwankungen der Faser in Leistungsschwankungen umgewandelt werden. Dies kann dann später mit einer Leistungsstabilisierung ausgeglichen werden.

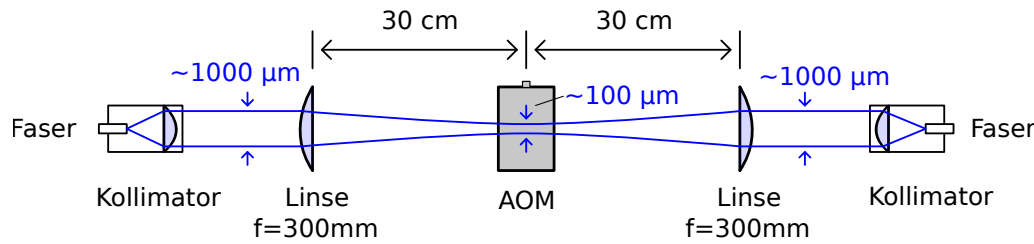


Abbildung 3.2.: Hier ist der Strahlverlauf durch einen AOM gezeigt mit dem Strahldurchmesser an den wichtigen Stellen und dem Abstand der Linsen zum AOM.

Die Linse ($f=300\text{ mm}$), welche nach dem ersten $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen steht, fokussiert den Strahl am Ort der AOMs⁴ (Abb.:3.2). Der Grund für diese Vorgehensweise ist, dass die Bragg-Beugung einen Strahl im AOM Kristall verlangt, welcher möglichst als ebene Welle angesehen werden kann. Dies ist der Fall, wenn der Strahl dort im Fokus ist. Bei den AOMs ist auf die Polarisation zu achten, da diese eine bevorzugte Polarisation besitzen (In unserem Fall ist es eine vertikale Polarisation). Da der Strahl, der in den R1 AOM reingeht, horizontal polarisiert ist, muss man diesen mithilfe eines $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchens vorher auf eine vertikale Polarisation bringen, um die maximale Effizienz des AOMs zu erreichen. Hinter dem AOM steht eine Linse mit gleicher Brennweite, welche in einem Abstand von der anderen Linse positioniert ist, der der doppelten Brennweite entspricht. Dadurch soll der Strahl wieder kollimiert werden. Dies ist notwendig, damit man gut in die nächste Faser einkoppeln kann. Eine Besonderheit stellen die Strahlengänge von R1 und CC dar, da diese zunächst mit einem PBSs überlagert und dann mit einer Linse kollimiert werden. Dadurch besitzen die Strahlen zueinander senkrechte Polarisationen. Die Blende fängt die Ordnungen ab, welche man nicht weiter nutzt. Vor jeder Auskoppelfaser⁵, welche an einem Kollimator⁶ befestigt ist, steht noch ein $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen, damit die Polarisation auf die optische Achse der Faser gebracht werden kann. Beim Fixieren der PBS auf dem Halter⁷ treten durch den Anpressdruck der von oben kommenden Schraube zirkulare Polarisationsanteile in der Reflexion auf. Dies konnte durch eine Modifikation des Halters verbessert werden, bei dem der obere Teil des Halters entfernt und der PBS auf den unteren Teil geklebt worden ist.

Wenn nun der Lichtstrahl durch den AOM propagiert, werden dessen Photonen an den Phononen des AOMs gestreut. Dadurch gibt es einen Strahl, bei dem die Frequenz der Phononen aufaddiert wird (+1. Ordnung), einer bei dem die Frequenz abgezogen wird (-1. Ordnung) und einer bei dem es zu keiner Wechselwirkung kommt und die Photo-

⁴Gooch and Housego: 3x I-M095-3C10BB-3-GH27 (R2, R4, CC), 1x I-M110-3C10BB-3-GH27 (R1)

⁵Schäfter+Kirchhoff: 2x PMC-E-400Si-2.3-NA014-3-APC-EC/OPC-200-P (R4,R1+CC)
1x PMC-400-Si-2.9-NA011-3-APC-400-P

⁶Schäfter+Kirchhoff: 60FC-4-A4.5S-52

⁷Radiant Dyes: RD-CH-PBS-MDI-1-05"

nen den AOM ohne Frequenzverschiebung passieren (0. Ordnung). Durch Änderung des Einfallswinkels kann man Einfluss auf die Streuwahrscheinlichkeiten nehmen, sodass in diesem Aufbau die Leistung der +1. Ordnung optimiert wurde, da dies die Ordnung ist, welche im späteren Experiment genutzt wird. Auch kommt es zu einer räumlichen Trennung der Strahlen, wodurch 0. und 1. Ordnung durch eine Blende getrennt werden können und man in Kombination mit dem An- und Ausschalten des Radiofrequenzgenerators der AOMs auch den Strahl effektiv an- und ausschalten kann.

Fehlerquellen der AOMs

Die Beugungseffizienz der AOMs beträgt in diesem Aufbau etwa 50 %. Der Grund für diesen relativ kleinen Wert (idealerweise werden Effizienzen von $> 85\%$ erreicht) ist, dass der Strahl im AOM gerade mal einen Durchmesser von $\approx 100\mu\text{m}$ besitzt, da die Effizienz von AOMs schlechter wird, je kleiner der Durchmesser des Laserstrahls ist. Jedoch bewirkt der kleinere Strahldurchmesser beim Anschalten des AOMs geringere Phasenschwankungen entlang des Strahlprofils, da sich die akustische Welle lediglich mit Schallgeschwindigkeit im AOM ausbreitet. Ein weiterer Anschalteffekt ist, dass die Polarisation nach den AOMs um die bevorzugte Polarisation kreist. Dieser Effekt beruhigt sich nach etwa einer Viertelstunde und bleibt dann stabil auf einer Polarisation. Solange man die AOMs nicht durchgehend an- und ausschaltet, ist dies aber kein Problem, jedoch sollte man sich überlegen $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen vor den AOMs zu positionieren, sobald man Pulse an diesen anlegen möchte, um daraus resultierende Phasenschwankungen zu reduzieren. Aus diesen Gründen ist ein Kompromiss zwischen Beugungseffizienz (besser bei größeren Strahlradii) des AOMs und Phasenstabilität/Anschaltverhalten (besser bei kleinen Radii) zu finden.

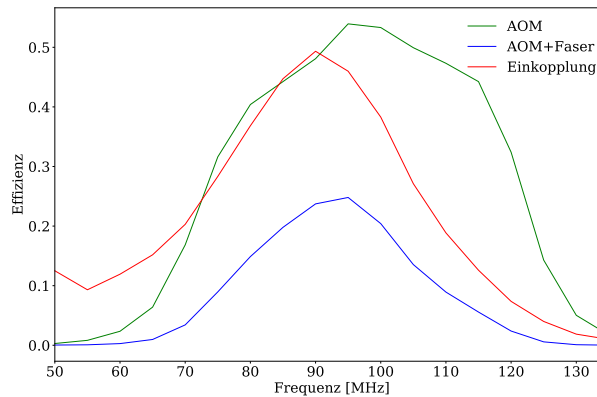


Abbildung 3.3.: In dieser Abbildung sind die Effizienzkurven des CC AOMs, der Einkopplung in die Faser und die Effizienz des AOMs in Kombination mit der Faser zusammen gegen die Frequenz des Frequenzgenerators aufgetragen.

Beugungseffizienz eines Akusto-optischen Modulators

In Abbildung 3.3 ist zu sehen, dass die maximale Effizienz des Einkoppelns gegenüber der maximalen Effizienz des AOMs verschoben ist. Das liegt daran, dass der Beugungswinkel in erster Näherung proportional zur Frequenz der akustischen Welle ist (siehe 3.1.3), wodurch der Strahlversatz bei der Faser proportional zum Tangens der Frequenz ist. Das bedeutet, dass aufgrund des Verlaufes des Tangens der Strahlversatz bei höheren Frequenzen stärker zunimmt als bei niedrigeren Frequenzen. Das nächste was auffällt ist, dass die blaue Kurve schmaler als die grüne Kurve ist, was gerade damit zusammenhängt, dass es bei Änderung der Frequenz einen Strahlversatz gibt und sich somit die Einkopplung in die Faser verschlechtert. Dies ist auch anhand der roten Kurve zu erkennen.

3.1.1. PMC Faser

Für den Aufbau wurden ausschließlich PMC Fasern genutzt. Diese Fasern haben zwei wichtige Eigenschaften, zum einen, dass sie nur eine räumliche Mode des Lichts durchlassen, und zum anderen, dass sie die Polarisierung erhalten. Diese Eigenschaften können bei Schäfer+Kirchhoff [Sch17a] nachgelesen werden und sind hier zusammengefasst.

