Die approbierte Originalversion dieser Diplom-/Masterarbeit ist an der Hauptbibliothek der Technischen Universität Wien aufgestellt (http://www.ub.tuwien.ac.at).

The approved original version of this diploma or master thesis is available at the main library of the Vienna University of Technology (http://www.ub.tuwien.ac.at/englweb/).

TECHNISCHE UNIVERSITÄT WIEN
Vienna University of Technology

MASTERARBEIT

Ein Interferometer zur beliebigen Rotation der Polarisation von Licht

Ausgeführt am

Atominstitut

der Technischen Universität Wien

unter der Anleitung von

Univ.Prof. Dr. Arno Rauschenbeutel und Univ.Ass. Dr. Philipp Schneeweiß

durch

Bernhard Albrecht

Franz Grillparzergasse 11

2345 Brunn am Gebirge

31. Oktober 2012

Datum Unterschrift

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung **1**

2. Theoretische Grundlagen **5**

2.1. Polarisation 5

2.2. Jones-Formalismus, Stokes-Vektor und Müller-Matrizen 7

2.3. Experimentelle Methoden zur Änderung des Polarisationszustandes von Licht . 9

2.4. Akusto-optische Modulatoren 10

2.4.1. Der akusto-optische Effekt 11

2.4.2. Anwendung des akusto-optischen Modulators 16

2.5. IQ-Modulationsverfahren 18

2.5.1. IQ-Modulationsverfahren in der Datenübertragung 18

2.5.2. Experimentelle Anwendung des IQ-Modulators 19

2.6. Grundlagen zur Ermittlung der spektralen Rauschleistungsdichte 23

3. Aufbau des Experiments **27**

3.1. Optischer Aufbau 27

3.1.1. Polarisationsmanipulator 27

3.1.2. Stokes-Analysator 30

3.2. Aufbau der elektronischen Ansteuerung 34

3.2.1. Ansteuerung der AOMs 34

3.2.2. Konzept zur aktiven Stabilisierung 37

4. Messungen **41**

4.1. Rauschen der elektronischen Ansteuerung 41

4.1.1. Messaufbau 41

4.1.2. Vermessung des Phasenrauschens mit dem Spektrumanalysator 42

4.2. Rauschen und Drift des Polarisationsmanipulators 46

4.3. Rotation der Polarisation 51

4.3.1. Bestimmung des Stokes-Vektors 51

4.3.2. Eigenschaften der Polarisationsrotation 53

5. Zusammenfassung und Ausblick **61**

A. Anhang **63**

A.1. Schaltpläne 63

Literaturverzeichnis **67**

1. Einleitung

Seit der Formulierung erster Ansätze zur modernen Quantenphysik ab dem Beginn des 20. Jahrhunderts, wurde zunehmend festgestellt, dass Größen, die in der klassischen Physik als kontinuierlich galten, quantisiert sind. Den Anfang machte Max Planck mit dem von ihm entwickelten Strahlungsgesetz, bei dem er davon ausging, dass schwarze Körper aus Oszillatoren mit diskreten Energieniveaus aufgebaut sind [1]. Die Energieniveaus sind hierbei proportional zu einer Konstanten, die als Planck'sches Wirkungsquantum bezeichnet wird. Albert Einstein führte diesen Gedanken fort und erklärte den photoelektrischen Effekt über die Quantisierung der Lichtenergie [2]. Das Bohr'sche Atommodell, entwickelt von Niels Bohr, nutzt die quantisierten Energieniveaus der Elektronen in der Atomhülle zur Beschreibung der beobachteten Eigenschaften von Atomen [3]. In den nachfolgenden Jahren wurde die Quantisierung weiterer Größen, wie zum Beispiel des Drehimpulses, postuliert und auch das Standardmodell der Teilchenphysik beruht in seiner Beschreibung auf der Quantisiertung der Eichfelder, die im Rahmen der Quantenfeldtheorien behandelt werden. Die Quantenoptik, als Teilbereich der Quantenphysik, beschäftigt sich mit der Wechselwirkung zwischen Licht und Materie und bietet viele Möglichkeiten zur experimentellen Verifikation der Annahmen der Quantenmechanik. Eine Vielzahl dieser Experimente können mit Atomen, die im evaneszenten Lichtfeld um eine Nanofaser gefangen sind, durchgeführt werden. Nanofasern sind monomodige Glasfasern mit integrierter Taille, die durch definiertes Erhitzen und Strecken hergestellt werden [4]. In einer handelsüblichen Glasfaser wird das Licht durch Totalreflexion an der Grenzfläche zwischen Kern und Mantel geführt, die unterschiedliche Brechungsindizes aufweisen. Bei der Reflexion an der Grenzfläche fällt die Lichtintensität im Mantel exponentiell ab und bildet ein evaneszentes Feld außerhalb des Kerns, welches aber vollständig im Mantel verbleibt. Wird der Durchmesser der Glasfaser verjüngt, erfolgt die Lichtführung zunehmend an der Grenzfläche zwischen Mantel und Vakuum, der ursprüngliche Kern trägt dann nicht mehr zur Lichtleitung bei. Eine Reduzierung des Radius in den Bereich der Wellenlänge λ führt zu einer Erhöhung des Anteils des Lichts, der außerhalb der Faser geführt wird. Das nun direkt zugängliche evaneszente Feld kann genutzt werden, um an Atome im Nahbereich der Taille zu koppeln. Dazu ist eine attraktive und eine repulsive Kraft notwendig, die zusammen das Atom oberhalb der Faseroberfläche halten.

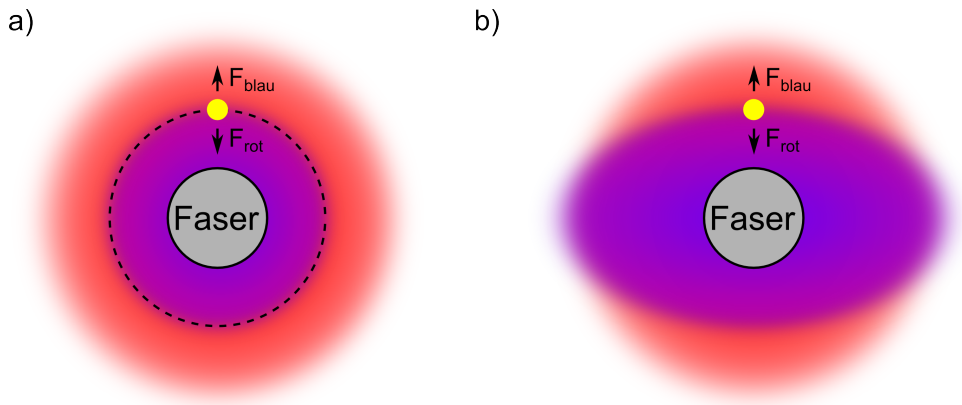

Abbildung 1.1.: *Schematische Darstellung der Intensitätsverteilung im evaneszenten Feld um eine Glasfaser bei a) zirkularer Polarisation beider Lichtfelder und b) linearer Polarisation des blau verstimmten Lasers.*

Eine Möglichkeit, eine derartige Atomfalle zu realisieren, ist die Verwendung von Laserfeldern, die relativ zu einem optischen Übergang der zu fangenden Atome verstimmt sind [5]. Das Laserfeld, mit höherer (blau verstimmter) beziehungsweise niedrigerer (rot verstimmter) Frequenz als der optische Übergang, induziert ein optisches Dipolmoment im Atom [6]. Das sich ergebende Wechselwirkungspotential des Dipolmomentes mit dem Feld ist abhängig von der elektrischen Feldamplitude und dem Dipolmoment und somit proportional zur Intensität am Ort des Atoms. Die Abklinglänge des evaneszenten Feldes, als Funktion des Abstandes von der Faseroberfläche, ist abhängig von der Wellenlänge des Lichtfeldes, wobei die Intensität eines höherfrequenten Lichtfeldes auf einer kürzeren Distanz abfällt als die eines niederfrequenten Lichtfeldes. Die auf ein Atom im Lichfeld wirkende Dipolkraft ist proportional zum Gradienten der Intensität. Da die Polarisierbarkeit abhängig von der Verstimmung ist, erhält man für blau verstimmtes Licht eine abstoßend und für rot verstimmtes Licht eine anziehend wirkende Dipolkraft. Eine derartige Atomfalle wird auch als Zweifarbenfalle bezeichnet. Wird die Zweifarbenfalle mit zwei quasi-zirkular polarisierten Laserfeldern realisiert, so ist die Intensitätsverteilung beider Lichtfelder um die Nanofaser radialsymmetrisch [7], wie in Abb. 1.1a) schematisch dargestellt. Werden die Intensitäten der Laser aufeinander abgestimmt, bildet sich ein Potentialminimum im evaneszenten Feld außerhalb der Faser aus. Die radiale Position dieses Minimums wird dabei vom Verhältnis der Laserintensitäten bestimmt, während die Tiefe des Minimums für eine gegebene radiale Position proportional zur Laserleistung ist. Es ergibt sich ein zylindersymmetrischer Potentialverlauf, wodurch das Atom in einem Orbit um die Faser gehalten, aber in azimutaler und axialer Richtung nicht fixiert wird. Ist eines der beiden Lichtfelder linear polarisiert, so erhält man eine asymmetrische Intensitätsverteilung bezüglich der azimutalen Position, die von dem geringen Faserradius und dem hohen Brechzahlunterschied zwischen Glasfaser und Vakuum herrührt [7]. In Abb. 1.1b) ist die Intensitätsverteilung der Laser schematisch dargestellt. Diese Intensitätsverteilung führt dazu, dass das sich erge-

bende Potential abhängig vom Azimutalwinkel wird womit sich nur für zwei Winkelpositionen ein globales Potentialminimum ausbildet, in denen die Atome gefangen werden können [8]. Mit dieser Konfiguration können Atome sowohl in radialer als auch azimutaler Richtung fixiert werden.
Alternativ kann das repulsive Potential, statt durch ein Lichtfeld mit höherer Frequenz als der gewählte optische Übergang, durch eine Drehbewegung des Atoms um die Faser [9] erzeugt werden. In dieser Drehimpulsfalle ergibt sich ein radialsymmetrisches Zentrifugalpotential welches von der Rotationsquantenzahl und dem Abstand des Atoms von der Faser abhängt. Damit sich ein Potentialminimum bei einem Radius außerhalb der Faser aber innerhalb des evaneszenten Feldes ausbilden kann, muss die Rotationsquantenzahl m in einem bestimmten Wertebereich liegen. Eine Erhöhung von m führt dabei zu einer Verringerung der Potentialtiefe und entfernt das Potentialminimum weiter von der Faserachse. Die Fallenparameter hängen somit von der Rotationsquantenzahl ab. Die Wellenfunktion eines in der Drehimpulsfalle lokalisierten Wellenpakets ist eine Superposition mehrerer Rotationseigenzustände. Im zeitlichen Verlauf zerfließen die Wellenpakete bedingt durch das Dephasieren der Superpositionen. Falls die Rotationsquantenzahl nur diskrete Werte annehmen kann, so kommt es zu einer Rephasierung, da die einzelnen Drehimpulse Vielfache der selben Konstante sind. Dieses Phänomen wird auch als „Collapse and Revival“ bezeichnet [10].
Eine Möglichkeit Atome in die Drehimpulsfallenkonfiguration zu bringen, geht über die Zweifarbenfallenkonfiguration aus Abb. 1.1b). Um die Atome in Rotation zu versetzen, muss die Polarisationsebene des blau verstimmten Lichtfeldes kontinuierlich gedreht werden. Da durch die Rotationsbewegung eine zusätzliche repulsive Kraft auf das Atom wirkt, müssen zur Kompensation die Intensitäten der beiden Lichtfelder angepasst werden. Damit die Atome beim Übergang zwischen den Fallenkonfigurationen nicht durch Heizeffekte verloren gehen, müssen das Erhöhen der Rotationsfrequenz und das Anpassen der Leistungen der Laser adiabatisch erfolgen. Die Anpassung erfolgt somit im Rahmen einer Zeitskala die deutlich länger sein muss als das Inverse der Fallenfrequenz.
Ziel dieser Arbeit ist der Aufbau und die Charakterisierung einer Vorrichtung zur rauscharmen und benutzerdefinierten Rotation der linearen Polarisation eines Lichtfeldes, um das Umladen von der Zweifarbenfalle in die Drehimpulsfalle realisieren zu können.

2. Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird die Theorie, die hinter den Methoden dieser Arbeit steht, erläutert und teilweise anhand von Beispielen näher beschrieben. Neben den theoretischen Grundlagen wird auch ein kurzer Überblick über Alternativen zu dem in dieser Arbeit vorgestellten Aufbau gegeben.

2.1. Polarisation

Die Polarisation von Licht klassifiziert den zeitlichen Verlauf von Richtung und Länge des Vektors des elektrischen Feldes $\mathbf{E}(\vec{x}, t)$ einer elektromagnetischen Welle. Bei Ausbreitung der Welle in z-Richtung liegt der Vektor für eine transversale Welle im freien Raum allgemein beliebig in der x-y Ebene $\mathbf{E}(z, t) = \Re(\vec{\mathcal{E}} e^{i(\omega t - kz + \phi)})$, mit der Kreisfrequenz ω, der Phase ϕ und der Wellenzahl $k = \omega/c$. Die x- und y-Komponenten des Vektors haben einen sinusförmigen Verlauf und eine beliebige Phasenbeziehung zueinander. Betrachtet man die zeitliche Entwicklung des Verlaufs der Spitze des Polarisationsvektors bei festem z, so ergibt sich im Allgemeinen eine Ellipse in der x-y Ebene. Als Spezialfälle sind lineare und zirkulare Polarisation zu betrachten. Ist nur eine Komponente, zum Beispiel $E_x(z, t)$ vorhanden, oder die Relativphase zwischen E_x und E_y $\phi_{xy} = n\pi$, mit $n = 0, 1, 2, 3, ...$ so ist das Lichtfeld linear polarisiert. Die Orientierung des Vektors in der x-y Ebene hängt dann vom Verhältnis der Amplituden zueinander ab. Für $\phi_{xy} = n/2\pi$, mit $n = 1, 3, 5, ...$ und gleichen Amplituden ergibt sich ein zirkular polarisiertes Lichtfeld; die Spitze des Polarisationsvektors beschreibt dann im zeitlichen Verlauf einen Kreis in der x-y Ebene. Je nach Drehsinn spricht man von rechts oder links zirkular polarisiertem Licht.

Es ist möglich, die Polarisation eines Lichtfeldes durch Verwendung bestimmter optischer Elemente zu beeinflussen. Ein Polarisator ist ein Element, welches idealerweise eine bestimmte lineare Polarisation ungehindert transmittiert und die dazu orthogonale vollständig absorbiert. Bei realen Polarisatoren werden häufig Materialien verwendet, die Licht unterschiedlicher Polarisation verschieden stark absorbieren. Hiermit wird erreicht, dass eine Polarisation weitestgehend transmittiert wird wohingegen die dazu orthogonalen Anteile stark unterdrückt werden. Eine Verzögerungsplatte ist ein doppelbrechendes optisches Element, in welchem sich Licht bezüglich der optischen Achse der Verzögerungsplatte sowie der dazu orthogonalen Achse unterschiedlich schnell ausbreitet [11]. Der auf die langsame Achse projizierte Polarisationsanteil

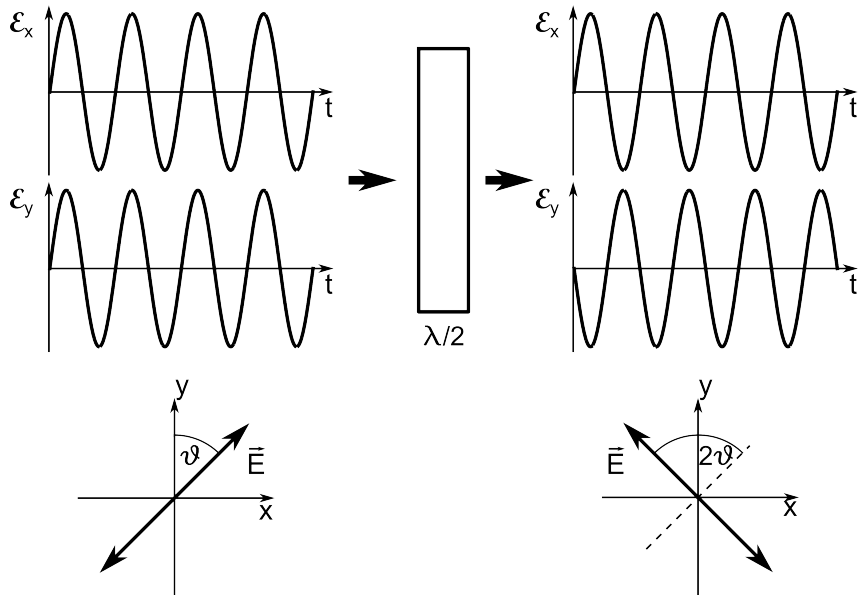

Abbildung 2.1.: *Beispiel für die Wirkung einer λ/2-Verzögerungsplatte auf eine elektromagnetische Welle. In dieser Abb. ist die langsame Achse der Verzögerungsplatte parallel zur y-Achse und die schnelle Achse parallel zur x-Achse. Der Anteil des Lichtfeldes welcher, parallel zur langsamen Achse ist, erfährt eine Verzögerung, wodurch sich eine Phasendifferenz von $\varphi = 180°$, relativ zur schnellen Achse, ergibt. Da der Polarisationsvektor unter einem Winkel von $\theta = 45°$ zur langsamen Achse steht, wird dieser um $90°$ gedreht.*

des Lichtfeldes wird bei Durchquerung der Verzögerungsplatte gegenüber dem auf die schnelle Achse projizierten Anteil definiert verzögert. Durch diese Verzögerung ergibt sich eine Phasendifferenz φ zwischen den beiden Polarisationskomponenten, die unter anderem von der gewählten Plattendicke abhängt. Bei einer $\lambda/2$-Verzögerungsplatte, deren Wirkung beispielhaft in Abb. 2.1 gezeigt ist, wird die Dicke so gewählt, dass sich eine Verzögerung um ganzzahlige Vielfache einer halbe Wellenlänge λ ergibt. Die Phasendifferenz beträgt dann $\varphi = 180°$. Diese Elemente rotieren den Polarisationsvektor des Lichtfeldes in der x-y Ebene um 2θ, wobei θ der Winkel zwischen der Polarisationsebene des Lichtfeldes und der optischen Achse der Verzögerungsplatte ist. Für eine $\lambda/4$-Verzögerungsplatte ist $\varphi = 90°$. Sie transformiert linear polarisiertes Licht in elliptisch polarisiertes Licht und ein elliptisch polarisiertes Lichtfeld in ein linear polarisiertes Lichtfeld, sofern die Hauptachsen der Ellipse mit den Achsen der Wellenplatte zusammenfallen. Im Spezialfall, dass $\theta = 45°$ ist, ändert die $\lambda/4$-Verzögerungsplatte die Polarisation von linear zu zirkular.

2.2. Jones-Formalismus, Stokes-Vektor und Müller-Matrizen

Vollständig polarisiertes Licht kann über den Jones-Formalismus [12] beschrieben werden. Dieser Formalismus beruht darauf, dass eine ebene Welle vollständig durch die Komponenten der Amplitude $\vec{\mathcal{E}}$ und der Phase $\vec{\phi}$ beschrieben werden kann:

$$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} \mathcal{E}_x\, e^{i\phi_x} \\ \mathcal{E}_y\, e^{i\phi_y} \end{pmatrix} .$$

Die Beschreibung des Lichtfeldes erfolgt dann über den Jones-Vektor, die räumliche und zeitliche Entwicklung $e^{i(\omega t - kz)}$ wird vernachlässigt. In Tab. 2.1 sind einige Beispiele für den Jones-Vektor angegeben [11]. Ein Vorteil des Jones-Vektors ist die einfache Behandlung der Einflüsse optischer Komponenten auf die Polarisation. Durchquert ein Lichtfeld mit eingangsseitigem Jones-Vektor $\mathbf{J}_e$ ein optisches System, so gilt ausgangsseitig

$$\mathbf{J}_a = \mathbf{M}\mathbf{J}_e ,$$

wobei $\mathbf{M}$ die Jones-Matrix ist, die das optische System beschreibt. In Tab. 2.2 sind zwei Beispiele für Jones-Matrizen angegeben [11]. Werden mehrere optische Elemente hintereinander durchlaufen, zum Beispiel zuerst $\mathbf{M}_1$ dann $\mathbf{M}_2$, so ergibt sich die resultierende Jones-Matrix zu

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_2\mathbf{M}_1 .$$

Wird das optische System rotiert und somit das Koordinatensystem transforiert, so muss $\mathbf{M}$ entsprechend über die Rotationsmatrix $\mathbf{R}(\vartheta)$ transformiert werden.

$$\mathbf{M}' = \mathbf{R}(\vartheta)\mathbf{M}\mathbf{R}(-\vartheta) \text{ , mit}$$

linear polarisiert unter Winkel ϑ	$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} \cos\vartheta \\ \sin\vartheta \end{pmatrix}$
rechts zirkular polarisiert	$\mathbf{J} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$
links zirkular polarisiert	$\mathbf{J} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}$

Tabelle 2.1.: *Jones-Vektoren für verschiedene Polarisationenen. Die Vektoren wurden auf* $|\boldsymbol{J}|^2 = 1$ *normiert und* $\phi_x = 0$ *wurde angenommen.* ϑ *ist der Winkel des Polarisationsvektors bezüglich der x-Achse.*

linearer Polarisator in x-Richtung	$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$
beliebige Verzögerungsplatte unter dem Winkel ϑ zur x-Achse	$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \cos^2(\vartheta) + \sin^2(\vartheta)\, e^{-i\phi} & \cos(\vartheta)\sin(\vartheta)(1 - e^{-i\phi}) \\ \cos(\vartheta)\sin(\vartheta)(1 - e^{-i\phi}) & \sin^2(\vartheta) + \cos^2(\vartheta)\, e^{-i\phi} \end{pmatrix}$

Tabelle 2.2.: *Jones-Matrizen für verschiedene optische Elemente. ϕ gibt die durch das Element verursachte Verzögerung an, ϑ ist der Winkel, um den das Element räumlich verdreht wurde.*

$$\mathbf{R}(\vartheta) = \begin{pmatrix} \cos(\vartheta) & \sin(\vartheta) \\ -\sin(\vartheta) & \cos(\vartheta) \end{pmatrix}$$

Stokes-Vektor und Müller-Matrizen

Ist das Lichtfeld ganz oder teilweise unpolarisiert, muss der Stokes-Formalismus zur Beschreibung verwendet werden. Der Stokes-Vektor ist ein vierdimensionaler Vektor, der den Polarisationszustand eines Lichtfeldes vollständig beschreibt [13].

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \left\langle \mathcal{E}_x^2 \right\rangle + \left\langle \mathcal{E}_y^2 \right\rangle \\ \left\langle \mathcal{E}_x^2 \right\rangle - \left\langle \mathcal{E}_y^2 \right\rangle \\ \left\langle 2\,\mathcal{E}_x\,\mathcal{E}_y \cos\phi \right\rangle \\ \left\langle 2\,\mathcal{E}_x\,\mathcal{E}_y \sin\phi \right\rangle \end{pmatrix} . \tag{2.1}$$

Der Stokes-Parameter S_0 ist proportional zur Gesamtintensität des Lichtfeldes, S_1 ist der horizontal (in x-Richtung) beziehungsweise vertikal (in y-Richtung) polarisierte Anteil, S_2 ist der $\pm 45°$ linear polarisierte Anteil und S_3 ist der links beziehungsweise rechts zirkular polarisierte Anteil. Für die Parameter gilt

$$\frac{S_1^2}{S_0^2} + \frac{S_2^2}{S_0^2} + \frac{S_3^2}{S_0^2} \leq 1 , \tag{2.2}$$

wobei die Ungleichung den Grad der Polarsisation des untersuchten Lichtfeldes angibt. Das Gleichheitszeichen in Gl. (2.2) hat nur für vollständig polarisiertes Licht Gültigkeit. Eine mögliche graphische Repräsentation des Stokes-Vektors ist die in Abb. 2.2 gezeigte Poincaré-Kugel, deren Achsen von den Stokes-Parametern gebildet werden und deren Radius S_0 ist. Optische Komponenten, welche die Polarisation beeinflussen können, werden durch die Müller-Matrizen beschrieben. Dabei gilt, analog zum Jones-Formalismus, dass der resultierende Stokes-Vektor nach einem optischen System durch $\mathbf{S}_a = \mathbf{M}\mathbf{S}_e$ beschrieben wird.

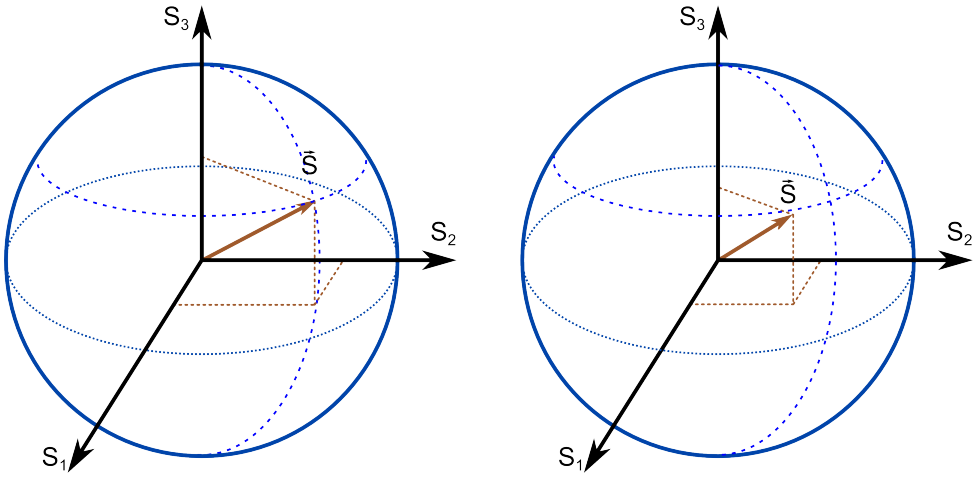

Abbildung 2.2.: *Poincaré-Kugel als graphische Darstellung des Stokes-Vektors. In der linken Grafik ist der Stokes-Vektor für ein vollständig polarisiertes Lichtfeld dargestellt, in der rechten für ein teilweise polarisiertes Lichtfeld.*

2.3. Experimentelle Methoden zur Änderung des Polarisationszustandes von Licht

Es existiert eine Vielzahl von Möglichkeiten den Polarisationszustand eines linear polarisierten Lichtfeldes zu manipulieren. Für einen sinnvollen Einsatz in der Drehimpulsfallenkonfiguration müssen folgende Anforderungen erfüllt werden:

- Die Rotationsfrequenz ν der linearen Polarisation muss in einem Frequenzbereich von $\nu = 0\,\mathrm{Hz}$ bis $\nu = 10\,\mathrm{MHz}$ kontinuierlich variierbar sein, um ν in einer beliebigen Rampe verfahren zu können und einen adiabatischen Übergang zwischen den Fallenkonfigurationen sicherstellen zu können.

