

Frequenzstabilisierung zur Laserkühlung von Rubidium

Julia Gamper

Bachelorarbeit in Physik
angefertigt im Institut für Angewandte Physik

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
Bonn

Februar 2022

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn, 17.02.2022
Datum

Julia Gampen
Unterschrift

1. Gutachter: Prof. Dr. Sebastian Hofferberth
2. Gutachter: Prof. Dr. Dieter Meschede

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all jenen bedanken, die mich während meiner Bachelorarbeit sowohl fachlich als auch persönlich unterstützt haben. Dabei möchte ich mich im Besonderen bedanken bei

- Prof. Sebastian Hofferberth für die Möglichkeit als erste Bachelor-Studentin am HQO-Experiment mitarbeiten zu dürfen und so den Aufbau eines Experiments von Grund auf miterleben zu können. Es hat großen Spaß gemacht, bei diesem Experiment mitzuarbeiten und ein Teil der Arbeitsgruppe zu sein.
- Prof. Dieter Meschede für die spannende Photonics-Vorlesung, welche mich dazu inspiriert hat, meine Arbeit in der Quantenoptik zu schreiben. Und ich möchte mich auch dafür bedanken, dass Sie mein zweiter Gutachter sind.
- allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe: Cedric Wind, Hannes Busche, Hannes Pfeifer, Jiachen Zhao, Lukas Ahlheit, Lukas Tenbrake, Nina Stiesdal, Panagiota Kardala, Rafael Rothganger de Paiva, Thilina Muthu-Arachchige und Tina Naggert. Danke, dass ihr mich so gut in das Gruppen-Leben aufgenommen habt und ich in der gemeinsamen Zeit so viel von euch lernen durfte.
- Hannes Busche für die ausgezeichnete Unterstützung und Betreuung rund um die Uhr während meiner gesamten Bachelorarbeit. Danke für die vielen guten Antworten auf all meine Fragen und auch für die spannenden Gespräche über Physik, den Vergleich zwischen Österreich, Deutschland und England und vieles mehr.
- Cedric Wind für die viele Unterstützung und Hilfe bei meiner Bachelorarbeit. Danke, dass du mir selbst vor Weihnachten, als fast alle anderen schon in den Weihnachtsferien waren, beim Programm-Schreiben geholfen hast.
- Nina Stiesdal und Lukas Ahlheit für die Unterstützung bei Fragen und Unklarheiten im Labor. Und ich möchte mich auch dafür bedanken, dass ihr mich stets über euer „Atom-Pünktchen“ auf dem Laufenden gehalten habt.
- dem „Brunch-Team“ für ein tägliches, entspanntes gemeinsames Mittagessen und all die spannenden Unterhaltungen. Danke auch für die gemeinsamen Kaffee-Pausen, in welchen ich gut Motivation tanken konnte. In dem Sinne auch Danke Eduardo, für die Möglichkeit viele verschiedene leckere Kaffee-Sorten probieren zu können.
- meiner Familie und Daniel für die viele Unterstützung, den Zuspruch und dafür, dass ihr immer für mich da seid. Ohne euch wäre ich nicht da, wo ich heute bin. Hun enk liab.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Rubidium- und Frequenzstabilisierungs-Schema	3
2.1	Übergänge fürs Laserkühlen und für Rydberganregung	3
2.2	Überblick des Lasersystems	5
3	Frequenzstabilisierung des Master-Lasers	7
3.1	Fabry-Perot Resonator	8
3.2	Pound-Drever-Hall (PDH) Technik	9
3.3	Aufbau	12
3.3.1	Optischer Aufbau	12
3.3.2	Feedbackschleife	13
3.4	Dopplerfreie Spektroskopie	16
3.5	Stabilisierung auf den Resonator	19
3.5.1	Optimierung	19
3.6	Charakterisierung des externen Resonators	22
3.6.1	Cavity Ringdown Messung (CRM)	22
3.6.2	Messung	22
3.6.3	Ergebnisse	23
4	Frequenzstabilisierung der Slave-Laser	25
4.1	Aufbau	26
4.1.1	Optischer Aufbau	26
4.1.2	Optische Phasenregelschleife (OPLL)	27
4.1.3	Feedbackschleife	28
4.2	Stabilisierung auf den Master-Laser	30
5	Zusammenfassung und Ausblick	33
A	Frequenzverschiebung des Lasers	35
	Literatur	37

Einleitung

Da Laser im Vergleich zu anderen Lichtquellen nahezu monochromatisch sind, können diese dazu genutzt werden, gezielt einzelne Übergänge in einem Atom anzuregen [1]. Dies ermöglicht es, zum Beispiel in einer optischen Molasse [2] bzw. unter Verwendung einer Magneto-optischen Falle (MOT) [3], Atome bis nahe zum absoluten Nullpunkt zu kühlen [4]. Außerdem können so einzelne Hyperfein-Übergänge in Atomen angeregt werden, was viele Experimente zur Atom-Licht-Wechselwirkung, z.B. in der nicht-linearen Quantenoptik, erst möglich macht.

Die Arbeitsgruppe Nonlinear Quantum Optics (NQO), in der diese Arbeit angefertigt worden ist, beschäftigt sich mit der Erzeugung von effektiven Wechselwirkungen zwischen einzelnen Photonen basierend auf der starken Wechselwirkung zwischen ultrakalten Rydbergatomen [5–7]. Diese basiert auf der starken Polarisierbarkeit von Rydbergatomen [8] und kann zu einem Blockade-Effekt [9] führen, der mehrfache Rydberganregungen im Umkreis von einigen μm unterdrückt [10]. Damit ist es möglich, dass eine einzelne Rydberganregung, und somit letztlich ein einzelnes Photon [6], das diese erzeugt, die optischen Eigenschaften eines Ensembles von vielen tausend Atomen drastisch ändern kann. Anwendungen der Photon-Photon-Wechselwirkung, welche in der Arbeitsgruppe demonstriert wurden, sind unter anderem Einzel-Photonen-Transistoren [11, 12] oder Einzel-Photonen-Absorbierer [13, 14], die es ermöglichen, den Quantenzustand von Lichtpulsen Photon für Photon zu manipulieren. Auch hierfür ist es notwendig, gezielt bestimmte Übergänge zu adressieren. Des Weiteren nimmt die Reichweite des Blockade-Effekts unter anderem mit steigender Linienbreite ab, sodass schmalbandige Laser wünschenswert sind, um die optischen Eigenschaften von besonders vielen Atomen durch ein einzelnes Photon kontrollieren zu können. Dabei ist auch in diesen Experimenten die Erzeugung kalter Atome durch Laserkühlen [4] eine Grundvoraussetzung, etwa um Linienverbreiterungen durch den Dopplereffekt zu verhindern.

Das Hybrid Quantum Optics (HQO) Projekt plant, hybride Quantensysteme bestehend aus Rydbergatomen, Photonen und einem elektromechanischen Oszillator zu realisieren. Dazu sollen im Experiment zunächst Atome in einer MOT [15] vorbereitet werden und mit einem Magnet-Transport [16] in einen Kryostaten gebracht werden, wo sie dann über einen Atom-Chip [17, 18] gefangen werden (siehe Abb. 1.1). Dort sollen einzelne Moden des Oszillators durch Interaktionen mit Rydbergatomen [19] in ihren quantenmechanischen Grundzustand gekühlt werden. Dies soll es unter anderem ermöglichen, diese als Quanten-Speicher zu nutzen [20].

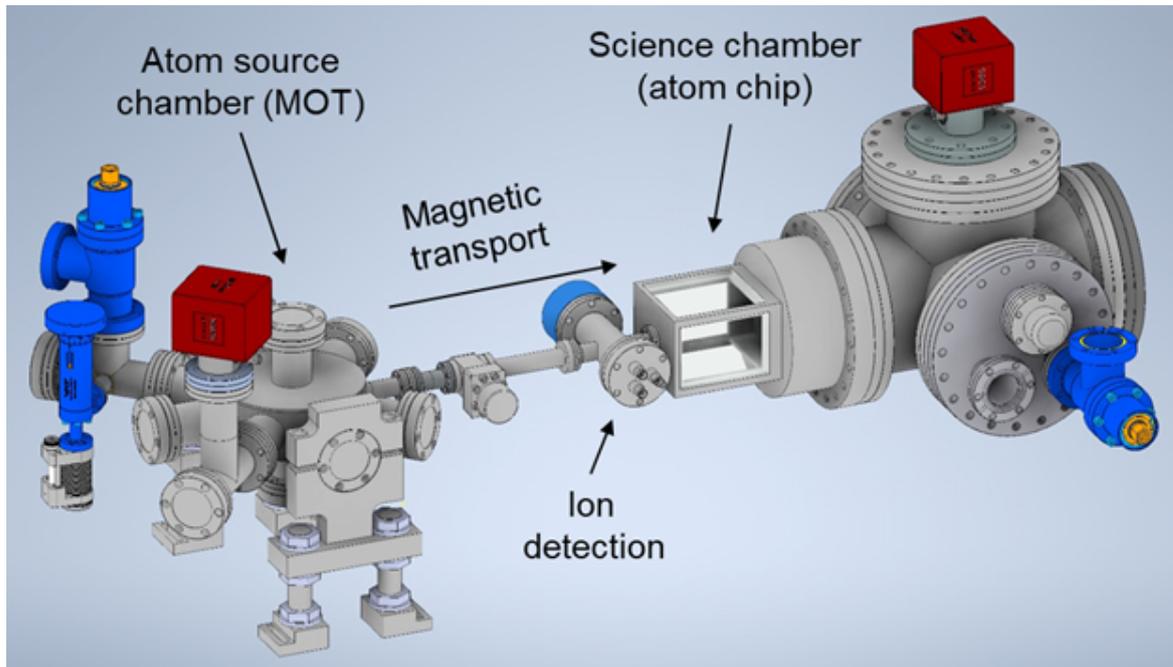


Abbildung 1.1: Übersicht der geplanten Vakuumkammern für das HQO Experiment: Auf der linken Seite befindet sich die Kammer für die MOT und auf der rechten Seite die Vakuumkammer, welche durch einen Kryostat ergänzt werden wird. Dort sollen dann die Experimente mit hybriden Quantensystemen stattfinden. Diese Abbildung ist von Hannes Busche angefertigt worden.