Die Eigenschaft, dass nur eine Mode des Lichtes durchgelassen wird, ist in der Spezifikation der Grenzwellenlänge festgehalten. Die Grenzwellenlänge ist als die kleinste Wellenlänge definiert, für die die Faser nur eine Mode durchlässt. Ist die eingekoppelte Wellenlänge kürzer als die Grenzwellenlänge, so können zwei oder mehr Moden durch die Faser gehen und dadurch kann sich das Strahlprofil deutlich von einem Gaußprofil unterscheiden. Ist die Wellenlänge sehr viel länger als die Grenzwellenlänge, so kann schon durch geringe Biegung der Faser Leistung verloren gehen.

Eine PMC Faser besitzt zwei unterschiedliche und zueinander senkrechte optische Achsen. Diese beiden Achsen unterscheiden sich in der Geschwindigkeit, mit der das Licht durch die Faser propagiert, wodurch es eine schnelle und eine langsame Achse gibt. Um beim Faserdurchgang Polarisationschwankungen zu minimieren, muss die Polarisationsrichtung eines in die Faser eingekoppelten Strahls auf einer der optischen Achsen liegen. Dabei reagiert die langsame Achse der Faser weniger sensitiv auf das Biegen der Faser als die schnelle Achse.

3.1.2. Faserkollimator

Bei Faserkollimatoren gibt es einige Eigenschaften, auf die man in Verbindung mit Fasern achten muss. Dies wird von Schäfer+Kirchhoff [Sch17b] ausgeführt und hier rekapituliert.

Als erstes muss man beachten, dass abgeschliffene Fasern, so wie wir sie teilweise benutzen um Rückreflexionen in den Aufbau zu vermeiden, besondere Faserkollimatoren

3. Experimentelle Grundlagen

brauchen. Denn sowohl eine 8° polierte Faser mit einem koaxial gekoppelten Faserkollimator als auch eine 0° polierte Faser mit einem geneigt gekoppelten Faserkollimator resultiert in einem axial versetzten kollimierten Strahl, der sich deutlich von einem Gaußstrahl unterscheidet.

Die andere Eigenschaft, auf die man achten sollte, ist die numerische Apertur (NA) der verwendeten Faser. Diese muss nämlich mithilfe des Kollimators auf die NA der Faser angepasst werden können, um die maximale Leistung des Lichtes durch die Faser zu transportieren. Die effektive NA der Faser lässt sich wie folgt aus der Brennweite f und dem Strahldurchmesser $\varnothing_{Strahl}$ berechnen

$$\varnothing_{Strahl} = 2 \cdot f \cdot NAe^2$$

3.1.3. Akusto-optische Modulatoren

Die Funktionsweise des AOMs ist zu großen Teilen von [Rei12] entnommen. Die akustische Welle im AOM wird im Allgemeinen durch einen piezoelektrischen Wandler ange-regt, der an einer quaderförmige Zelle angebracht ist und durch eine elektrische Wechselspannung betrieben wird. Eine solche Anordnung wird als akustooptische Bragg-Zelle bezeichnet. Zwei Fenster liegen parallel zur akustischen Richtung, durch welche der Laser in den AOM gelangt. Direkt gegenüber des akustischen Wandlers befindet sich in der Regel eine Anordnung, um die akustische Energie zu absorbieren, damit akustische Störungen, wie zum Beispiel eine Stehwelle, vermieden werden können (Abb.:3.4).

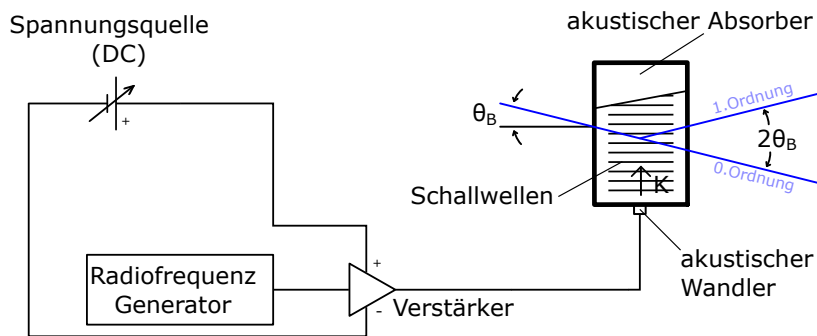


Abbildung 3.4.: Hier wird gezeigt, wie die AOMs in dem optischen Aufbau verwendet wurden. Es wurde eine Spannungsquelle⁸, ein Radiofrequenzgenerator⁹ und ein Verstärker¹⁰ benutzt, um diese zu betreiben.

⁸Statron Typ 2231

⁹Rhode und Schwarz Signal Generator 100St

¹⁰Mini-Circuits Modell: ZHL-5W-1+

Da die Beugungseffizienz von der akustischen Intensität abhängt, kann eine solche Zelle als elektrisch kontrollierter Strahlteiler bzw. als Modulator verwendet werden. Der Ablenkwinkel bei der Bragg-Beugung hängt von der akustischen Frequenz Ω ab

$$\sin \theta_B = \frac{|K|}{2|k_i|} = \frac{\lambda}{2\Lambda} = \frac{\lambda_0}{2n_0\Lambda},$$

wobei

$$\Lambda = \frac{2\pi}{|K|} = \frac{2\pi v_{ak}}{\Omega}$$

die Wellenlänge der akustischen Welle, λ_0 die Vakuumwellenlänge der optischen Felder, λ die Wellenlänge im Medium der optischen Felder, n_0 der Brechungsindex des Mediums $|K|$ der Betrag des Wellenvektors der akustischen Welle und v_{ak} die Geschwindigkeit der akustischen Welle ist. Die Frequenz der gestreuten optischen Welle ist um die Frequenz der akustischen Welle aufwärts oder abwärts verschoben

$$\omega_d = \omega_i \pm \Omega,$$

wobei ω_d die Frequenz der gestreuten Welle und ω_i die Frequenz der einfallenden Welle beschreibt. Dies kann mithilfe des Dopplereffektes erklärt werden, da die Bragg-Beugung an sich bewegenden Phasenfronten stattfindet, sodass die gebeugten Ordnungen also dopplerverschoben sind. Aus diesem Grund müssen auch Stehwellen vermieden werden. Dabei muss die Phasenbedingung

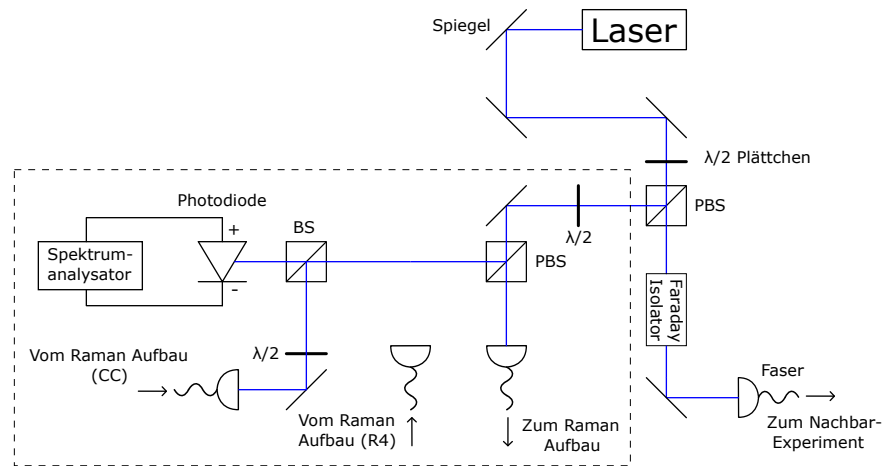
$$k_d = k_i \pm K$$

erfüllt werden. Damit können frequenzmodulierte optische Signale erzeugt oder (z.B. für interferometrische Anwendungen) zwei zueinander phasenkorrelierte Wellen unterschiedlicher Frequenz hergestellt werden.

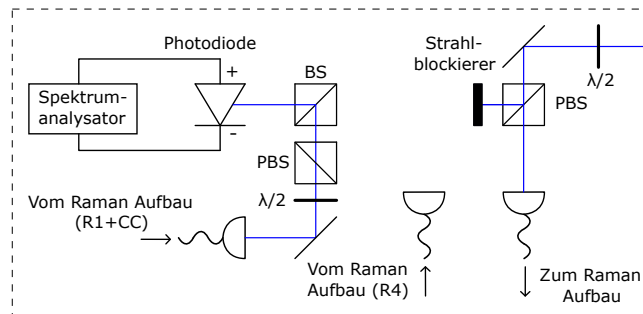
3.2. Aufbau für die Messungen

Um das Phasenrauschen des optischen Aufbaus und äußere Einflüsse auf diesen genauer zu untersuchen, wurde ein Aufbau für die Messung von Schwebungssignalen zweier Laserstrahlen verwendet. Dabei wurden verschiedene Situationen getestet, die verschieden anfällig für Rauschen sind. Das Überlagern der Strahlen ist nötig, da der hierbei genutzte Laser eine Wellenlänge von 398.9112 nm (753.0354 THz) besitzt und somit außerhalb des Bereiches eines Spektrumanalysators liegt. Bei einer Schwebung ist die Schwebungsfrequenz durch die Differenz der beiden Frequenzen der Laserstrahlen gegeben (siehe Abschnitt 2.2). Aus diesem Grund erwartet man bei dem Aufbau in Abbildung 3.5(a) ein Signal bei einer Frequenz von 95 MHz und sowohl bei 3.5(b) als auch bei 3.5(c) eine Frequenz von 15 MHz.