- Eine beliebige lineare Polarisation muss in einer Zeitspanne, die signifikant kürzer ist als die Lebensdauer der Atome in der Zweifarbenfalle, in eine beliebig rotierende lineare Polarisation überführt werden können.

- Der Verlauf des Polarisationsvektors muss stetig sein. Weist der Verlauf Sprünge auf, kann dies zum Verlust von Atomen beim Umladen führen, da die Umladesequenz dann nicht mehr adiabatisch erfolgt.

- Das Rauschen des Winkels der Polarisation muss unterhalb bestimmter frequenzabhängiger Grenzwerte bleiben, um Heizeffekte auf die Atome zu begrenzen. Die Grenzwerte folgen einer Funktion die proportional zu $1/\nu^4$ ist und liegen für die Fallenfrequenzen, die in einem Bereich um $\nu = 100\,\mathrm{kHz}$ erwartet werden, unterhalb von $10^{-11}\,\mathrm{rad}^2/\mathrm{Hz}$, was eine Heizrate von 5mK/s bedeutet, die in der Zweifarbenfalle erreicht wird.

- Laserstrahlen mit Leistungen von bis zu $P = 100\,\mathrm{mW}$ müssen handhabbar sein, ohne dass es zu Beschädigungen der optischen Komponenten kommt.
- Die Methode muss für Laser mit Wellenlängen zwischen $\lambda = 400\,\mathrm{nm}$ und $\lambda = 1100\,\mathrm{nm}$ anwendbar sein, da die verwendeten Fallenlaser in diesem Wellenlängenbereich arbeiten könnten.

Die einfachste Möglichkeit, den Polarisationszustand zu ändern, ist die Verwendung von Verzögerungsplatten, mit deren Hilfe zum Beispiel eine lineare Polarisation gedreht werden kann [14]. Verzögerungsplatten müssen per Hand justiert oder über einen Schrittmotor bewegt werden. Die Geschwindigkeit der Rotation ist somit limitiert und die Rotationsfrequenz kann nicht kontinuierlich verstimmt werden. Auch eine schnelle Überführung einer bestehenden Polarisation in einen anderen Zustand ist nicht durchführbar.
Eine weitere Möglichkeit ist die Verwendung eines elektro-optischen Modulators. Dieser besteht aus einem Kristall dessen Brechungsindex bei Anlegen eines elektrischen Feldes verändert wird. Die Phase ϕ eines den Kristall durchquerenden Lichtstrahles ist dann abhängig von der an den Kristall anliegenden elektrischen Spannung [15]. Dieses Konzept hat den Nachteil, dass der Polarisationsvektor nur begrenzt rotiert werden kann, da die maximal anlegbare Spannung endlich ist. Der Verlauf der Polarisation kann somit nur bis ϕ_{max} stetig erfolgen.
Einige weitere Konzepte zur Manipulation der Polarisation von Licht, welche die Anforderungen nicht ausreichend erfüllen, mitsamt Möglichkeiten zur Stabilisierung, sind in [16, 17, 18, 19] angeführt. In [16] kommen zwei variable Phasenverzögerer zum Einsatz, zwischen denen umgeschalten werden kann, wenn ein Phasenverzögerer ein Limit erreicht. Bei der Lösung in [17] finden vier Faserquetscher, die mechanische Spannungen in der Faser erzeugen, als Polarisationstransformator Anwendung, bei [18] werden mehrere aufeinanderfolgende Phasenschieber verwendet. Die Arbeitsgruppe in [19] arbeitet mit mehreren Verzögerungsplatten als Stellgliedern und Polarisationsstrahlteilern, die einen Teil des Lichtes zur Polarisationsbestimmung auskoppeln.
Der im Rahmen dieser Arbeit verfolgte Ansatz verwendet einen Interferometeraufbau mit jeweils einem akusto-optischen Modulator (AOM) in einem Interferometerarm [20]; der nähere Aufbau wird in Kapitel 3.1 geschildert. Dieser Ansatz erfüllt alle Anforderungen, die an den Aufbau gestellt werden. Der Interferometeraufbau macht möglicherweise eine aktive Stabilisierung notwendig, um äußere Einflüsse und Störungen zu kompensieren. Im folgenden Unterkapitel wird näher auf die Funktionsweise eines AOM eingegangen.

2.4. Akusto-optische Modulatoren

In einem AOM wird der akusto-optische Effekt verwendet, um Licht zu beeinflussen, welches einen akustisch angeregten Kristall durchquert. Die akustische Anregung erfolgt durch einen

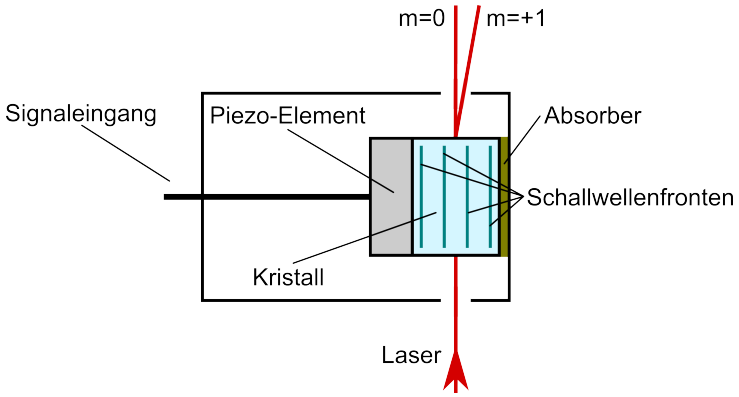

Abbildung 2.3.: *Schematische Darstellung des Aufbaus eines Laufwellen-AOMs. Das am Kristall angebrachte Piezo-Element erzeugt Schwingungen, die sich im Kristall ausbreiten. Ein in den Kristall eintretender Laserstrahl wird in einen transmittierten Anteil, m=0. Beugungsordnung, und einen gebeugten Strahl, m=1. Beugungsordnung, aufgeteilt.*

am Kristall befestigten piezoelektrischen Ultraschallwandler, der extern angesteuert wird. In Abb. 2.3 ist der Aufbau eines AOMs schematisch dargestellt. Die in den Kristall eingebrachten Schallwellen sind Dichtewellen, die zu einem variierenden Brechungsindex im Material führen. Abhängig von der Kristallgeometrie und einem eventuell verwendeten Absorber bilden sich Stehwellen oder Laufwellen aus, wobei die Variante, bei der sich Laufwellen ausbilden, am häufigsten zum Einsatz kommt. Ein durchquerender Laserstrahl wird an den Übergängen zwischen den unterschiedlichen Brechungsindizes n gebeugt, wobei die gebeugten Teilstrahlen konstruktiv interferieren. So ergibt sich, neben dem transmittierten Strahl (m=0. Beugungsordnung), ein zweiter abgelenkter Strahl (zum Beispiel m=±1. Beugungsordnung).

2.4.1. Der akusto-optische Effekt

Eine longitudinale Schallwelle äußert sich in einem Medium in Form einer Dichtewelle beziehungsweise eines Dichteunterschiedes, der sich mit der Schallgeschwindigkeit v_s ausbreitet. Da der Brechungsindex n eines Materials von der Dichte ρ abhängt, führen Dichteunterschiede $\Delta\rho$ zu lokalen Änderungen im Brechungsindex [21, 22]. Wird an den Ultraschallwandler ein sinusförmiges Signal angelegt, so ergeben sich im Medium Dichteschwankungen in Form von sich ausbreitenden ebenen Wellen der Form

$$\Delta\rho(x,t) \quad = \quad \rho_0 \cos\left(2\pi f t - Kx + \varphi_s\right) \quad \text{mit} \quad K = \frac{2\pi}{\Lambda} = \frac{2\pi f}{v_s} \,.$$

Hierbei ist f die Frequenz und φ_s eine etwaige Phasen des treibenden Signals, K die Wellenzahl der Schallwelle, $\Lambda = v_s/f$ die Schallwellenlänge und ρ_0 die Amplitude der Dichteschwankungen. Die auftretenden Variationen des Brechungsindex $\Delta n(x,t)$ sind über eine Materialkonstante

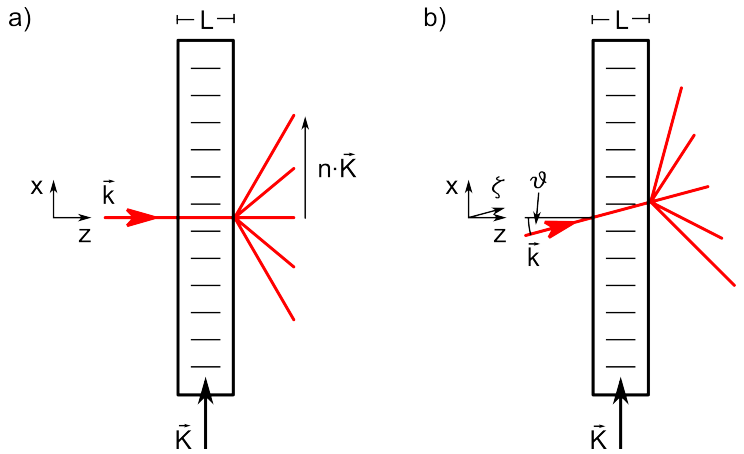

Abbildung 2.4.: *Skizze des Strahlverlaufs durch den Kristall. a) zeigt den Strahldurchgang parallel zur optischen Achse z, b) zeigt den Durchgang unter einem Winkel ϑ mit der Koordinate ζ in Strahlrichtung. k ist hierbei die optische Wellenzahl, K die Wellenzahl der Schallwelle und L die Breite des Kristalls.*

C proportional zu diesen Dichteänderungen [23]

$$\Delta n(x,t) \quad = \quad C\,\rho_0 \cos\left(2\pi f t - Kx + \varphi_s\right) \ .$$

Betrachtet man den Fall einer kurzen Wechselwirkungslänge entlang des Laserstrahls, so wirken die Unterschiede im Brechungsindex ähnlich wie ein Phasengitter auf das einfallenede Lichtfeld $E(x,z,t)$. Die nun betrachtete Konfiguration ist in Abb. 2.4 a) dargestellt. Im Folgenden wird angenommen, dass ein paraxialer Strahl parallel zur optischen Achse in den Kristall eintritt. Aufgrund der verschiedenen auftretenden Brechungsindizes im Kristall erhält die in Ausbreitungsrichtung der Schallwelle liegende Komponente des durchquerenden Lichtstrahls eine ortsabhängige Phase

$$\begin{aligned} \phi(x,L,t) &= k \int_0^L \Delta n(x,t) dz + k\,n_0 L \\ &= k\,L\,C\,\rho_0 \cos\left(2\pi f t - Kx + \varphi_s\right) + k\,n_0 L \ , \end{aligned}$$

mit der optischen Wellenzahl k und dem Brechungsindex n_0 des ungestörten Kristalls, abhängig von der gesamten durchlaufenen optischen Weglänge $(\Delta n(x,t) + n_0)L$. Das Lichtfeld ergibt sich mit dieser Phase am Ende des Welchselwirkungsbereichs $(z = L)$ zu

$$\begin{aligned} E(x,L,t) &= E_a\, e^{-i\phi(x,L,t)} \\ &= E_a\, e^{-i(k\,L\,C\,\rho_0 \cos(2\pi f t - Kx + \varphi_s) + k\,n_0 L)} \ . \end{aligned} \tag{2.3}$$

Formt man Gl. (2.3), unter Benutzung der Jacobi-Anger Entwicklung [25]

$$e^{iz\cos(\alpha)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m J_m(z) e^{im\alpha}$$

um, wobei J_m die Besselfunktionen erster Art sind, erhält man

$$E(x,L,t) = E_a\, e^{-ik\,n_0 L} \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(k\,L\,|\Delta n|) e^{-im(2\pi f t - Kx + \varphi_s)}\,. \tag{2.4}$$

Durch die Umformung in Gl. (2.4) wird das Lichtfeld nun durch die Summe über Exponentialfunktionen beschrieben, woraus ersichtlich wird, dass mehrere Seitenbänder im Spektrum bei Vielfachen von f auftreten. Zusätzlich zu der Frequenzänderung wird dem optischen Wellenvektor eine x-Komponente der Größe mK aufgeprägt, wodurch sich für den Beugungswinkel $\sin(\Theta_n) = nK/k$ ergibt.
Erfolgt nun der Eintritt des Strahls unter einem Winkel ϑ, wie in Abb. 2.4 b) gezeigt, wird der Phasenversatz

$$\phi(x,L,t) = k\int_0^{L/\cos(\vartheta)} \Delta n(x',t)d\zeta + \frac{kn_0L}{\cos(\vartheta)} \text{ mit } x' = x + \zeta\vartheta,$$

wobei ζ die Koordinate in Strahlrichtung ist. Der Brechungsindex enthält nun eine zusätzliche winkelabhängige Komponente,womit sich der Phasenversatz, unter Verwendung der Additionstheoreme für Sinusfunktionen und Reihenentwicklung für kleine Winkel ϑ, zu

$$\phi(x,L,t) = kL\left(C\,\rho_0\,\mathrm{sinc}\left(\frac{K\vartheta L}{2\pi}\right)\cos\left(2\pi f t - Kx + \varphi_s + \frac{1}{2}KL\vartheta\right) + n_0 + \frac{n_0\vartheta^2}{2}\right)$$

ergibt. Das resultierende Lichtfeld errechnet sich dann wie in Gl. (2.3) und (2.4) gezeigt, wobei hier mittels Faktor $\exp(-ikn_0x\vartheta)$ der veränderte Einfallswinkel des Lichtstrahls berücksichtigt werden muss.
Zur Behandlung von ausgedehnteren Wechselwirkungsbereichen beziehungsweise Kristallen, werden diese als Abfolge vieler infinitesimaler Scheiben mit der Dicke dz betrachtet. Ein Strahl wird an jeder dieser Scheiben in seine Beugungsordnungen aufgespalten, somit ergibt sich ein resultierender Strahl mit Beiträgen der diversen gebeugten Anteile.

Ein weiterer Ansatz zur Behandlung des akusto-optischen Effekts ist die Beschreibung in Form von Wechselwirkungen zwischen Photonen des eingestrahlten Lasers und Phononen, welche durch den Ultraschallwandler im Kristall erzeugt werden [23, 24]. In Abb. 2.5 ist dieses beispielhaft dargestellt. Bei der Wechselwirkung eines Photons, mit der Energie $h\nu_e$ und dem Impuls $\hbar k_e$, und einem Phonon, mit Energie hf und Impuls $\hbar\vec{K}$, kann das Phonon absorbiert werden.

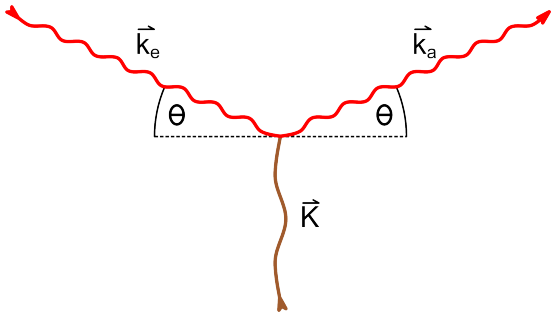

Abbildung 2.5.: *Interaktion eines Photons (rot) mit einem Phonon (braun).*

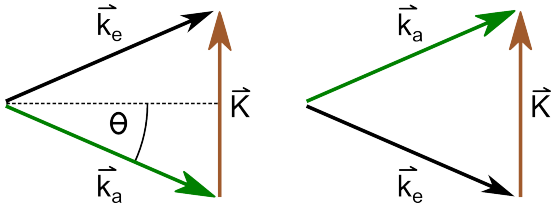

Abbildung 2.6.: *Impulsdreiecke von ein- ($\vec{k_e}$ in grün) und auslaufenden ($\vec{k_a}$ in schwarz) Photonen sowie dem Phonon ($\vec{K}$ in braun) mit dem interagiert wird, für die $m = \pm 1$. Beugungsordnung.*

Da die Energie und der Impuls des Systems erhalten bleiben müssen, gilt:

$$\begin{aligned} h\nu_e + hf &= h\nu_a \Longleftrightarrow \nu_e + f = \nu_a \\ \hbar\vec{k_e} + \hbar\vec{K} &= \hbar\vec{k_a} \Longleftrightarrow \vec{k_e} + \vec{K} = \vec{k_a}\,, \end{aligned}$$

wobei der Index a das auslaufende Photon nach der Interaktion bezeichnet. Auch hier wird ersichtlich, dass sich die Frequenz des Lichtfelds durch die Wechselwirkung um f erhöht. In Abb. 2.6 sind die Impulse der Interaktionspartner für die $m = +1.$ (links) und die $m = -1.$ (rechts) Beugungsordnung eingezeichnet. Für $m = +1$ läuft das Photon dem Phonon entgegen und absorbiert dieses; der gebeugte Strahl hat dann eine um f erhöhte Frequenz. Für $m = -1$ läuft das Photon der Schallwelle nach und regt durch die Interaktion mit dem Phonon die Erzeugung eines weiteren Phonons mit der Frequenz f an. Das Photon hat dann eine niedrigere Energie, die sich in einer um f verringerten Frequenz widerspiegelt. Als Bedingung für den Ablenkwinkel ergibt sich aus der Impulserhaltung wie in Abb. 2.6 dargestellt die Bragg-Bedingung:

$$\sin(\theta_B) = \frac{K}{2k_a} \tag{2.5}$$

$$= \frac{\lambda_a}{2\Lambda}\,. \tag{2.6}$$

Hier ist $\lambda_a = c\nu$ die Vakuumwellenlänge des in den Kristall eintretenden Lichtes.

Man unterscheidet in der weiteren Beschreibung der akusto-optischen Wechselwirkung zwei

Grenzfälle [22, 23], den schwach wechselwirkenden Fall (Raman-Nath-Regime) und den stark wechselwirkenden Fall (Bragg-Regime). Zur Abgrenzung beider Grenzfälle dienen der Raman-Nath-Parameter

$$\begin{aligned} \xi &= kL\,|\Delta n| \\ &= \frac{\pi}{\lambda_a}\sqrt{\frac{2PLM_2}{H}} \end{aligned}$$

und der Klein-Cook-Parameter Q

$$Q = \frac{2\pi\lambda_a L}{n\Lambda^2}$$

mit der Leistung des eingespeisten elektrischen Signals P, der Länge und Höhe des Kristalls L, H und dem Gütefaktor M_2, der ein Maß für die Effektivität der Brechzahländerung durch die Schallwelle ist. Gilt $Q, Q\xi \ll 1$ so befindet man sich im Raman-Nath-Regime, welches sich für dünne Kristalle und große Schallwellenlängen Λ ergibt. Der Kristall verhält sich dann, aufgrund der kurzen Wechselwirkungslänge, wie ein Phasengitter, dessen Gitterkonstante die Schallwellenlänge ist. Ein eintretender Laserstrahl wird dann in verschiedene, auch höhere, Beugungsordnungen aufgeteilt. Für $Q, Q/\xi \gg 1$, also für breitere Kristalle und kleine Schallwellenlängen sowie hohe Signalleistungen, befindet man sich im Bragg-Regime. Da AOMs zumeist im Bragg-Regime arbeiten, wird auf das Raman-Nath-Regime nicht näher eingegangen. Betrachtet man den Kristall als Abfolge infinitesimaler Schichten, so kann sich aufgrund destruktiver Interferenzen zwischen den Teilstrahlen unterschiedlicher Schichten und Beugungsordnungen, keine resultierende Beugungsordnung einstellen. Lediglich für einen ausgewählten Einfallswinkel, den Bragg-Winkel θ_B, interferieren die Teilstrahlen konstruktiv und bilden eine Beugungsordnung aus. Die Intensität I_{+1} des gebeugten Strahles ist dabei sehr empfindlich gegenüber Änderungen $\Delta\theta$ des Einstrahlwinkels θ_B, wie man an der Beugungseffizienz $\eta(\Delta\theta)$ erkennen kann [22]:

$$\eta(\Delta\theta) = \frac{I_{+1}}{I_0} = \left(\frac{\xi}{2}\right)^2 \frac{\sin^2\sqrt{\left(\frac{\xi}{2}\right)^2 + \left(\frac{K\Delta\theta L}{2}\right)^2}}{\left(\frac{\xi}{2}\right)^2 + \left(\frac{K\Delta\theta L}{2}\right)^2}\,. \tag{2.7}$$

Setzt man in Gl. (2.7) für die Winkeländerung $\Delta\theta$ die Bragg-Bedingung 2.6 ein, so erhält man die Abhängigkeit der Beugungseffizienz η von der Änderung der Frequenz des Ansteuersignals Δf, bezüglich einer Mittenfrequenz $f = F$, auf die der AOM optimiert wurde

$$\eta(\Delta f) = \left(\frac{\xi}{2}\right)^2 \frac{\sin^2\sqrt{\left(\frac{\xi}{2}\right)^2 + \left(\frac{\pi\Delta f L\lambda F}{2v_s^2}\right)^2}}{\left(\frac{\xi}{2}\right)^2 + \left(\frac{\pi\Delta f L\lambda F}{2v_s^2}\right)^2}\,.$$

Dies zeigt, dass eine Variation der Ansteuerfrequenz f, die eine Änderung des Bragg-Winkels

hervorruft, Einfluss auf die Beugungseffizienz und somit auf die Lichtleistung im gebeugten Strahl hat.

2.4.2. Anwendung des akusto-optischen Modulators

Der im Zuge dieser Arbeit realisierte Aufbau, nach der Vorlage von [20], benutzt zwei AOMs zur Manipulation des eingestrahlten Lichtfeldes. In Abb. 2.7 ist der Aufbau schematisch dargestellt. Unter Annahme, dass das Licht zu jeder Zeit vollständig polarisiert ist, können die Vorgänge innerhalb des Aufbaus mit dem weniger komplexen Jones-Formalismus beschrieben werden. Die beiden AOMs werden gemeinsam durch die Matrix

$$\mathbf{M}_{AOM} = \begin{pmatrix} e^{i(\omega+\omega_v)t} & 0 \\ 0 & e^{i\omega t} \end{pmatrix} \text{ mit } \omega = 2\pi F \text{ und } \omega_v = 2\pi\Delta f \tag{2.8}$$

dargestellt, wobei angenommen wurde, dass der AOM im horizontal polarisierten Zweig die Phase um $\omega_v t$ verschiebt. F ist hier die Mittenfrequenz bei welcher der AOM optimal arbeitet und Δf die Verstimmung. Die in jeweils einen AOM eintretenden Laserstrahlen werden durch

$$\mathbf{h} = E_h \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ und } \mathbf{v} = E_v \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \tag{2.9}$$

beschrieben, wobei $E_{h,v}$ die Amplituden der Lichtfelder sind, welche derart gewählt wurden, dass $E_{h,v} = 1$ gilt. Nach den AOMs sind die Jones-Vektoren der Strahlen durch $\mathbf{H} = \mathbf{M}_{AOM} \cdot \mathbf{h}$ und $\mathbf{V} = \mathbf{M}_{AOM} \cdot \mathbf{v}$ gegeben. Die Teilstrahlen werden überlagert und laufen durch eine $\lambda/4$ Verzö-

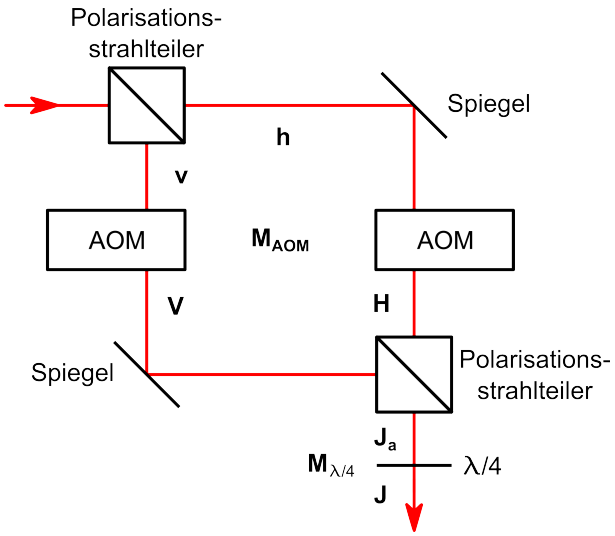

Abbildung 2.7.: *Schematische Darstellung des realisierten Aufbaus. Mit zwei Polarisationsstrahlteilern wird ein Interferometer gebildet, in dessen Armen sich jeweils ein AOM befindet. Weitere Details werden im Text erläutert.*

gerungsplatte, die auf einen Winkel von $\theta = 45°$ bezüglich einer Achse parallel zur Strahlebene eingestellt ist, wodurch die Teilstrahlen zirkular polarisiert werden. Dies wird in den folgenden Rechnungen dargestellt.

$$\mathbf{J}_a = \mathbf{H} + \mathbf{V} = \begin{pmatrix} e^{2\pi i (F+\Delta f) t} \\ e^{2\pi i F t} \end{pmatrix} \tag{2.10}$$

$$\mathbf{J} = \mathbf{M}_{\lambda/4}\, \mathbf{J}_a \text{ mit } \mathbf{M}_{\lambda/4} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(1+i) & \frac{1}{2}(1-i) \\ \frac{1}{2}(1-i) & \frac{1}{2}(1+i) \end{pmatrix} \tag{2.11}$$

Der Polarisationszustand des nun vereinigten Strahls ergibt sich zur Superposition der Einzelstrahlen

$$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}\left((1-i)\, e^{2\pi i F t} + (1+i) e^{2\pi i (F+\Delta f) t}\right) \\ \frac{1}{2}\left((1+i)\, e^{2\pi i F t} + (1-i) e^{2\pi i (F+\Delta f) t}\right) \end{pmatrix} . \tag{2.12}$$

Zur Berechnung der Intensitäten der horizontal und vertikal polarisierten Komponenten, muss die jeweilige Komponente von $\mathbf{J}$ mit ihrem konjugiert transponierten $\mathbf{J}^\dagger$ multipliziert werden.

$$I_h = J_h^\dagger J_h = 1 + \sin(2\pi t \Delta f) \tag{2.13}$$

$$I_v = J_v^\dagger J_v = 1 - \sin(2\pi t \Delta f) \tag{2.14}$$

Nach 2.1 erhält man damit für die normierte S_1-Komponente

$$\begin{aligned} S_1 &= \frac{I_h - I_v}{I_h + I_v} \\ &= \frac{1 + \sin(2\pi t\Delta f) - 1 + \sin(2\pi t \Delta f)}{1 + \sin(2\pi t \Delta f) + 1 - \sin(2\pi t \Delta f)} \\ &= \sin(2\pi t \Delta f)\,, \end{aligned} \tag{2.15}$$

die normierte S_2-Komponente wird zu

$$\begin{aligned} S_2 &= \frac{2 J_h^\dagger J_v \cos\phi}{I_h + I_v} \\ &= \frac{2\cos(2\pi t \Delta f)}{2} \\ &= \cos(2\pi t \Delta f) \end{aligned} \tag{2.16}$$

und die normierte S_3-Komponente ist dann

$$\begin{aligned} S_3 &= \frac{2 J_h^\dagger J_v \sin\phi}{I_h + I_v} \\ &= 0\,. \end{aligned} \tag{2.17}$$

Diese Rechnung zeigt, dass eine Differenz der RF-Frequenzen von Δf zusammen mit der Superposition der Strahlen an der Verzögerungsplatte für eine rotierende lineare Polarisation sorgen, wie man anhand der sinusförmig variierenden voll durchmodulierten S_1-Komponente und der nicht vorhandenen S_3-Komponente des Stokes-Vektors erkennen kann.