Ziel dieser Arbeit ist der Aufbau und die Frequenzstabilisierung eines Lasersystems für das Laserkühlen in der MOT und die Rydberganregung bei 780 nm (D2-Linie von Rubidium [21]), in Kombination mit einem weiteren Laser bei einer Wellenlänge von 480 nm, für das HQO Experiment. Dazu werden drei Laser verwendet, wovon einer als Master-Laser und damit als Referenz für weitere Laser mit einer Wellenlänge von 780 nm genutzt wird. Die beiden anderen, sogenannten Slave-Laser sollen als Rückpumper- und Cooler-Laser in der MOT agieren. Dabei müssen die Laser auf den geeigneten Rubidium-Übergang stabilisiert werden. Hierzu ist es nötig, dass zuerst der Master-Laser stabilisiert wird. Um eine besonders schmale Linienbreite zu erhalten, wird der Laser nicht auf ein Atom-Spektrum [22], sondern mit der Pound-Drever-Hall (PDH) Methode [23, 24] auf einen externen Resonator stabilisiert (siehe Kapitel 3). Außerdem wird der Resonator charakterisiert, indem seine Finesse betrachtet wird [25]. Anschließend werden die beiden Laser, welche in der MOT verwendet werden, mit einer Phasenregelschleife [26] auf den Master-Laser frequenz- und phasenstabilisiert (siehe Kapitel 4).

Neben den Lasern für die MOT sollen auch weitere Laser für die Rydberganregung auf den Master-Laser stabilisiert werden.

Rubidium- und Frequenzstabilisierungs-Schema

Rubidium ist ein Alkali-Atom und hat die Ordnungszahl 37. Es besitzt somit nur ein Valenzelektron, welches sich in der 5S-Schale befindet [3]. Alkali-Atome eignen sich aufgrund ihrer einfachen, Wasserstoff-ähnlichen Energielevel gut zum Laserkühlen. So ist etwa Rubidium ein beliebtes Element hierfür, da es eine einfache Verfügbarkeit von Laser-Dioden mit einer Wellenlänge im Bereich von 780 nm gibt, was der D2-Linie von Rubidium entspricht, welche in Abb. 2.1 zu sehen ist. Hierbei handelt es sich um den Übergang zwischen dem Grundzustand $5S_{1/2}$ und dem $5P_{3/2}$ -Zustand [27].

Die Rubidium-Quelle, wie sie in der Natur vorkommt, besteht zu 27,83% aus ^{87}Rb und zu 72,17% aus ^{85}Rb [28, 29]. Obwohl ^{87}Rb seltener vorkommt, wird dieses im Experiment verwendet, da es eine einfachere Hyperfeinstruktur besitzt. Außerdem ist es deutlich schwieriger, ^{85}Rb evaporativ zu kühlen [30].

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, ist die D2-Linie auch als erster Schritt für die Rydberganregung von großem Interesse. Dafür werden in Zukunft weitere Laser bei dieser Wellenlänge frequenzstabilisiert und verwendet werden.

2.1 Übergänge fürs Laserkühlen und für Rydberganregung

Das Ziel der Frequenzstabilisierung der Laser besteht darin, sowohl eine MOT zu implementieren, wofür ein geschlossener Kühl-Kreislauf nötig ist, als auch die Rydberganregung möglich zu machen. Zur Implementierung der MOT werden die ^{87}Rb -Atome durch einen Cooler-Laser im Übergang $(5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2) \rightarrow (5P_{3/2}, F = 3, m_F = 3)$ optisch angeregt. Durch spontane Emission können diese dann wieder in den $(5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2)$ -Zustand zurückkehren, wo sie erneut gepumpt werden. Da allerdings zu Beginn nicht alle Atome im $(5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2)$ -Zustand sind, wird das Licht polarisiert, um den σ^+ -Übergang zu treiben. Dabei werden dann so lange $(5S_{1/2}, F = 2, m_F) \rightarrow (5P_{3/2}, F = 3, m_F + 1)$ -Übergänge optisch gepumpt, bis sich die Atome im Cooler-Übergang befinden. Da der Laser rot-verstimmt ist, um Atome anzusprechen, welche sich auf diesen zu bewegen, befindet sich außerdem ein kleiner Anteil nach dem Pumpen im $(5P_{3/2}, F = 2)$ -Zustand, womit der Zerfall $(5P_{3/2}, F = 2) \rightarrow (5S_{1/2}, F = 1)$ möglich wird. Um dem entgegenzuwirken, gibt es zusätzlich einen Rückpumper-Laser, welcher den Übergang $(5S_{1/2}, F = 1) \rightarrow (5P_{3/2}, F = 2)$ anregt. Durch spontane Emission können diese wieder in den $(5P_{3/2}, F = 2) \rightarrow (5S_{1/2}, F = 2)$ -Zustand und somit in den Kühlkreislauf zurückkehren.

Um die beiden Slave-Laser beim richtigen Hyperfein-Übergang stabilisieren zu können, ist es zunächst

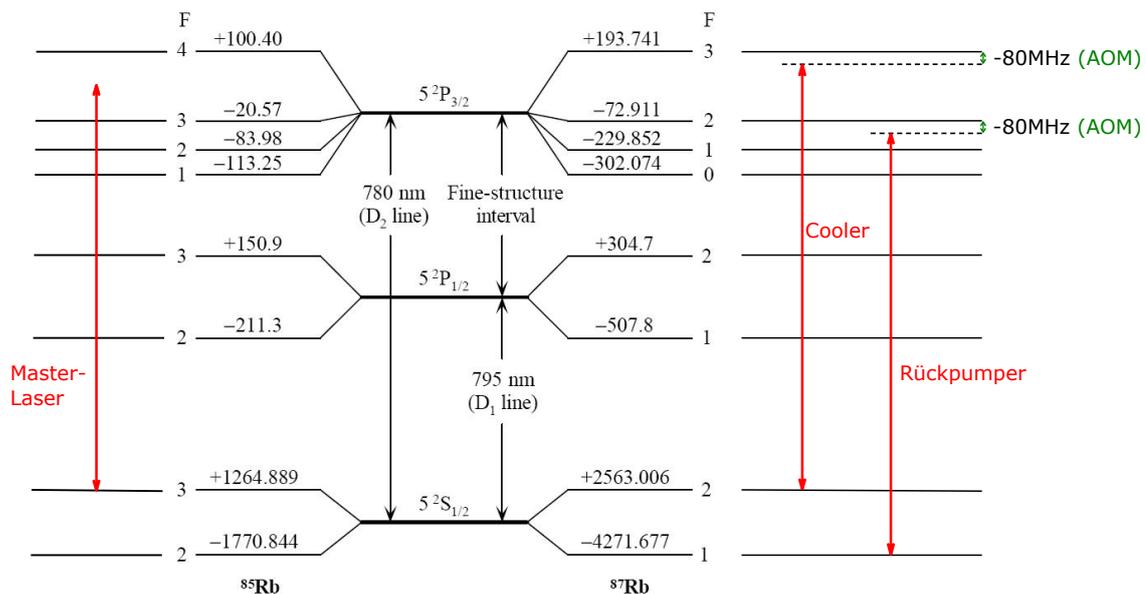


Abbildung 2.1: Levelschema von Rubidium [21] mit relevanten Übergängen fürs Laserkühlen (rechts) und der Cross-Over-Resonanz, auf welche der Master-Laser stabilisiert wird (links).

Tabelle 2.1: Verwendung des jeweiligen Lasers, die Position seiner Frequenzstabilisierung und die Information darüber, wie weit er dazu relativ zum Master-Laser frequenzverschoben werden muss.

Anwendung	Laser	Übergang	Frequenzabweichung
Master	DLpro1	^{85}Rb F=(3 → 3, 4)	0 MHz
Rückpumper	DLpro2	^{87}Rb F=(1 → 2)	5 501 MHz
Cooler	TApr01	^{87}Rb F=(2 → 3)	-1 066 MHz

nötig, den Master-Laser zu stabilisieren, was in Abschnitt 3.4 genauer beschrieben wird. Anschließend werden der Cooler und der Rückpumper mit der nötigen Frequenzverschiebung auf diesen Master-Laser phasen- und frequenzstabilisiert. Die jeweiligen Übergänge sind in Abb. 2.1 eingezeichnet. In der Abbildung fällt außerdem auf, dass der Cooler und der Rückpumper beide um -80 MHz verstimm werden müssen, da diese im Anschluss durch einen Akusto-optischen Modulator (AOM) gekoppelt werden, welcher als Schalter fungieren soll und das Licht um 80 MHz verschiebt, was folglich bei der Stabilisierung berücksichtigt werden muss. Außerdem sollen die Laser durch Verstimmung der Frequenz relativ zum Übergang mit jenen Atomen interagieren können, welche sich auf den Laserstrahl zu bewegen.

In Tabelle 2.1 sind die verwendeten Laser bei den jeweiligen, benötigten Übergängen vermerkt. Der Cooler-Übergang dient neben der Erzeugung für kalte Atome auch, in Kombination mit einem Laser bei einer Wellenlänge von 480 nm, zur Rydberganregung. Außerdem wird auf genau diesem Übergang die Einzel-Photonen-Wechselwirkung beobachtet werden [5–7].

2.2 Überblick des Lasersystems

Das Ziel dieser Arbeit ist es, die Laser frequenzstabilisieren. Dabei dient der Master-Laser als Referenz für die Laser zur Rydberganregung und für die MOT-Laser. Die MOT-Laser dienen als Cooler- und Rückpumper-Laser. Dazu stehen die Laser¹ DLpro1 als Master, DLpro2 als Rückpumper und TApr01 als Cooler zur Verfügung. Da fürs Kühlen eine deutlich höhere Laserleistung nötig ist als bei den anderen Anwendungen, besitzt der Cooler-Laser einen integrierten Verstärker (Tapered Amplifier).