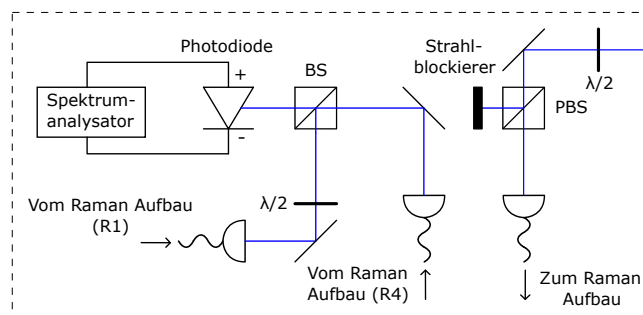
3. Experimentelle Grundlagen



(a) Aufbau zum Überlagern des Laserstrahls mit dem CC Strahl



(b) Überlagerung von R1 und CC



(c) Überlagerung von R1 und R4

Abbildung 3.5.: Diese Abbildung zeigt die verschiedenen Aufbauten, welche genutzt wurden um ein Schwebungssignal zwischen verschiedenen Laserstrahlen zu messen. Der gestrichelte Kasten zeigt den für die Messung relevanten Teil.

In Abbildung 3.5 wird zunächst der Laser¹¹ mithilfe eines $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchens und eines PBS aufgeteilt. Danach propagiert ein Teil in den restlichen Aufbau zur Vermessung des Schwebungssignals. Dort wird der Strahl wieder aufgeteilt, wobei der eine Strahl in den zuvor beschriebenen optischen Aufbau propagiert und der andere Strahl zu der Messung in Abbildung 3.5. Dann kommt durch zwei weitere Fasern der Strahl, welcher in den optischen Aufbau propagiert, wieder zurück, wobei je nach Messung der R1, CC oder R4 Strahl genutzt wird. Danach werden die Strahlen, die vermessen werden sollen, mithilfe eines BS¹² überlagert. In Abbildung 3.5(b) ist noch ein zusätzlicher PBS verbaut, da die beiden überlagerten Laser einmal eine vertikale Polarisation haben (CC) und einmal eine horizontale Polarisation (R1), da diese aus einer Faser kommen und auf den beiden optischen Achsen liegen. Das $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen vor dem PBS wird dann so gedreht, dass aus beiden Armen die selbe Leistung kommt, um somit ein Schwebungssignal zu erzeugen, was mit dem BS auf die Photodiode¹³ gelenkt wird. Das kommt daher, dass der Umbau möglichst wenig invasiv gestaltet ist, auch wenn man dadurch am BS die Hälfte der Leistung verliert. Die Achsen des Plättchens stehen dabei zwischen horizontaler und vertikaler Polarisation. Bei den anderen Aufbauten wird das Plättchen dazu genutzt, um die beiden zu messenden Strahlen auf die selbe Polarisation zu bringen, damit am BS ein Schwebungssignal entstehen kann. Auf den Faraday-Isolator vor dem Einkoppler wird in Abschnitt 4 näher eingegangen.

3.3. Analyseverfahren

In diesem Kapitel wird besprochen, wie mit den genommenen Daten umgegangen wird und welche quantitative Größe genutzt wurde, um die einzelnen Messungen zu vergleichen. Die Daten wurden alle mithilfe eines Spektrumanalysators¹⁴ aufgenommen, wobei das Programm, welches mit diesem kommuniziert, im Anhang A.1 zu finden ist. Alle gezeigten Werte wurden mit folgenden Einstellungen des Gerätes aufgenommen:

Bereich: 2 kHz, RBW: 30 Hz, VBW: 100 Hz, ST: 1.15 s

Das liegt daran, dass dies der Bereich ist, in welchem man das Rauschen am besten sieht und es auch am relevantesten für das Ion ist. Es wurde auch mit den Einstellungen

Bereich: 100 Hz, RBW: 10 Hz, VBW: 30 Hz, ST: 1 s

gemessen, wobei 10 Hz der minimalen Auflösung des Spektrumanalysators entspricht. Wir erhofften uns dort eine Änderung der Linienbreite zu sehen, was aber nicht der Fall war. Das Einzige, was man durch diese Messung feststellen kann, ist, dass die effektive Linienbreite der überlagerten Strahlen kleiner als 10 Hz ist.

¹¹Toptica Photonics DL PRO

¹²Thorlabs BS004

¹³New Focus Modell 1801

¹⁴Rhode und Schwarz: FSP Spectrum Analyzer 1164.4391.07

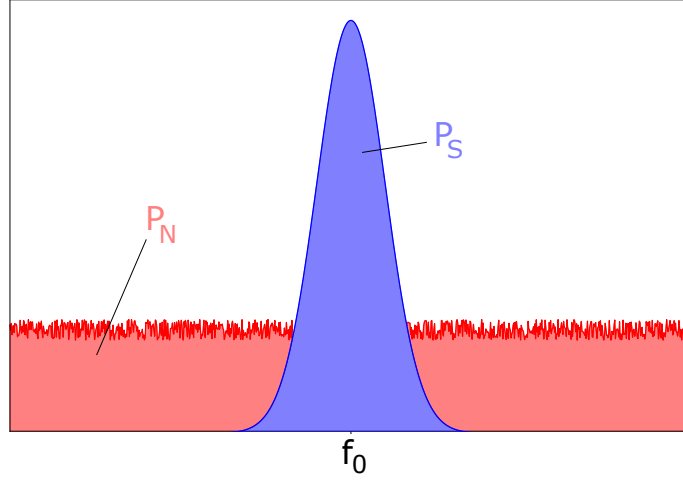


Abbildung 3.6.: Schematische Abbildung eines Signals mit Rauschen im Frequenzraum.

Deswegen mussten wir uns eine andere Größe überlegen, mit der wir die aufgenommenen Daten quantifizieren können. Dazu wurde dann das SNR gewählt, welches folgendermaßen definiert ist

$$\text{SNR} = \frac{P_S}{P_N} = \frac{P_S}{P_{\text{tot}} - P_S},$$

wobei P_S der Leistung des Signals entspricht und P_N der Leistung des Rauschens (Abb.:3.6). Es wurde nur der hintere Teil der Gleichung genutzt, da P_S und $P_{\text{tot}} = P_S + P_N$ einfacher aus den Daten zu bestimmen sind als P_N . Um die Leistung, welche sich im Signal befindet, herauszufinden, haben wir eine normierte Gaußfunktion zum Fitten des Signals genutzt und die Information über die Leistung aus dem Parameter A extrahiert.

$$f_{\text{Gau}}(x) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \exp\left(\frac{-(x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right),$$

wobei aus σ mit folgender Formel

$$\text{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln(2)} \sigma$$

die hier genutzte Größe für die Linienbreite berechnet werden kann. Die Leistung, die sich in P_{tot} befindet, wurde durch diskrete Integration des gesamten Spektrums ermittelt. Pro Punkt wurden 100 Messungen aufgenommen, das SNR für jede Messung berechnet und schließlich über alle SNR-Werte gemittelt.

3.4. Optimierung des Aufbaus

Der Messungsaufbau wurde durch Platzieren eines Faraday-Isolators und Wechseln des PBS in 3.5(a) außerhalb des gestrichelten Kastens verbessert. Anhand der in Abbildung 3.7 gezeigten Daten kann man in dem Aufbau ohne den Faraday-Isolator das Signal nicht von dem Rauschen unterscheiden. Man sieht an dem SNR sogar, dass das Rauschen um -7.83 dB größer ist als das Signal selbst.

Es stellte sich heraus, dass sich das Signal verbesserte, wenn der Strahl zum anderen Experiment vor der Faser geblockt wurde. Man versuchte daraufhin den Strahl direkt nach der Faser im anderen Experiment zu blocken, um zu überprüfen, ob es irgendwelche Rückreflexionen von dort gibt. Jedoch verbesserte sich dadurch das Signal nicht. Dies ließ nur die Möglichkeit zu, dass die Ursache des schlechten Signales bei der Einkopplung in die Faser liegt. Auch hier wurden Rückreflexionen vermutet und deswegen ein Faraday-Isolator genutzt um diese zu reduzieren. Dies verbesserte das Signal deutlich (vgl. 3.7 rote und blaue Kurve).