2.5. IQ-Modulationsverfahren

Bei Modulationsverfahren können drei Parameter einer Trägerschwingung von der Form

$$\begin{aligned} U(t) &= A(t)\, e^{i\phi(t)} \\ \phi(t) &= \int_0^t 2\pi f(t')dt' \end{aligned}$$

variiert werden, die Amplitude $A(t)$, die Frequenz $f(t)$ und die Phase $\phi(t)$. Wählt man eine Darstellung in Polarkoordinaten, erhält man für den Realteil, der als In-Phase- oder I-Anteil bezeichnet wird $I(t) = A(t)\cos(\phi(t))$ und für den Imaginärteil, der als Quadratur- oder Q-Anteil bezeichnet wird $Q(t) = A(t)\sin(\phi(t))$. Jedes Signal kann durch seine I- und Q-Werte dargestellt werden. Umgekehrt ist es möglich aus den I- und Q-Werten mithilfe eines IQ-Modulators ein beliebiges Signal zu konstruieren.

2.5.1. IQ-Modulationsverfahren in der Datenübertragung

In Abb. 2.8 a) ist die Darstellung eines Signals mittels I- und Q-Werten veranschaulicht. Bei IQ-Modulationsverfahren können die Amplitude und die Phase eines Signals separat oder gleichzeitig moduliert werden. Wird nur die Amplitude moduliert, ändert sich lediglich die Länge des Vektors vom Mittelpunkt bis zum Messpunkt. Bei reiner Phasenmodulation, die auch als Phasenumtastung oder Phase Shift Keying (PSK) bezeichnet, ändert sich nur der Winkel des Vektors. Für die digitale Datenübertragung können jedem einzelnen Bit, oder jeweils einer Bitgruppe ein Phasenzustand zugeordnet werden, um so die vorhandene Bandbreite besser ausnutzen zu können. Bei der Quadraturamplitudenmodulation (QAM) werden Phase und Amplitude gleichzeitig moduliert, ein Beispiel mit 16 Datenpunkten zur Übermittlung eines 4-Bit Wortes ist in Abb. 2.8 b) gezeigt. Die Kreise geben die Bereiche an in denen Amplitude und Phase liegen müssen damit die zugehörige Bitfolge erkannt wird. Da die IQ-Modulation vor allem in der Telekommunikation intensiv genutzt wird, sind diese Verfahren in kommerziellen Signalgeneratoren in hoher Qualität implementiert, wodurch sich dieses Modulationsverfahren zur rauscharmen Erzeugung benutzerdefinierter Signale anbietet.

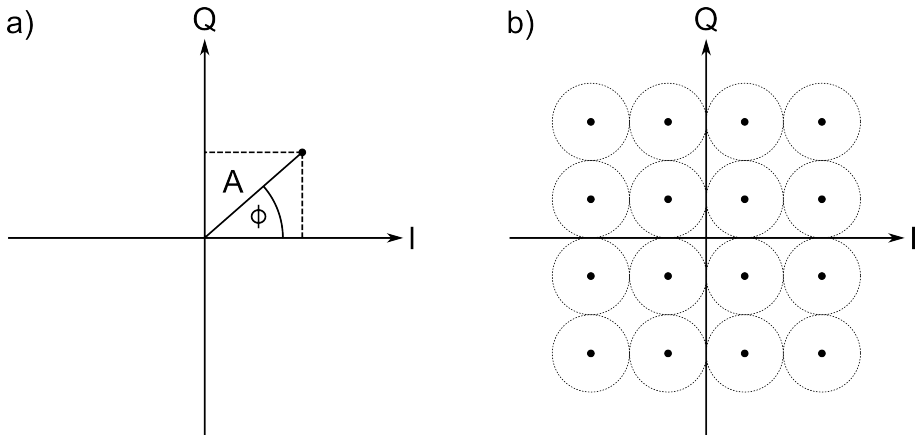

Abbildung 2.8.: *Darstellung eines Signals in Polarkoordinaten mit dem Realteil I und dem Imaginärteil Q. a) Signal mit Amplitude A und Phase ϕ; b) 16-QAM mit modulierter Amplitude und Phase.*

2.5.2. Experimentelle Anwendung des IQ-Modulators

Ein IQ-Modulator besteht hauptsächlich aus zwei Frequenzmischern und einem Subtrahierer. Abbildung 2.9 zeigt schemetisch den Aufbau eines IQ-Modulators. Die I- und Q-Werte werden durch zwei Frequenzmischer auf ein Trägersignal aufgemischt, wobei das Trägersignal, auf welches Q aufgemischt wird, um 90° phasenverschoben ist. Das Trägersignal ist hier ein sinusförmiges Signal von der Form $B_{\max} \cos(\omega_{\mathrm{LO}} t + \varphi_{\mathrm{LO}})$, mit der Amplitude $B_{\max}$, der Frequenz ω_{LO} und einer allgemeinen Phase φ_{LO}. Der Subtrahierer gibt dann die Differenz beider hochgemischter Signale aus, wie in der folgenden Gleichung dargestellt:

$$S_{\mathrm{out}} = B\,I(t) \cos(\omega_{\mathrm{LO}} t + \varphi_{\mathrm{LO}}) - B\,Q(t) \sin(\omega_{\mathrm{LO}} t + \varphi_{\mathrm{LO}}) \ , \tag{2.18}$$

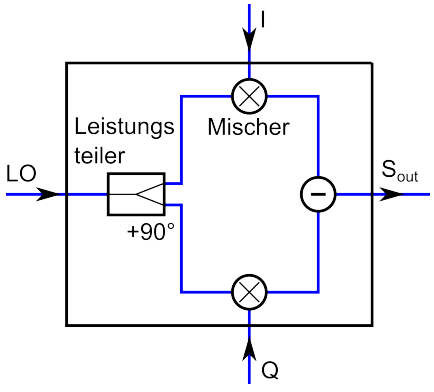

Abbildung 2.9.: *Schematische Darstellung des Aufbaus eines IQ-Modulators. Das Trägersignal wird durch den LO-Eingang eingespeist und durch einen Leistungsteiler zu zwei Frequenzmischern geführt, welche das I- und Q-Signal auf das Trägersignal aufmischen. Der Subtrahierer überlagert beide Signalstränge und das modulierte Signal wird am RF-Ausgang (S_{out}) ausgegeben.*

mit der Amplitude B des Trägersignals nach dem Leistungsteiler. Dem Trägersignal wird nun das IQ-Signal aufgeprägt, dessen Frequenz $\omega_{IQ}(t)$ einen beliebigen zeitlichen Verlauf haben kann

$$\phi(t) = \int_0^t \omega_{\mathrm{IQ}}(t')dt'.$$

IQ-Signale, die mit einer Frequenz ω_{IQ} variieren, was einer kontinuierlichen Änderung der Phase ϕ gleich kommt, sind von der Form

$$\begin{aligned} I(t) &= A\cos\left(\omega_{\mathrm{IQ}}(t)t + \varphi_{\mathrm{IQ}}\right) \text{ und} \\ Q(t) &= A\sin\left(\omega_{\mathrm{IQ}}(t)t + \varphi_{\mathrm{IQ}}\right) . \end{aligned}$$

Für das Ausgangssignal S_{out} ergibt sich unter Anwendung trigonometrischer Umformungen

$$\cos(x+y) = \cos x\cos y - \sin x\sin y$$

$$S_{\mathrm{out}} = A\,B\cos\left((\omega_{\mathrm{LO}} + \omega_{\mathrm{IQ}}(t))t + \varphi_{\mathrm{IQ}} + \varphi_{\mathrm{LO}}\right) . \tag{2.19}$$

Für ein konstantes ω_{IQ} hat S_{out} eine konstante Frequenz $\omega_{\mathrm{LO}} + \omega_{\mathrm{IQ}}$, was relativ zum Trägersignal einer anwachsenden Phase $\phi(t) = \omega_{\mathrm{IQ}}t$ entspricht. Ändert sich ω_{IQ} linear mit der Zeit, $\omega_{\mathrm{IQ}}(t) = \omega_0 + m\,t$, ist auch die Frequenz von S_{out} zeitabhängig und für die Phase ergibt sich zu

$$\phi(t) = \omega_0 t + \frac{m}{2}\,t^2 .$$

Der Faktor m lässt sich zum Beispiel aus der gewünschten Endfrequenz $\omega_{\mathrm{IQ}}(T)$ zum Zeitpunkt T bestimmen. In Abb. 2.10 ist ein Beispiel für den Frequenz- und Phasenverlauf des IQ-Signals dargestellt, wobei die Parameter so gewählt wurden, dass sich die Frequenz $\omega_{\mathrm{IQ}}(t)$ in 10 Sekunden von 0 kHz auf 10 kHz erhöht. Für ein statisches IQ-Signal ist $\phi(t) =$ konstant, womit das Ausgangssignal

$$S_{out} = A\,B\cos\left(\omega_{\mathrm{LO}}t + \phi + \varphi_{\mathrm{LO}}\right)$$

wird. Im statischen Fall wird dem Trägersignal lediglich eine zusätzliche konstante Phase ϕ aufgeprägt.

Anwendung der IQ-Modualtion zum Umladen in die Drehimpulsfalle

Um dem in der Einleitung vorgestellten Umladeschema von der Zweifarbenfalle zur Drehimpulsfalle entsprechen zu können, muss für den Frequenzverlauf eine Funktion verwendet werden, die dem optimalen Verlauf aus Abb. 2.11 [26] ähnelt. Die blaue Kurve in Abb. 2.11 zeigt die stark abfallende Intensität des blau verstimmten Lasers, die rote Kurve ist die geringfügig ansteigende Intensität des rot verstimmten Lasers und der schwarze Graph stellt den zeitlichen Verlauf der Rotationsfrequenz der Polarisation dar. Die Frequenz des IQ-Signals wird mit fol-

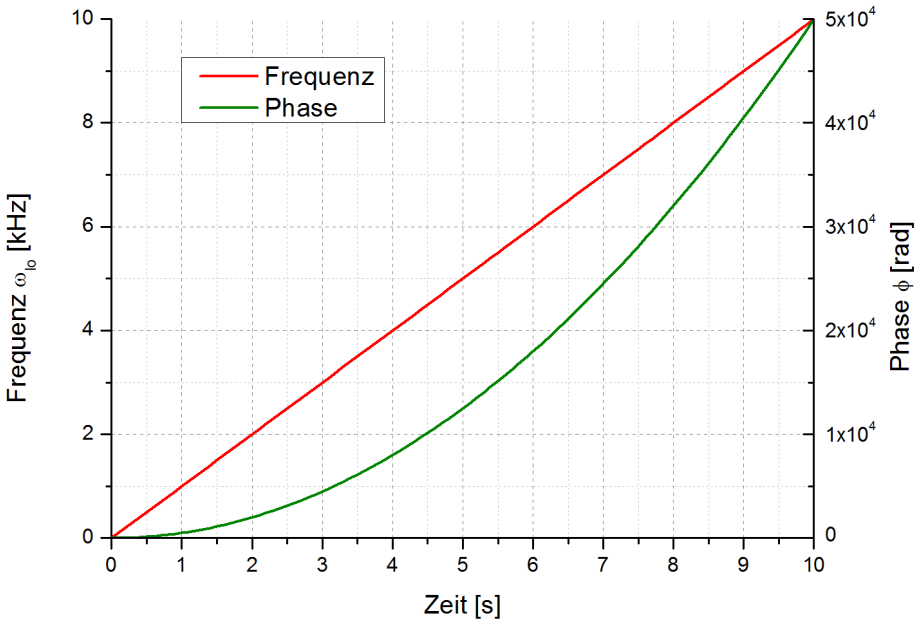

Abbildung 2.10.: *Verlauf der Phase und Frequenz des IQ-Signals bei linear ansteigender Frequenz ω_{lo} des IQ-Signals für m=1000.*

gendem analytischen Ausdruck angenähert:

$$\omega_{\mathrm{IQ}}(t) = \omega_0 + (\omega_{ende} - \omega_0)\left(1 - \frac{1}{e^{\frac{t-t_0}{a}} + 1}\right) \tag{2.20}$$

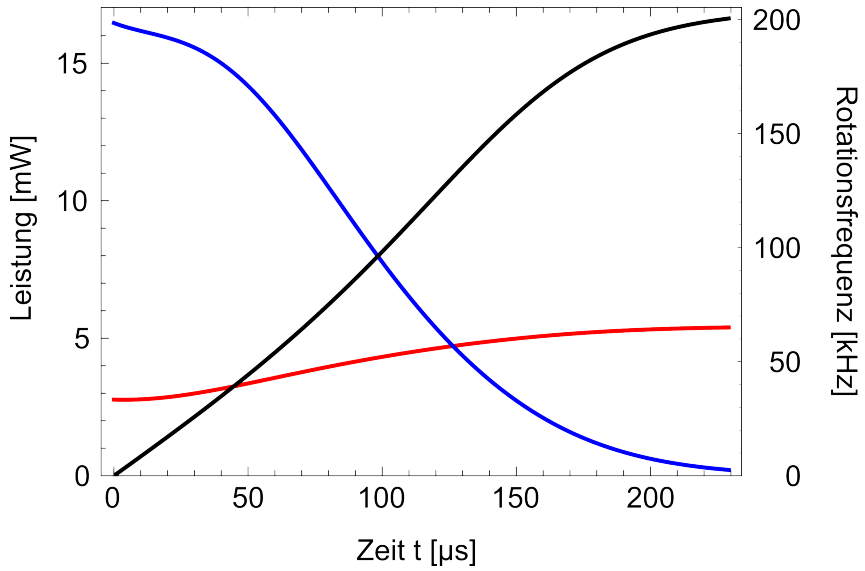

Abbildung 2.11.: *Die Abbildung zeigt den Verlauf der Intensität des rot verstimmten (rote Kurve) und des blau verstimmten (blaue Kurve) Fallenlaserfeldes sowie die Rotationsfrequenz (schwarze Kurve) im zeitlichen Verlauf während der errechneten Umladesequenz [26].*

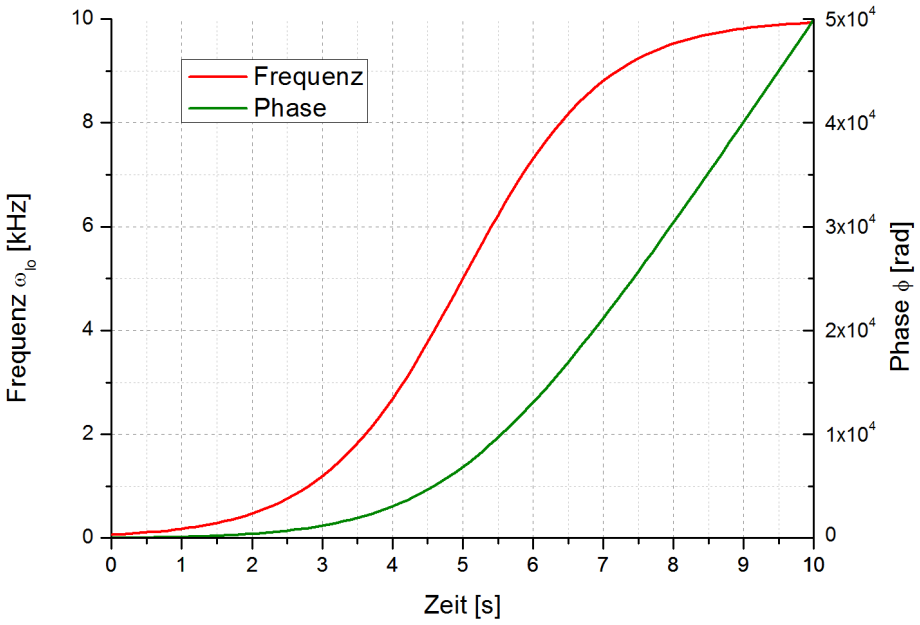

Abbildung 2.12.: *Verlauf der Phase und Frequenz des IQ-Signals für ein möglichst adiabatisches Umladen in die Drehimpulsfalle für t_0=5 und a=1.*

Die berechnete zeitliche Entwicklung von Frequenz und Phase ist in Abb. 2.12, für eine Beispielkonfiguration mit Wendepunktsposition $t_0 = 5$ und dem Parameter der Steigung $a = 1$, ersichtlich. Beim Vergleich des Frequenzverlaufs aus Abb. 2.11 mit dem aus Abb. 2.12 wird ersichtlich, dass der analytische Ausdruck für die Frequenz aus Gl. (2.20) einen ähnlichen Verlauf ergibt wie der berechnete optimale Verlauf.
Mithilfe der IQ-Modulation ist es in der Theorie möglich die Ansteuerfrequenz der AOMs in einer beliebigen Rampe zu verfahren um somit ein weitestgehend adiabatisches Umladen zwischen den Fallenkonfigurationen zu ermöglichen. Die Funktion wird als Abfolge von Datenpunkten mit den I- und Q-Werten erzeugt, die dann abgetastet und auf das Trägersignal aufgeprägt werden. Man erreicht so in Kombination mit dem vorgestellten interferometrischen Aufbau einen beliebigen Verlauf der Drehung der linearen Polarisation.

2.6. Grundlagen zur Ermittlung der spektralen Rauschleistungsdichte

Es existieren mehrere Ansätze das relative Phasenrauschen zweier Signalquellen, also unerwünschte Fluktuationen der Phase beider Signale relativ zueinander, zu bestimmen. Eine gängige Methode ist der Vergleich des zu testenden Gerätes mit einer Referenzsignalquelle mit geringerem, oder schlechtestenfalls gleichem Rauschen [27]. Werden die Signale beider Quellen in Quadratur in einen Phasendetektor oder Frequenzmischer eingespeist, gibt dieser eine variierende Spannung aus, die proportional zu auftretenden Phasenfluktuationen ist, wie aus den folgenden Gleichungen hervorgeht. Die beiden Eingangssignale sind von der Form

$$\begin{aligned} U_1(t) &= A \cdot \cos(\omega_1 t + \phi) \text{ und} \\ U_2(t) &= B \cdot \cos(\omega_2 t) \ , \end{aligned}$$

mit den Amplituden A und B, den Frequenzen ω_i der Signale sowie einer Phase ϕ. Für das Ausgangssignal des idealen Phasendetektors ergibt sich:

$$\begin{aligned} U(t) &= U_1(t) \cdot U_2(t) \\ &= A \ \cos(\omega_1 t + \phi) \cdot B \ \cos(\omega_2 t) \\ &= \frac{1}{2} AB \left[\cos\Big((\omega_1 + \omega_2) t + \phi \Big) + \cos\Big((\omega_1 - \omega_2) t + \phi \Big) \right] . \end{aligned}$$

Ein Tiefpassfilter nach dem Frequenzmischer filtert das unerwünschte hochgemischte Summensignal heraus. Haben beide Signalquellen dieselbe Frequenz und sind, abgesehen von Phasenfluktuationen $\delta\phi$, in Quadratur, gilt also $\phi = 90° + \delta\phi$, so erhält man:

$$\begin{aligned} U(t) &= \frac{1}{2} AB \ \cos\Big(\overbrace{(\omega_1 - \omega_2)}^{=0} t + (90° + \delta\phi) \Big) \\ &= \frac{1}{2} AB \left[\cos(90°) \ \cos(\delta\phi) - \sin(90°) \ \sin(\delta\phi) \right] \\ &= -\frac{1}{2} AB \ \sin(\delta\phi) \propto \delta\phi \ . \end{aligned}$$

Somit ist die Spannung die der Frequenzmischer ausgibt, für kleine $\delta\phi$, in erster Ordnung proportional zu diesen Phasenfluktutationen. Zu beachten ist, dass in dieser Betrachtung ein idealer Phasendetektor angenommen wurde, der multiplikativ arbeitet. Reale Mischer geben ein Signal der Form

$$U(t) = U_1(t) + U_2(t) + \frac{1}{2}(U_1(t) + U_2(t))^2$$

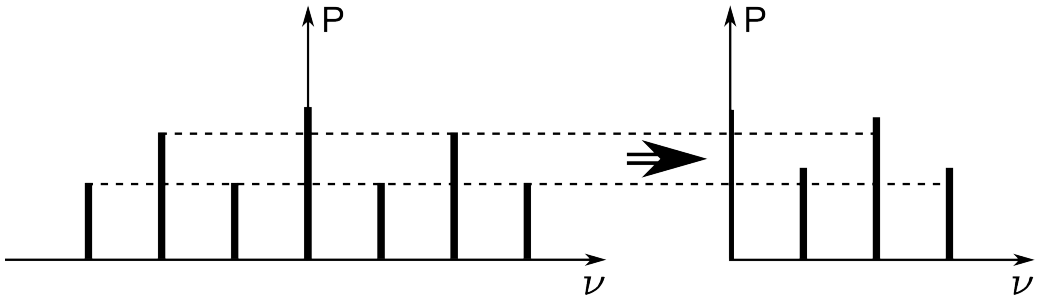

Abbildung 2.13.: *Schematische Darstellung der Spiegelung des Spektrums um 0 Hz durch den Mischer. P ist hier die Leistung und ν die Frequenz.*

aus, wobei die additiven Terme durch einen Tiefpass und der Offset durch einen DC-Blocker gefiltert werden.
Um die Rauschleistungsdichte zu berechnen, muss die gemessene Rauschleistung auf eine Leistungsreferenz bezogen werden. Zur Ermittlung des Phasenrauschens ist diese Referenz die Leistung des Schwebungssignals, welches man erhält, wenn die Signalquellen unterschiedliche Frequenzen aufweisen. Da die Rauschleistung in einer 1 Hz Bandbreite angegeben wird, muss die gemessene Rauschleistung auf 1 Hz normiert werden. Die relative spektrale Einseitenbandrauschleistungsdichte L_{SSB} ergibt sich dann nach [27] zu:

$$L_{\mathrm{SSB}}\left[\frac{\mathrm{dBc}}{\mathrm{Hz}}\right] = P_{\mathrm{R}}\,[\mathrm{dBm}] - P_{\mathrm{S}}\,[\mathrm{dBm}] - 10\,\log\left(k \cdot RBW\,[\mathrm{Hz}]\right) - G_{\mathrm{K}}\,(-G)\,. \tag{2.21}$$

Hierbei ist P_{R} die mit einem Spektrumanalysator gemessene Rauschleistung und P_{S} die Leistung des Schwebungssignals. Der dritte Term stellt die Normierung auf die 1 Hz Bandbreite dar; RBW ist die Auflösungsbandbreite des Spektrumanalysators, die angibt, um wieviel sich die Frequenzen zweier Signale unterscheiden müssen, damit diese als zwei getrennte Signale detektiert werden können. Der Faktor k hängt vom verwendeten Spektrumanalysator ab und berücksichtigt, dass die Rauschbandbreite breiter ist als die angegebene Auflösungsbandbreite. Dieser Faktor liegt typischerweise zwischen $k = 1,0$ und $k = 1,3$, weshalb der Einfluss auf L_{SSB} für niedrige RBW gering ist. Für die weiteren Betrachtungen und Berechnungen wurde $k = 1,1$ angenommen. Der Frequenzmischer spiegelt das untere Seitenband des Differenzsignals um 0 Hz herum in das obere Seitenband, wie in Abb. 2.13 veranschaulicht. Dadurch ergibt sich die doppelte Ausgangsspannung, was zur vierfachen Ausgangsleistung führt. Der letzte Term in Gl (2.21), $G_{\mathrm{K}} = 6\,\mathrm{dB}$, berücksichtigt dies. Gleichung (2.21) liefert die relative Einseitenbandrauschleistungsdichte beider Signalquellen zueinander; ist die Rauschleistungsdichte einer Signalquelle gesucht, muss ein weiterer Korrekturfaktor G eingerechnet werden. Dieser ist abhängig von der Differenz der Rauschleistungen beider Signalquellen und liegt im Allgemeinen zwischen $G = 0\,\mathrm{dB}$ für $\Delta P > 20\,\mathrm{dB}$ und $G = 3\,\mathrm{dB}$ falls beide Quellen gleiche Rauschleistungen haben [27, 28]. Um diesen Korrekturfaktor für beide im Experiment verwendeten Signalquel-

len bestimmen zu können, ist eine dritte Signalquelle mit bekannter Rauschleistung notwendig. Zur Charakterisierung der Stabilität des Steuersignals ist die Kenntnis des relativen Phasenrauschens beider Signale zueinander notwendig, weshalb in diesem Fall auf die Ermittlung und Berücksichtigung des Korrekturfaktors G verzichtet wird.

3. Aufbau des Experiments

In diesem Kapitel werden die für diese Arbeit erforderlichen Aufbauten sowie die Eigenschaften der wichtigsten elektronischen und optischen Komponenten erläutert. Zunächst wird der optische Aufbau des Polarisationsmanipulators und des Stokes-Analysators beschrieben, gefolgt von der elektronischen Ansteuerung und einem Konzept zur aktiven Stabilisierung des Polarisationsmanipulators.

3.1. Optischer Aufbau

Die gewählte Methode der Rotation des Polarisationsvektors erfordert die Überlagerung zweier separater Laserstrahlen, die in ihrer Frequenz um unterschiedliche Werte verschoben wurden. Der Frequenzunterschied zwischen den beiden Strahlen bestimmt die Frequenz, mit welcher sich der Polarisationsvektor dreht. Um überprüfen zu können, wie rein und kontrollierbar die sich drehende lineare Polarisation erzeugt werden kann, ist ein Aufbau notwendig, mit dessen Hilfe die Polarisationseigenschaften des Lichts vermessen werden können. In den folgenden Unterkapiteln wird auf die realisierten Aufbauten näher eingegangen.