Die verwendeten, digital ansteuerbaren Dioden-Laser² befinden sich in der Littrow-Konfiguration [32] (siehe Abb. 2.2). Das bedeutet, dass die Laser ein Beugungsgitter besitzen, welches als Spiegel verwendet wird. Ein Teil des Lichts wird reflektiert und kann folglich im Experiment verwendet werden. Die erste Ordnung des Strahls wird an den Laser zurück reflektiert und dient somit als Feedback. Dies ermöglicht es, durch Verstellen des Gitters, die Wellenlänge des Lasers einzustellen. Die Vorgehensweise zur Frequenzstabilisation der Laser ist in Abb. 2.3 anschaulich dargestellt. Der Master-Laser DLpro1 wird unter Verwendung der Pound-Drever-Hall Technik (siehe Abschnitt 3.2) auf den externen high-Finesse Resonator stabilisiert. Dazu wird die Cross-Over-Resonanz (siehe Abschnitt 3.4 zur dopplerfreien Spektroskopie) $F=(3 \rightarrow 3, 4)$ in ^{85}Rb gewählt, welche gut erkennbar ist und sich zwischen den Übergängen für die Slave-Laser befindet. Es ist nötig, dass sich eine Resonator-Resonanz bei dieser Cross-Over-Resonanz befindet, um den Laser darauf frequenzstabilisieren zu können. Da diese Resonanzen jedoch nur im Abstand des freien Spektralbereichs $\Delta\nu_{\text{FSR}}$ auftreten und unter Umständen driften können, werden mit Hilfe eines Elektro-optischen Modulators (EOM) Seitenbänder auf die Trägerfrequenz moduliert. Durch ein am EOM angelegtes Mikrowellen-Signal kann das Seitenband zur gewünschten Cross-Over-Resonanz verschoben werden. Damit kann dann unter Verwendung der PDH Methode ein Fehlersignal generiert werden, welches über einen PID-Regler an den Laser zurück gekoppelt wird, um diesen frequenzstabilisieren.

Danach werden die beiden Slave-Laser DLpro2 und TApr01 mit Hilfe einer optischen Phasenregelschleife (siehe Abschnitt 4.1.2) auf den Master-Laser stabilisiert. Hierbei wird die optische Schwebung zwischen Master- und Slave-Laser mit einer Referenz verglichen und ein Fehlersignal erzeugt, welches an den Laser zurück gekoppelt werden kann. Durch die Wahl der Referenzfrequenz ist es möglich, die Laser zu verstimmen. Der schematische Aufbau des Lasersystems ist in Abb. 2.4 zu sehen.

In Zukunft werden noch weitere Laser unter Verwendung einer optischen Phasenregelschleife frequenzstabilisiert werden, welche für die Rydberganregung verwendet werden sollen.

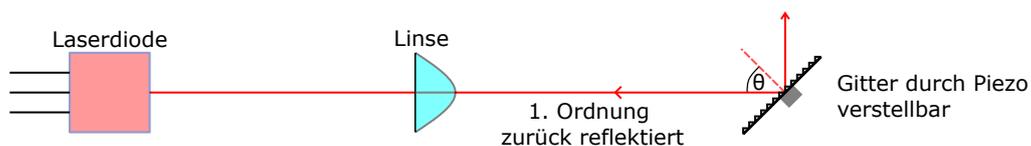


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung eines Diodenlasers in Littrow-Konfiguration. Das Beugungsgitter kann durch einen Piezo verstellbar werden. Ein Teil des Laserlichts wird am Beugungsgitter reflektiert und kann im Experiment verwendet werden. Der andere Teil wird zurück in den Laser reflektiert und dient somit als Feedback.

¹ von Toptica

² Digital Laser Controller (DLC pro) von Toptica [31]

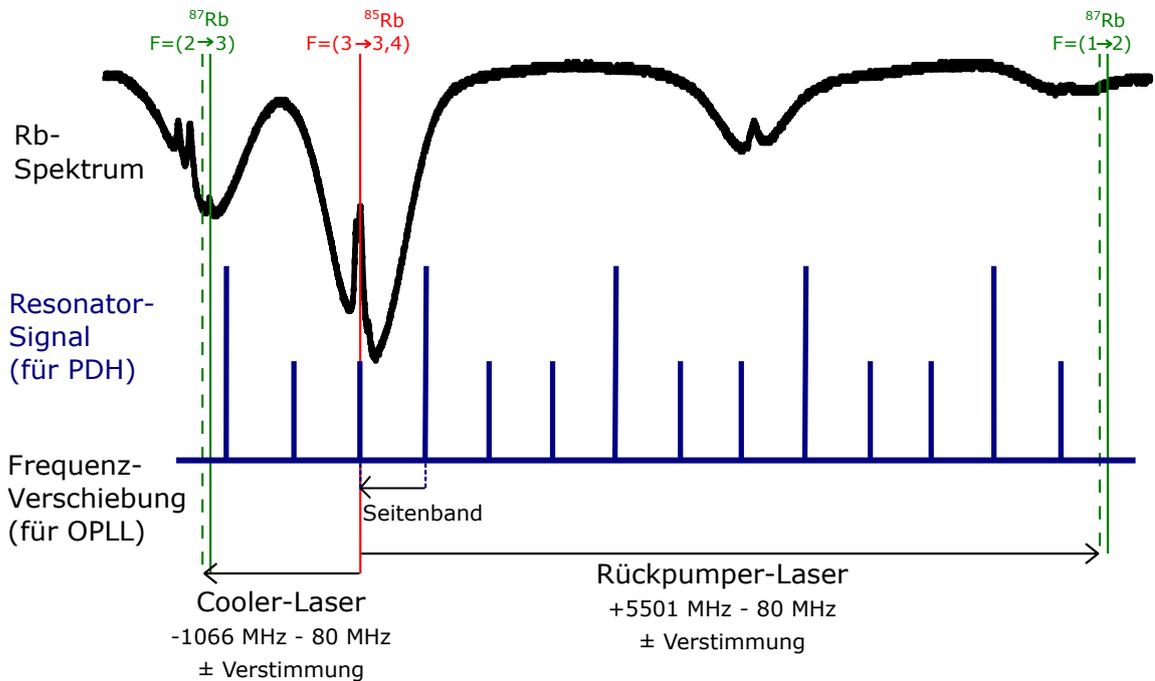


Abbildung 2.3: Auf die Hauptresonanzen des Resonators (blau) werden Seitenbänder moduliert, sodass sich eines der Seitenbänder bei der Cross-Over-Resonanz ($5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}, F = 3, 4$) von ^{85}Rb (rot) befindet und der Master-Laser mit der PDH Methode auf den Resonator stabilisiert werden kann. Die beiden Slave-Laser werden im Anschluss mit einem bestimmten Frequenz-Offset (grün, unter Berücksichtigung der Verschiebung durch den AOM gestrichelt) mit einer optischen Phasenregelschleife (OPLL) auf den Master-Laser stabilisiert.

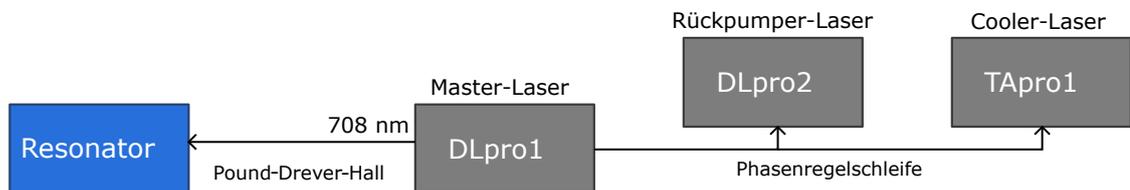


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau des gesamten Lasersystems. Der Master-Laser DLpro1 wird mit der Pound-Drever-Hall Methode auf den externen Resonator stabilisiert. Anschließend werden die Slave-Laser DLpro2 und TApro1 mit einer Phasenregelschleife (Phase Lock Loop) auf den Master-Laser stabilisiert.

Frequenzstabilisierung des Master-Lasers

Der Master-Laser dient als Referenz für die MOT-Laser und die Laser für die Rydberganregung. Da vor allem letztere eine schmale Linienbreite besitzen sollen, ist es nötig, dass dies auch für den Master-Laser der Fall ist. Dazu wird dieser in seiner Frequenz stabilisiert (in der Größenordnung der atomaren Linienbreite von MHz oder besser).

Dieses Kapitel beschreibt die Stabilisierung des Master-Lasers auf den externen Resonator. In diesem Experiment wird ein externer hemisphärischer Ultra Low Expansion (ULE)-Resonator als Referenz verwendet. Der frequenzstabilisierte Master-Laser dient im Anschluss als Referenz, um weitere Laser mit gleicher Wellenlänge darauf stabilisieren zu können (siehe Kapitel 4). Die Frequenzstabilisation des Master-Lasers erfolgt hierbei mit der Pound-Drever-Hall Methode [24]. Dabei wird das aus dem Resonator reflektierte Laserlicht, auf welches Seitenbänder moduliert worden sind, mit der Modulationsfrequenz gemischt. Dieses Signal gelangt durch einen Tiefpass-Filter und das Fehlersignal wird über einen PID-Regler auf den Laser zurück gekoppelt, woraufhin der Laser dann stabilisiert werden soll. Neben der Frequenzstabilisierung selbst enthält dieses Kapitel außerdem eine Bestimmung der Finesse des Resonators mittels einer Cavity Ringdown Messung [33].

3.1 Fabry-Perot Resonator

Im Folgenden werden die Eigenschaften eines Fabry-Perot-Resonators (siehe Abschnitt 3.3.1) erläutert. Die transversale Grund-Mode (TEM_{00}) des Resonators hat ein Gaußsches Intensitätsprofil [34], welches einen $1/e^2$ -Radius [35]

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (3.1)$$

mit $z_R = \frac{\pi w_0^2 n}{\lambda}$ besitzt. Hier entspricht z dem Abstand entlang der Strahl-Achse, z_R der Rayleigh-Länge, w_0 der Strahl-Taille, $n = 1$ dem Brechungsindex im Vakuum und λ der Wellenlänge.