Durch die Überprüfung des Strahlprofils nach jedem optischen Element erkannte man, dass nach dem PBS, welcher die Strahlen auf die beiden Experimente aufteilt, einen schwarzer Fleck im Strahlprofil. Daraufhin stellte sich heraus, dass dieser PBS nicht

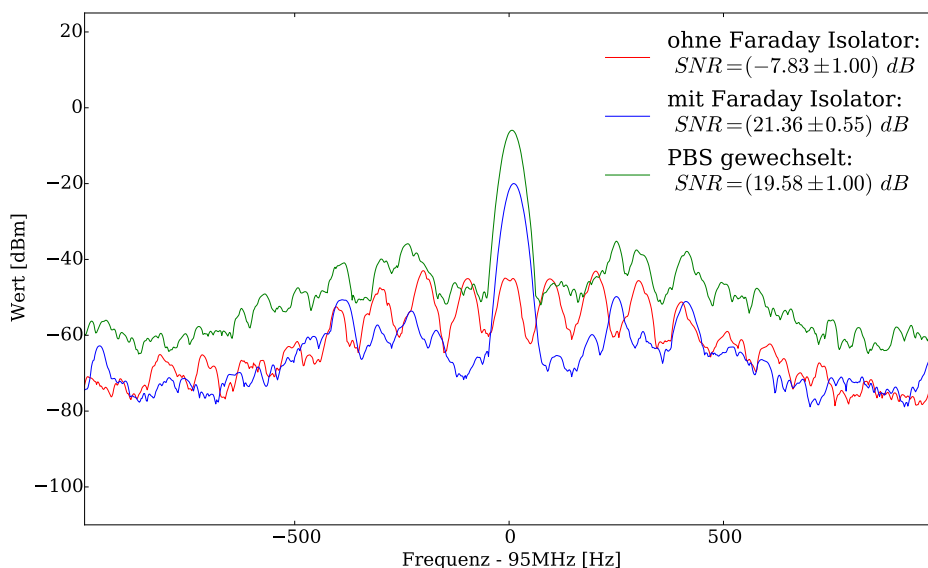


Abbildung 3.7.: Ergebnisse der Beatmessungen unter verschiedenen Bedingungen. Dazu wurden der CC Strahl und der Strahl, der direkt von dem Laser kommt, miteinander überlagert, wodurch die mittlere Frequenz des Spektrums 95 MHz beträgt. Hier ist der PBS und der Faraday Isolator aus 3.5(a) außerhalb des gestrichelten Kastens gemeint.

für die hohen Leistungen geeignet ist. Nach dem Ersetzen des zerstörten PBS Würfels durch einen PBS, der für solche Leistungen geeignet ist, verbesserte sich auch die Einkopplung in den optischen Aufbau, denn man hat vorher einen Großteil der Leistung durch den PBS verloren.

Weitere Fehlerquellen

Das Phasenrauschen wird durch Luftzirkulationen im Aufbau deutlich erhöht. Aus diesem Grund ist der ganze Aufbau von einem Kasten umgeben, welcher diese lokalen Dichteänderungen in den optischen Wegen reduzieren soll.

Wenn man auf den Kasten klopfte, sah man, dass das Rauschen um 2 Größenordnungen zunahm, vor allem wenn der Deckel nicht fest verschraubt war, sondern lediglich locker auf den Aufbau gelegt wurde. Man sollte es deshalb vermeiden laute elektronische Geräte in die Nähe des Aufbaus zu stellen.

Die 0. und 1. Ordnung bei allen Strahlen außer dem R4 Strahl können nicht getrennt werden. Dieses Problem ist auch auf dem Spektrumanalysator zu sehen, denn wenn man beispielsweise nur den R1 Strahl auf die Photodiode lässt, so sieht man trotzdem ein Signal bei 110 MHz, was dem Unterschied der Frequenzen zwischen 0. und 1. Ordnung entspricht. Jedoch ist das Signal im Vergleich zum Schwebungssignal um vier Größenordnungen kleiner.

Wenn man Alles außer dem Radiofrequenzgenerator und dem Spektrumanalysator ausstellt, dann sieht man dennoch das Signal des Radiofrequenzgenerators. Das liegt daran, dass die BNC Kabel, die vom Generator wegführen, wie ein Sender wirken und das BNC Kabel, welches am Spektrumanalysator angeschlossen ist, wie ein Empfänger wirkt. Ein Lösungsansatz war es, SMA Kabel am Frequenzgenerator und ein abgeschirmtes BNC¹⁵ Kabel zwischen Spektrumanalysator und Photodiode zu nutzen. Außerdem wurden die Kabel so kurz wie möglich gehalten. Dabei beträgt das Grundrauschen ≈ -100 dB. Mit dem nicht abgeschirmten BNC Kabel misst man ein Rauschen von ≈ -75 dB bei 95 MHz und mit dem abgeschirmten BNC Kabel reduziert sich dies auf ≈ -90 dB.

Das optimierte Signal mit allen Verbesserungen ist in Abbildung 3.7 als grüne Kurve zu erkennen.

¹⁵Pasternack BNC Cable: RG142 Coax. PE3495-72

4

Messergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse dargestellt und beschrieben, welche man durch akustische Störungen, Änderung verschiedener Randbedingungen und Änderung der Faserlänge erhält.

4.1. Einfluss akustischer Störungen auf das Phasenrauschen

In Abbildung 4.1 sind die Ergebnisse gezeigt, welche man bekommt, wenn man mithilfe von Lautsprechern die Faser einer akustischen Störung unterzieht. Es wurde auch getestet, ob eine Styropor-Kiste solche akustischen Störungen abschirmen kann. Die erste Erkenntnis, die man aus Abbildung 4.1 gewinnen kann ist, dass die 150 Hz Frequenz aus den Lautsprechern durch die Faser auf den Laser aufmoduliert wird und dann als Seitenbänder im Schwebungssignal zu sehen ist. Dies ist möglich, da die optischen Achsen in der Faser einen Brechungsindex besitzen, welcher durch akustische Signale periodisch verändert wird. Das bewirkt wiederum eine periodische Änderung der optischen Weglänge und damit eine periodische Phasenänderung, welche eine effektive Frequenzmodulation gemäß $\cos(2\pi ft + \dot{\phi}t)$ bewirkt, wobei f die Frequenz und $\dot{\phi}$ die zeitliche Variation der Phase des aufmodulierten Signals ist. Also erhält man Signale bei $95 \text{ MHz} \pm 150 \text{ Hz}$, $95 \text{ MHz} \pm 300 \text{ Hz}$, und so weiter. Diese Seitenbänder besitzen mit zunehmendem Abstand von der mittleren Frequenz immer geringere Amplituden. In diesem Zusammenhang ist es wichtig zu sagen, dass es auch mit anderen Frequenzen (100 Hz, 200 Hz) erfolgreich getestet wurde. Also sind akustische Störungen auf jeden Fall eine mögliche Ursache für das beobachtete Phasenrauschen.

Auch sieht man deutlich, dass diese Aufmodulierung von der Länge der Faser abhängt. Je kürzer die Faser ist, desto schwerer ist es, ein akustisches Signal auf den Laser aufzumodulieren. So unterscheiden sich die 2 m und 8 m Faser bei dem SNR um 6(1) dB. Der Unterschied in der Höhe des Signals kommt daher, dass bei jedem Austauschen der Faser der Aufbau ein klein wenig umgestellt wurde, wodurch die Einkopplung in die Faser und die Überlagerung der Strahlen manchmal nicht so gut funktioniert, wie mit der vorherigen Faser. Jedoch wurde überprüft, ob eine Verstellung der Effizienz des Einkoppelns etwas an dem SNR ändert, was an dieser Stelle ausgeschlossen werden kann.

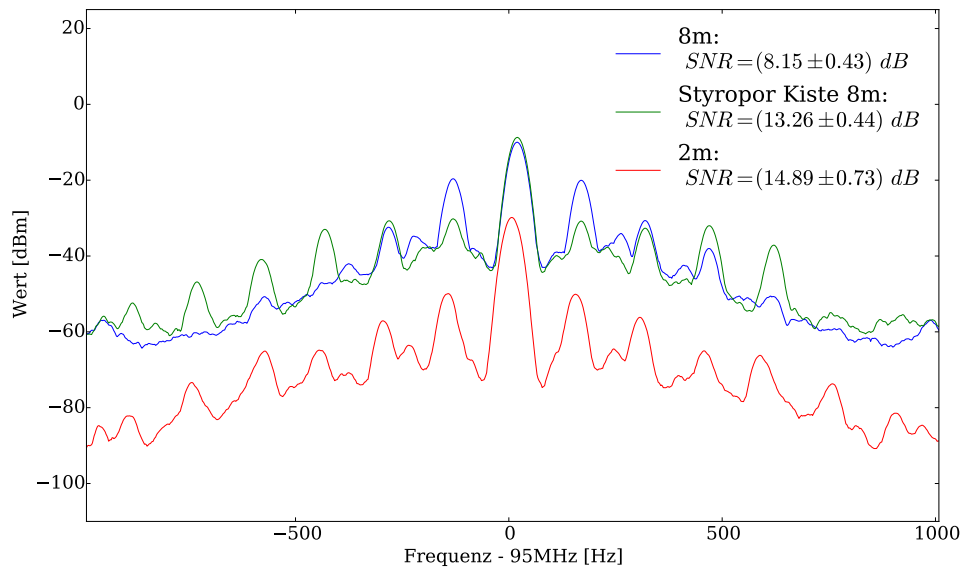


Abbildung 4.1.: Untersuchung des Verhaltens der Faser auf akustische Störung (150 Hz) bei verschiedenen Faserlängen und einem Versuch diese mit einer Styropor-Kiste abzuschirmen. Hier wurde der CC Strahl mit dem Strahl, welcher direkt vom Laser kommt, überlagert, wodurch die mittlere Frequenz des Spektrums 95 MHz beträgt