3.1.1. Polarisationsmanipulator

Die Rotation der linearen Polarisation wird durch die Überlagerung eines links und eines rechts zirkular polarisierten Lichtfeldes realisiert, wobei diese eine relative Phasendifferenz zueinander aufweisen. Die für eine kontinuierliche Rotation der linearen Polarisation notwendige, zeitlich monoton steigende Phasendifferenz, kann durch die relative Verstimmung der Frequenz der Strahlen um $\Delta\nu_{RF}$ erreicht werden, die Rotationsfrequenz entspricht dann genau der Verstimmung. In Abb. 3.1 ist der komplette optische Aufbau zur Realisierung der Rotation des Polarisationsvektors gezeigt. Als Lichtquelle wird eine nicht frequenzstabilisierte Laserdiode[1] verwendet, die einmodig betrieben wird. Diese ist in einer Aluminiumhalterung befestigt und wird mithilfe einer Temperaturregelung auf einer vordefinierten Temperatur gehalten; hierbei dient ein Peltier-Element[2] als Stellglied. Die Laserdiode emittiert einen Strahl der nach dem Kollimator einen stark elliptischem Querschnitt aufweist. Das Verhältnis der mit einer Strahlprofil-Kamera[3]

[1] Toptica LD-0780-0200-1
[2] PE-071-14-15 LAIRD/SUPERCOOL
[3] WinCam D

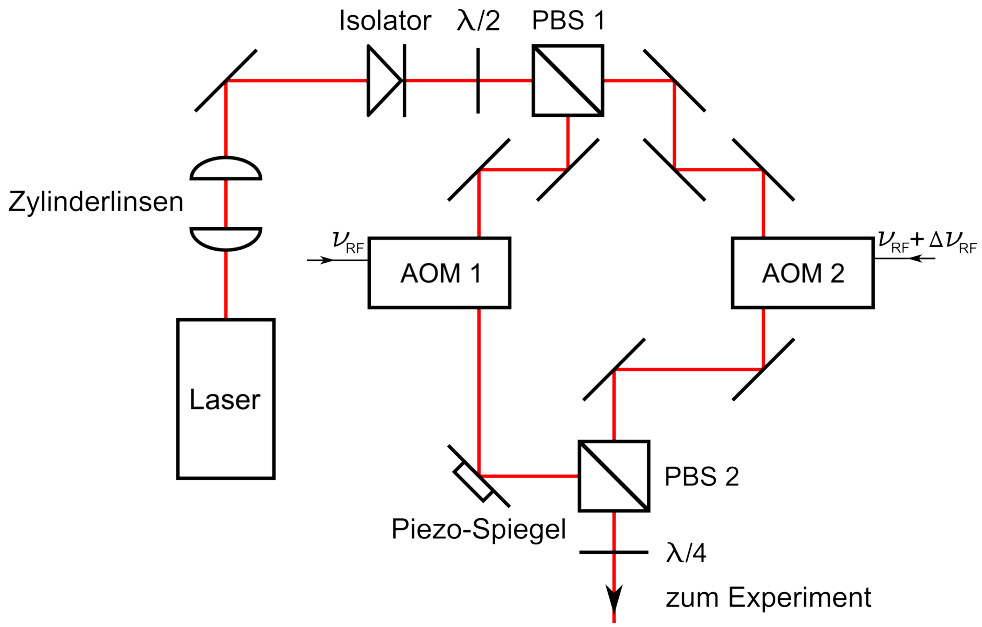

Abbildung 3.1.: *Aufbau zur Polarisationsmanipulation. Die beiden Zylinderlinsen dienen der Strahlformung, der nachfolgende Isolator unterdrückt rückreflektiertes Licht. Der erste Polarisationsstrahlteiler (PBS 1) teilt den Laserstrahl in zwei orthogonal polarisierte Strahlen auf, welche von den akusto-optischen Modulatoren (AOM) in der Frequenz um ν_{RF} verschoben werden. AOM 2 verschiebt die Frequenz zusätzlich um eine Verstimmungsfrequenz $\Delta\nu_{RF}$. Der folgende PBS 2 überlagert die Teilstrahlen räumlich und die λ/4-Verzögerungsplatte wandelt die resultierende Polarisation in lineare Polarisation um, deren Richtung zeitlich rotiert. Über den auf einem Piezo-Stellglied befestigten Spiegel kann eine Weglängenänderung und somit eine Verschiebung der Phase des Teilstrahles verursacht werden.*

im Fernfeld ermittelten $1/e^2$-Radien des zweidimensionalen, gaussförmigen Intensitätsprofils beträgt $0,97 : 1,79$ auf den beiden Hauptachsen. Der Laserstrahl wird im Querschnitt durch ein Teleskop, bestehend aus zwei Zylinderlinsen, annähernd rund geformt und auf ein Verhältnis der $1/e^2$-Radien von $0,54 : 0,49$ gebracht.

Im weiteren Verlauf durchläuft der Strahl einen optischen Isolator, der verhindert, dass Rückreflexe die Laserdiode beschädigen oder zu Modensprüngen führen. Im Diagramm in Abb. 3.2 ist die erreichte optische Ausgangsleistung des Lasers nach dem Isolator in Abhängigkeit des eingestellten Versorgungsstromes I_V zu sehen. Der Schwellwert für den Laserbetrieb, welcher sich aus dem linearen Fit an die Messwerte ab einem Versorgungsstrom von $I_V = 40\,\text{mA}$ (schwarze Kurve in Abb. 3.2) ergibt, liegt bei $I_V^S = 35\,\text{mA}$; bei einem niedrigeren Strom agiert die Laserdiode wie eine Leuchtdiode. Die optische Ausgangslaserleistung steigt ab $I_V = 35\,\text{mA}$ linear bis $P_O = 80\,\text{mW}$ bei $I_V = 200\,\text{mA}$ an. Da die Laserdiode bis zu einem Versorgungsstrom von maximal 220 mA spezifiziert ist, wurde die Strombegrenzung der verwendeten Lasersteuerung auf diesen Wert eingestellt. Nach dem Isolator ist das Licht unter einem Winkel von 45° be-

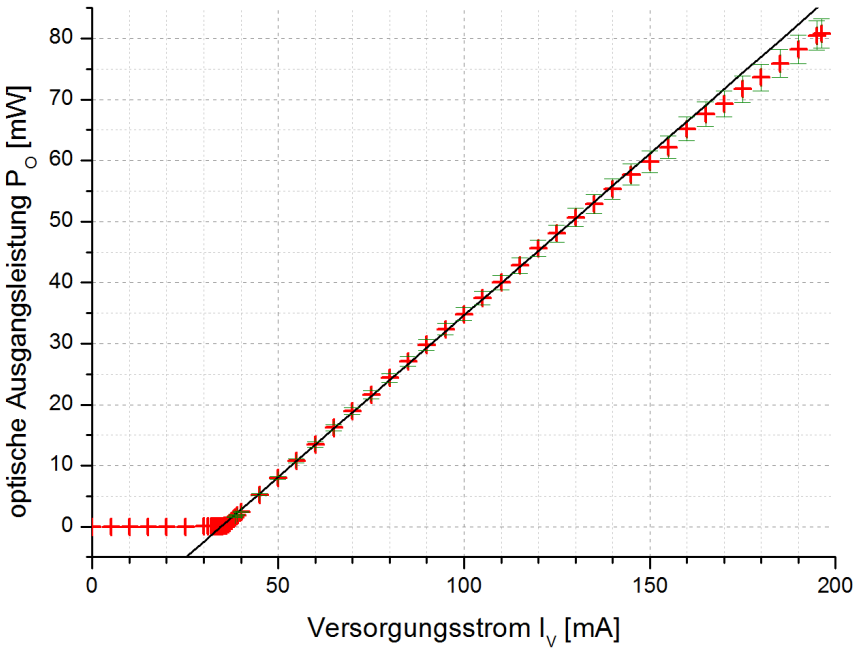

Abbildung 3.2.: *Optische Ausgangsleistung P_O des Lasers nach dem Isolator als Funktion des Versorgungsstroms I_V. Die schwarze Kurve ist ein linearer Fit an die Messwerte für $I_V > 40\,mA$. Der Schwellwert für den Laserbetrieb der Diode liegt bei 35 mA. Der angegebene relative Messfehler ist die Messunsicherheit laut Datenblatt des Thorlabs PM100D S121C Leistungsmessgerätes.*

züglich der Ebene des optischen Tisches linear polarisiert. Über die $\lambda/2$ Verzögerungsplatte nach dem Isolator kann das Aufteilungsverhältnis des nachfolgenden Polarisationsstrahlteilers, in Abb. 3.1 mit der Abkürzung PBS 1 bezeichnet, beeinflusst werden. Ein Polarisationsstrahlteiler transmittiert p-polarisiertes Licht und reflektiert s-polarisiertes Licht.
Die aufgeteilten Strahlen durchlaufen die AOMs[4], welche im Bragg-Regime (vergleiche Kapitel 2.4.1) justiert sind. Der Einstrahlwinkel wurde so gewählt, dass die $m = +1$. Beugungsordnung verwendet werden kann. Die erreichten Beugungseffizienzen liegen bei 70% für AOM 1 und 60% für AOM 2. Diese Differenz in der Effizienz kann in der unterschiedlichen Polarisation der beiden Lichtfelder begründet sein. Die resultierenden optischen Leistungen nach den AOMs wurden, durch Anpassung der Leistung der elektronischen Ansteuerung von AOM 1, auf $20\,\mu W$ genau angeglichen, um zu gewährleisten, dass bei der Superposition der Teilstrahlen rein linear polarisiertes Licht entsteht. Der Strahl in der $m = 0$. Beugungsordnung wird nicht weiter verwendet. Einer der beiden Strahlen in der $m = +1$. Beugungsordnung wird vom AOM 1 in der Frequenz um $\nu_{RF} = 100\,\text{MHz}$ und der andere vom AOM 2 um $\nu_{RF} = 100\,\text{MHz} + \Delta\nu_{RF}$ verschoben.

[4]Crystal Technology 3100-125

Am zweiten Polarisationsstrahlteiler (PBS 2) werden die beiden gebeugten Strahlen überlagert, die anschließende $\lambda/4$-Verzögerungsplatte transformiert die linearen Polarisationen der beiden Strahlen in links und rechts zirkulare Polarisation. Die Überlagerung der zirkular polarisierten Strahlen resultiert in einer linearen Polarisation, deren Winkel von der relativen Phasendifferenz beider Teilstrahlen abhängt. Werden beide AOMs mit unterschiedlichen, konstanten Frequenzen angesteuert, führt dies zu einer kontinuierlich anwachsenden Relativphase $\Delta\phi \propto t$, woraus eine Rotation der linearen Polarisation resultiert.

3.1.2. Stokes-Analysator

Zur Charakterisierung der Polarisation wird der Stokes-Vektor bestimmt. Dies erfolgt mit dem in Abb. 3.3 gezeigten Aufbau. Das Licht, welches vom Polarisationsmanipulator kommt, wird über 50:50 Strahlteiler zu den drei Messarmen geleitet, in welchen jeweils eine Komponente des Stokes-Vektors bestimmt wird. Jeder Messarm besteht aus einem Polarisationsstrahlteiler (PBS) und zwei Photodioden[5], welche die optische Leistung des horizontal und vertikal polarisierten Anteils messen. Zu beachten ist, dass das Signal-Rausch-Verhältnis in den S_2- und S_3-Armen geringer ist als im S_1-Arm, da im S_2- und S_3-Arm jeweils nur 25% der gesamten optischen Leistung zur Verfügung stehen und im S_1-Arm 50%.
Um etwaige Imperfektionen im Verhalten der Strahlteiler berücksichtigen zu können, wurden diese charakterisiert. Im Falle der 50:50 Strahlteiler wurde dazu die transmittierte und die reflektierte optische Leistung des Laserstrahls für horizontale sowie vertikale Polarisation gemessen. Die Vermessung der 50:50 Strahlteiler ergab die in Tab. 3.1 aufgeführten Werte für das tat-

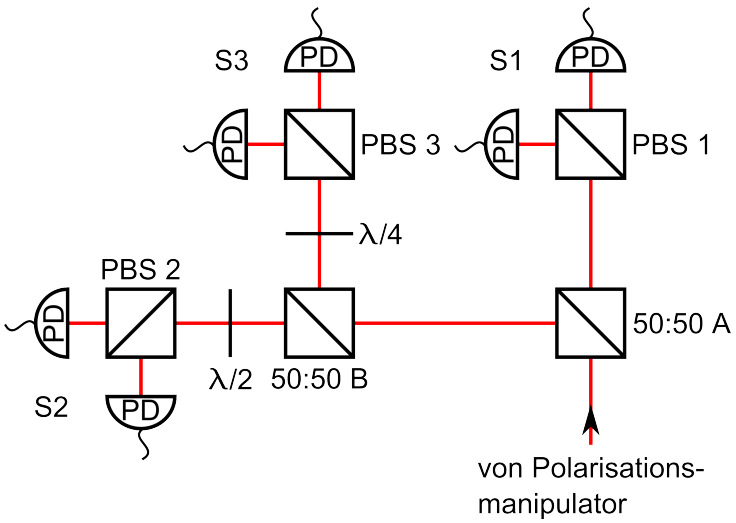

Abbildung 3.3.: *Aufbau zur Bestimmung des Stokes-Vektors. In den drei Armen werden mithilfe der Photodioden (PD) die horizontalen und vertikalen (S_1), ±45° (S_2) sowie die zirkularen (S_3) Anteile der Polarisation bestimmt.*

[5]Thorlabs FDS100

Strahlteiler A	transmittiert	reflektiert
vertikal polarisiert	$(59,06 \pm 0,34)\,\%$	$(40,94 \pm 0,34)\,\%$
horizontal polarisiert	$(59,04 \pm 0,32)\,\%$	$(40,96 \pm 0,32)\,\%$
Strahlteiler B		
vertikal polarisiert	$(57,74 \pm 0,33)\,\%$	$(42,26 \pm 0,30)\,\%$
horizontal polarisiert	$(57,69 \pm 0,08)\,\%$	$(42,31 \pm 0,08)\,\%$

Tabelle 3.1.: *Gemessene Aufteilungsverhältnisse der 50:50 Strahlteiler für horizontal und vertikal polarisiertes Licht.*

Strahlteiler A	Reflektivität	Phasenschub
	$(97,04 \pm 0,71)\,\%$	$(-0,60 \pm 0,24)10^{-2}\pi$
	$(91,75 \pm 0,54)\,\%$	$(-1,56 \pm 0,19)10^{-2}\pi$
	$(94,61 \pm 0,37)\,\%$	$(-0,78 \pm 0,13)10^{-2}\pi$
Strahlteiler B		
	$(88,52 \pm 0,49)\,\%$	$(-2,57 \pm 0,21)10^{-2}\pi$
	$(92,75 \pm 0,54)\,\%$	$(-3,04 \pm 0,21)10^{-2}\pi$
	$(93,20 \pm 0,30)\,\%$	$(-2,13 \pm 0,12)10^{-2}\pi$

Tabelle 3.2.: *Ermittele Reflektivität und Phasenschub des p-polarisierten Anteils des von den 50:50 Strahlteilern reflektierten Lichtes für verschiedene Positionierungen des Strahlteilers. Die Fehler wurden mittels Standardabweichung berechnet.*

sächliche Aufteilungsverhältnis der Leistung. Hierbei wurde über mehrere Messungen gemittelt und die angegebenen Fehler mittels Standardabweichung berechnet. Zusätzlich muss untersucht werden, ob die 50:50 Strahlteiler die Polarisation bei der Spiegelung erhalten, da p- und s-polarisiertes Licht unterschiedliche Reflexionskoeffizienten aufweisen und der p-polarisierte Anteil einen Phasenschub erfährt. Um den Phasenschub mittels Jones-Formalismus berechnen zu können, wurden die Komponenten des Stokes-Vektors des vom 50:50 Strahlteiler reflektierten Lichtes bestimmt. Dazu wurde mit einer $\lambda/2$-Verzögerungsplatte vor dem 50:50 Strahlteiler A in Abb. 3.3 eine 45° Polarisation des Laserstrahles hergestellt, wobei die Justage über den S_1-Arm erfolgte; Strahlteiler B wurde entfernt. Nach dem Strahlteiler A wurde abwechselnd eine $\lambda/2$- und eine $\lambda/4$-Verzögerungsplatte eingefügt und die Photodiodenspannungen aus dem S_2-Arm mittels Speicheroszilloskop ausgelesen. Derselbe Vorgang wurde für den Strahlteiler B wiederholt. Die aus den Stokes-Parametern errechneten Phasenschübe und Reflektivitäten sind in Tab. 3.2 eingetragen. Der Unterschied in der transmittierten und reflektierten Leistung ist unproblematisch, da zur Normierung des Stokes-Parameters die optische Laserleistung im jeweiligen Arm herangezogen wird. Eine Polarisationsänderung muss allerdings berücksichtigt und korrigiert werden, da hierdurch die Messwerte verfälscht werden.

Zur Charakterisierung der PBS wurde ein Arm des Polarisationsmanipulators abgedeckt und der verbleibende Strahl zusätzlich durch einen Polarisator weiter polarisationsgereinigt. Es wurden die Fälle einer rein horizontalen und einer rein vertikalen Polarisation untersucht. Das Signal

	p-Polarisation reflektiert, f_H	s-Polarisation transmittiert, f_V
PBS 1	$(0,77 \pm 0,16)\,\%$	$(0,36 \pm 0,15)\,\%$
PBS 2	$(0,79 \pm 0,08)\,\%$	$(0,14 \pm 0,02)\,\%$
PBS 3	$(1,02 \pm 0,09)\,\%$	$(0,28 \pm 0,04)\,\%$

Tabelle 3.3.: *Anteil des horizontal beziehungsweise vertikal polarisierten Lichts, der reflektiert beziehungsweise transmittiert wird und somit das Messergebnis verfälscht.*

der Photodioden an den beiden Ausgängen des betrachteten PBS wurde anschließend mit einem Oszilloskop aufgenommen und der fehlgeleitete Anteil ermittelt. In Tab. 3.3 sind die Abweichungen vom idealen Verhalten der Polarisationsstrahlteiler aufgeführt. Auch hier wurde über mehrere Messungen gemittelt und die angegebenen Fehler mittels Standardabweichung berechnet. Die Werte in der Tabelle geben den prozentuellen Anteil des p-polarisierten Lichts an, der anstatt transmittiert zu werden reflektiert wird und somit zur gemessenen Intensität der vertikalen Polarisation beiträgt, sowie entsprechend den Anteil des s-polarisierten Lichts, der transmittiert wird. Diese Abweichungen müssen bei der Berechnung der Stokes-Vektoren berücksichtigt werden.

Die $\lambda/2$-Verzögerungsplatte im S_2-Arm dreht die Polarisation des zu charakterisierenden Strahls um 45° und ermöglicht die Bestimmung der S_2-Komponente des Stokes-Vektors. Die $\lambda/4$-Verzögerungsplatte transformiert den zirkular polarisierten Anteil des Lichts in eine lineare Polarisation und ermöglicht somit die Bestimmung der S_3-Komponente. Analog zu den Strahlteilerwürfeln können auch die Verzögerungsplatten aufgrund von Abweichungen vom idealen Verhalten die Messungen des Stokes-Vektors verfälschen. Durch unterschiedliche Schichtdicken oder Unebenheiten in der Oberfläche der Verzögerungsplatten kann es zu abweichenden Verzögerungen der Komponenten des Lichtfeldes kommen. Eine Kontrollmessung, die bei der $\lambda/2$ Verzögerungsplatte durchgeführt wurde, zeigte keine auffälligen Abweichungen vom gewünschten Verhalten. Zur Vermessung der Verzögerungsplatte wurde der Strahl wie bei der Vermessung der PBS polarisationsbereinigt. Das Licht wurde dann durch die Verzögerungsplatte geleitet und das Signal zweier Photodioden, die sich an den Ausgängen eines PBS befanden aufgezeichnet. Durch die Rotation der Verzögerungsplatte erhält man ein sinusförmiges Signal, wobei die Signale der Photodioden eine Phasendifferenz von 180° aufweisen. Da das Signal den ohne $\lambda/2$ Verzögerungsplatte beobachtbaren Kontrast von 95 % aufwies, kann davon ausgegangen werden, dass die Polarisation linear bleibt und somit keine signifikanten negativen Einflüsse ausgeübt werden. Die $\lambda/4$-Verzögerungsplatten verhalten sich wie erwartet, solange der Strahl durch den Mittelpunkt der Platte verläuft. Wird sie abseits durchquert, zeigt sich ein stark asymmetrisches Verhalten wenn man den Verlauf der Photodiodenspannungen bei Rotation der Verzögerungsplatte betrachtet. Dies könnte auf Unebenheiten oder Inhomogenitäten des doppelbrechenden Elementes zurückzuführen sein.

Der Messaufbau zur Bestimmung des Stokes-Vektors enthält insgesamt sechs vorgespannte

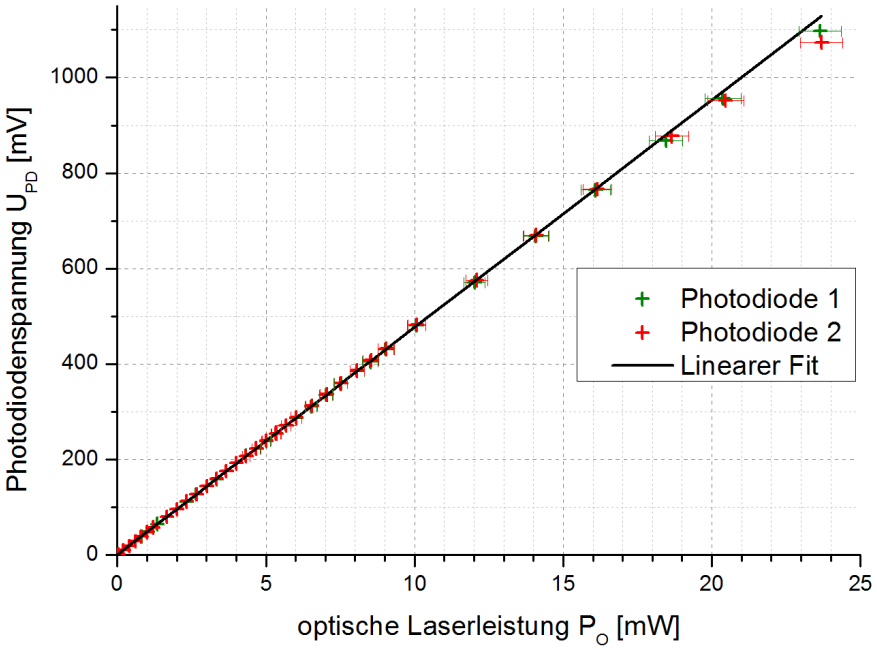

Abbildung 3.4.: *Kennlinie zweier Photodioden. Bis 19 mW optischer Laserleistung sind beide linear und vergleichbar, für höhere Leistungen beginnt die Kennlinie abzuflachen. Da die Unterschiede in den linearen Fits an die beiden Kennlinien marginal sind, wurde nur ein Fit eingezeichnet. Eingezeichnet ist die Messunsicherheit laut Datenblatt des Thorlabs Leistungsmessgerätes.*

Photodioden gleichen Typs. Die Vorspannung beträgt 18V und wird über zwei 9V Blockbatterien realisiert. Die interne Beschaltung der Photodioden findet sich in Abb. A.2 im Anhang. In Abb. 3.4 sind die Kennlinien zweier Photodioden aus einem Arm gegenübergestellt. Da eine Photodiode einen zur Intensität des einfallenden Lichts proportionalen Strom ausgibt, werden alle Photodioden in Serienschaltung mit einem Widerstand von 100 Ω betrieben, um den Strom in eine auswertbare Spannung umzuwandeln. Die Kennlinien beider Photodioden bleiben über einen weiten Bereich der Laserleistung linear und beinahe ident. Ein linearer Fit an beide Kennlinien ergibt

$$U_{PD} = (1,10 \pm 0,25)\,\mathrm{mV} + (47,56 \pm 0,04)\,\mathrm{mV/mW} \cdot P_O \text{ für Photodiode 1 und}$$
$$U_{PD} = (1,11 \pm 0,25)\,\mathrm{mV} + (47,60 \pm 0,04)\,\mathrm{mV/mW} \cdot P_O \text{ für Photodiode 2.}$$

3.2. Aufbau der elektronischen Ansteuerung

In diesem Unterkapitel werden die Komponenten und deren Funktion zur Steuerung der AOMs sowie ein noch zu realisierendes Konzept zur aktiven Stabilisierung des Polarisationsmanipulators beschrieben.

3.2.1. Ansteuerung der AOMs

In Abb. 3.5 ist der Aufbau zur Ansteuerung der beiden AOMs dargestellt. Das Steuersignal für beide AOMs wird von einem Vektorsignalgenerator[6] (VSG) erzeugt, welcher unter anderem über einen variablen Ausgang, einen Referenzausgang und einen IQ Modulator verfügt. Die Ansteuerung des verstimmbaren AOM 2 erfolgt über den variablen Ausgang des VSG, welcher Signale in einem Frequenzbereich von 250 kHz bis 3 GHz mit einem Pegel von bis zu 13 dBm ausgeben kann. Der IQ-Modulator wird benötigt, um die Verstimmung von AOM 2 in einer beliebig definierbaren Rampe variieren zu können. Das Signal des IQ-Modulators wird intern im Vektorsignalgenerator anhand von Werten aus einer im Gerätespeicher hinterlegten Tabelle erzeugt. Der mit einer konstanten Frequenz betriebene AOM 1 wird über den Referenzausgang des VSG angesteuert, welcher ein 10 MHz Signal mit einem Pegel von 5,4 dBm liefert. Beide AOMs werden mit einer Grundfrequenz von $\nu_{\mathrm{RF}} = 100\,\mathrm{MHz}$ betrieben. Da der Referenzausgang nur $\nu_{\mathrm{Ref}} = 10\,\mathrm{MHz}$ liefern kann, ist ein Frequenzverzehnfacher[7] notwendig. Der Vervielfacher wird bei einer Versorgungsspannung von $U_+ = 7,5\,\mathrm{V}$ betrieben und liefert das in Abb. 3.6 gezeigte Ausgangsspektrum. Die Seitenbänder bei 90 MHz, 110 MHz sowie die

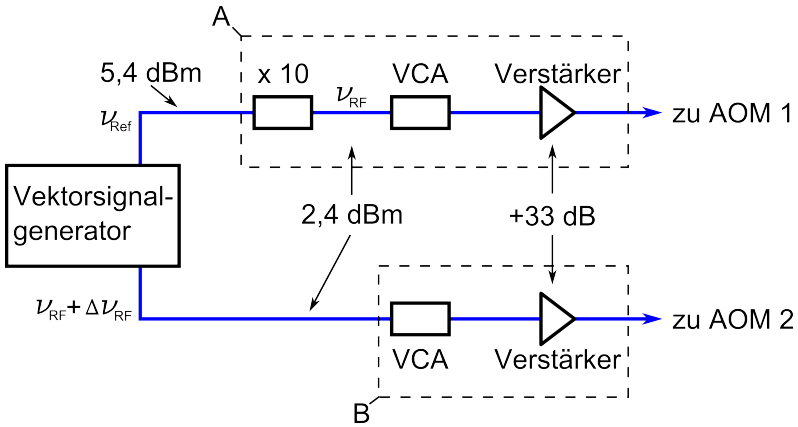

Abbildung 3.5.: *Aufbau der elektronischen Ansteuerung der beiden AOMs. Die RF-Signale für die AOMs stammen vom Vektorsignalgenerator (VSG) und lassen sich über spannungsgesteuerte Abschwächer (VCA, englisch für Voltage Controlled Attenuator) in ihrer Amplitude modulieren. A und B bezeichnen die beiden Signalstrecken.*