Für den Krümmungsradius der Wellenfront ergibt sich [35]

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z}\right)^2 \right]. \quad (3.2)$$

Um den Strahl effizient in den Resonator koppeln zu können (Mode-Matching [36]), muss die Krümmung der Wellenfront mit der Krümmung des sphärischen Spiegels $R(d) = R_2$ übereinstimmen und der Fokus w_0 auf dem flachen Spiegel liegen, wie dies in Abb. 3.1 zu sehen ist.

Das spektrale Auflösungsvermögen wird durch die Finesse

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta\nu_{\text{FSR}}}{\Delta\nu_{1/2}} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (3.3)$$

beschrieben, die durch das Verhältnis des freien Spektralbereichs $\Delta\nu_{\text{FSR}}$ und der Halbwertsbreite $\Delta\nu_{1/2}$ des Transmissionsmaximums gegeben ist und von der Reflektivität der Spiegel R abhängt [37].

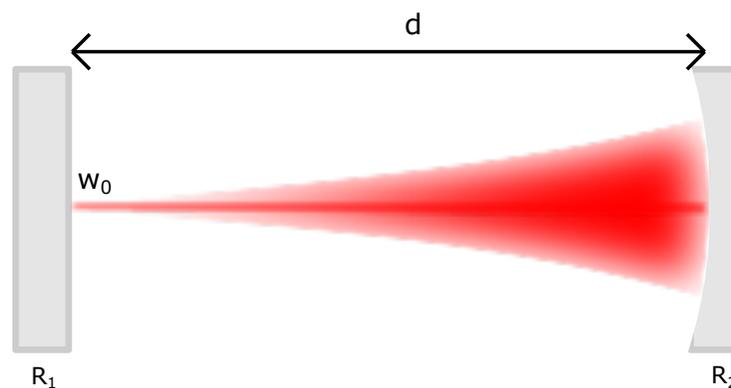


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des verwendeten Ultra Low Expansion (ULE)-Resonators, welcher im Folgenden für die Frequenzstabilisation des Master-Lasers verwendet wird. Für die Krümmungsradien der Spiegel im Resonator, welche $d = 100$ mm auseinander liegen, gilt $R_1 = \infty$ und $R_2 = 500$ mm.

3.2 Pound-Drever-Hall (PDH) Technik

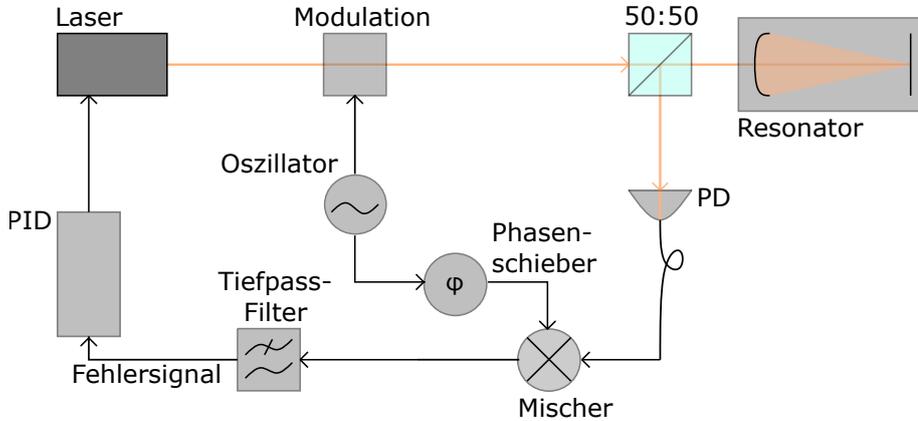


Abbildung 3.2: Frequenzstabilisierung mittels PDH Methode. Der Modulator moduliert unter Verwendung des externen Oszillators Seitenbänder auf das Laserlicht, welches dann in den Resonator eingekoppelt wird. Das reflektierte Signal wird auf einer Photodiode detektiert. Anschließend wird dieses mit dem gegebenenfalls phasenverschobenen Oszillator-Signal gemischt. Diese Schwegung gelangt durch einen Tiefpass-Filter und wird über einen PID-Regler zum Laser zurück gekoppelt, um diesen zu stabilisieren.

Das transmittierte oder reflektierte Resonatorsignal wird auf einer Photodiode detektiert. Da sich die Intensität des Signals symmetrisch um die Resonanz befindet, kann nicht festgestellt werden, in welche Richtung der Laser driftet. Folglich ist auch nicht klar, ob die Frequenz vergrößert oder verkleinert werden muss, um dies zu korrigieren. Die Ableitung des Signals ist jedoch antisymmetrisch um die Resonanz und damit ist es möglich, ein Feedback-Signal zur Laserstabilisation zu erzeugen. Dazu wird die Pound-Drever-Hall (PDH) Methode verwendet [23].

Der Aufbau der PDH Methode ist in Abb. 3.2 zu sehen. Um ein zur Ableitung proportionales Signal zu erhalten, werden mit Hilfe eines Modulators Seitenbänder mit Amplitude β und Modulations-Frequenz Ω auf das vom zu stabilisierenden Laser emittierte Licht mit Frequenz ω moduliert.

Nach der Modulation kann das elektrische Feld unter Verwendung der Besselfunktionen¹ wie folgt beschrieben werden [24]:

$$\begin{aligned}
 E_{\text{in}} &= E_0 e^{i(\omega t + \beta \sin \Omega t)} \\
 &\approx E_0 \left[J_0(\beta) + 2iJ_1(\beta) \sin \Omega t \right] e^{i\omega t} \\
 &= E_0 \left[J_0(\beta) e^{i\omega t} + J_1(\beta) e^{i(\omega + \Omega)t} - J_1(\beta) e^{i(\omega - \Omega)t} \right].
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

Hierbei entspricht ω der Trägerfrequenz und $\omega \pm \Omega$ der Frequenz der Seitenbänder. Um das Feld des reflektierten Strahls zu bestimmen, wird jeder Term einzeln betrachtet und mit dem frequenzabhängigen Reflexionskoeffizienten $R(\omega)$ multipliziert. Dabei ergibt sich für den gesamten reflektierten Strahl

$$E_{\text{ref}} = E_0 \left[R(\omega) J_0(\beta) e^{i\omega t} + R(\omega + \Omega) J_1(\beta) e^{i(\omega + \Omega)t} - R(\omega - \Omega) J_1(\beta) e^{i(\omega - \Omega)t} \right]. \tag{3.5}$$

¹ $J_n(x) = \sum_{r=0}^{\infty} \frac{(-1)^r \left(\frac{x}{2}\right)^{2r+n}}{\Gamma(n+r+1)r!}$, Γ entspricht hierbei der Gammafunktion

Es wird das reflektierte, nicht das transmittierte, Resonatorsignal verwendet, da es so möglich ist, zwischen Frequenz- und Intensitätsfluktuationen zu unterscheiden [38].

Die Leistung des reflektierten Strahls

$$\begin{aligned}
 P_{\text{ref}} = |E_{\text{ref}}|^2 \approx & J_0^2(\beta)P_0 |R(\omega)|^2 + J_1^2(\beta)P_0 \left[|R(\omega + \Omega)|^2 + |R(\omega - \Omega)|^2 \right] \\
 & + 2J_0(\beta)J_1(\beta)P_0 \cdot \left[\Re \{ R(\omega)R^*(\omega + \Omega) - R^*(\omega)R(\omega - \Omega) \} \cos(\Omega t) \right. \\
 & \left. + \Im \{ R(\omega)R^*(\omega + \Omega) - R^*(\omega)R(\omega - \Omega) \} \sin(\Omega t) \right] + \dots \quad (3.6)
 \end{aligned}$$

wird auf einer Photodiode detektiert. Hierbei ist P_0 die Leistung des gesamten einfallenden Strahls. Die verschiedenen Terme ergeben sich wie folgt [24]: Die linearen Terme entstehen aus der Interferenz der einzelnen Frequenzkomponenten mit sich selbst. Die Terme mit Ω ergeben sich aus der Interferenz der Trägerfrequenz mit den Seitenbändern und Terme höherer Ordnung ergeben sich durch die Interferenz der Seitenbänder untereinander und können für ein hinreichend kleines β vernachlässigt werden.

Eine hinreichend schnelle Photodiode (Bandbreite $> \Omega$) ist in der Lage, alle Terme aus Gleichung (3.6) zu detektieren. Da allerdings nur die $\sin(\Omega t)$ - oder $\cos(\Omega t)$ -Terme von Interesse sind, werden diese unter Verwendung eines Mischers und eines Tiefpass-Filters isoliert. Mit einem Phasenschieber werden außerdem unterschiedliche Laufzeiten von Oszillator-Signal und Photodioden-Signal ausgeglichen, damit diese in Phase sind [36].