Wenn man nun das Signal der 8 m Faser mit und ohne Styropor-Kiste vergleicht, erkennt man, dass das Rauschen deutlich zurückgegangen ist, wobei es schon fast vergleichbar mit der 2 m Faser ist. Jedoch sieht man auch, dass sich das Rauschen weiter entfernt von der mittleren Frequenz im Vergleich erhöht, was aber nicht so viel ausmacht, da man dort schon um circa 2 Größenordnungen kleiner ist als das eigentliche Signal.

4.2. Einflüsse verschiedener Randbedingungen auf das Phasenrauschen

Als nächstes wurde untersucht, wie sich das Rauschen gegenüber verschiedener Änderungen an der Faser oder am Aufbau verhält. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abbildung 4.2 zusammengetragen. Zunächst ist beim losen Lagern der Faser in einer Styropor Kiste, Lösen der Faserverschraubung und Lösen der Kollimatorschraube am Auskoppler kein signifikanter Unterschied zu erkennen.

Was am stärksten auffällt, ist jedoch das Aufhängen der Faser und das Ändern der Polarisation vor dem Einkoppeln in die Faser. Das Aufhängen der Faser bewirkt, dass man eine größere Fläche zur Verfügung hat um akustische Störungen aufzunehmen.

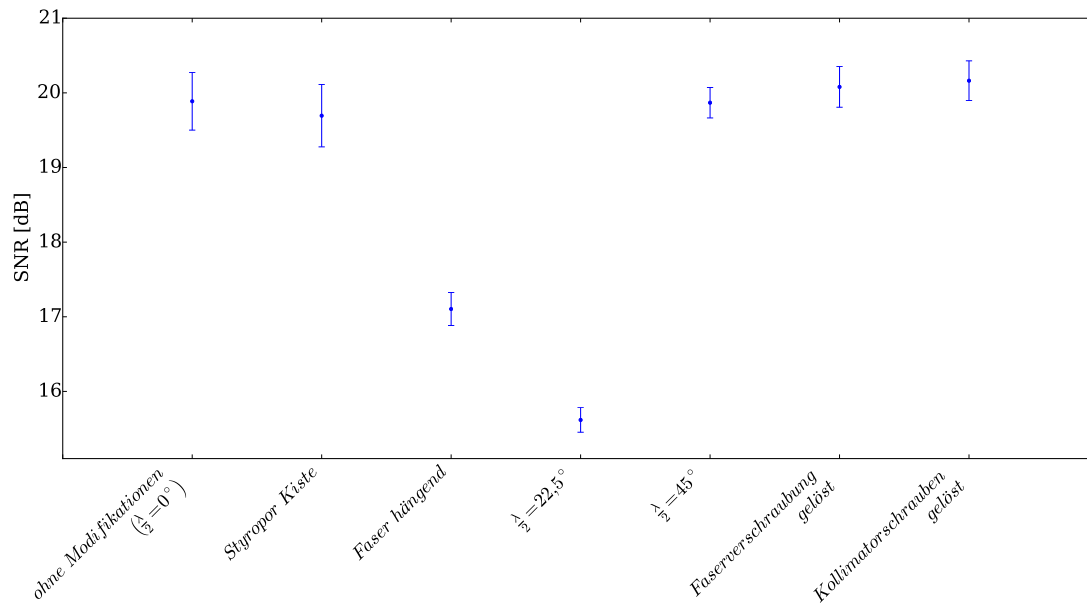


Abbildung 4.2.: Verhalten des Rauschens bei verschiedenen Modifikationen an der Faser (8m) und des Aufbaus. Hier wurde der CC Strahl mit dem Strahl, welcher direkt vom Laser kommt, überlagert, wodurch die mittlere Schwebungsfrequenz 95 MHz beträgt. Mit $\frac{\lambda}{2}$ ist das Plättchen gemeint, welches im optischen Aufbau vor der Faser steht, die aus dem Aufbau hinausführt.

Bei der Änderung der Polarisierung wurden drei signifikante Stellungen des $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchens gewählt. Mit 0° ist hier die Kopplung des Laserstrahls auf die horizontale Achse der Faser gemeint. Bei $22,5^\circ$ befindet man sich dann genau zwischen den beiden Achsen der Faser und bei 45° auf der vertikalen Achse der Faser. Nach jeder Drehung wurde die Einkopplung und die Polarisierung nach der Faser wieder angepasst. Dabei sieht man deutlich, dass durch die Einkopplung zwischen den beiden optischen Achsen ein deutlich höheres Phasenrauschen entsteht, da sich wie in Kapitel 3.1.1 besprochen das Licht auf den beiden Achsen verschieden schnell durch die Faser bewegt. Wenn man nun zwischen diesen beiden Achsen einkoppelt, bewirken Bewegungen der Faser eine Änderung der Polarisierung, wodurch sich das Rauschen erhöht.

4.3. Einfluss der Faserlänge auf das Phasenrauschen

Bei diesem Teil der Analyse der Messungen muss man anmerken, dass die genutzten Fasern sehr unterschiedlich sind und somit nicht nur ein Parameter geändert wurde (die Faserlänge) sondern auch noch weitere (beispielsweise die Grenzfrequenz der Faser). Um trotzdem so wenig wie möglich neben der Faserlänge zu ändern, wurden vor jeder

4. Messergebnisse

Messung alle Teile auf Stabilität überprüft, die Strahlen wieder auf die optische Achse gebracht und neu überlagert.

Auch sind die Fasern nicht extra für diese Arbeit gekauft worden, sondern teilweise sehr alt und können deshalb schon stark gebogen, verkratzt oder ausgebleicht sein.

Das Rauschen wurde abhängig von der Faserlänge in drei verschiedenen Varianten getestet:

Va Strahl, der durch einen AOM propagiert, mit dem Laser Strahl überlagert (CC&Laser)

Vb zwei Strahlen, die durch zwei AOMs mit verschiedenen Frequenzen propagieren und in verschiedene Fasern eingekoppelt wurden (R1&R4)

Vc zwei Strahlen, die durch zwei AOMs mit verschiedenen Frequenzen propagieren und in die selbe Fasern eingekoppelt wurden (R1&CC)

Hierbei wurde jede Faser, welche zur Verfügung stand, in allen drei Situationen getestet.

In Abbildung 4.3 sind Messergebnisse für Situation Va gezeigt. Man kann hier keine Abhängigkeit von der Faserlänge feststellen. Lediglich der Wert bei 7 m hat eine deutliche Verschlechterung des SNRs gegenüber den anderen Fasern. Bei den anderen Fasern

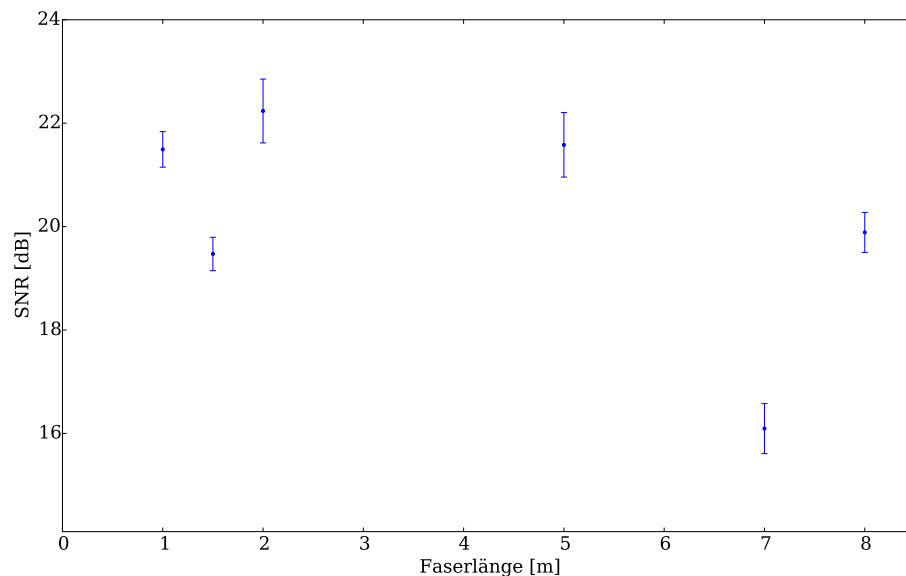


Abbildung 4.3.: Überlagerung des CC Strahls mit dem Strahl direkt vom Laser. Die Frequenz des Schwebungssignals beträgt hier 95 MHz.