[6] Agilent N5182A MXG
[7] Holzworth HX4110

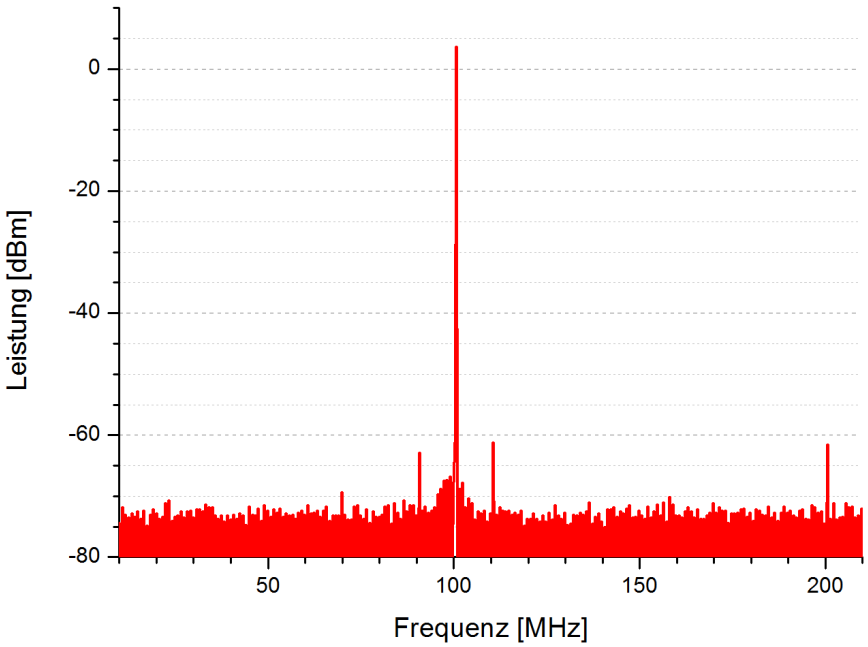

Abbildung 3.6.: *Einseitenband-Spektrum des RF-Signals nach dem Frequenzverzehnfacher, mit* $3,7\,dBm$ *Leistungsspitze bei* $100\,MHz$ *und Nebenmaxima bei* $90\,MHz$, $110\,MHz$ *und* $200\,MHz$.

höheren Harmonischen bei 200 MHz sind um mindestens 60 dB unterdrückt und sollten daher keine signifikanten Störungen verursachen. Die Ausgangsleistung des Frequenzvervielfachers liegt bei 2, 4 dBm. Abbildung 3.7 zeigt das Einseitenband-Phasenrauschen des Vervielfachers, welches vom Hersteller gemessen wurde [29]. Das Phasenrauschen ist mit Werten zwischen $-135\,\mathrm{dBc/Hz}$ und $-160\,\mathrm{dBc/Hz}$ sehr niedrig und bleibt für weite Frequenzbereiche unterhalb des Rauschlevels des verwendeten Spektrumanalysators[8], welches bei $-135\,\mathrm{dBc/Hz}$ liegt. Um die Pegel der Ansteuersignale anpassen zu können, werden spannungsgesteuerte Abschwächer[9] (VCA) verwendet. Diese werden mit einer Versorgungsspannung $U_+ = 3\,\mathrm{V}$ betrieben. Über eine Kontrollspannung U_{Kont} zwischen 0 V und 17 V kann die Abschwächung gewählt werden. In Abb. 3.8 sind die gemessenen Abschwächungen der beiden VCAs in Abhängigkeit der eingestellten Kontrollspannung eingezeichnet. Ist keine Kontrollspannung angelegt, verringert der Abschwächer das Eingangssignal um 66 dB. Wird U_{Kont} erhöht, sinkt die Abschwächung ab $U_{\mathrm{Kont}} = 0,7\,\mathrm{V}$ zunächst sehr schnell, bis die Kurve bei $U_{\mathrm{Kont}} = 1,5\,\mathrm{V}$ langsam abflacht. Spannungen über 7 V haben nur noch einen geringen Einfluss auf die Abschwächung. Die Kontrollspannungen sollen über einen Computer gesteuert werden, welcher Spannungen in einem Bereich von 0 V bis 10 V ausgeben kann. Dieser Bereich ist ausreichend, da die Abschwächung

[8] Agilent E4407B ESA-E
[9] Mini-Circuits ZX73-2500-S+

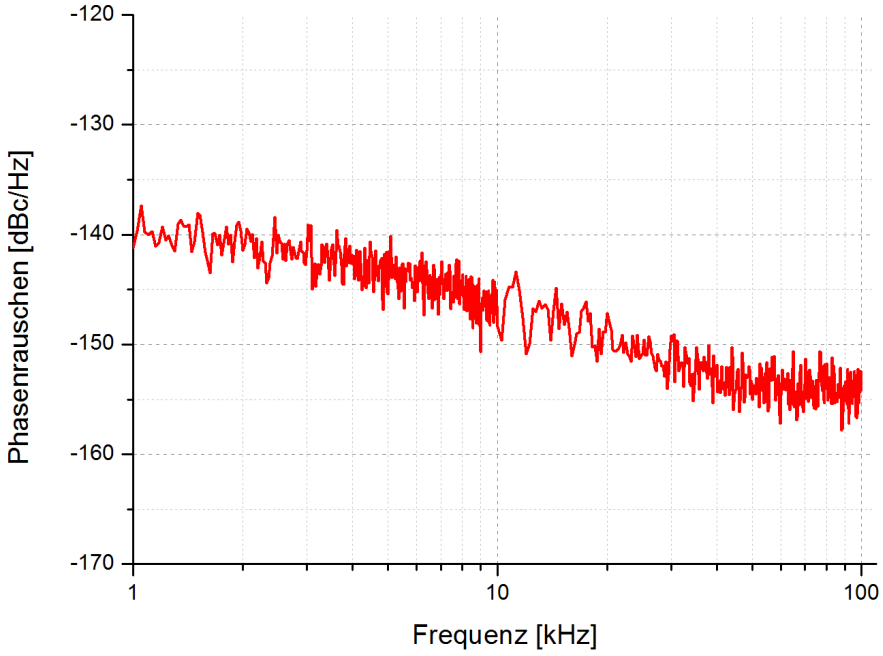

Abbildung 3.7.: *Relatives Einseitenband-Phasenrauschspektrum des Frequenzverzehnfachers. Die Werte für dieses Rauschspektrum wurden aus dem Datenblatt des Holzworth Frequenzverzehnfachers entnommen [29].*

der VCAs ab 7 V annähernd konstant ist. Der für eine Ansteuerung über den Computer notwendige Zusammenhang wird durch folgenden Fit an eine empirisch gefundene Fitfunktion für $U_{\text{Kont}} > 0,7\,\text{V}$ gut wiedergegeben:

$$D_{\text{VCA}}\,[\text{dB}] = (390,60 \pm 43,33)\; e^{-\frac{U_{\text{Kont}}\,[\text{V}]}{0,32\pm0,02}} + (25,16 \pm 2,83)\; e^{-\frac{U_{\text{Kont}}\,[\text{V}]}{2,64\pm0,43}} + \\ +(1,87 \pm 0,63) \text{ für VCA A sowie}$$

$$D_{\text{VCA}}\,[\text{dB}] = (298,73 \pm 48,24)\; e^{-\frac{U_{\text{Kont}}\,[\text{V}]}{0,39\pm0,04}} + (21,12 \pm 5,78)\; e^{-\frac{U_{\text{Kont}}\,[\text{V}]}{2,86\pm0,88}} + \\ +(2,3 \pm 0,77) \text{ für VCA B.}$$

Abbildung 3.8 zeigt, zusätzlich zu den Messdaten, den Fit an die Messwerte für VCA A, wobei die Fehlerintervalle nicht abgebildet sind. Die AOMs werden über Verstärker[10], deren Verstärkung bei jeweils 33 dB liegt, angesteuert. Die Versorgungsspannung, mit der die Verstärker betrieben werden, beträgt $U_+ = 24\,\text{V}$. Der 1-dB-Kompressionspunkt liegt bei 0 dBm Eingangsleistung, weshalb darauf geachtet wurde, dass die Eingangsleistung unter 0 dBm bleibt. Für höhere Leistungen verhält sich die Ausgangsleistung nicht mehr linear zur Eingangsleistung

[10] Mini-Circuits ZHL-1-2W-S

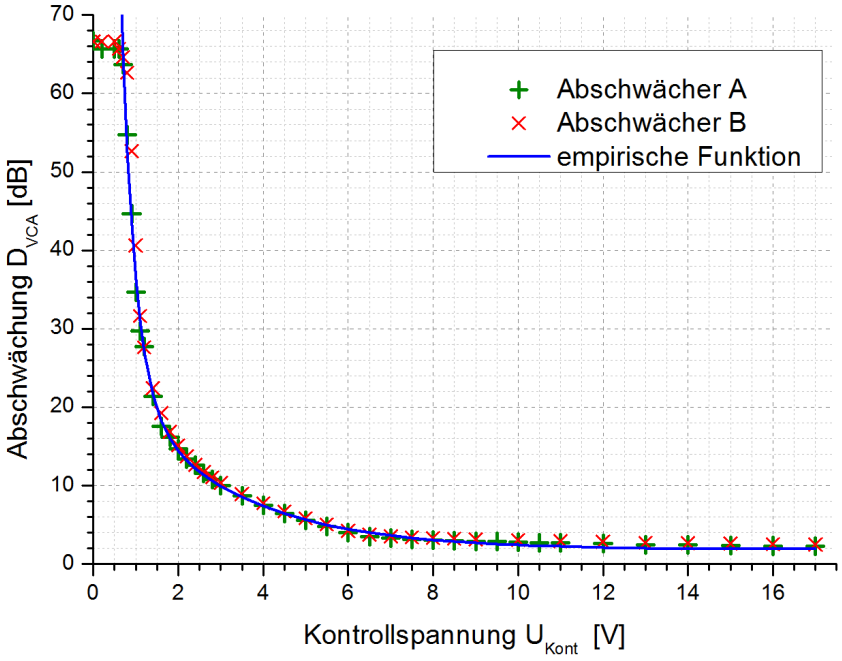

Abbildung 3.8.: *Abschwächung beider spannungsgesteuerter Abschwächer bei einer Versorgungsspannung von* $U_+ = 3\,\mathrm{V}$.

und die Verstärkung nimmt ab.

3.2.2. Konzept zur aktiven Stabilisierung

Abbildung 3.9 zeigt einen möglichen und im Rahmen dieser Arbeit nicht umgesetzten Aufbau der aktiven Stabilisierung. Das Signal zur Ansteuerung des AOMs wird nach den Verstärkern mithilfe eines Richtkopplers[11] in ein um $0,5\,\mathrm{dBm}$ abgeschwächtes Hauptsignal (dunkelblaue Linie in Abb. 3.9) und ein um $20\,\mathrm{dB}$ abgeschwächtes Messsignal (braune Linie in Abb. 3.9) aufgeteilt. Der folgende IQ-Demodulator[12], als Umkehrung des IQ-Modulators, gibt ein Signal aus, welches von der Relativphase zwischen Lokaloszillator (LO) und Radiofrequenz (RF) Eingang abhängig ist, wobei die Ausgänge I und Q 90° zueinander phasenverschoben sind. Weisen die LO und RF Eingangssignale eine relative Verstimmung $\Delta\nu_{RF}$ zueinander auf, so alternieren

[11] Mini-Circuits ZFDC-20-3-S+
[12] Mini-Circuits ZFMIQ-100M

die I und Q Ausgangssignale mit $\Delta\nu_{RF}$. Dies wird mit Gl. (2.18) ersichtlich, wonach gilt

$$\begin{aligned} S_{out} &= A\,B\Big(\cos(\omega_{\mathrm{IQ}}\,t)\cos(\omega_{\mathrm{LO}}\,t) - \sin(\omega_{\mathrm{IQ}}\,t)\sin(\omega_{\mathrm{LO}}\,t)\Big) \\ C\cos(\omega_{\mathrm{RF}}t) &= A\,B\cos((\omega_{IQ}+\omega_{\mathrm{LO}})t) \\ \Rightarrow \omega_{\mathrm{RF}} &= \omega_{IQ}+\omega_{\mathrm{LO}} \\ \omega_{\mathrm{RF}}-\omega_{\mathrm{LO}} &= 2\pi\Delta\nu_{\mathrm{RF}} = \omega_{IQ}\,. \end{aligned}$$

Die erhaltenen I und Q Ausgangssignale entsprechen somit in ihrer Form den S_1 und S_2 Signalen. Die S_1 und S_2 Signale werden von der Schaltung in Abb. A.3 im Anhang aus den Photodiodensignalen im Stokes-Analysator generiert, indem die Differenz der Spannungen der Photodioden gebildet und durch die Summe der Photodiodenspannungen dividiert wird. Der Phasendetektor[13] vergleicht das S_1 und S_2 Signal mit dem I und Q Signal und gibt eine Spannung proportional zur Relativphase aus. I und Q stellen hierbei die Soll-Signale dar, S_1 und S_2 die Ist-Signale. Die vom Phasendetektor ausgegebene Spannung wird dann an den Phasenschieber[14] angelegt (grüne Linie in Abb. 3.9), der die Phase des Hauptsignals proportional zur Spannung um bis zu 180° verschieben kann. Zur Korrektur niederfrequenter Störungen mit

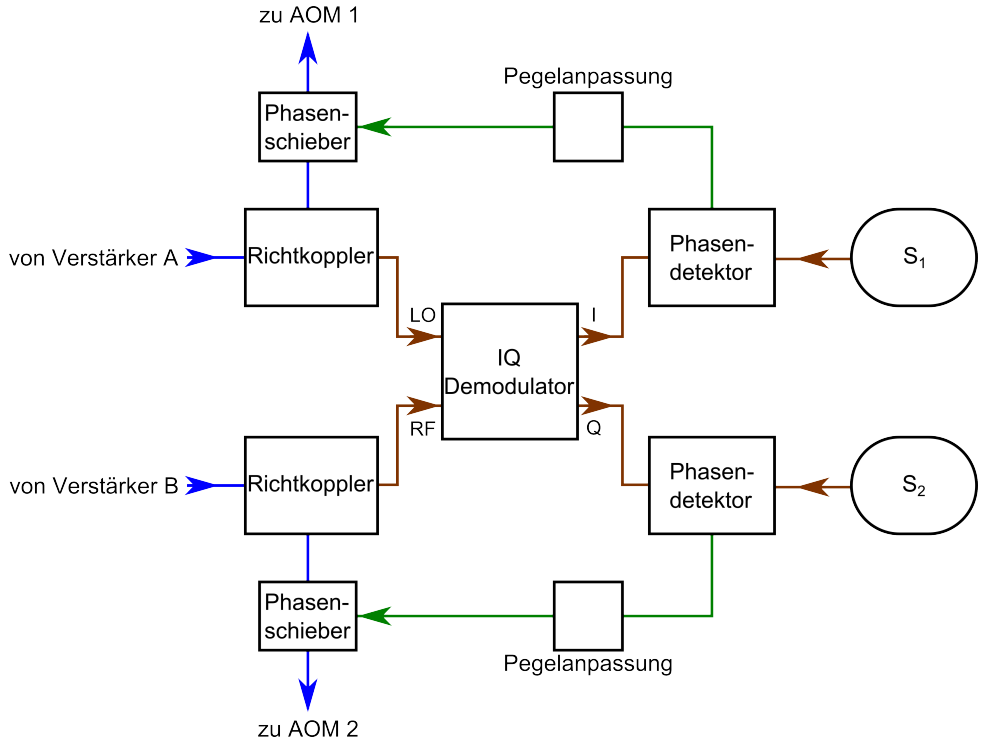

Abbildung 3.9.: *Aufbau zur aktiven Stabilisierung des Polarisationsmanipulators. Die Linien in dunkelblau zeigen den Verlauf des Hauptsignals, die Linien in braun die verglichenen Messgrößen und die Linien in grün das Steuersignal.*

[13] Mini-Circuits ZRPD-1+
[14] Mini-Circuits JSPHS-150+

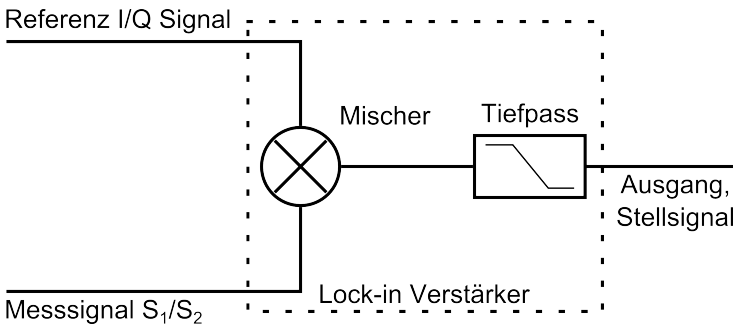

Abbildung 3.10.: *Schemazeichnung des Aufbaus eines Lock-in Verstärkers.*

hoher Amplitude dient der auf einem Piezo-Stellglied befestigte Spiegel in Abb. 3.1, welcher ebenfalls über das Signal des Phasendetektors gesteuert wird. Da das Piezo-Stellglied nur bis wenige kHz arbeiten kann ist eine Frequenzweiche notwendig, welche die niedrigen Frequenzen zum Piezo-Stellglied leitet und die hohen Frequenzen zum Phasenschieber. Ein mögliches Problem dieses Konzeptes ist der fequenzabhängige Phasenschub der durch den AOM verursacht wird und der dazu führen kann, dass die Regelung nicht ausreichend stabil ist und es weiters zu Unregelmäßigkeiten beim adiabatischen Erhöhen der Rotationsfrequenz kommt.
Es muss beachtet werden, dass der hier vorgeschlagene Phasendetektor erst ab einer Mindestfrequenz von 1 MHz spezifiziert ist, weshalb alternative Methoden zum Vergleich der Soll- und Ist-Signale erforderlich sind. Eine denkbare Alternative zum Phasendetektor wäre die Verwendung eines Lock-in Verstärkers. In Abb. 3.10 ist das Funktionsschema dargestellt. Der Lock-in Verstärker ist auch für niedrigere Frequenzen im Hertz-Bereich in der Lage, die Phase eines Ist-Signales mit der eines Referenzsignals gleicher Frequenz zu vergleichen. Dies erfolgt indem er das Soll- und das Ist-Signal mithilfe eines Mischers multipliziert und die hochgemischte Komponente durch einen Tiefpass filtert. Der Verstärker gibt eine zur Phasendifferenz proportionale Gleichspannung aus, die als Stellsignal verwendet werden kann.

4. Messungen

In diesem Kapitel werden die vorgenommenen Messungen zum Rauschverhalten der optischen und elektronischen Aufbauten sowie zur Bestimmung der Polarisation näher erläutert. Fluktuationen in der Phasenbeziehung der beiden Teilstrahlen im Interferometer verursachen eine Winkeländerung der linearen Polarisation. Diese Fluktuationen können ihre Ursache sowohl im optischen Aufbau als auch in der elektronischen Ansteuerung haben. Aus diesem Grund wurde sowohl das Phasenrauschen der elektronischen Komponenten als auch die Stabilität des optischen Aufbaus untersucht. Zuletzt werden Messungen zur Charakterisierung der Polarisationsrotation beschrieben.

4.1. Rauschen der elektronischen Ansteuerung

Das Rauschen der elektronischen Komponenten sind ungewollte Fluktuationen der in den Komponenten verarbeiteten Signale und Instabilitäten der Phasenbeziehung der einzelnen Ausgangssignale zueinander. Diese können mehrere Ursachen haben, wie zum Beispiel Schwankungen der Versorgungsspannung und Temperaturabhängigkeiten der Komponenten. In diesem Unterkapitel wird untersucht, ob das Rauschen der gewählten elektronischen Ansteuerung den Anforderungen an die Stabilität des Steuersignals erfüllt und eine fehlerarme Beeinflussung der Polarisation gewährleistet werden kann.

4.1.1. Messaufbau

Um den Beitrag der einzelnen Komponenten auf das Rauschen des Ansteuersignals zu untersuchen, wurden die notwendigen Messungen nach jedem Bauteil durchgeführt. In Abb. 4.1 ist der verwendete Aufbau dargestellt. Der Aufbau in Abb. 4.1 entspricht dem zur Ansteuerung der AOMs in Abb. 3.5, wobei das Signal für die einzelnen Messungen jeweils an einem von insgesamt vier Messpunkten abgegriffen wurde. Wie im Kapitel 2.6 erläutert, wurden die Signale der beiden Quellen um 90° phasenverschoben in die RF und LO Eingänge des Frequenzmischers[1] eingespeist, wobei das Signal vom Referenzausgang am LO Eingang angeschlossen war. Die unerwünschten Summenfrequenzen und Harmonischen wurden durch einen 1, 9 MHz Tiefpass-

[1] Mini-Circuits ZFM-2+

filter[2] unterdrückt. Bei der Messung des finalen Ansteuersignals nach den Verstärkern (Messpunkt 4) war ein 15 dB Abschwächer[3] notwendig, der 2 W Leistung abführen kann, um den Frequenzmischer nicht zu beschädigen. An den Zwischenfrequenz Ausgang (I) des Mischers wurde der Spektrumanalysator[4] angeschlossen und das relative Phasenrauschen im Bereich von 0 bis 110 kHz ermittelt.

4.1.2. Vermessung des Phasenrauschens mit dem Spektrumanalysator

Alle Messungen in diesem Unterkapitel liefen nach folgendem Schema ab: Das gemischte Signal vom Mischer wurde in den Spektrumanalysator eingespeist, dessen interne Abschwächung für alle Messungen mit dem Minimalwert von 5 dB und das Referenzlevel mit −15 dBm festgelegt wurde, um die Messungen vergleichbar zu machen. Die Auflösungsbandbreite wurde auf 1 kHz eingestellt, der niedrigste Wert der mit diesem Gerät möglich ist. Zunächst wurden die beiden Signale um $\nu_S = 100\,\text{kHz}$ verstimmt um das Schwebungssignal zu vermessen, weshalb das Referenzlevel über die Leistung des Schwebungssignals angehoben werden musste, um die Leistung korrekt ermitteln zu können. Im Anschluss wurde die Messung mit gleichen Frequenzen durchgeführt und das Rauschspektrum aufgenommen, wobei über 10 Messungen gemittelt wurde. Die erhaltenen Messwerte wurden über Gl. (2.21) in das relative Einseitenbandrauschspektrum umgerechnet.

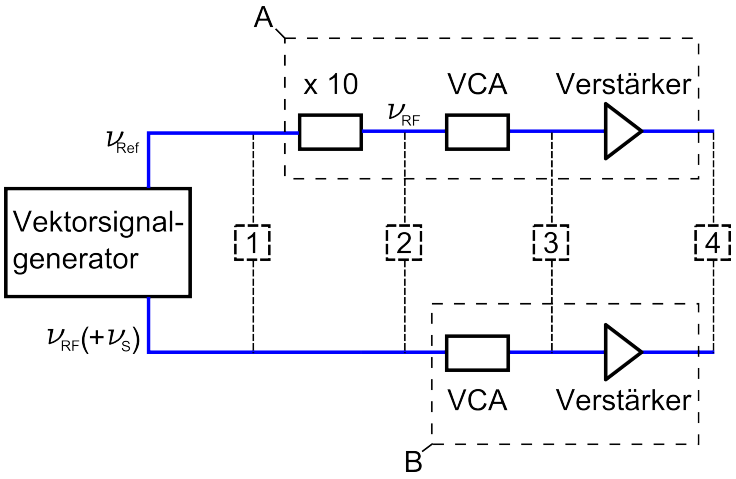

Abbildung 4.1.: *Aufbau zur Messung der spektralen Einseitenbandrauschleistungsdichte der einzelnen Komponenten des elektronischen Aufbaus. Die Ziffern 1-4 geben die einzelnen Messpunkte an. A und B bezeichnen die beiden Signalstrecken.*

[2] Mini-Circuits BLP-1,9+
[3] Mini-Circuits VAT-15W2+
[4] Agilent E4407B ESA-E

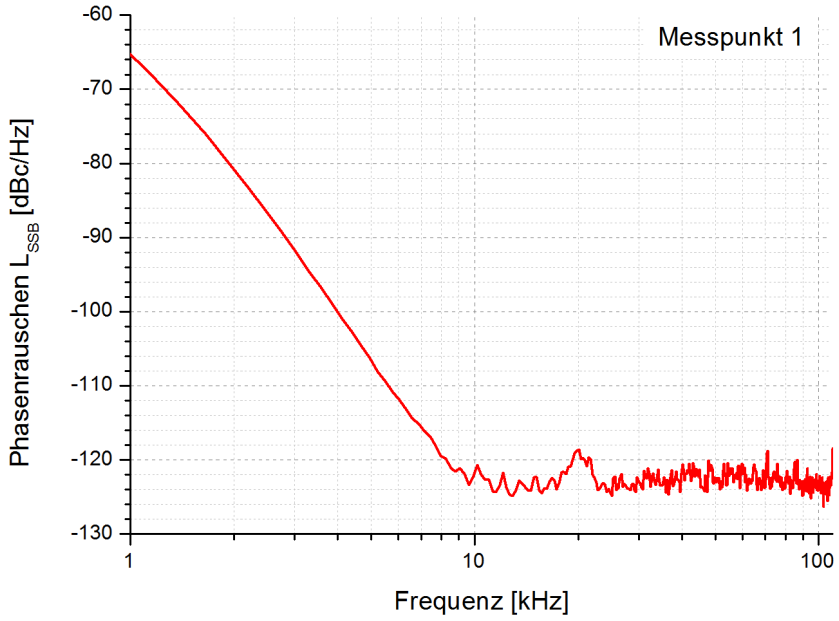

Abbildung 4.2.: *Relatives Phasenrauschen bei $\nu_{Ref} = \nu_{RF} = 10\,MHz$. Der Bereich unterhalb von 10 kHz wird vom 1/f - Rauschen dominiert. Deutlich ausgeprägtes Artefakt bei 20 kHz. Es wurde über 10 Messungen gemittelt.*

Messpunkt 1

Bei diesem Messpunkt wurden der Referenzausgang mit $\nu_{\mathrm{Ref}} = 10\,\mathrm{MHz}$ und der steuerbare Ausgang des Vektorsignalgenerators bei $\nu_{\mathrm{RF}} = 10\,\mathrm{MHz}$ direkt miteinander verglichen. Die Leistungen beider Ausgänge wurden aneinander angeglichen und betrugen 5, 7 dBm. Das Schwebungssignal bei $\nu_{\mathrm{S}} = 100\,\mathrm{kHz}$ hatte eine Leistung von $P_{\mathrm{S}} = -6,75\,\mathrm{dBm}$. Das zugehörige Rauschspektrum ist in Abb. 4.2 dargestellt. Bis zu einer Frequenz von 10 kHz dominiert das 1/f - Rauschen des Spektrumanalysators, welches durch die Auflösungsbandbreite verbreitert ist und auch ohne angeschlossenen Frequenzmischer beobachtbar ist. Über den Frequenzbereich von 0 kHz bis 10 kHz können somit keine Aussagen getroffen werden, weshalb in den folgenden Betrachtungen nicht auf diesen Bereich eingegangen wird. Über 10 kHz bleibt die spektrale Rauschleistungsdichte, bis auf eine Spitze bei 20 kHz und bei 110 kHz, unterhalb von $-120\,\mathrm{dBc/Hz}$. Die Spitze bei 20 kHz scheint ihren Ursprung bereits im Vektorsignalgenerator oder im Stromnetz des Labors zu haben und ist möglicherweise auf ein Schaltnetzteil oder eine andere Störquelle im Stromnetz zurückzuführen. Die Ursache der Signalspitze bei 110 kHz konnte nicht eindeutig geklärt werden. Das rein durch den Spektrumanalysator verursachte interne Rauschen liegt in der Größenordnung von $-135\,\mathrm{dBc/Hz}$.