Bei einer schnellen Modulation nahe der Resonanz kann angenommen werden, dass die Trägerfrequenz nahe der Resonanz liegt. Die Modulationsfrequenz der Seitenbänder ist hoch genug ($\Omega > 2\pi\Delta\nu_{1/2}$), sodass von einer Totalreflexion ausgegangen werden kann: $R(\omega \pm \Omega) \approx -1$. Dabei ergibt sich ein imaginärer Ausdruck, weswegen die Cosinus-Terme in Gleichung (3.6) vernachlässigt werden können und für das Fehlersignal ergibt sich [24]

$$\epsilon = -2 \cdot J_0(\beta)J_1(\beta)P_0 \cdot \Im \{ R(\omega)R^*(\omega + \Omega) - R^*(\omega)R(\omega - \Omega) \}, \quad (3.7)$$

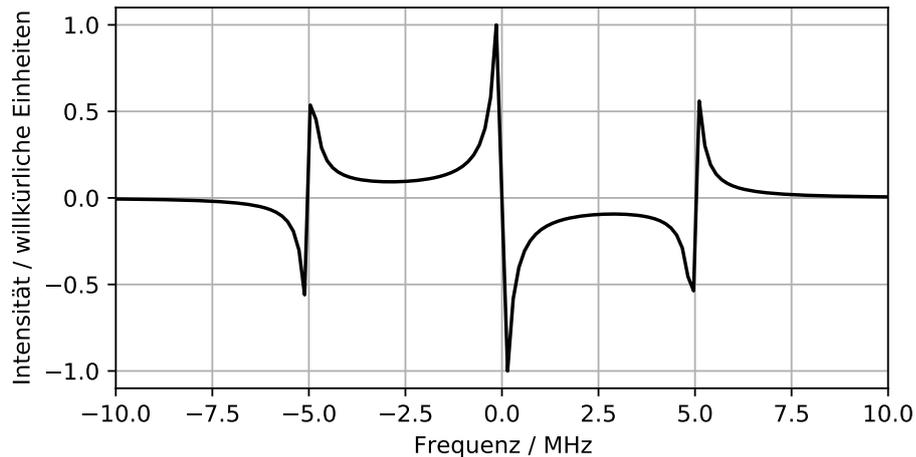


Abbildung 3.3: PDH-Fehlersignal für einen Resonator mit Finesse $\mathcal{F} = 21\,500$, einem freien Spektralbereich von $\Delta\nu_{\text{FSR}} \approx 1,5$ GHz und Seitenbänder bei ± 5 MHz. Die gewählten Werte decken sich mit denen des verwendeten Resonators.

was in Abb. 3.3 zu sehen ist. Anschließend wird dieses über einen PID-Regler auf den Laser zurück gekoppelt.

3.3 Aufbau

Im Folgenden werden der konkrete optische Aufbau und die Elektronik, die verwendet wird, um den Master-Laser DLpro1² auf den high-Finesse ULE-Resonator³ zu stabilisieren, beschrieben.

3.3.1 Optischer Aufbau

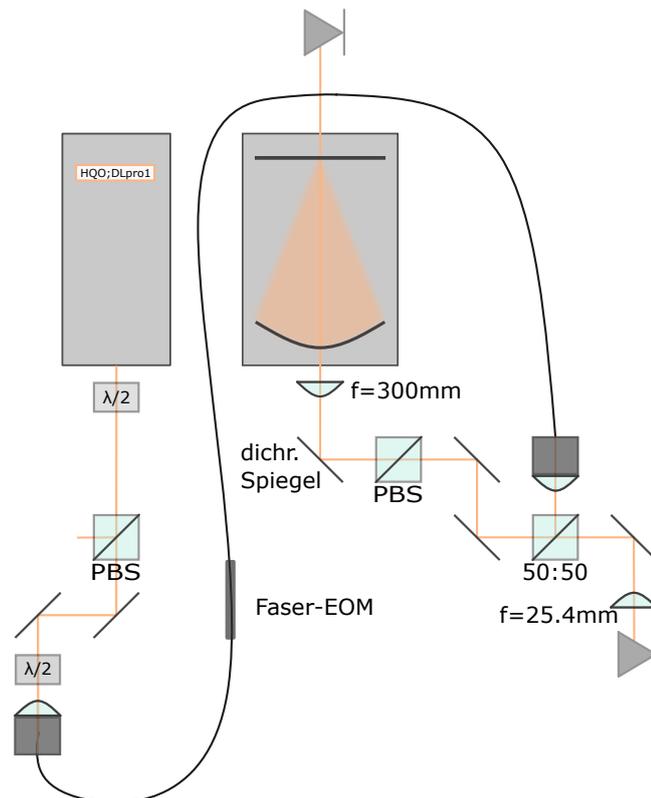


Abbildung 3.4: Schematische Übersicht, um den Master-Laser auf den externen Resonator zu stabilisieren. Das Einkoppeln des Laserlichts in den Resonator und das damit verbundene Mode-Matching ist bereits vor Beginn dieser Arbeit durchgeführt worden.

Der optische Aufbau, um den Master-Laser auf den Resonator zu stabilisieren, ist in Abb. 3.4 zu sehen. Am Ausgang des Lasers wird ein Teil des Laserlichts mittels eines $\lambda/2$ -Plättchens und eines polarisierenden Strahlteilers (PBS) abgezweigt (der restliche Teil wird für die dopplerfreie Sättigungsspektroskopie (in Abschnitt 3.4) und für die Frequenz-Offset-Stabilisierung der weiteren Laser (in Abschnitt 4.1.2) verwendet) und in eine polarisationserhaltende Faser eingekoppelt, in deren Verlauf sich ein Elektro-optischer Modulator (EOM)⁴ befindet. Ein PBS dient dazu, vertikal und horizontal polarisierte Komponenten zu spalten. Mit einem vor dem PBS befindlichen $\lambda/2$ -Plättchen

² von Toptica

³ ATF 6020-4 von Stable Laser Systems [39]

⁴ Faser-EOM von EOSpace [40]

ist es möglich, die Intensität beider Arme zu regeln. Die $\lambda/2$ -Plättchen im Aufbau sind außerdem dafür zuständig, die gewünschte Polarisation für die polarisationserhaltende Faser und den EOM zu erhalten. Der EOM dient dazu, sowohl Seitenbänder für die PDH Methode, als auch Mikrowellen-Seitenbänder auf die Trägerfrequenz zu modulieren, was im Abschnitt 3.3.2 näher beschrieben wird. Ein EOM ist ein optisches Element, welches aus einem Kristall mit angebrachten Elektroden besteht. Durch das Anlegen eines Feldes ist es so möglich, den Brechungsindex in x- und y-Richtung, welche sich 45° gegen die Polarisation befinden, um den gleichen Betrag in entgegengesetzte Richtung zu verändern [41].

Dann passiert das Signal einen 50:50-Strahlteiler, um das reflektierte Signal auf einer Photodiode zu detektieren. Der PBS und der dichroische Spiegel dienen dazu, um in Zukunft einen zweiten Laser bei einer Wellenlänge von $\lambda = 780$ nm mit orthogonaler Polarisationsachse in den Resonator einkoppeln zu können.

Zur Stabilisierung des Master-Lasers wird ein externer Resonator verwendet. Theoretisch wäre es ebenfalls möglich, stattdessen Resonanzen im Atomspektrum als Referenz zu verwenden [22]. Mit einem externen Resonator können jedoch schmalere Linienbreiten erreicht werden, da diese nicht durch die natürliche Linienbreite begrenzt sind [42].

Außerdem ist es möglich, mehrere Laser bei beliebigen Wellenlängen, unabhängig von einer nahen Resonanz im Atomspektrum, auf einen externen Resonator zu stabilisieren, was zukünftig auch gemacht werden soll. Beispielsweise soll neben dem Master-Laser noch ein weiterer Laser bei 960 nm auf den Resonator stabilisiert werden, der, nachdem seine Frequenz verdoppelt wird (Wellenlänge von $\lambda \approx 480$ nm), zur Rydberganregung genutzt werden wird.

In diesem Experiment wird ein kommerzieller hemisphärischer high-Finesse Ultra Low Expansion (ULE)-Resonator mit einem Vakuum- und Temperatur-stabilisierten Gehäuse verwendet, wobei einer der beiden Spiegel⁵ einen Radius von $R_1 = \infty$ und der andere Spiegel einen Radius von $R_2 = 500$ mm besitzt. Der Resonator hat eine Länge von $d = 100$ mm und der freie Spektralbereich des Resonators beträgt $\Delta\nu_{\text{FSR}} \approx 1,5$ GHz. Der schematische Aufbau des Resonators ist in Abb. 3.1 im Abschnitt 3.1 zu sehen. Die Linse vor dem Resonator dient zum Mode-Matching (siehe Abschnitt 3.1), was vom PhD.-Studenten Cedric W. H. Wind bereits vor Beginn dieser Arbeit durchgeführt worden ist.

3.3.2 Feedbackschleife

Der Resonator besitzt Resonanzfrequenzen im Abstand des freien Spektralbereichs $\Delta\nu_{\text{FSR}}$, die im Allgemeinen nicht dem gewünschten Übergang entsprechen, auf den stabilisiert werden soll. Damit der Master-Laser auf die Cross-Over-Resonanz von $(5S_{1/2}, F = 3) \rightarrow (5P_{3/2}, F = 3, 4)$ von ^{85}Rb stabilisiert werden kann, ist es nötig, Resonanzen bei der gewünschten Frequenz zu erzeugen. Dazu werden mit einem Faser-EOM, neben den schwachen Seitenbändern für die PDH Methode (siehe Abschnitt 3.2), auch starke Seitenbänder bei \pm angelegter Mikrowellen-Frequenz zur fundamentalen Resonanz des freien Spektralbereichs moduliert, welche durch geeignete Wahl der Mikrowellen-Frequenz verschoben werden können. Diese dienen dann als eine neue Trägerfrequenz, auf welche stabilisiert werden kann. Um eine Verzögerung zwischen den Ausgängen des Photodioden-Signals und des Oszillator-Signals des PDH-Moduls⁶, welches Teil des Laser-Controllers ist, auszugleichen, wird ein Phasenschieber verwendet. Dabei wird die Phase am PDH-Modul variiert, bis das betrachtete

⁵ von AT Films

⁶ Digital Laser Controller (DLC pro) von Toptica [31]

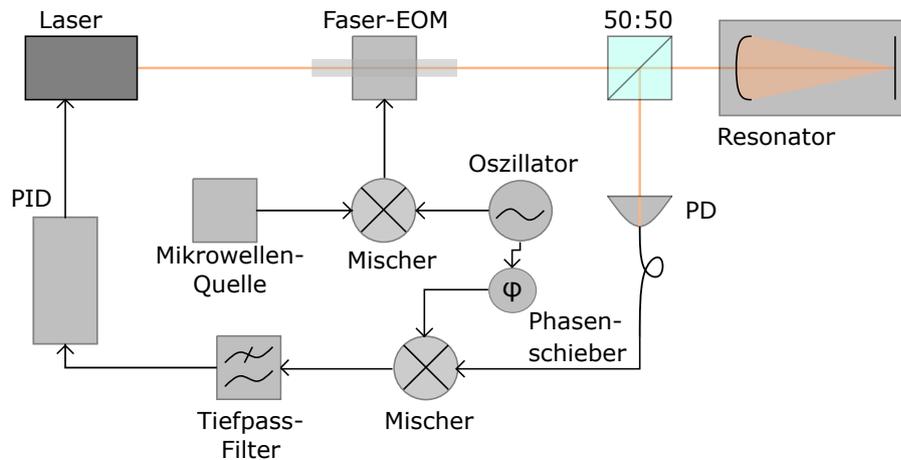


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau der PDH Technik mit zusätzlicher Mikrowellen-Quelle. Das Signal der Mikrowellen-Quelle wird mit dem Oszillator-Signal gemischt und auf den EOM gegeben, welcher dann mit beiden Frequenzen betrieben wird. Damit ist es dann möglich, die Resonanzen zwischen den fundamentalen Resonanzen zu erzeugen, an die gewünschte Position zu verschieben und den Laser darauf zu stabilisieren.