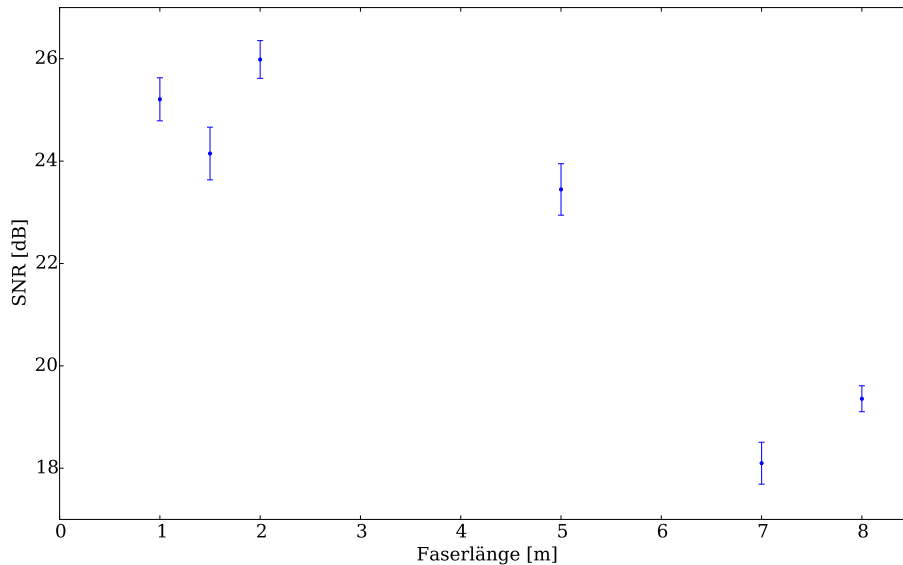


Abbildung 4.4.: Überlagerung der R1 und R4 Strahls. Die Frequenz des Schwebungssignals beträgt hier 15 MHz.

kann man lediglich sagen, dass es entweder an der Fertigung oder an Beschädigungen der Faser liegen kann, wodurch die Polarisation nicht mehr so stabil ist.

Abbildung 4.4 zeigt die Messergebnisse für Situation Vb. Hier bietet sich ein sehr ähnliches Bild wie in Abbildung 4.3, wobei nur die R1 Faser in der Länge variiert wurde und die R4 Faser eine Länge von 2 m besitzt. Im Gegensatz zu vorher lässt sich aber eine Systematik erkennen. Generell ist das SNR besser, aber es scheint auch so, dass mit zunehmender Faserlänge das Rauschen stärker zunimmt. Man vergleicht hier die Faser des R1+CC Strahls mit der Faser des R4 Strahls.

In Abbildung 4.5 propagieren beide Strahlen durch die gleiche Faser. Dies bedeutet, dass man die beiden Achsen der Faser miteinander vergleicht. Dadurch würde man erwarten, dass sich die verschiedenen Fasern kaum unterscheiden, was auch bis auf die 8 m Faser im Rahmen des Fehlerbereiches zu sehen ist.

Dabei ist diese Faser die einzige, welche eine höhere Grenzfrequenz hat als das Licht, was in die Faser eingekoppelt wird. Dies könnte eine Erklärung für den Ausreißer sein, da, wie in Kapitel 3.1.1 erklärt, sich das Strahlprofil deutlich von einem Gaußprofil unterscheidet, wenn Licht mit einer Wellenlänge länger als die Grenzwellenlänge eingekoppelt wird.

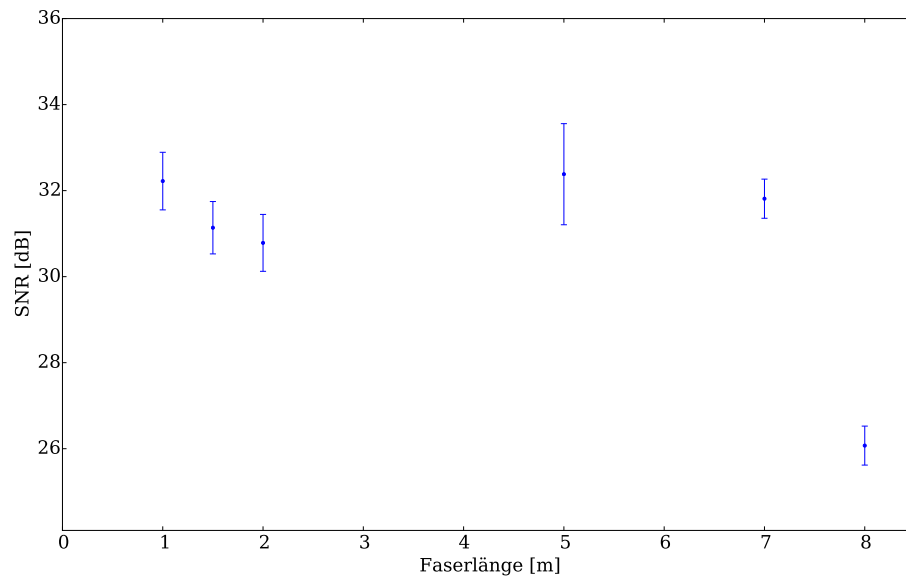


Abbildung 4.5.: Gemessene Signal/Rausch Verhältnisse für verschiedene Faserlängen für die Überlagerung des R1 und CC Strahls. Die Frequenz des Schwebungssignals beträgt hier 15 MHz.

Als genereller Vergleich der drei Messungen könnte man noch einmal nennen, dass die Varianten von wenigem Rauschen zu hohem Rauschen folgendermaßen angeordnet werden können: $V_c < V_b < V_a$.

5

Zusammenfassung und Ausblick

In Abschnitt 1 wurde zunächst das Quantenbit motiviert und einige Forderungen aufgestellt, die dieses erfüllen muss, um zur Implementierung eines Quantencomputers genutzt werden zu können. In diesem Zusammenhang wurden auch die Vorteile der Ramanübergänge zur Erfüllung des dritten Kriteriums genannt. Denn dadurch, dass zwei Strahlen aus der selben Quelle genutzt werden, um diesen Übergang zu treiben, muss man nur die Differenzfrequenz der beiden Strahlen betrachten. Dies hat zur Folge, dass Phasenrauschen auf dem Laser in beiden Strahlen gleichermaßen vorhanden ist und dadurch im Differenzsignal verschwindet. In Abschnitt 2 wurde dann genauer erklärt, wie die Qubits bereitgestellt werden. Das hier genutzte Qubit besteht aus den magnetischen Unterezuständen des elektronischen Grundzustandes von $^{40}\text{Ca}^+$. Auch wurde erwähnt, dass die Manipulation durch die Geometrie der Strahlen, die den Ramanübergang treiben, ermöglicht wird. Denn damit hat man die Möglichkeit verschiedene effektive Wellenvektoren zu bilden. Um Gatteroperationen auf dem Qubit möglich zu machen, muss jedoch die Polarisation der Strahlen genutzt werden. Daraufhin wurde die Überlagerung der Strahlen genauer diskutiert und in Verbindung mit dem Phasenrauschen gesetzt. Ausgehend davon hat man dann eine quantitative Größe hergeleitet, mit der man das Phasenrauschen beschreiben kann. In Abschnitt 3 wurde der zentrale Optikaufbau dieser Arbeit vorgestellt und Besonderheiten dieses Aufbaus mit Lösungsansätzen für Probleme hervorgehoben. Daraufhin wurden bestimmte Bauteile genauer spezifiziert, deren Funktionsweise für den weiteren Verlauf dieser Arbeit von Bedeutung war. Als nächstes wurde der Aufbau für die Messungen besprochen, mit dem es möglich sein soll Phasenrauschen zu messen. Schließlich wurde das Analyseverfahren vorgestellt, mit dem aus den Daten der Messungen die quantitative Größe für das Phasenrauschen berechnet wurde. Zuletzt wurde eine Optimierung des Messaufbaus durchgeführt, welche die Qualität der Messungen deutlich verbesserte. Im Abschnitt 4 hat man dann die gewonnenen Ergebnisse diskutiert. Dazu wurden der Einfluss akustischer Störungen, Randbedingungen und Änderung der Faserlänge untersucht. Dabei stellte sich heraus, dass akustische Störungen einen Einfluss auf das Phasenrauschen haben, da die optischen Achsen in der Faser einen Brechungsindex besitzen, welcher durch akustische Signale periodisch verändert wird. Das bewirkt wiederum eine periodische Änderung der optischen Weglänge und damit eine periodische Phasenänderung, welche eine effektive Frequenzmodulation gemäß $\cos(2\pi ft + \dot{\phi}t)$ bewirkt. Als nächstes wurde festgestellt,

dass durch die Einkopplung zwischen den beiden optischen Achsen der Faser ein deutlich höheres Phasenrauschen entsteht, wodurch es essentiell ist darauf sehr genau zu achten. Zuletzt wurde auch noch eine Abhängigkeit des Phasenrauschens von der Länge der Faser beobachtet, denn je länger die Faser ist, desto mehr Raum steht zur Verfügung, um diese Vibrationen aufzunehmen, welche durch die resultierenden Dichteänderungen in der Faser die optische Weglänge verändern und somit Phasenrauschen hervorrufen.