Messpunkt 2

Hierbei wurde das über einen Frequenzverzehnfacher auf $\nu_{\mathrm{Ref}} = 100\,\mathrm{MHz}$ gebrachte Signal

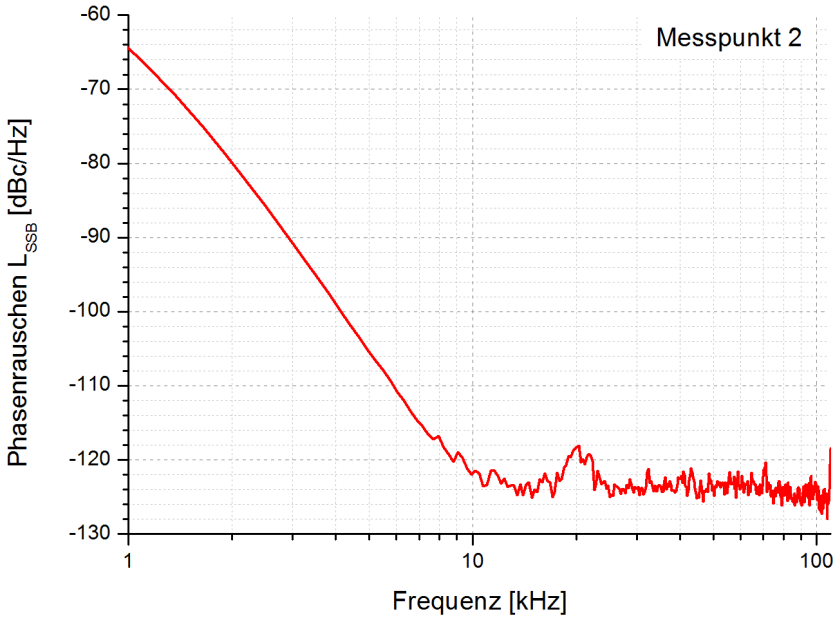

Abbildung 4.3.: *Relatives Phasenrauschen nach dem zehnfach Vervielfacher. Der Bereich unterhalb 10 kHz wird von 1/f - Rauschen dominiert. Es wurde über 10 Messungen gemittelt.*

des Referenzausgangs, mit dem Signal des steuerbaren Ausgangs bei $\nu_{\mathrm{RF}} = 100\,\mathrm{MHz}$ verglichen. Die Leistung beider Signale betrug $2,6\,\mathrm{dBm}$ bei einer Betriebsspannung des Frequenzverzehnfachers von $U_+ = 7,5\,\mathrm{V}$. Das Schwebungssignal bei $\nu_{\mathrm{S}} = 100\,\mathrm{kHz}$ hatte eine Leistung von $P_{\mathrm{S}} = -7,57\,\mathrm{dBm}$. Das erhaltene Rauschspektrum ist in Abb. 4.3 zu sehen. Die spektrale Rauschleistungsdichte ist nach dem Vervielfacher für Frequenzen über 30 kHz im Mittel um zwei dB verringert gegenüber dem ursprünglichen 10 MHz Signal. Die Verringerung des Phasenrauschens kann mehrere Ursachen haben. Da der Frequenzvervielfacher auf den Betrieb mit 10 MHz Eingangssignal und 100 MHz Ausgangssignal optimiert wurde, könnte hierdurch das Phasenrauschen des Referenzausgangs reduziert werden. Auch Änderungen im Signal-zu-Rausch Verhältnis können das Phasenrauschen beeinflussen. Die Signalspitzen bei 20 kHz und 110 kHz bleiben weiterhin bestehen.

Messpunkt 3

Bei dieser Messung wurde der Einfluss der spannungsgesteuerten Abschwächer (VCA) untersucht. Die Leistung beider Signale betrug bei einer Versorgungsspannung von $U_+ = 3\,\mathrm{V}$ und einer Kontrollspannung von $U_{\mathrm{Kont}} = 5\,\mathrm{V}$ jeweils $-3,6\,\mathrm{dBm}$. Das Schwebungssignal bei $\nu_{\mathrm{S}} = 100\,\mathrm{kHz}$ hatte eine Leistung von $P_{\mathrm{S}} = -12,8\,\mathrm{dBm}$. Das gemessene Rauschspektrum ist in Abb. 4.4 gezeigt. Nach dem VCA ist die spektrale Rauschleistungsdichte, ab einer Frequenz von 10 kHz, im Mittel um vier dB erhöht, was möglicherweise auf die Verschlechterung des Signal-

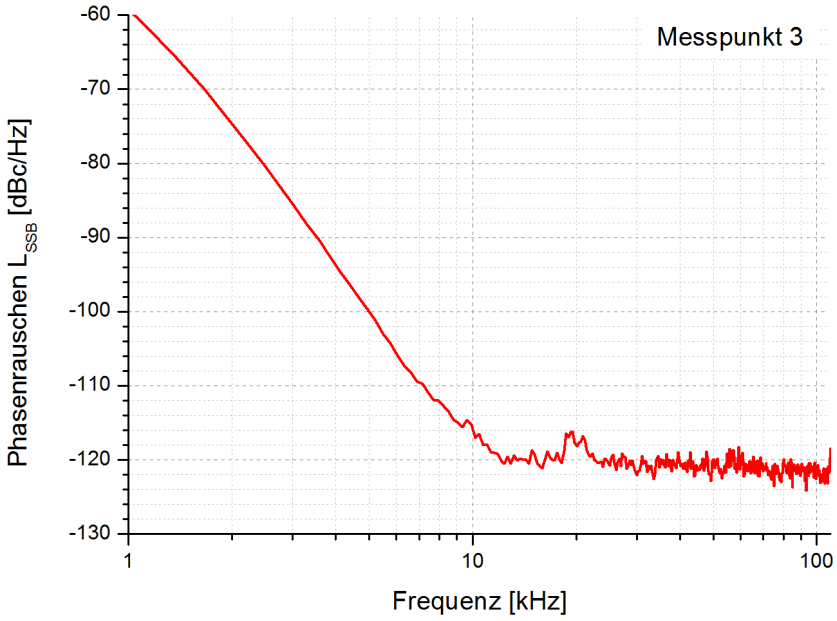

Abbildung 4.4.: *Relatives Phasenrauschen nach den spannungsgesteuerten Abschwächern. Der Bereich unterhalb* 10 *kHz wird von 1/f - Rauschen dominiert. Es wurde über 10 Messungen gemittelt.*

zu-Rausch Verhältnisses, aufgrund des niedrigeren Signalpegels, zurückzuführen ist. Auch ein geringfügig unterschiedliches Verhalten beider VCA könnte zu einer Verschlechterung des Phasenrauschens beitragen. Die Signalspitzen bei 20 kHz und 110 kHz heben sich deutlich geringer vom Grundrauschen ab.

Messpunkt 4

An diesem Messpunkt wurde das Rauschspektrum nach dem Verstärker vermessen. Um den Mischer nicht zu beschädigen war ein 15 dB Abschwächer zwischen Verstärker und Mischer erforderlich. Beide Verstärker wurden mit einer Versorgungsspannung von $U_+ = 24\,\mathrm{V}$ betrieben. Die gemessene Leistung beider Ausgänge nach dem 15 dB Abschwächer betrug jeweils 14 dBm, was für die Leistung nach dem Verstärker einen Wert von 29 dBm ergibt. Um das Schwebungssignal korrekt messen zu können, musste aufgrund der höheren Eingangsleistung die interne Abschwächung des Spektrumanalysators auf 10 dB erhöht werden. Bei einer Verstimmung von $\nu_S = 100\,\mathrm{kHz}$ hatte das Schwebungssignal eine Leistung von $P_S = -2\,\mathrm{dBm}$. In Abb. 4.5 ist das ermittelte Rauschspektrum dargestellt. Nach dem Verstärker sinkt die spektrale Rauschleistungsdichte wieder im Mittel um 2 dB im Vergleich zu Messpunkt 3, was möglicherweise auf ein verbessertes Signal-zu-Rausch Verhältnis, bedingt durch den höheren Signalpegel, zurückzuführen ist. Die Signalspitzen bei 20 kHz und 110 kHz sind nicht mehr sichtbar.
Die Messungen zeigen, dass der Aufbau zur Ansteuerung der AOM von der Signalquelle bis

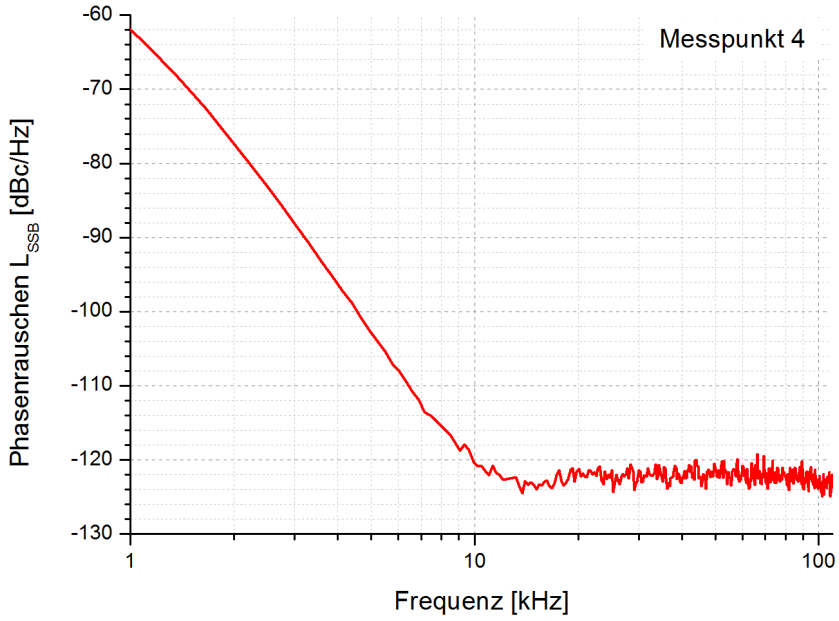

Abbildung 4.5.: *Relatives Phasenrauschen nach den Verstärkern. Der Bereich unterhalb* 10 *kHz wird von 1/f - Rauschen dominiert. Im Bereich zwischen* 10 *kHz und* 110 *kHz liegt die Rauschleistungsdichte im Mittel bei* −123 *dBc/Hz. Das Artefakt bei* 20 *kHz ist nicht mehr sichtbar. Es wurde über 10 Messungen gemittelt.*

zur Ausgabe an die beiden AOM eine sehr geringe spektrale Rauschleistungsdichte zwischen −120 dBc/Hz und −125 dBc/Hz, für einen Frequenzbereich von 10 kHz bis 110 kHz, aufweist. Der Frequenzbereich der gezeigten Messungen ist nicht optimal gewählt, da der interessante Bereich um die azimuthale Fallenfrequenz bei 140 kHz liegt. Die elektronischen Komponenten, die zur Aufbereitung des AOM Ansteuersignals notwendig sind, haben im untersuchten Frequenzbereich keinen signifikanten Einfluss auf das Phasenrauschen. Die Messergebnisse lassen einen geringen negativen Einfluss auf die Stabilität der Polarisation erwarten.

4.2. Rauschen und Drift des Polarisationsmanipulators

Durch Vibrationen der Halterungen der optischen Elemente sowie Temperaturschwankungen kommt es zu Änderungen der Strahlweglänge, die zu einer veränderten Relativphase der beiden Strahlen führen, die am Ausgang des Polarisationsmanipulators überlagert werden. Somit kommt es zu Fluktuationen im Winkel der resultierenden linearen Polarisation, die vom Polarisationsmanipulator erzeugt wird. Um diese Einflüsse möglichst gering zu halten, wurden beim Aufbau Vorkehrungen getroffen, die im Folgenden näher beschrieben sind. Alle optischen Komponenten wurden auf einem schwingungsgedämpften Tisch aufgebaut um eventuelle Vi-

brationen des Untergrunds zu verringern. Die Halterungen der optischen Elemente wurden auf kurzen Säulenstiften befestigt um mögliche Vibrationen zu höheren Frequenzen bei niedrigeren Amplituden zu verschieben. Die Temperatur über den schwingungsgedämpften Tischen wird durch eine Klimaanlage im Rahmen ihrer Spezifikationen konstant gehalten, zusätzlich ist das Luftvolumen durch Laserschutzvorhänge vom restlichen Raum abgetrennt; dadurch werden Temperaturschwankungen minimiert. Langsame Strahlwanderungen und niederfrequente Vibrationen des Aufbaus bis zu einigen kHz können prinzipiell durch einen Spiegel, der auf einem Piezo-Stellglied befestigt ist, ausgeglichen werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde jedoch keine aktive Stabilisierung des Aufbaus realisiert.

Rauschspektren des Polarisationsmanipulators

Über die Photodioden im S_1-Arm des Stokes-Analysators wurde die Stabilität des optischen Aufbaus untersucht. Für diese Messung wurden beide AOMs mit der selben Frequenz ν_{RF} betrieben und die Relativphase $\phi = 0$ gewählt, damit das erhaltene Signal linear mit den Phasenfluktuationen variiert. In Abb. 4.6 sind die erhaltenen Signale für zwei Zeitspannen abgebildet. Die linke Grafik zeigt die Fluktuationen des Photodiodensignals, welche durch Temperaturschwankungen und Vibrationen verursacht werden, über einen Zeitraum von 90 Sekunden und die rechte Grafik über 9 Sekunden. Man erkennt deutliche Schwankungen der Spannung und somit des Polarisationswinkels, welche eine Frequenz im Bereich um 1 Hz haben. Der Ausschlag der Photodiodenspannung für diese Fluktuationen entspricht hierbei rund 30% der maximalen Photodiodenspannung von 165 mV bei kontinuierlicher Durchstimmung der relativen Phase. Variationen der Photodiodenspannung entsprechen, für rein linear polarisiertes Licht am Ort der Photodiode, Veränderungen des Winkels des Polarisationsvektors bedingt durch Änderun-

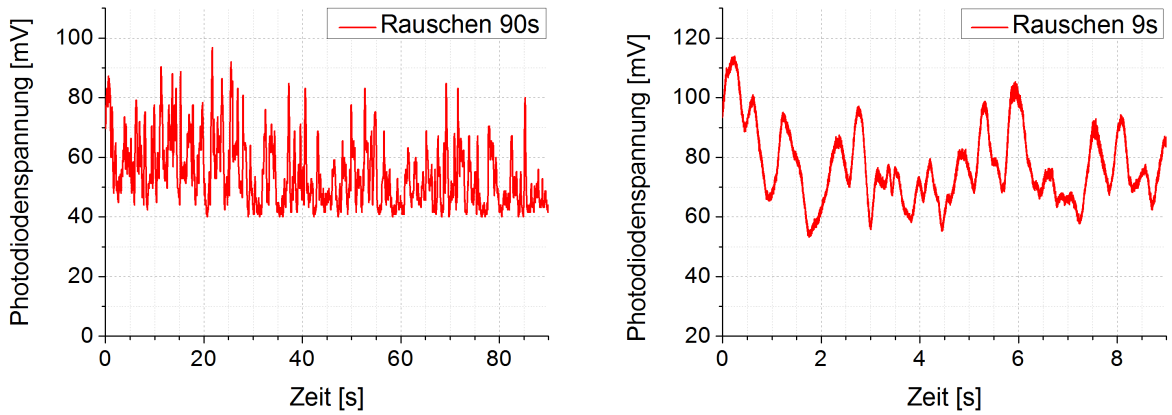

Abbildung 4.6.: *Zeitliche Variaton des Photodiodensignals aufgrund von Strahldrifts und Vibrationen. Die Kurve in der linken Abbildung zeigt den Verlauf der Photodiodenspannung über 90 Sekunden, die Kurve in der rechten Abbildung über 9 Sekunden.*

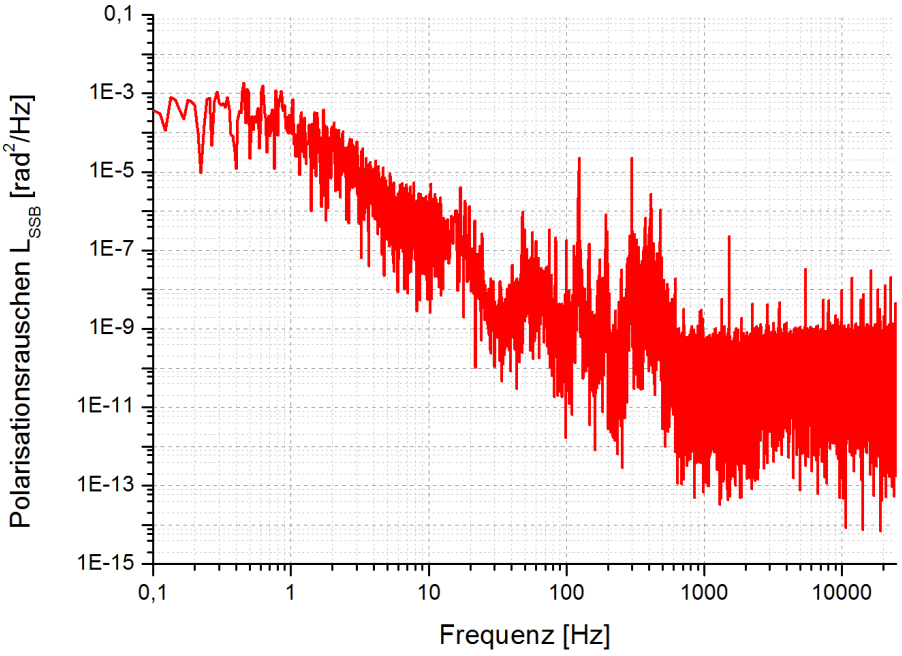

Abbildung 4.7.: *Relatives Polarisationswinkelrauschspektrum ermittelt aus zwei Oszilloskopmessungen über eine diskrete Fouriertransformation.*

gen der Phasenbeziehungen zwischen den beiden Teilstrahlen im Polarisationsmanipulator. Da der Spektrumanalysator, wie in Kapitel 4.1.2 beschrieben, nicht für Frequenzen unterhalb von 12 kHz verwendet werden kann, ist für diesen Frequenzbereich die Verwendung eines Orzilloskops notwendig. Das Rauschspektrum erhält man dann aus den Oszilloskopmessungen über eine diskrete Fouriertransformation (FFT) und weiters durch Verwendung der Gl. (2.21). Als Schwebungssignal dient der Signalpegel bei einer Verstimmung von $\Delta\nu_{RF} = 100\,\text{kHz}$. Zu beachten ist, dass bei der FFT das Blackman Fenster verwendet wurde, da bei Verwendung des Rechteckfensters das Signal zu stark ausgewaschen und somit verfälscht wurde. Das aus zwei Oszilloskopmessungen erhaltene Spektrum ist in Abb. 4.7 gezeigt. Das Rauschen nimmt zu höheren Frequenzen im Mittel mit steigender Frequenz ab, so dass es für Frequenzen höher als 600 Hz bei unter $10^{-8}\,\text{rad}^2/\text{Hz}$ liegt. Die Signalspitzen bei 120 Hz und 300 Hz sind vermutlich auf Vibrationen des Aufbaus zurückzuführen. Um das Rauschen bei Frequenzen über 12 kHz untersuchen zu können, wurde die Photodiode an einen Spektrumanalysator angeschlossen, das zugehörige Spektrum ist in Abb. 4.8 zu sehen. Die Grafik zeigt das Polarisationswinkelrauschen des Aufbaus für Frequenzen von 12 kHz bis 1 MHz (grüne Kurve) und den durch die Photodiode verursachten Untergrund bei abgeschaltetem Laser (rote Kurve). Das ermittelte Polarisationswinkelrauschen bleibt für höhere Frequenzen unterhalb von $10^{-10}\,\text{rad}^2/\text{Hz}$, fällt aber nicht weiter ab. Für Frequenzen oberhalb von 280 kHz hebt sich das Rauschen des Aufbaus für einige Frequenzbereiche kaum von dem durch die Photodiode verursachten Rauschen ab. Für

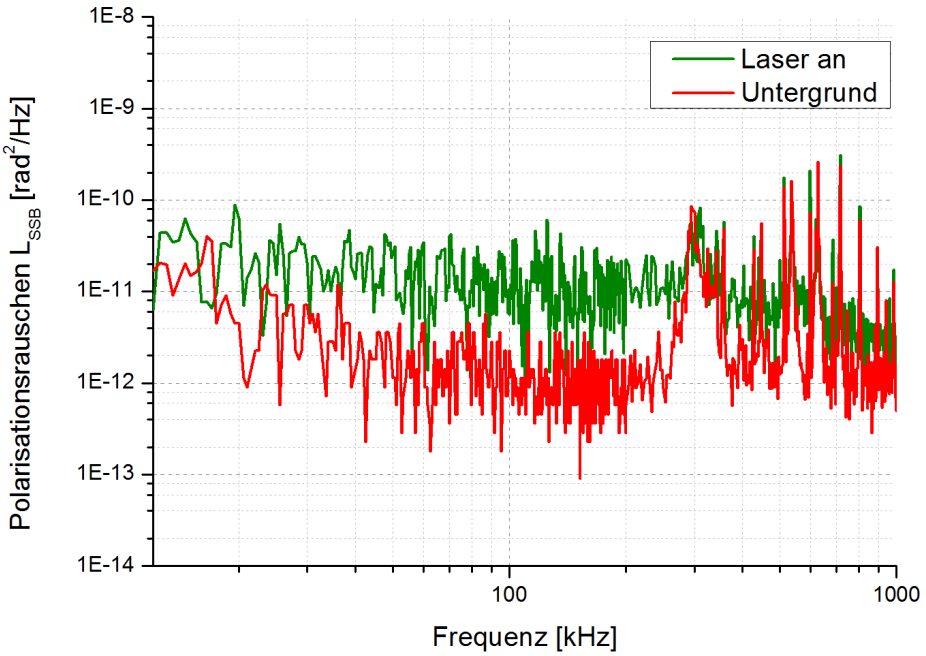

Abbildung 4.8.: *Mit dem Spektrumanalysator ermitteltes Polarisationswinkelrauschen für Frequenzen zwischen* 12 *kHz und* 1 *MHz bei eingeschaltenem Laser (grün) und durch die Photodiode verursachter Untergrund (rot).*

diese Frequenzbereiche können mit dem verwendeten elektronischen Aufbau keine eindeutigen Aussagen zum relativen Polarisationswinkelrauschen getroffen werden. Die Messungen zeigen, dass Frequenzen unterhalb von 1 kHz die höchsten Amplituden aufweisen und eine aktive Stabilisierung für diesen Frequenzbereich sinnvoll ist.

Heizraten

Die Aufgabe des vorgestellten Aufbaus ist, wie in der Einleitung erläutert, das Umladend der Cäsiumatome von der Zweifarbenfallen- in die Drehimpulsfallenkonfiguration. Mithilfe der ermittelten spektralen Rauschleistungsdichte können nun die Heizraten des resonanten Heizens $\langle \dot{E} \rangle$, für die in eine Drehimpulsfallenkonfiguration transferierten Atome, berechnet werden [30]. Parametrisches Heizen ist für diesen Aufbau nur von geringer Bedeutung. Für die Heizrate ergibt sich somit folgender Zusammenhang:

$$\langle \dot{E} \rangle = 4m\pi^4 \nu^4 S_{\Delta x}(\nu) \, . \tag{4.1}$$

Hierbei ist $m = 2,2069 \cdot 10^{-25}$ kg die Masse eines Cäsiumatoms und $S_{\Delta x}(\nu)$ die spektrale Rauschleistungsdichte bezogen auf Positionsfluktuationen bei der Frequenz ν. Durch die Messung mit dem Spektrumanalysator erhält man die spektrale Rauschleistungsdichte $S_{\Delta\phi}(\nu)$ bezogen auf

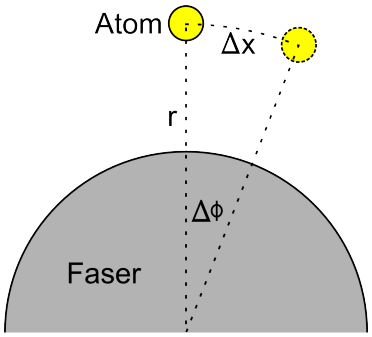

Abbildung 4.9.: *Veranschaulichung des Positionsversatzes eines Cäsiumatoms im Orbit um die Faser aufgrund von Polarisationswinkelfluktuationen.*

Winkelfluktuationen des Polarisationsvektors, wobei folgende Definition gilt [30]:

$$\int_0^\infty S_{\Delta\phi}(\nu)d\nu = \left\langle (\Delta\phi)^2 \right\rangle \tag{4.2}$$

Da für die Varianz $Var\,(aX + b) = a^2 Var\,(X)$ gilt [31], mit Koeffizient a und Konstante b, kann folgende Umformung durchgeführt werden:

$$\left\langle (\Delta x)^2 \right\rangle = r^2 \left\langle (\Delta\phi)^2 \right\rangle \quad \text{mit} \quad x = r\phi\,. \tag{4.3}$$

Gleichnung (4.3) beschreibt den Zusammenhang zwischen Polarisationswinkelfluktuation und Positionsfluktuation der Atome im Orbit um die Faser, der in Abb. 4.9 veranschaulicht ist. Durch die Änderung des Polarsisationswinkels um $\Delta\phi$ verschiebt sich der Potentialtopf und mit ihm das Atom, um das Bogenstück Δx. Der Radius $r = 480\,\text{nm}$ ist hierbei der Abstand des Cäsiumatoms von der Glasfaserachse. Für das gesuchte $S_{\Delta x}$ ergibt sich mit 4.2 und 4.3

$$\begin{aligned} \int_0^\infty S_{\Delta x}(\nu)d\nu &= \left\langle (\Delta x)^2 \right\rangle \\ &= r^2 \left\langle (\Delta\phi)^2 \right\rangle \\ \iff \int_0^\infty \frac{\overbrace{S_{\Delta x}(\nu)}^{S_{\Delta\phi}(\nu)}}{r^2} d\nu &= \left\langle (\Delta\phi)^2 \right\rangle \\ \implies S_{\Delta x}(\nu) &= r^2 S_{\Delta\phi}(\nu)\,. \end{aligned}$$

Die aus den Messwerten in Abb. 4.7 und 4.8 erhaltenen Werte für die Heizrate $\left\langle \dot{E} \right\rangle / k_B$, mit der Boltzmannkonstante k_B, sind in Abb. 4.10 dargestellt. Aufgrund der Abhängigkeit der Heizrate von der vierten Potenz der Frequenz, steigt die Heizrate, trotz sinkender Phasenrauschleistung, kontinuierlich an. Die Heizrate liegt für die Fallenfrequenz von 140 kHz mit 5 mK/s bei einem Wert, welcher der Heizrate in der Zweifarbenfalle entspricht [32]. Für Frequenzen über 250 kHz ist, wie bei Abb. 4.8 besprochen, das Rauschen der Photodiode teilweise dominant, weshalb kei-

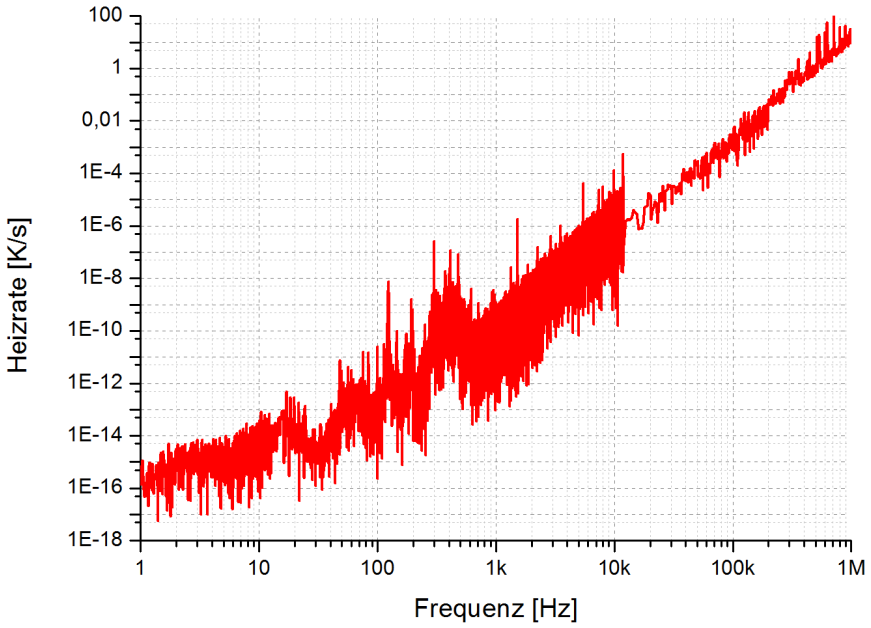

Abbildung 4.10.: *Berechnete Heizraten in Abhängigkeit von der Frequenz. Der interessante Bereich ist um die Fallenfrequenz von* 140 *kHz.*

ne gesicherten Aussagen über die Heizrate für diesen Frequenzbereich getroffen werden können. Man sieht, dass durch den Polarisationsmanipulator, bereits in einem nicht stabilisierten Aufbau, geringe Heizraten im Bereich um die Fallenfrequenz realisiert werden können.