PDH-Fehlersignal am Oszilloskop die größte Steigung um null und die größtmögliche Amplitude besitzt (siehe Abb. 3.3). Der schematische Aufbau zur Stabilisation des Lasers ist in Abb. 3.5 zu sehen. Um das Oszillator-Signal mit dem Mikrowellen-Signal zu mischen, wird eine Box aufgebaut, deren schematischer Aufbau in Abb. 3.6 zu sehen ist. In dieser Box befinden sich Mikrowellen Synthesizer⁷, welche über einen USB-Anschluss versorgt und angesteuert werden. Außerdem besitzt jeder Kanal Verstärker⁸ und einen Mischer⁹. Der Mischer kombiniert das Oszillator-Signal, welches vom PDH-Modul kommt, mit dem Mikrowellen-Signal und gibt dieses auf den EOM. In der Box sind jeweils vier Kanäle zu erkennen, aber zur Stabilisierung des Master-Lasers ist nur Kanal 1 von Relevanz. Die anderen drei Kanäle kommen zum Einsatz, wenn weitere Laser auf den externen Resonator stabilisiert werden sollen, wie beispielsweise der Laser für die Rydberganregung bei einer Wellenlänge von 480 nm.

Zur Stabilisation des Lasers wird ein schneller, analoger PID-Regler¹⁰ mit integriertem, vorgeschaltetem Tiefpass-Filter und Mischer verwendet, welcher über eine PC-GUI angesteuert und eingestellt werden kann. Dessen Feedback geht dann zur DC-Modulation des Diodenstroms und zur Variation des Scan-Offsets auf den Laser-Controller. Der PID besteht aus einem Proportional-Teil, drei Integral-Teilen und zwei Differenzier-Teilen.

Grundsätzlich hat der PID-Regler folgende Wirkungsweise [47]: Die Wirkung des Proportional-Teils ist proportional zu der Differenz zwischen Ist- und angestrebtem Soll-Wert. Bei einer Erhöhung des Gains wird auch die Geschwindigkeit des Kontroll-Systems erhöht. In der Praxis wird mit dem alleinigen Verwenden eines P-Teils der Soll-Wert nicht erreicht. Ab einem zu großen Gain-Wert beginnt die zu stabilisierende Größe zu oszillieren. Der Integrator-Teil integriert die Differenz zwischen Soll-

⁷ SynthUSBII - USB RF Signal Generator von Windfreak Technologies [43]

⁸ Breitbandverstärker-Minicircuits ZFL-1000VH+ [44]

⁹ Mischer-Minicircuits ZFRSC-42-S+ [45]

¹⁰ Fast Analog Linewidth Control pro (FALC pro) von Toptica [46]

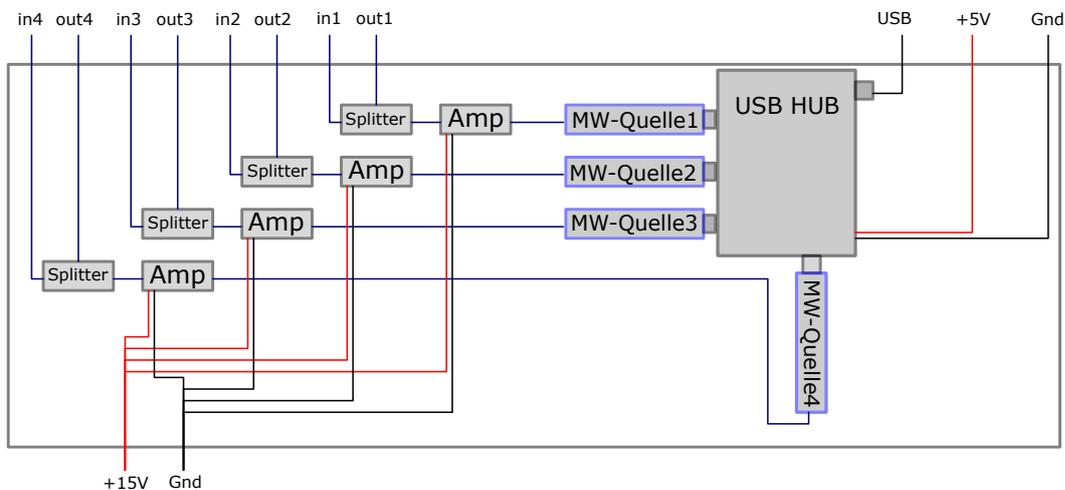


Abbildung 3.6: Schematischer Aufbau der Mikrowellen-Box bestehend aus vier Kanälen. Das Signal der Mikrowellen-Quelle wird verstärkt, mit dem Oszillator des PDH-Moduls (Port in) gemischt und an den EOM (Port out) gegeben.

und Ist-Wert über die Zeit auf. Dies hat zur Folge, dass das Signal selbst bei kleinen Differenzen langsam zunimmt und sich so Ist- und Soll-Wert annähern. Der Differenzier-Teil reagiert auf die Änderungsgeschwindigkeit des Ist-Wertes. Er reagiert noch schneller als der P-Teil und kann somit einem sonst möglichen Überschwingen entgegenwirken.

Beim verwendeten Regler wird zwischen einer schnellen (Main) und einer langsamen (Unlimited) Feedbackschleife unterschieden. Bei der schnellen Feedbackschleife macht man sich drei Integratoren (I1, I2 und I3) sowie zwei Differenzierer (D1 und D2) zu Nutze. Außerdem ist es möglich, den Gain zu variieren, welcher ein ähnliches Verhalten wie der P-Teil eines PID-Reglers aufweist, jedoch auch direkten Einfluss auf den I- und D-Teil hat. Das Signal wird dann auf den Laser-Controller zurück gekoppelt und ist für die DC-Modulation des Diodenstroms zuständig. Bei der langsamen Feedbackschleife ist es möglich, den Eingangs-Offset, den Ausgabebereich, die Flankensteilheit des Signals und einen Gain einzustellen. Die richtige Einstellung ermöglicht es in diesem Fall, Langzeit-Drifts zu verhindern, um zu garantieren, dass die schnelle Schleife im richtigen Bereich bleibt. Die langsame Feedbackschleife wird auf den Eingangsanschluss des Lasers geführt, welcher für die langsamen Frequenzen verantwortlich ist, indem er die Piezo-Spannung (Scan-Offset) und damit die Gitterposition im Laser steuert.

Zusätzlich besitzt der Laser-Controller einen sogenannten Feed Forward. Dieser dient dazu, den Laserdioden-Strom proportional zum Scan-Offset zu ändern, um so den Modensprung-freien Bereich zu vergrößern [31].

3.4 Dopplerfreie Spektroskopie

Der Master-Laser wird auf einen externen Resonator stabilisiert. Das Resonatorsignal stellt keine absolute Referenz dar und wiederholt sich alle 1,5 GHz (freier Spektralbereich des Resonators). Um sicherzustellen, dass der Laser bei der richtigen Frequenz stabilisiert ist, ist eine absolute Referenz nötig. Die Betrachtung der Wellenlänge mit dem in der Arbeitsgruppe vorhandenen Wavemeter¹¹ reicht aufgrund dessen Messgenauigkeit von 200 MHz nicht aus, weswegen stattdessen ein Rubidium-Gas in einer 5 cm langen Rubidium-Dampfzelle verwendet wird.

Die Linienbreite eines Atomspektrums wird bei Raumtemperatur vom Doppler-Effekt dominiert (Linienbreite einige 100 MHz). Für die Nutzung als absolute Referenz-Quelle des Lasers ist es jedoch wichtig, auch die Hyperfeinstruktur-Aufspaltung des $5P_{3/2}$ -Zustands zu erkennen (siehe Abb. 3.9). Aus diesem Grund wird dafür die sogenannte dopplerfreie Sättigungsspektroskopie verwendet [1]. Bei der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie wird der Laser meist in zwei Strahlen mit unterschiedlicher Intensität aufgeteilt. Diese beiden Strahlen laufen dann entgegengesetzt durch die Probe. Der Strahl mit der höheren Intensität wird Sättigungsstrahl genannt, da er den Übergang der durchleuchteten Probe sättigt. Die Atome besitzen dabei eine Geschwindigkeit von v und eine Frequenz von $\omega \pm kv$ relativ zum Laserstrahl, wobei $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ den Wellenvektor und ω die Kreisfrequenz des Laserlichts beschreibt. Wenn der intensitätsärmere Probstrahl und der Sättigungsstrahl mit Atomen resonant sind, welche eine Geschwindigkeit von null besitzen, so besitzen diese die gleiche Verstimmung und der Übergang kann erkannt werden, da die Absorption des Probstrahls aufgrund der Sättigung reduziert ist [1]. Wenn der Laser zwischen zwei Übergänge mit Frequenzabstand $\Delta\omega$ gestimmt ist, gibt es eine Geschwindigkeit v für die Prob- und Sättigungsstrahl mit jeweils einem der Übergänge resonant sind (siehe Abb. 3.7): der Sättigungsstrahl ist mit Frequenzverschiebung $+kv$ beispielsweise mit dem Übergang bei $+kv = (+\Delta\omega/2)$ und der Probstrahl mit Verschiebung $-kv$ mit dem Übergang $(-\Delta\omega/2)$ resonant. Da der Sättigungsstrahl so ebenfalls die Anzahl der nicht angeregten Atome mit Geschwindigkeit v verringert, kann man auch in diesem Fall Transmissionsmaxima beobachten, die Cross-Over-Resonanzen genannt werden [49].