Leider war es hier nicht möglich das Verhalten der Linienbreite zu untersuchen, da man hierbei nach der *delayed self-heterodyne*-Methode zwei unkorrelierte Laserfelder überlagern müsste. Um jedoch zwei unkorreliert Laserstrahlen aus der selben Quelle zu erhalten, braucht man eine Verzögerungsfaser [Bac13], welche länger ist als die Kohärenzlänge des Lichtes, was mit einer 8 m Faser nicht erreicht werden kann. Dadurch sieht man in dieser Arbeit nur die effektive Linienbreite der beiden Laser, welche sehr klein ist und mit dem Spektrumanalysator nicht aufgelöst werden kann. Dies könnte man mit einer weiterführenden Messung untersuchen. Auch werden im späteren Experiment Pulse genutzt, welche über den RF-Generator des AOMs gesteuert werden. Dies kann zu weiteren Quellen von Phasenrauschen führen. Durch die Untersuchung der Pulse könnte man eine ideale Pulslänge ermitteln, mit der das geringste Phasenrauschen verursacht wird. Generell könnte man diesen Aufbau auch zur Charakterisierung von Fasern nutzen, denn vor allem bei Variante Vc könnte man bestimmen, ob die beiden optischen Achsen der Faser gut gefertigt wurden.



Anhang

A.1. Kommunikation mit dem Spektrumanalysator

A. Quellcode

Um die Daten von dem Spektrumanalysator zu bekommen, wurde ein Programm geschrieben, welches mit dem Gerät kommuniziert. Die Verbindung zwischen dem Gerät und dem PC wurde mithilfe eines GPIB-USB-HS Controller von NI hergestellt. Hier wird das NI-Visa Interface benutzt, um die Befehle an den Spektrumanalysator zu schicken. Die Befehle zum Steuern des Gerätes werden von Rhode&Schwarz bereitgestellt [Rho09b][Rho09a].

```
1 import time
2 import visa
3 import struct
4 import numpy as np
```

Für das Programm wurden die Pakete time, visa, struct und numpy verwendet. Das Paket time braucht man, um zwischen den Befehlen zu warten, da der Spektrumanalysator bei bestimmten Abfolgen an Befehlen nicht schnell genug umschalten kann. Das Paket visa ist essentiell für das Programm, da dort das NI-VISA Interface genutzt wird, um die Befehle über den GPIB-USB-HS Controller an das Gerät schicken zu können. Das Paket struct wurde dazu benutzt, um die Werte, die vom Spektrumanalysator geschickt wurden in einen Datentyp zu konvertieren, mit dem man gut umgehen kann. Das Paket numpy wurde genutzt, um die Daten später effizient verarbeiten zu können.

```
1 def resetInst(inst):
2     inst.write("*CLS") #Setzt das Status Byte zurück
3     inst.write("*RST") #Versetzt das Gerät in einen definierten
        Grundzustand
4     inst.write("SYST:DISP:UPD ON") #Macht den Bildschirm des Gerätes
        trotz Remotverbindung an
5     inst.write("DISP:TRAC:Y:RLEV 0dBm") #Stellt die Amplitude auf 0 dBm
6
7     inst.write("BAND:AUTO ON") #Stellt die Auflösebandbreite auf
        automatisch
```

```
8     inst.write("BAND:VID:AUTO ON") #Stellt die Videobandbreite auf
    automatisch
9     inst.write("SWE:TIME:AUTO ON") #Stellt die Sweep Time auf automatisch
```

Mit der `resetInst` Funktion kann man das Gerät zurücksetzen, sodass man immer die gleiche Ausgangssituation beim Starten einer Messung hat. Damit kann man den Fehler ausschließen die falschen Einstellungen trotz richtiger Programmierung zu haben. Der Befehl in der vierten Zeile stellt lediglich den Bildschirm des Spektrumanalysators wieder ein, denn bei einer Remote Verbindung wird dieser ausgestellt.

```
1 def connect(deviceName=''):
2     rm = visa.ResourceManager() #Erstellt das Objekt Resource Manager von
    visa
3     lib = rm.visalib #Erstellt ein Objekt, mit dem man auf die ganze
    Bibliothek von visa zugreifen kann
4     inst = rm.open_resource(deviceName) #Erstellt ein Objekt, mit dem
    einfache Befehle angenehm ausgeführt werden können und stellt
    eine Verbindung mit dem Gerät her
5
6     defaultRM, status = lib.open_default_resource_manager()
7     analyzer, status = lib.open(defaultRM, deviceName) #stellt die
    Verbindung mit dem Gerät her und speichert eine Adresse in
    analyzer
8
9     return analyzer, inst, lib
```

Dieser Teil des Programmes baut die Verbindung auf. Dabei werden alle nötigen Informationen in den drei Variablen `analyzer`, `inst` und `lib` gespeichert. `inst` und `lib` sind im Prinzip zwei Objekte, die das gleiche tun. Jedoch gibt es ein Problem, wenn man mehrere Informationen vom Spektrumanalysator auslesen möchte, denn dann wirft `inst` einen `read-error`. Jedoch muss man bei `inst` nicht angeben, wie viele Zeichen man lesen möchte, was für die kurzen Befehle sehr angenehm ist.

```
1 def Settings(frequency, span, sweepPoints,Bandwidth, inst):
2     inst.write("DISP:WIND:TRAC:MODE WRIT") #macht averaging an ("AVER"),
    free/write ("WRIT")
3     inst.write("KSA") #Skala in Volt ("KSD") um dBm Skala anzuschalten
    benutze "KSA"
4     inst.write("SWE:POIN "+sweepPoints) #Setzt die Sweep Points
5     inst.write("BAND "+Bandwidth) #Setzt die Bandbreite
6
7     inst.write("FREQ:CENT "+frequency) #Setzt die Frequenz
8     time.sleep(1)
9     inst.write("FREQ:SPAN "+span) #Setzt die Spanne
```

Mit dieser Funktion kann man verschiedene Einstellungen an dem Gerät vornehmen. Dabei kann dies auch beliebig mit anderen Einstellungsmöglichkeiten erweitert werden.


```
1 def getSettings(inst):
2     inst.write("BAND?") #Fragt die genutzte Auflösungsbandbreite ab
3     RBW = inst.read() #Hz
4     inst.write("BAND:VID?") #Fragt die genutzte Videobandbreite ab
5     VBW = inst.read() #Hz
6     inst.write("SWE:TIME?") #Fragt die genutzte Sweep Time ab
7     SWT = inst.read() #s
8
9     return SWT, VBW, RBW
```

Hier kann man die momentanen Einstellungen des Gerätes abfragen. Auch dies kann beliebig erweitert werden.

```
1 def getData(analyzer, inst, lib):
2     inst.write("CALC:MARK:TRAC 1") #Setzt Marker 1 in Screen A auf Trace
3     1
4     inst.write("CALC:MARK:FUNC:FPE 1") #Sucht das höchste Maxima auf
5     Trace 1
6     inst.write("CALC:MARK:X?") #Fragt die X-Position des Markers ab
7     midfreq = float(inst.read())
8
9     inst.write("CALC:MARK:Y?") #Fragt die Y-Position des Markers ab
10    Amp = float(inst.read())
11
12    inst.write("FREQ:STAR?") #Fragt die Startfrequenz ab
13    startFreq = float(inst.read()) # Hz
14
15    inst.write("FREQ:STOP?") #Fragt die Stoppfrequenz ab
16    stopFreq = float(inst.read()) # Hz
17
18    span = stopFreq-startFreq
19
20    inst.write("FORMAT REAL,32") #Das Gerät gibt nun Binärdaten zurück
21    status = lib.write(analyzer,"TRAC1? TRACE1") #Fragt das Spektrum des
22    Gerätes ab
23    lib.read(analyzer,1) # "#" auslesen
24    numberlength,status = lib.read(analyzer,1) #Auslesen, wie viele
25    Zeichen die Länge der Datei hat
26    length,status = lib.read(analyzer,int(numberlength.decode("utf-8")))
27    #Auslesen wieviele Zeichen die Datei hat
28
29    length = int(length.decode("utf-8"))/4 #/4, da jedes Byte 4 Zeichen
30    hat
31    stepsize = span/(length-1) #Schrittweite berechnen, um die X-Werte
32    berechnen zu können
33
34    y = list()
35    x = list()
36
37    i=0
38    while i < length:
```

```
33         result,status = lib.read(analyzer,4) #Das Spektrum Byteweise
           auslesen
34         x.append((startFreq + stepsize * i)) #X-Werte berechnen
35         y.append(struct.unpack('f', result)[0]) #Y-Werte als float
           abspeichern
36         i=i+1
37
38     lib.read(analyzer,1) #\n auslesen, damit die gesendete Datei leer ist
39
40     x = np.array(x)
41     y = np.array(y)
42
43     return x, y, midfreq, Amp, span
```