4.3. Rotation der Polarisation

4.3.1. Bestimmung des Stokes-Vektors

Zur Bestimmung des Stokes-Vektors und somit zur Charakterisierung der Polarisation wurde der in Abb. 3.3 gezeigte Aufbau verwendet. Die Komponenten des Stokes-Vektors werden jeweils in dem entsprechenden Arm des Aufbaus ermittelt. In jedem Arm wird die Polarisation des Lichtfeldes durch den Polarisationsstrahlteiler auf horizontale und vertikale Polarisation projiziert. Die Photodioden inklusive Schaltung geben dann eine Spannung proportional zur Intensität des eintreffenden Lichtes aus. Über die Photodiodenspannungen kann der Stokes-Vektor über

$$S_i = \frac{U_{Hi} - U_{Vi}}{U_{Hi} + U_{Vi}} \tag{4.4}$$

bestimmt werden. In Gl. (4.4) ist S_i der normierte Stokes-Parameter, U_{Hi} die Spannung der Photodiode am transmittierten und somit horizontal polarisierten Ausgang des Polarisationsstrahlteilers und U_{Vi} die Spannung der Photodiode am reflektierten Ausgang. Der Stokes-Parameter

wird auf die Gesamtintensität im jeweiligen Arm normiert; der Grad der Polarisation ergibt sich aus Gl. (2.2).
Die S_1-Komponente des Stokes-Vektors kann direkt bestimmt werden. Ist das Licht rein horizontal (vertikal) polarisiert, wird $S_1 = +1(-1)$. Für den Fall 45° und zirkular polarisierten Lichts wird $S_1 = 0$. Zur Bestimmung von S_2 ist eine $\lambda/2$-Verzögerungsplatte notwendig, welche den Polarisationsvektor um 45° verdreht. Nun ist der vormals 45° polarisierte Anteil des Lichts horizontal und vertikal polarisiert somit wird $S_2 = +1(-1)$ bei +45° (−45°) polarisiertem Licht und Null für horizontal, vertikal und zirkular polarisiertes Licht. Die S_3 Komponente kann mithilfe einer $\lambda/4$-Verzögerungsplatte bestimmt werden. Die Verzögerungsplatte transformiert zirkular polarisiertes Licht in horizontal beziehungsweise vertikal polarisiertes Licht, damit wird $S_3 = +1(-1)$ für rechts- (links-) zirkular polarisiertes Licht und Null für linear polarisiertes Licht.
Für eine genaue Bestimmung des Stokes-Vektors müssen die Imperfektionen im Aufteilungsverhältnis der Polarisationsstrahlteiler berücksichtigt werden, die in Tab. 3.3 angeführt sind. Die Formel zur Berichtigung der Photodiodenspannungen ist:

$$U_H = U_{Hg} - U_{Vg} \cdot f_V + U_{Hg} \cdot f_H \tag{4.5}$$

$$U_V = U_{Vg} - U_{Hg} \cdot f_H + U_{Vg} \cdot f_V \tag{4.6}$$

In Gl. (4.5) und 4.6 ist U_H und U_V die Spannung, welche die Photodioden bei perfekten Polarisationsstrahlteilern ausgeben würde, U_{Hg} und U_{Vg} sind die gemessenen Spannungen. Die Faktoren f_H und f_V berücksichtigen die Anteile des horizontal polarisierten Lichts welche reflektiert werden, beziehungsweise die Anteile des vertikal polarisierten Lichtes die transmittiert werden. Sie sind in Tab. 3.3 angegeben. Es werden jeweils zur gemessenen Spannung der von der anderen Photodiode detektierte Anteil addiert und der zur anderen Photodiode gehörende Anteil subtrahiert. Da die Korrekturfaktoren mit <1% sehr klein sind, ist der Einfluss auf die Stokes-Parameter gering. Die Imperfektionen der 50:50 Strahlteiler müssen durch zusätzliche Berek-Kompensatoren kompensiert werden, wobei dies im Rahmen des ersten Aufbaus noch nicht durchgeführt wurde. Berechnungen basierend auf den Daten aus Tab. 3.2 lassen eine durch die 50:50 Strahlteiler verursachte S_3-Komponente von bis zu 0,15 erwarten. Diese Auswirkungen auf den S_3-Parameter sind stark vom Einfallswinkel abhängig und müssen aus diesem Grund nach jeder Änderung des Strahlverlaufs neu bestimmt werden.

Justage der Verzögerungsplatten

Um mithilfe des Aufbaus den korrekten Stokes-Vektor bestimmen zu können, müssen die Winkel der Achsen der Verzögerungsplatten bezüglich der Strahlebene justiert werden. Zur Justage wird im Polarisationsmanipulator der horizontal polarisierte Strahl geblockt und der vertikal polarisierte Strahl durch einen Polarisationsfilter zusätzlich bereinigt. Zuerst muss die $\lambda/2$-

Verzögerungsplatte des Stokes-Analysators justiert werden, dazu werden die Spannungen der Photodioden im S_2-Arm verwendet. Da die Imperfektion der Polarisationsstrahlteiler berücksichtigt werden muss, ist die $\lambda/2$-Verzögerungsplatte soweit zu verdrehen bis die errechneten Werte für U_H und U_V übereinstimmen, was einer 45°-Polarisation des Strahls nach der Verzögerungsplatte entspricht. Als nächstes wird die $\lambda/4$-Verzögerungsplatte des Stokes-Analysators justiert, dazu werden die Photodioden im S_3-Arm verwendet. Die Justage läuft ab wie für die vorherige Verzögerungsplatte beschrieben. Wenn U_H gleich U_V ist, entspricht dies einer zirkularen Polarisation des Strahls nach der Verzögerungsplatte. Zuletzt wird die $\lambda/4$-Verzögerungsplatte des Polarisationsmanipulators eingebaut und justiert, welche die linear polarisierten Strahlen aus den beiden Manipulatorarmen zirkular polarisiert und somit eine Superposition der Strahlen ermöglicht. Die Justage erfolgt wie bei den beiden anderen Verzögerungsplatten, es werden allerdings die Photodioden des S_1-Arms verwendet.

4.3.2. Eigenschaften der Polarisationsrotation

Das berechnete Ergebnis für die Stokes Parameter, bei einer Verstimmung von AOM 2 um $\Delta\nu_{RF} = 100\,\text{kHz}$, ist in Abb. 4.11 dargestellt. Die Parameter S_1 und S_2 sollten sinusförmig zwischen -1 und 1 alternieren und eine Phasendifferenz von 90° aufweisen. Hierbei entspricht eine Periode einer Rotation des Polarisationsvektors um 180°. Für perfekte Bedingungen sollte die S_3-Komponente, unter Verwendung des hier vorgestellten Polarisationsmanipulators, durchgehend Null sein, es sollte also kein zirkular polarisierter Anteil des Lichts vorhanden sein.
Die gemessenen Stokes-Parameter für eine Verstimmung von AOM 2 um $\Delta\nu_{RF} = 100\,\text{kHz}$ sind in Abb. 4.12 gezeigt. Wie erwartet rotiert die Polarisation mit einer Frequenz von $\Delta\nu_{RF} = 100\,\text{kHz}$. Die S_2- und S_3-Parameter sind nicht symmetrisch um Null, S_2 alterniert zwischen 0,6 und $-0,7$ und S_3 zwischen $-0,1$ und $-0,5$. Dies lässt sich durch einen unzureichenden Modenüberlapp der beiden Strahlen vom Polarisationsmanipulator und Intensitätsunterschiede beider Strahlen erklären. Durch einen unvollständigen Modenüberlapp können die zirkular polarisierten Teilstrahlen nicht komplett zu einer linearen Polarisation superponieren und es verbleibt ein zirkular polarisierter Anteil. Ähnliches tritt auch für abweichende Intensitäten der beiden Strahlen auf. Das starke Rauschen der S_3-Komponente scheint durch die Photodioden beziehungsweise den geringen Signalpegel bedingt zu sein.
Um den Modenüberlapp zu verbessern, wurde der Laserstrahl über eine monomodige, nichtpolarisationserhaltende Glasfaser mit 8° Abschrägung an den Enden, vom Polarisationsmanipulator zum Stokes-Analysator geleitet. Da Änderungen der auf die Faser wirkenden mechanischen Spannungen Einfluss auf die Polarisation haben, wurde die Glasfaser mechanisch fixiert und die Thermalisierung mit der Umgebung abgewartet. Nach der Faser ist ein Berek-Kompensator notwendig, um die spannungsinduzierte Doppelbrechung der Faser zu kompensieren. Der Berek-Kompensator muss soweit justiert werden, dass die Spannung der entspre-

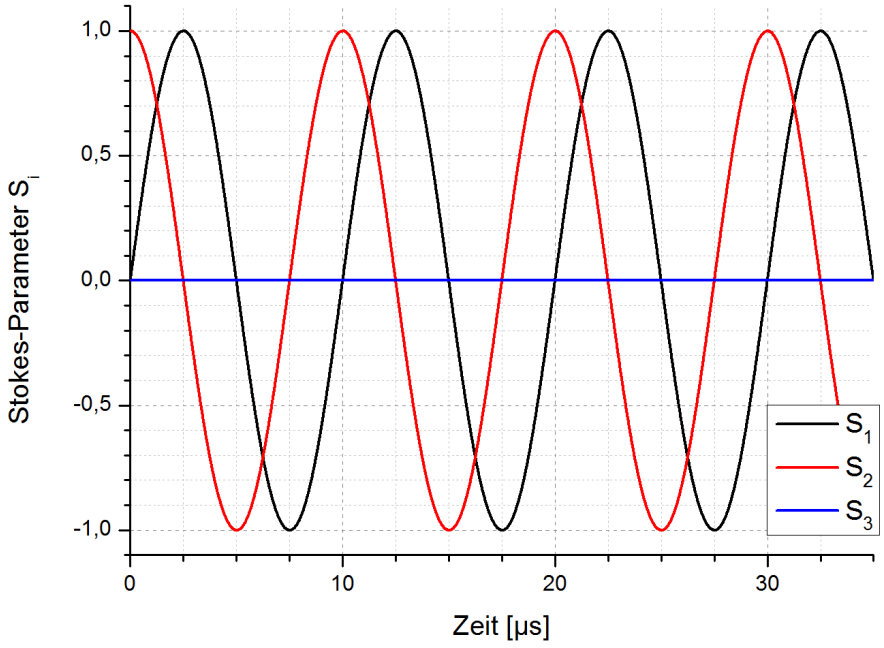

Abbildung 4.11.: *Idealer Verlauf der Stokes-Parameter bei einer Verstimmung der AOM um* $\Delta\nu_{RF} = 100\,kHz$.

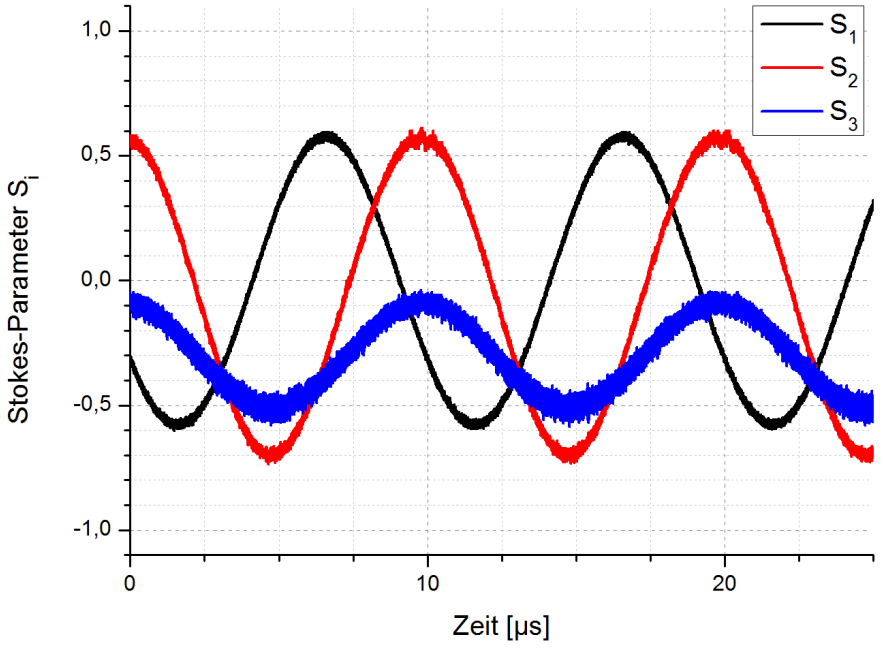

Abbildung 4.12.: *Gemessene Stokes-Parameter bei einer Verstimmung von AOM 2 um* $\Delta\nu_{RF} = 100\,kHz$ *ohne Faser.*

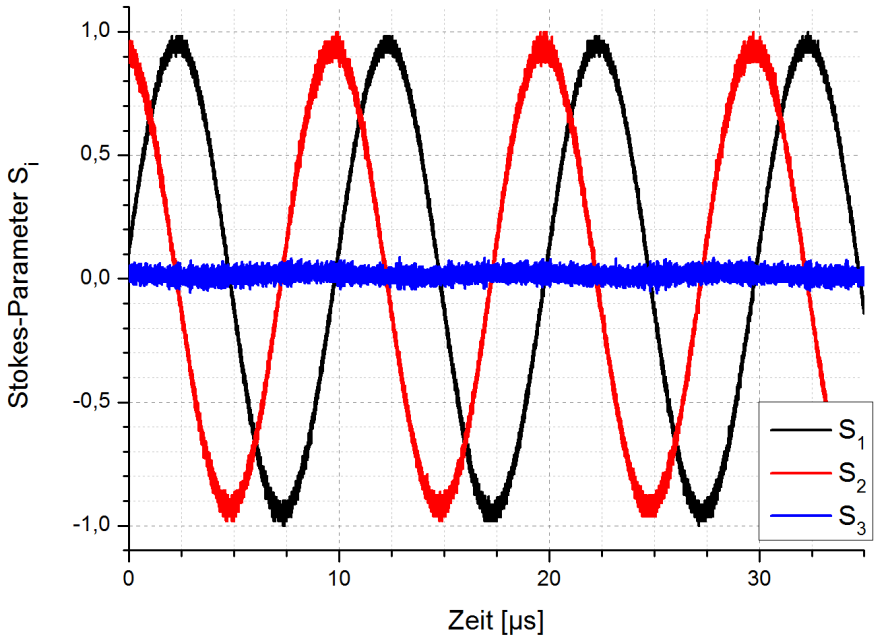

Abbildung 4.13.: *Gemessene Stokes-Parameter bei einer Verstimmung von AOM 2 um* $\Delta\nu_{RF} = 100\,kHz$*. Der Laserstrahl wurde durch eine nicht-polarisationserhaltende monomodige Glasfaser zum Analysator geleitet.*

chenden Photodiode im S_1-Arm für vertikal und horizontal polarisiertes Licht sowie im S_2-Arm für ±45° polarisiertes Licht extremal wird. Ein erneutes Justieren des Berek-Kompensators war bei den Messungen, welche über mehrere Tage verteilt durchgeführt wurden, nicht notwendig. Nach einer erneuten Justage der Verzögerungsplatten wurden die in Abb. 4.13 dargestellten Stokes-Parameter gemessen. Die S_1- und S_2-Komponenten entsprechen annähernd der Erwartung und alternieren symmetrisch zwischen $0,95$ und $-0,95$. Die S_3-Komponente fluktuiert um 0,02, mit geringen sichtbaren globalen Schwankungen, wobei die Fluktuationen die gleich Größenordnung haben wie das Rauschen der Photodiode. Die auftretende S_3-Komponente lässt sich durch den in Kapitel 3.1.2 erläuterten Einfluss der 50:50 Strahlteiler auf den reflektierten Strahl erklären. Die S_3-Komponente fällt niedriger aus als erwartet, was vermutlich auf die unterschiedliche Positionierung der Strahlteiler im Vergleich zur Messung aus Kapitel 3.1.2 zurückzuführen ist. Durch die Faser ist somit ein ausreichend guter Modenüberlapp gewährleistet und es entsteht eine sehr reine lineare Polarisation, die mit der definierten Frequenz $\Delta\nu_{RF} = 100\,\text{kHz}$ rotiert.

Da der vorgestellte Aufbau bis zu einer Frequenz von $\Delta\nu_{RF} = 10\,\text{MHz}$ innerhalb der Spezifikationen funktionieren soll, wurde sein Verhalten bei höheren Verstimmungen untersucht. Der Beugungswinkel des AOM ändert sich mit der Frequenz ν_{RF}, eine höhere Verstimmung $\Delta\nu_{RF}$ führt somit zu einem Strahlversatz, der Einfluss auf die resultierende Polarisation hat. Ein auf-

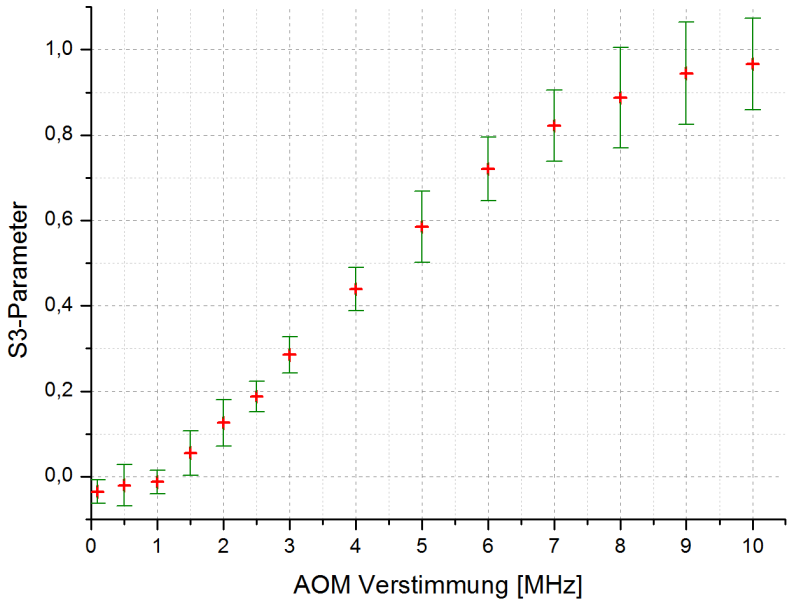

Abbildung 4.14.: *Gemessene Änderung der S_3-Komponente des Stokes-Vektors mit zunehmender AOM Verstimmung $\Delta\nu_{RF}$ (mit Faser). Es wurde über mehrere Messungen gemittelt und der Messfehler mittels Standardabweichung ermittelt.*

tretender Strahlversatz führt zu einem geringeren Modenüberlapp der Teilstrahlen vor der Faser und resultiert in einem steigenden zirkular polarisierten Anteil des Lichtfeldes. In Abb. 4.14 ist die gemessene Veränderung der S_3-Komponente mit steigender Verstimmung $\Delta\nu_{RF}$ eingezeichnet. Bis $\Delta\nu_{RF} \approx 1\,\text{MHz}$ steigt die S_3-Komponente nur geringfügig an, danach nimmt sie linear zu, bis sie ab 6 MHz abflacht. Durch den zunehmenden Strahlversatz sinkt die Einkoppeleffizienz des verstimmten Teilstrahles in die Faser, zusätzlich sinkt dessen Intensität durch eine abnehmende Beugungseffizienz bedingt durch den Betrieb des AOMs abseits seiner optimalen Frequenz. Aufgrund dieses Intensitätsunterschiedes können die beiden Teilstrahlen nicht vollständig superponieren und ein zirkular polarisierter Anteil verbleibt. Für höhere Verstimmungen als $\Delta\nu_{RF} = 1\,\text{MHz}$ ist es somit notwendig, die Intensität des stärker gebeugten Strahls durch eine höhere elektrische Eingangsleistung am AOM 2 zu steigern, um so die sinkenden Effizienzen zu kompensieren. In Abb. 4.15 sind diese Intensitätsverluste dargestellt. Die rote Kurve entspricht der relativen Intensität des verstimmten Strahles vor der Faser und stellt somit die sinkende Beugungseffizienz des AOM dar. Die grüne Kurve zeigt die relative Intensität nach der Faser und veranschaulicht somit den Einfluss der Einkoppeleffizienz in die Faser. Der auftretende Strahlversatz wurde mit einer CCD-Kamera ermittelt, deren zugehörige Software in der Lage ist, den Mittelpunkt des zweidimensionalen gaußförmigen Intensitätsprofils zu bestimmen. Die Mittelpunktsposition wurde für zunehmende Verstimmung $\Delta\nu_{RF}$ gemessen und ist in Abb. 4.16 über der Verstimmung aufgetragen. Der lineare Fit an die Messwerte weist

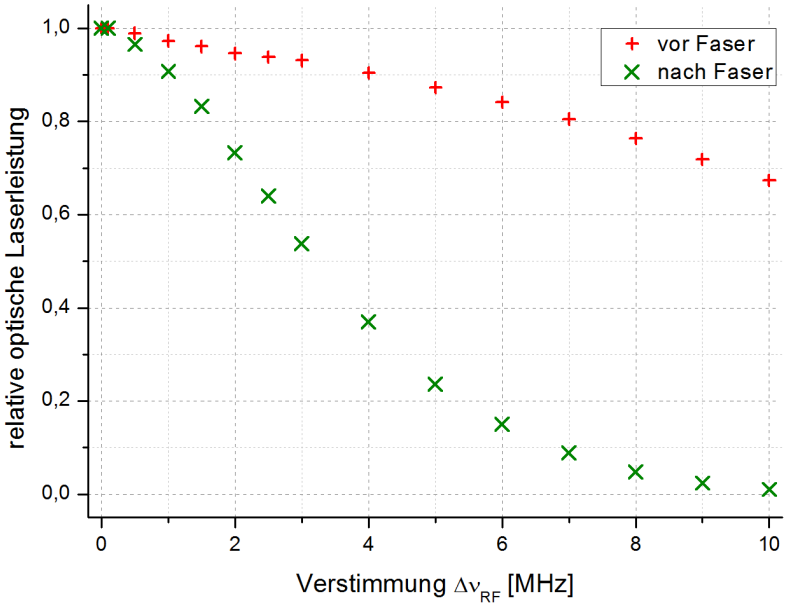

Abbildung 4.15.: *Relative optische Laserleistung vor und nach der Faser, aufgetragen über der Verstimmung des Teilstrahles gegenüber der* 100 MHz *Referenz.*

eine Steigung von $m = (4,78 \pm 0,08) \cdot 10^{-2}$ ES/MHz auf, wobei ES Einheiten des Strahldurchmessers aus Kapitel 3.1.1 sind. Für ein $\Delta\nu_{RF}$ über 7 MHz verringert sich der Versatz pro MHz. Möglicherweise befindet sich der Strahl bereits im Randbereich des Kristalls wodurch ein Teil des Strahles nicht die CCD-Kamera erreicht und die Messung verfälscht. Aus Abb. 4.15 wird ersichtlich, dass die Änderung des Strahlweges die Hauptursache für den Anstieg der S_3-Komponente des Stokes-Parameters ist. Berechnungen auf der Grundlage dieses Strahlversatzes ergeben, für zweidimensionale Gaussstrahlen die in die Fasermode eingekoppelt werden und dann superponieren, den in Abb. 4.17 gezeigten Verlauf der S_3-Komponente.
Die Kurve zeigt einen ähnlichen Verlauf wie in Abb. 4.14, wenngleich die theoretische Kurve einen flacheren Anstieg zu Beginn voraussagt. Die Berechnungen ergeben zum Beispiel eine S_3-Komponente von 0,51 für 6 MHz Verstimmung. Dies liegt unterhalb des gemessenen Wertes von 0,72, der fehlende Anteil erklärt sich durch nicht berücksichtigete Verluste beim Einkoppeln in die Faser und vom Ideal abweichende dreidimensionale Strahlgeometrien. Für die Verwendung im Bereich der Fallenfrequenz um 140 kHz stellen diese Effekte kaum eine Beeinträchtigung dar, da die S_3-Komponente unter $0,05$ liegt und sich nur geringfügig ändert. Für $\Delta\nu_{RF}$ über 1 MHz ist eine Vorwärtskopplung erforderlich, welche die bekannte Intensitätsverringerung des verstimmten Strahls ausgleicht. Eine weitere Option wäre, die AOMs zweimal zu durchlaufen, um den Strahlversatz teilweise zu kompensieren (double-pass Anordnung). Die Nachteile einer double-pass Anordnung sind der deutlich höhere Justageaufwand zusammen mit einer höheren Störanfälligkeit bezüglich Strahldrifts sowie eine geringere nutzbare opti-

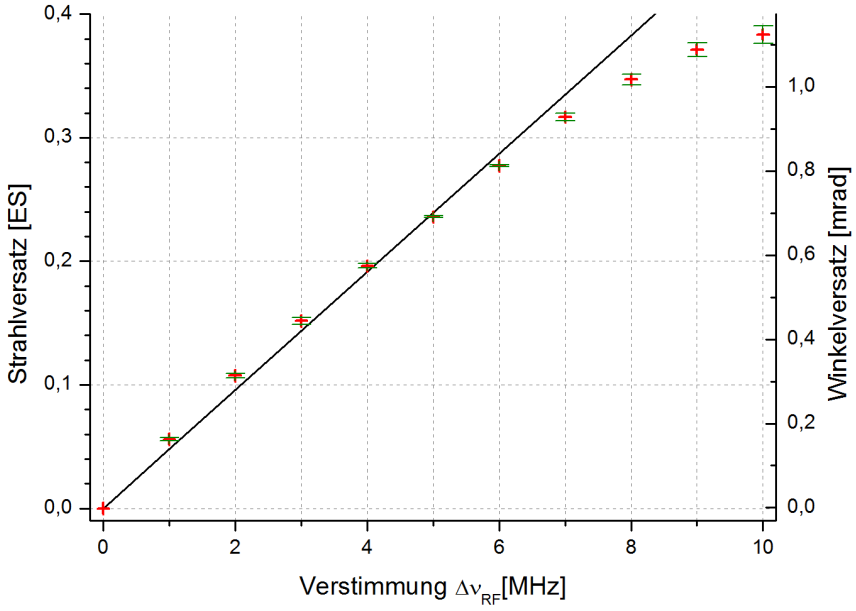

Abbildung 4.16.: *Gemessener Strahlversatz aufgetragen über der Verstimmung $\Delta\nu_{RF}$. Auf der linken Achse ist der Strahlversatz in Einheiten des Strahldurchmessers (ES) aufgetragen, auf der rechten Achse der Winkelversatz. Die schwarze Kurve ist ein linearer Fit an die Messwerte bis zu $\Delta\nu_{RF} = 6\,MHz$. Es sind die statistischen Fehler aus der Messung des Strahlversatzes mit der CCD-Kamera angegeben.*

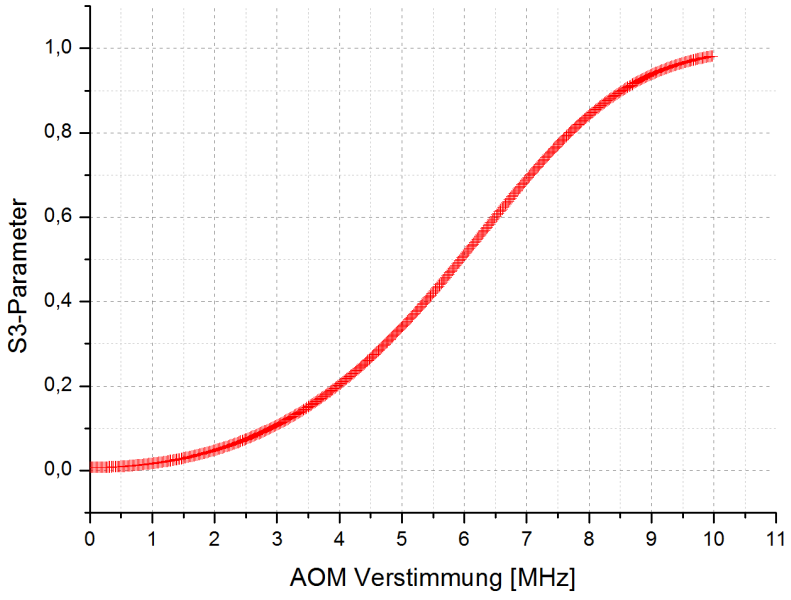

Abbildung 4.17.: *Berechneter Verlauf des S_3-Parameters bei steigender Verstimmung $\Delta\nu_{RF}$ des AOMs.*

sche Leistung. Eine ebenfalls denkbare Alternative wäre die Verwendung einer Zylinderlinse in 4f-Anordnung.