Der schematische Aufbau, welcher in diesem Experiment verwendet wird, ist in Abb. 3.8 zu erkennen. Hierbei wird der Strahl „geteilt“, indem der Laserstrahl, nachdem er die Rubidium-Zelle durchläuft, an einem Spiegel reflektiert wird, woraufhin er erneut, als Probstrahl, durch die Zelle geht.

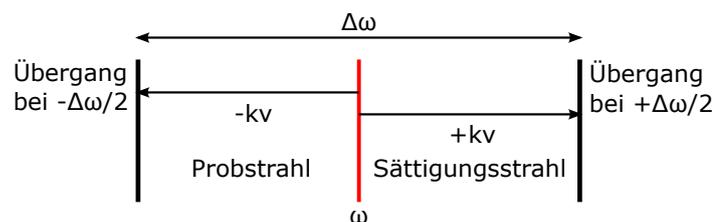


Abbildung 3.7: Die beiden Übergänge befinden sich in einem Frequenzabstand von $\Delta\omega$ zueinander, wobei der Laser genau zwischen die beiden Übergänge gestimmt ist. Der Sättigungsstrahl mit der Frequenzverschiebung $+kv$ ist mit dem Übergang bei $+\Delta\omega/2$ resonant und der Probstrahl mit einer Frequenzverschiebung von $-kv$ mit dem Übergang bei $-\Delta\omega/2$.

¹¹ WS6-200 Series High Precision Wavelength Meter von High Finesse [48]

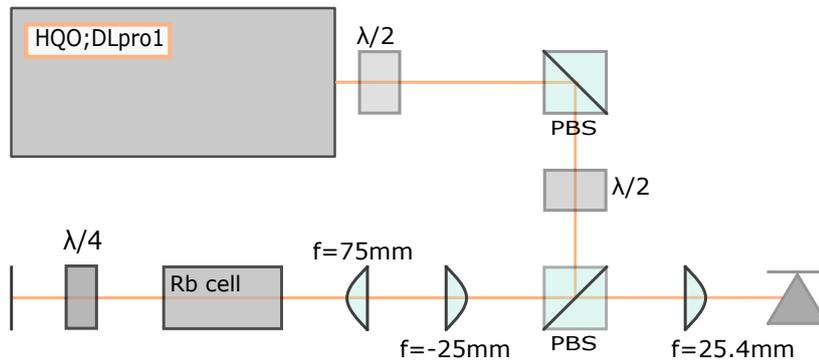


Abbildung 3.8: Schematischer Aufbau zur Aufnahme des dopplerfreien Rubidiumspektrums. Der Laserstrahl wird an zwei PBS reflektiert und geht als Sättigungsstrahl durch die Probe. Dann wird er an einem Spiegel reflektiert und geht erneut als Probstrahl durch die Probe. Aufgrund des $\lambda/4$ -Plättchens wird der Strahl am PBS transmittiert und an der Photodiode detektiert.

Aufgrund der Absorption in der Rubidium-Zelle ist der Probstrahl auch ohne Verwendung eines zusätzlichen Filters intensitätsärmer als der Sättigungsstrahl. Das Teleskop, welches sich vor der Rubidium-Zelle befindet, dient dazu, den Strahl aufzuweiten, sodass dieser mit mehr Atomen interagiert, was zu einer höheren optischen Dichte führt. Das $\lambda/4$ -Plättchen hinter der Rubidium-Zelle wird zweimal passiert, wodurch die Polarisationsachse um 90° gedreht wird. Dies hat zur Folge, dass der Strahl nun nicht wie beim ersten Durchgang am PBS reflektiert, sondern transmittiert und an der Photodiode detektiert wird.

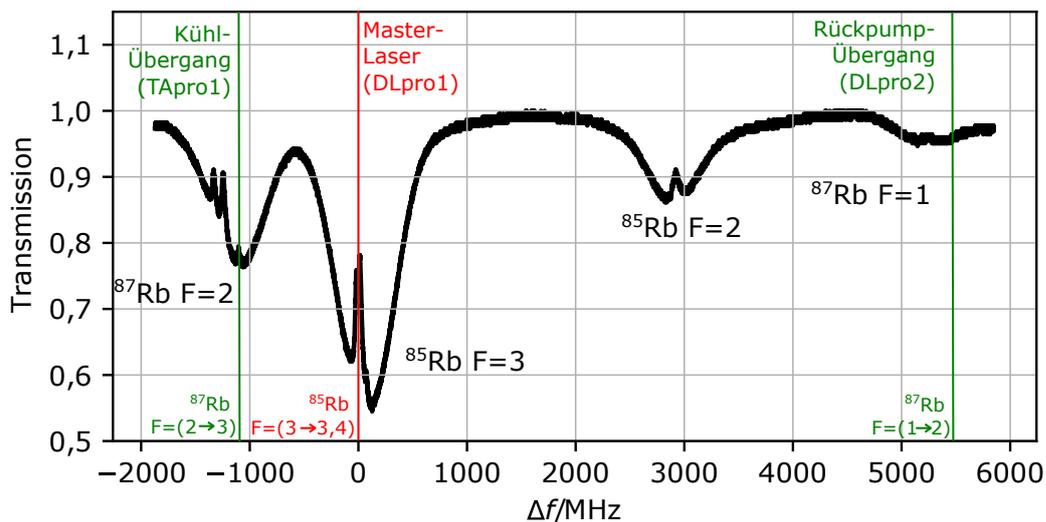


Abbildung 3.9: Das aufgenommene dopplerfreie Spektrum des $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ -Übergangs in ^{85}Rb und ^{87}Rb mit eingezeichneten Übergängen und Cross-Over-Resonanzen, auf welche die Laser stabilisiert werden sollen.

In Abb. 3.9 wird das Rubidium-Spektrum mit Hilfe eines Oszilloskops aufgenommen, während die Frequenz des Lasers gescannt wird. Dabei können die vier Absorptions-Minima für $(5S_{1/2}, F = 2)$ und $(5S_{1/2}, F = 1)$ von ^{87}Rb sowie $(5S_{1/2}, F = 2)$ und $(5S_{1/2}, F = 3)$ von ^{85}Rb erkannt werden. Auch die dopplerefreien Resonanzen innerhalb der Minima sind zu erkennen.

3.5 Stabilisierung auf den Resonator

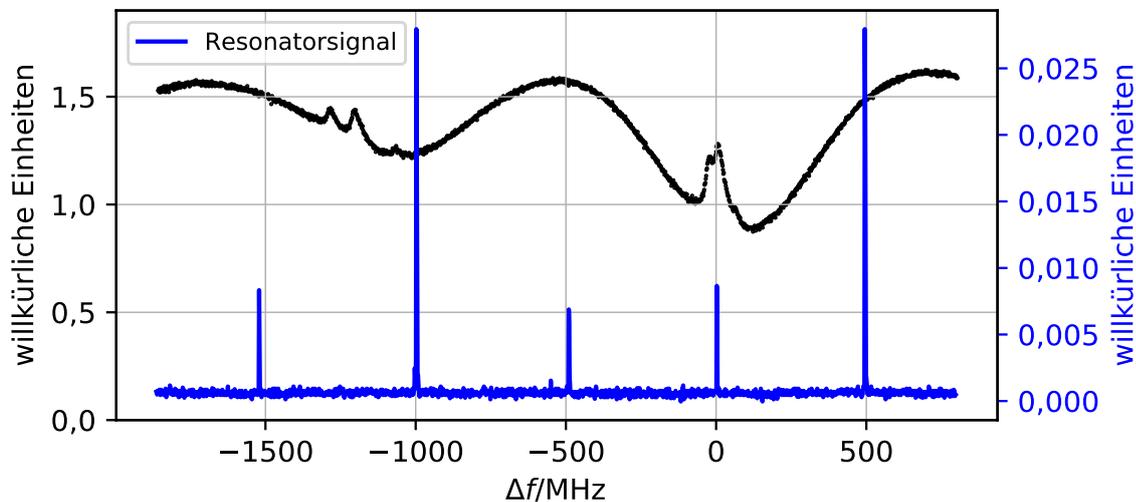


Abbildung 3.10: Dopplerfreie Rubidium-Spektroskopie und transmittiertes Resonatorsignal. Die Resonanzen mit der höchsten Amplitude entsprechen den Hauptresonanzen. Im Abstand von 507 MHz dazu befinden sich die modulierten Seitenbänder. Das -1. Seitenband ist bei der gewünschten Cross-Over-Resonanz bei 0 MHz.

Damit der Laser an der gewünschten Cross-Over-Resonanz ($5S_{1/2}, F = 3$) \rightarrow ($5P_{3/2}, F = 3, 4$) von ^{85}Rb stabilisiert werden kann, wird das Oszillator-Signal des PDH-Moduls mit dem Signal der Mikrowellen-Quelle gemischt und auf den Faser-EOM gegeben (siehe Abschnitt 3.3.2), durch welchen ein Teil des Laserlichts als Referenz in den Resonator eingekoppelt wird. Das Signal der Mikrowellen-Quelle sorgt für Seitenbänder symmetrisch um die Hauptresonanzen des Resonators. Bei einer Mikrowellen-Frequenz von 507 MHz ist es möglich, das Seitenband in -1. Ordnung zur gewünschten Cross-Over-Resonanz zu schieben (siehe Abb. 3.10).

Die um -507 MHz erzeugte Resonanz besitzt auch Seitenbänder bei 5 MHz zur Stabilisierung mittels PDH Methode (siehe Abschnitt 3.2). Zur Optimierung des Fehlersignals wird, wie in Abschnitt 3.3.2 beschrieben, die Laufzeit des Oszillator-Signals und des Photodioden-Signals durch einen Phasenschieber am PDH-Modul angepasst. Das resultierende Signal ist in Abb. 3.11 zu sehen. Die dabei sichtbare Oszillation entsteht durch die Schwebung mit Licht einer anderen Wellenlänge, welches aus dem Resonator entweicht.