In diesem Teil des Programmes können die Daten abgefragt werden, die der Spektrumanalysator aufgenommen hat. In Zeile 2-16 werden gewisse Größen, welche für einen Fit sehr nützlich sind, wie die Frequenz des höchsten Signals (midfreq), die Amplitude (Amp) und der Bereich, in dem gemessen wird (span). Der Rest der Funktion ist dafür zuständig, das Spektrum, welches das Gerät aufgenommen hat, in einem numpy Array für die x und y Werte zu speichern. Dabei werden die gelesenen Bits mithilfe des struct Paketes in floats übersetzt.

```
1 def save(path, x, y, midfreq, amp, span, SWT, VBW, RBW):
2     f = open(path, 'w')
3     f.write("Sweep Time[s]: "+SWT+"Video Bandwidth[Hz]: "+VBW+"Real
           Bandwidth[Hz]: "+RBW)
4     f.write(str(float(midfreq))+"\n")
5     f.write(str(float(amp))+"\n")
6     f.write(str(float(span))+"\n")
7     for datax, datay in zip(x, y):
8         f.write(str(datax)+"\t"+str(datay)+"\n")
9
10    f.close()
```

Hier werden die Daten, die man von dem Spektrumanalysator auf den PC transferiert hat, in einer Textdatei gespeichert.

B. Beispielprogramm

Hier ist ein Beispielprogramm, wie man das geschriebene Kommunikationsprogramm benutzen kann. Mit Programmen ähnlich dem Beispielprogramm wurden auch die Messungen durchgeführt.

```
1 import time
2 import Speci
3
4 #Kommunikation mit dem Spektrumanalysator
5 analyzer, inst, lib = Speci.connect("GPIB0::20::INSTR")
6 Speci.resetInst(inst)
```

```
7
8 i=0
9 #Messschleife
10 while i < 100:
11     time.sleep(1)
12     Speci.Settings("95MHz", "2kHz", "1001", "30Hz", inst)
13     time.sleep(1)
14     SWT, VBW, RBW = Speci.getSettings(inst)
15     time.sleep(1)
16     inst.write("DISP:WIND:TRAC:MODE VIEW") #friert das Bild ein
17     x, y, midfreq, Amp, span = Speci.getData(analyzer, inst, lib)
18     inst.write("DISP:WIND:TRAC:MODE WRIT") #entfriert das Bild
19     Speci.save("C://Users//Jonas//Documents//Bac Arbeit//raw Data//Fiber
20               1//span 1 kHz, RBW 30Hz//free space//"+str(i+1)+".txt", x, y,
21               midfreq, Amp, span, SWT, VBW, RBW)
22     i=i+1
23     print(i)
```

Das Paket Speci ist dabei das Kommunikationsprogramm, welches zuvor beschrieben wurde. Am Anfang wird eine Verbindung zu dem Spektrumanalysator aufgebaut und danach alle Einstellungen zurückgesetzt. Danach werden in einer Schleife 100 Messungen mit bestimmten Einstellungen durchgeführt, welche dann in einem Ordner gespeichert werden. Zwischendurch muss man auf das Gerät warten, da bei manchen Einstellungen etwas Zeit benötigt wird diese durchzuführen.

Literaturverzeichnis

- [Bac13] BACHOR, Patrick: *Frequenzstabilisierung von Lasersystemen zur Rydberganregung von Calciumionen*, Johannes Gutenberg Universität Mainz, Diplomarbeit, 2013
- [BBC⁺95] BARENCO, A. ; BENNETT, C.H. ; CLEVE, R. ; DIVINCENZO, D.P. ; MARGOLUS, N. ; SHOR, P. ; SLEATOR, T. ; SMOLIN, J.A. ; WEINFURTER, H.: Elementary gates for quantum computation. In: *Physical Review A* 52 (1995), Nov, Nr. 5, S. 3457–3467
- [BHL⁺16] BALLANCE, C. J. ; HARTY, T. P. ; LINKE, N. M. ; SEPIOL, M. A. ; LUCAS, D. M.: High-Fidelity Quantum Logic Gates Using Trapped-Ion Hyperfine Qubits. In: *Phys. Rev. Lett.* 117 (2016), Aug, 060504. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.060504>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.117.060504
- [CZ95] CIRAC, J.I. ; ZOLLER, P.: Quantum computations with cold trapped ions. In: *Physical Review Letters* 74 (1995), Nr. 20, S. 4091–4094
- [Div00] DIVINCENZO, D.P.: The Physical Implementation of Quantum Computation. In: *Fortschritte der Physik* 48 (2000), S. 771–783
- [DJ92] DEUTSCH, D. ; JOZSA, R.: Rapid solution of problems by quantum computation. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical and Physical Sciences* 439 (1992), Nr. 1907, S. 553–558
- [Gro96] GROVER, L.K.: A fast quantum mechanical algorithm for database search. In: *Proceedings of the twenty-eighth annual ACM symposium on Theory of computing* ACM, 1996, S. 212–219
- [Mic07] MICROELECTRONICS, ST: *OSCILLATOR PHASE NOISE AND SAMPLING CLOCK JITTER*. http://documents.epfl.ch/users/p/pu/pulikkoo/private/report_pn_jitter_oscillator_ratna.pdf. Version: 2007
- [Moo65] MOORE, G.E.: Cramming more components onto integrated circuits. In: *Electronics* 38 (1965), Nr. 8
- [Rei12] REIDER, Georg A.: *Photonik: Eine Einführung in die Grundlagen*. 3. Springer-Verlag Wien, 2012. – ISBN 978-3-7091-1520-6, 978-3-7091-1521-3
- [Rho09a] RHODE&SCHWARZ: *Bedienhandbuch*. https://cdn.rohde-schwarz.com/pws/dl_downloads/dl_common_library/dl_manuals/gb_1/f/fsp_1/FSP_BHB_d.pdf. Version: 2009

- [Rho09b] RHODE&SCHWARZ: *Quick Start Guide*. https://cdn.rohde-schwarz.com/pws/dl_downloads/dl_common_library/dl_manuals/gb_1/f/fsp_1/FSP_KHB_en.pdf. Version: 2009
- [Rus12] RUSTER, Thomas: *Schneller Transport von kalten gefangenen Ionen*, Johannes Gutenberg Universität Mainz, Diplomarbeit, 2012
- [Sch17a] SCHÄFTER+KIRCHHOFF: *Faserkabel*. http://www.sukhamburg.com/download/smfkb_e.pdf. Version: 2017
- [Sch17b] SCHÄFTER+KIRCHHOFF: *Faserkollimatoren*. http://www.sukhamburg.com/download/fk60fc_e.pdf. Version: 2017
- [Sho97] SHOR, P.W.: Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer. In: *SIAM Journal on Computing* 26 (1997), Nr. 5, S. 1484–1509
- [WMI⁺98] WINELAND, D.J. ; MONROE, C. ; ITANO, WM ; LEIBFRIED, D. ; KING, BE ; MEEKHOF, DM: Experimental issues in coherent quantum-state manipulation of trapped atomic ions. In: *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology* 103 (1998), Nr. 3, S. 259–328

Abkürzungsverzeichnis

RMS	Root Mean Square (quadratischer Mittelwert)
PBS	Polarizing Beam Splitter (polarisationsabhängiger Strahlteiler)
AOM	Akustooptischer Modulator
PMC	Polarization-Maintaining Singlemode Fiber Cables (polarisationserhaltende Einzelmoden Faser)
NA	Numerical Aperture (Numerische Apertur)
RF	Radio Frequenz
BS	Beamsplitter (Strahlteiler)
BNC	Bayonet Neill Concelman
SMA	Sub-Miniature-A (Subminiatur-A)
SNR	Signal to Noise Ratio (Signal Rausch Verhältnis)
RBW	Resolution Bandwidth (Auflösungsbandbreite)
VBW	Video Bandwidth (Video-Bandbreite)
ST	Sweep Time (Abtastzeit)
NI	National Instruments

Selbstständigkeitserklärung

Ich versichere, dass ich meine Bachelorarbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe. Alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus anderen Veröffentlichungen entnommen wurden, sind im Text als solche gekennzeichnet.

Mainz den 23. Mai 2019

Jonas Nothhelfer