Definierte Änderung der Rotationsfrequenz

Wie in der Einleitung und in Kapitel 2.5.2 dargestellt wurde, ist zum Laden der Drehimpulsfalle ein adiabatischer Übergang von der Zweifarbenfallenkonfiguration notwendig, um Verluste von Atomen zu vermeiden. Mithilfe des IQ-Modulators des Vektorsignalgenerators können beliebige Übergänge realisiert werden und es ist möglich, die Verstimmungsfrequenz in einer beliebigen Rampe zu verfahren. Abbildung 4.18 zeigt den Frequenzverlauf der S_1-Komponente des Stokes-Vektors zusammen mit der vorgegebenen Frequenzrampe. Die gemessene Frequenzrampe, dargestellt durch die grünen Datenpunkte, stimmt gut mit dem vorgegebenen Frequenzverlauf, welchen die rote Kurve zeigt, überein. Der Frequenzverlauf wird dabei über einen Algorithmus aus den Messdaten errechnet, der die Zeit zwischen jeweils zwei Maxima des S_1-Parameters bestimmt.
Die gute Übereinstimmung kann noch durch einen Fit an die experimentellen Daten verdeutlicht werden. Der vorgegebene Frequenzverlauf und der Fit an die Messdaten werden durch den

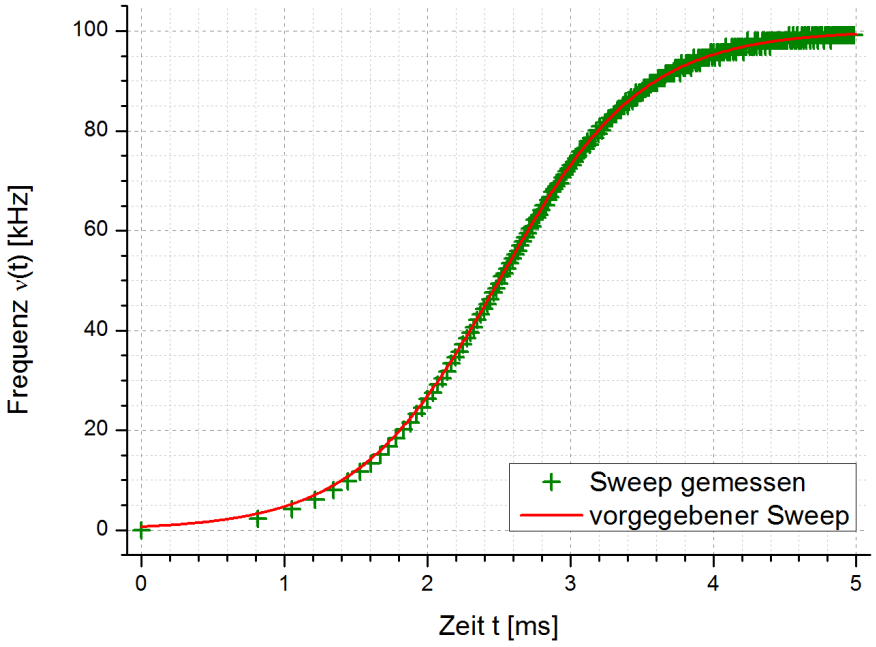

Abbildung 4.18.: *Die grünen Datenpunkte stellen den Frequenzverlauf des S_1-Parameters bei Verwendung des IQ-Modulators dar. Die rote Kurve ist der vorgegebene Frequenzverlauf.*

Ansatz

$$\nu(t) \quad = \quad A\left(1 - \left(1 + e^{\frac{t-t_0}{a}}\right)^{-1}\right)$$

beschrieben, mit den in Tab. 4.1 angegebenen Parametern.

Parameter	vorgegeben	Fit an Messung	Fit an VSG
$A[Hz]$	100000	99892 ± 51	100677 ± 64
$t_0[s]$	$250 \cdot 10^{-5}$	$(251 \pm 0,12) \cdot 10^{-5}$	$(249 \pm 0,14) \cdot 10^{-5}$
$a[s]$	$50 \cdot 10^{-5}$	$(49,32 \pm 0,13) \cdot 10^{-5}$	$(48,90 \pm 0,15) \cdot 10^{-5}$

Tabelle 4.1.: *Parameter der vorgegebenen, der an die Messdaten angenäherten und der vom Vektorsignalgenerator erzeugten Kurve.*

Die Abweichungen sind gering und der vorgegebene Frequenzverlauf wird durch den Polarisationsmanipulator gut wiedergegeben. Der vorgestellte Aufbau ist somit in der Lage, eine von der Ansteuerelektronik generierte Frequenzrampe auf die rotierende lineare Polarisation zu übertragen und so einen adiabatischen Übergang zwischen den Atomfallenkonfigurationen zu ermöglichen.

5. Zusammenfassung und Ausblick

Im Zuge dieser Arbeit wurde ein Aufbau realisiert, der imstande ist, eine kontrolliert rotierende lineare Polarisation mit sehr geringem Anteil zirkularer Polarisation zu erzeugen. Die stetige Rotation der linearen Polarisation über beliebig viele Vielfache von 2π wird durch eine rauscharme Ansteuerung zweier akusto-optischer Modulatoren (AOM) und einem stabilen Aufbau der optischen Komponenten des Polarisationsmanipulators gewährleistet. Das Phasenrauschen der beiden Arme der AOM-Ansteuerung relativ zueinander kann auf einem niedrigen Niveau gehalten werden, wobei die spektrale Rauschleistungsdichte über einen weiten Bereich unterhalb von $-120\,\mathrm{dBc/Hz}$ liegt. Die Vermessung der Stabilität des optischen Aufbaus hat gezeigt, dass sich durch langsame Strahldrifts und niederfrequente Schwingungen ein Bedarf an einer aktiven Stabilisierung für Störungen mit Frequenzen unterhalb von 1 kHz ergibt. Der Aufbau bietet für Verstimmungsfrequenzen unterhalb von 1 MHz eine über 95% lineare Polarisation, für höhere Verstimmungen steigt der zirkular polarisierte Anteil deutlich an. Durch eine Vorwärtskopplung, welche die Intensität des verstimmten Strahles anpasst und einem Aufbau der AOM in der Doppel-Pass-Konfiguration, könnte dem Anstieg der S_3-Komponente des Stokes-Vektors auch für höhere Frequenzen entgegengewirkt werden. Wird die Frequenz des Ansteuersignals des AOMs in einer vorgegebenen Rampe verfahren, ist der Polarisationsmanipulator in der Lage, diese Frequenzänderung mit guter Übereinstimmung auf die Rotationsfrequenz der Polarisation zu übertragen. Zum Zeitpunkt der Erstellung dieser Diplomarbeit, war kein kommerziell erhältliches Gerät bekannt, welches vergleichbare Eigenschaften wie der hier vorgestellte Polarisationsmanipulator aufweisen kann.

Der nächste Schritt für die Fortführung der Arbeit sollte die Implementierung einer aktiven Stabilisierung sein. Diese muss in der Lage sein, Positionsschwankungen des Laserstrahls sowie Fluktuationen und Drifts in der relativen optischen Weglänge, verursacht durch Vibrationen und Luftströmungen, auszugleichen. Durch Ausgleichen dieser Störfaktoren lässt sich eine unkontrollierte Winkeländerung des Polarisationsvektors während der Drehung vermeiden. Zusätzlich muss ein Konzept für die Anpassung der Intensitäten der beiden Teilstrahlen im Polarisationsmanipulator zur Reduktion des zirkular polarisierten Anteils bei höheren Verstimmungsfrequenzen verwirklicht werden. Für die Generierung des Ist-Signals könnte ein Teil des Laserstrahles ausgekoppelt und dem Stokes-Analysator zugeführt werden. Zuletzt wird der Einbau des Polarisationsmanipulators in den aktuellen Atomfallenaufbau folgen.

Als Einsatzgebiet für den vorgestellten Polarisationsmanipulator und das Stabilisierungskonzept sind auch weitere Anwendungen denkbar. Das vorgestellte Stabilisierungskonzept könnte allgemein zur Stabilisierung von Interferometern verwendet werden, indem die Relativphase der Teilstrahlen konstant gehalten wird. Auch eine Verwendung des Aufbaus zur Stabilisierung von Lasern wäre mit einigen Modifikationen denkbar. Adaptiert man die Ansteuerung der AOMs, so wäre es möglich, nicht nur eine drehende lineare Polarisation zu erzeugen, sondern einen beliebigen Polarisationszustand einzustellen, wobei diese Möglichkeit nicht getestet wurde. Eine beispielsweise in [33] vorgestellte Anwendung eines ähnlichen Aufbaus beschäftigt sich mit der Steuerung laserinduzierten Ultraschalls.

Im Zuge der Durchführung dieser Arbeit sind einige Ideen zustande gekommen, wie ein erneuter Aufbau des Polarisationsmanipulators einfacher und effizienter gestaltet werden könnte. Das Zylinderlinsenpaar, welches zur Strahlformung nach der Laserdiode dient, sollte derart montiert werden, dass eine genaue Justage, zum Beispiel durch Feingewindeschrauben, möglich ist. Die Montage auf Säulenstiften und Justage durch Verschieben auf dem optischen Tisch ist eine ungenaue und langwierige Methode. Nach der Strahlformung sollte der Laser in ein kurzes Glasfaserstück eingekoppelt werden, um ein möglichst gaußförmiges Modenprofil zu erzielen, falls die Strahlformung durch die Zylinderlinsen unzureichend ist. Durch ein nicht rotationssymmetrisches Strahlprofil kann es zu zusätzlichen Verlusten beim Einkoppeln in die Glasfaser kommen. Im Stokes-Analysator müssen in der nächsten Revision Berek-Kompensatoren im reflektierten Strahl der 50:50 Strahlteiler eingesetzt werden, um die auftretenden Phasenänderungen des p-polarisierten Anteils auszugleichen. Zuletzt sollte die Verwendung anderer $\lambda/4$ Verzögerungsplatten in Betracht gezogen werden, die ein homogenes Verhalten unabhängig von der Position des Strahldurchtritts aufweisen.

A. Anhang

A.1. Schaltpläne

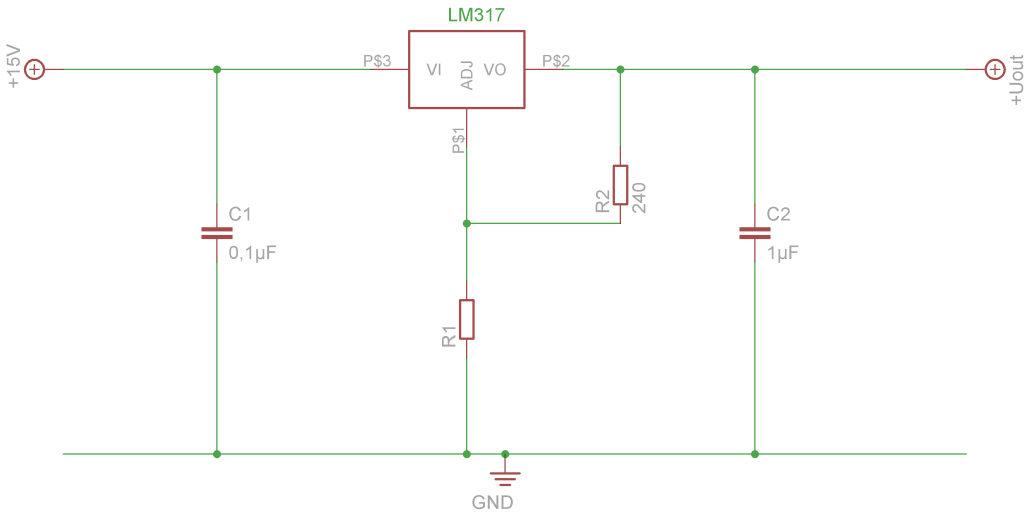

Abbildung A.1.: *Schaltung des LM317 Spannungsteilers zur Erzeugung der Versorgungsspannung für Frequenzverzehnfacher und spannungsgesteuerten Abschwächer.*

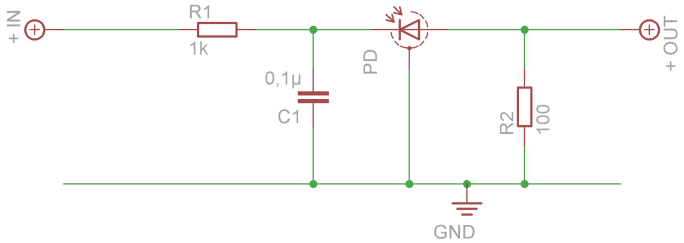

Abbildung A.2.: *Schaltung der Photodiode FDS100.*

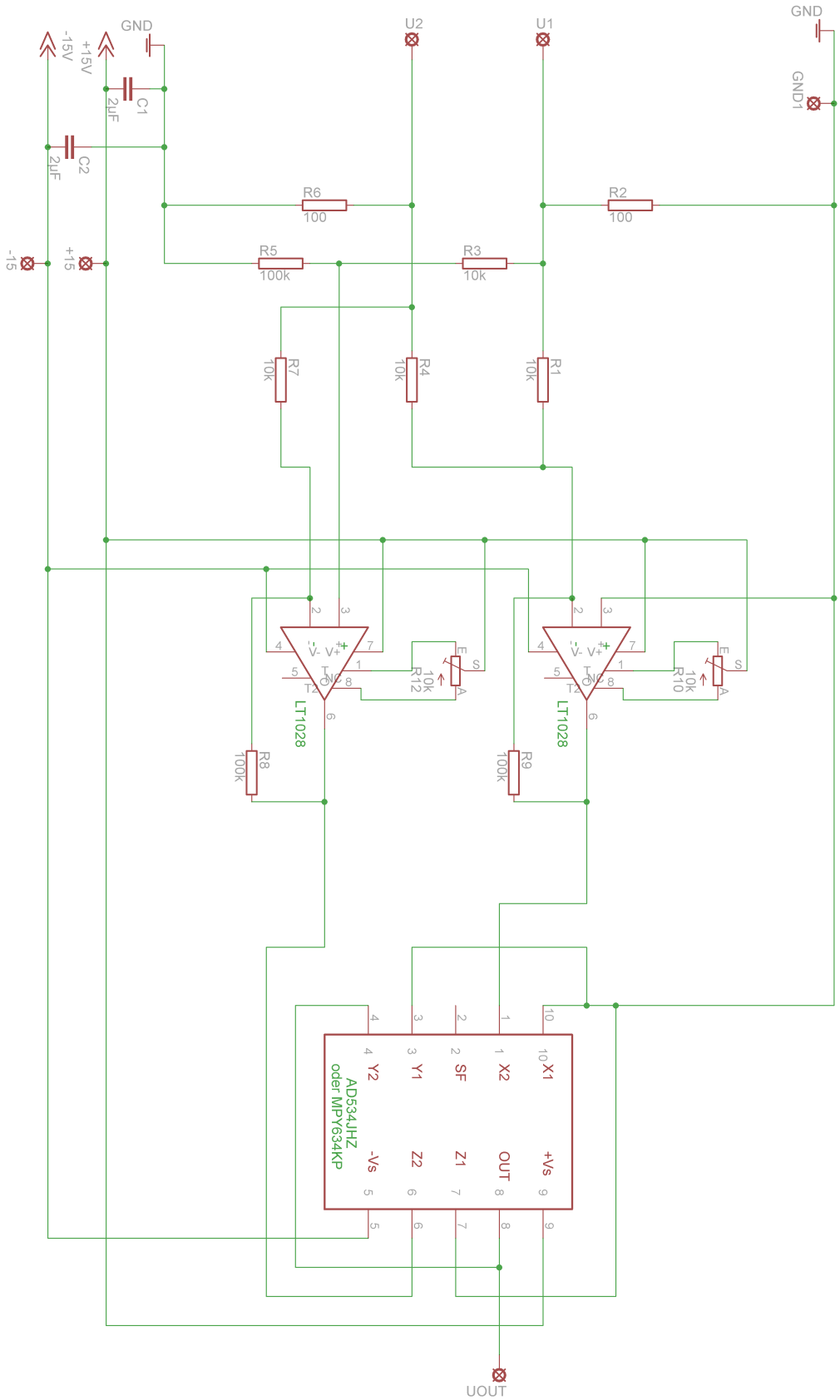

Abbildung A.3.: *Schaltung zur Erzeugung der S_1 und S_2- Signale aus den Photodiodenspannungen. Quelle [34].*

Stücklisten

Bezeichnung	Stück	Wert
R1	1	abhängig von Ausgangsspannung
R2	1	240 Ω
C1	1	0, 1 µF
C2	1	1 µF
LM317	1	

Tabelle A.1.: *Stückliste zu Abb. A.1*

Bezeichnung	Stück	Wert
R1	1	1 kΩ
R2	1	100 Ω
C1	1	0, 1 µF
LM317	1	

Tabelle A.2.: *Stückliste zu Abb. A.2*

Bezeichnung	Stück	Wert
R2,R6	2	100 Ω
R1,R3,R4,R7	4	10 kΩ
R5,R8,R9	3	100 kΩ
R10,R11	2	0 − 10 kΩ
C1,C2	2	2 µF
LT1028	2	
AD534JHZ oder MPY634KP	1	

Tabelle A.3.: *Stückliste zu Abb. A.3*

Literaturverzeichnis

[1] M. Planck, *Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung im Normalspektrum*, Verhandlungen der Deutschen physikalischen Gesellschaft **2**(1900) Nummer 17, Seite 237 - 245, (vorgetragen am 14.12.1900).

[2] A. Einstein, *Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt*, Annalen der Physik **322** Nummer 6, Seite 132–148, (1905).

[3] N. Bohr, *On the Constitution of Atoms and Molecules Part I-III*, Philosophical Magazine **26**, (1913).

[4] F. Warken, *Ultradünne Glasfasern als Werkzeug zur Kopplung von Licht und Materie*, Dissertation Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, (2007).

[5] Y. B. Ovchinnikov, S. V. Shul´ga und V. I. Balykin, *An atomic trap based on evanescent light waves*, Journal of Physics B: Atomic, Molecolar and Optical Physics **24**, Seite 3173-3176, (1991)

[6] R. Grimm, M. Weidemüller und Y. B. Ovchinnikov, *Optical Dipole Traps for Neutral Atoms*, Advances In Atomic, Moecular and Optical Physics **42**, Seite 95-170, (1999).

[7] F. Le Kien, J. Q. Liang, K. Hakuta und V. I. Balykin, *Field intensity distributions and polarization orientations in a vacuum-clad subwavelength-diameter optical fiber*, Optics Communications **242**, Seite 445-455, (2004).

[8] F. Le Kien, V. I. Balykin und K. Hakuta, *Atom trap and waveguide using a two-color evanescent field around a subwavelength-diameter optical fiber*, Physical Review A **70**, 063403, (2004).

[9] V. I. Balykin, K. Hakuta, F. Le Kien, J. Q. Liang und M. Morinaga, *Atom trapping and guiding with a subwavelength-diameter optical fiber*, Physical Review A **70**, 011401(R), (2004).

[10] F. Le Kien, K. Hakuta, P. Schneeweiss und A.Rauschenbeutel, *Quantum dynamic of an atom orbiting around an optical nanofiber*, arXiv: 1209.0536v1, (2012).

[11] B. E. A. Saleh und M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, Kapitel 6, John Wiley & sons Inc, ISBN:0-471-83965-5, (1991).

[12] R. C. Jones, *A New Calculus for the Treatment of Optical Systems*, Journal of Scientific America **31**, Nummer 7, Seite 488-493, (1941).

[13] D. Meschede, *Optics, light and Lasers*, Kapitel 2, Wiley-VCH Verlag GmbH&CoKG ISBN: 3-527-40364-7, (2004).

[14] http://www.newport.com/images/webdocuments-en/images/18954.pdf, (Mai 2012).

[15] B. E. A. Saleh und M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, Kapitel 18, John Wiley & Sons Inc, ISBN:0-471-83965-5, (1991).

[16] M. Martinelli et al, Patent US 2004262499 A1, (2004).

[17] Siemens Aktiengesellschaft, Patent EP 0514787 A2, (1992).

[18] I. Mohammed et al, Patent US 6856459 B1, (2005).

[19] Cambridge Research and Instrumentation Inc, Patent WO 200219016 A1, (2002).

[20] A. La Porta und M. D. Wang, *Optical Torque Wrench: Angular Trapping, Rotation and Torque Detection of Quartz Microparticles*, Physical Review Letters **92**, Nummer 19, 190801, (2004).

[21] B. E. A. Saleh und M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, Kapitel 20, John Wiley & Sons Inc, ISBNs:0-471-83965-5, (1991).

[22] A. Bösel, *Untersuchung zur Frequenzdurchstimmung eines Diodenlasers mit externem Resonator basierend auf dem akusto-optischen Effekt*, Inauguraldissertation Ernst-Moritz-Arndt Universität Greifswald, (2009).

[23] A. Korpel, *Acousto-Optics*, Marcel Dekker Inc, ISBN 0-8247-7891-X, (1988).

[24] A. Korpel, *Acousto-Optics - A Review of Fundamentals*, Proceedings of the IEEE **69**, Nummer 1, Seite 48-53, (1981)

[25] M. Abramowitz und I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions*, Kapitel 9, National Bureau of Standards, (1972).

[26] Berechnungen durchgeführt und Grafik erstellt von Daniel Reitz.

[27] *Phase Noise Characterization of Microwave Oscillators*, Agilent Technologies Product Note 11729B-1, http://www.home.agilent.com/upload/cmc_upload/All/5952-8286E.pdf?&cc=AT&lc=ger, (2007).

[28] W. F. Walls, *Practical Problems Involving Phase Noise Measurements*, 33. Annual Precise Time and Time Interval Meeting, http://tycho.usno.navy.mil/ptti/ptti2001/paper42.pdf, (2001).

[29] http://www.holzworth.com/Spec_sheets/HX4110_Web_Datasheet.pdf, (August 2011).

[30] T. A. Savard, K. M. O'Hara und J. E. Thomas, *Laser-noise-induced heating in far-off resonance optical traps*, Physical Review A **56**, Nummer 2, R1095-R1098, (1997).

[31] J. F. Kenney und E. S. Keeping, *Mathematics of Statistics*, Teil 2, zweite Edition, Van Nostrand, (1951).

[32] E. Vetsch, *Optical Interface Based on a Nanofiber Atom-Trap*, Dissertation Johannes Gutenberg-Universität Mainz, (2010).

[33] A. Meyer, S. Gspan, S. Bernet und M. Ritsch-Marte, *Tailoring ultrasonic beams with optoacoustic holography, Laser Resonators and Beam Control VI*, Proceedings of the SPIE, **4969**, Seite 105-114, (2003).

[34] C. Stehle, *Nachweis gasförmiger und adsorbierter Rubidiumatome durch phasensensitive Detektion von Oberflächenplasmon-Polaritonen*, Diplomarbeit Eberhard Karls Universität Tübingen, (2009).

Danksagung

Mein erster Dank gilt Professor Dr. Arno Rauschenbeutel, der es mir ermöglicht hat meine Masterarbeit in seiner Arbeitsgruppe in einem sehr interessanten und spannenden Themengebiet durchzuführen.
Ich möchte mich auch bei Universitätsassistent Dr. Philipp Schneeweiß für seine unermüdliche Unterstützung und Betreuung bei allen auftretenden Fragestellungen und Problemen sowie seine umfassenden Korrekturen und detailierten Anmerkungen an der schriftlichen Arbeit bedanken.
Weiterer Dank gilt den Doktoranden Rudolf Mitsch und Daniel Reitz, die mir immer mit Rat und Tat zur Seite standen, mir bei jedem noch so trivialen oder komplizieten Problem und bei jeder erdenklichen Frage anstandslos weitergeholfen haben und mir beim Verfassen und Korrigieren der schriftlichen Arbeit eine immense Unterstützung waren.
Auch möchte ich mich bei allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe für die außergewöhnlich tolle Atmosphäre in der Gruppe, die vielen Hilfestellungen und all die geliehenen Laborutensilien bedanken.
Nicht vergesen möchte ich auch die hausinterne Werkstätte, die alle Aufträge schnell und unkompliziert erledigt hat und deren Werkstücke immer von hervorragender Qualität waren sowie dem Sekretariat für die administrative Unterstützung.

Ein großer Dank geht an meine Familie und meine Freunde, die mich während meines Studiums und insbesondere während meiner Masterarbeit immer unterstützt und mir den ein oder anderen verpassten Termin verziehen haben.

Ohne all die erwähnten Personen wäre mir diese ausgesprochen tolle und interessante Erfahrung verwehrt geblieben und ich hätte mein Studium nicht meistern können.