3.5.1 Optimierung

Um eine schmale Linienbreite zu erreichen, ist es notwendig, die Parameter des PID-Reglers zu optimieren. Als erstes wird I1, der erste der drei Integratoren des schnellen Feedback-Zweiges, eingestellt. Dabei werden verschiedene Werte getestet und jeweils am Oszilloskop beobachtet, bei welchen die Stabilisation des Lasers stattfinden kann. Wenn der Laser stabilisiert ist, wird das Fehlersignal auf einen Spektrumanalysator gegeben, um nun auch unter Verwendung der anderen Parameter die Stabilisation zu verbessern. Das Frequenzspektrum des noch nicht optimierten Signals

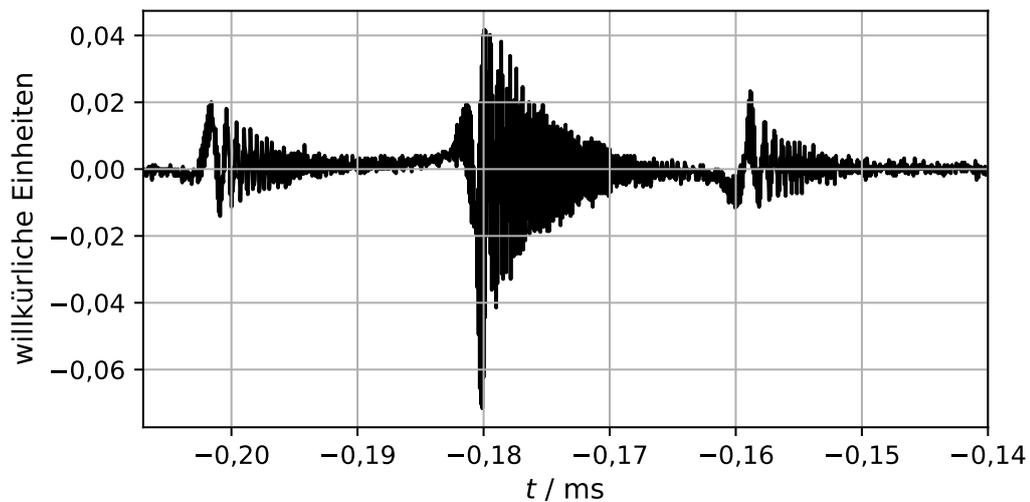


Abbildung 3.11: Fehlersignal unter Verwendung des PDH-Moduls. Dabei wird die Phase so eingestellt, dass das Signal eine möglichst große Amplitude besitzt und die Steigung in null am größten wird. Die Oszillation ergibt sich aufgrund der Schwebung mit Licht einer anderen Wellenlänge, welche aus dem Resonator entweicht.

ist in Abb. 3.12 zu sehen.

Dabei kann gut der sogenannte „Servo Bump“ erkannt werden, das Maximum, welches in der Abbildung zu sehen ist. Das Signal wird optimiert, indem im Folgenden versucht wird, den Servo Bump so stark wie möglich zu unterdrücken. Bei der Fläche unter dem Signal handelt es sich um das Integral der Frequenzkomponenten des Fehlersignals. Je kleiner dieses wird, desto besser ist der Laser stabilisiert.

Als nächstes wird der Integrator I2 zum ersten dazu geschaltet. Die beiden Integrator-Werte werden nun variiert und gleichzeitig wird der Eingangs-Gain verändert, um das Signal weiter zu minimieren. Danach wird versucht, Integrator I3 dazu zu schalten. Dies führt allerdings zu keiner Verbesserung bzw. Minimierung des betrachteten Signals, weswegen dieser ausgeschaltet bleibt. Das resultierende Signal ist ebenfalls in Abb. 3.12 zu sehen, wobei eine deutliche Verbesserung zu erkennen ist.

Zuletzt werden noch die beiden Differenzierer hinzu geschaltet. Es wird zunächst D1 eingeschaltet und variiert. Dabei wird versucht, den Servo Bump zu größeren Frequenzen zu verschieben und die Fläche unter der Kurve weiter zu minimieren. Analog dazu wird auch D2 eingestellt. Das Ergebnis der Optimierung ist in Abb. 3.12 zu erkennen und die dazugehörigen Parameter befinden sich in Tabelle 3.1. Es fällt auf, dass die größte Verbesserung durch die Integratoren ermöglicht worden ist, während die Differenzierer nur minimal zu einer Verbesserung beigetragen haben. Um eine Aussage darüber treffen zu können, wie gut der Master-Laser stabilisiert worden ist, könnte eine Schwebung mit einem unabhängig stabilisierten Laser aufgenommen und auf die Linienbreite hin untersucht werden [50].

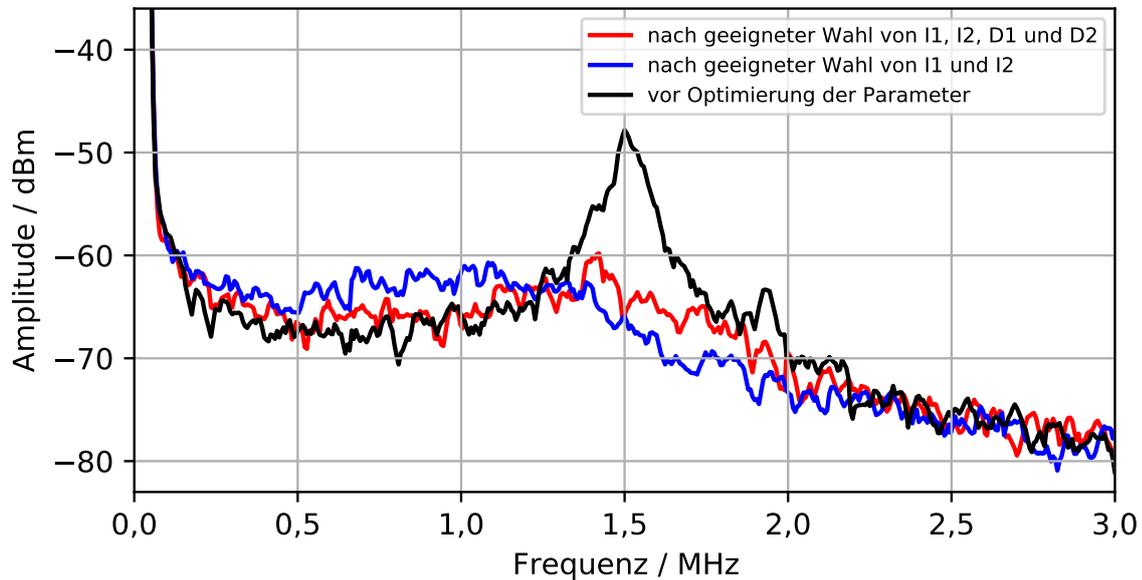


Abbildung 3.12: Frequenzspektrum aufgenommen mit dem Spektrumanalysator vor (schwarz), während (blau) und nach (rot) der Optimierung. Zuerst wird versucht, den Servo Bump zu unterdrücken und anschließend zu höheren Frequenzen zu verschieben, um die Fläche unter dem Spektrum zu minimieren und die Stabilisation zu verbessern.

Tabelle 3.1: Eingestellte Parameter beim PID-Regler für die schnelle (Main) und langsame (Unlimited) Feedback-Schleife für die Frequenzstabilisation des Master-Lasers.

Main	Integrator I1	7 MHz
	Integrator I2	220 Hz
	Integrator I3	-
	Differenzierer D1	160 kHz
	Differenzierer D2	6 MHz
	Gain	-19 dB
Unlimited	Eingangsoffset	4,99 mV
	Ausgabebereich	4,12 V
	Flankensteilheit	7
	Gain	51,8 V/V/s

3.6 Charakterisierung des externen Resonators

Im Folgenden soll schließlich der externe Resonator charakterisiert werden, indem die Reflektivität der Spiegel und damit dessen Finesse bestimmt wird. Um diese zu bestimmen, wird die „Cavity Ringdown“-Messung verwendet [33]. Die Finesse eines Resonators sollte sich im Idealfall möglichst nicht verändern. Da die Forschungsgruppe allerdings letztes Jahr von Dänemark nach Bonn umgezogen ist, soll sichergestellt werden, dass der Resonator nicht beschädigt worden ist. Der Wert der Finesse ist bereits 2017 einmal ermittelt worden. Diese Messung dient als Vergleichswert, um zu evaluieren, ob sich die Finesse des Resonators verändert hat.

3.6.1 Cavity Ringdown Messung (CRM)

Eine bekannte Methode, um die Finesse eines Resonators bestimmen zu können, ist die sogenannte Cavity Ringdown Messung (CRM) [33]. Hierbei wird der Laser, welcher in den Resonator gekoppelt ist, im Vergleich zur Abfallszeit im Resonator sehr schnell ausgeschaltet und anschließend die Abfallszeit des transmittierten Signals gemessen. Unter der Annahme, dass die Verluste im Vakuum zwischen den Spiegeln vernachlässigbar sind, kommt der Großteil der Verluste aufgrund der endlichen Reflektivität der Resonator-Spiegel zustande. Dies hat zur Folge, dass die Intensität im Resonator mit jeder Reflexion an den Spiegeln abnimmt.

Die Intensität zum Zeitpunkt $t = 0$, wenn das Laserlicht ausgeschaltet wird, wird mit I_0 bezeichnet. Nach einem Zyklus im Resonator mit der Länge d ergibt sich dann für die Intensität

$$I(t) = I_0 e^{-t/\tau} \quad (3.8)$$

$$\text{mit } \tau = -\frac{2d}{c \ln(R_1 R_2)}, \quad (3.9)$$

wobei $R_1 = R_2 = R$ die Reflektivität der Resonator-Spiegel beschreibt. Da es sich hierbei um einen Resonator mit hoher Finesse handelt, kann außerdem angenommen werden, dass $R \approx 1$ gilt, womit Gleichung (3.9) umgeschrieben werden kann zu [25]

$$\tau = -\frac{d}{c \ln R} \approx \frac{d}{c} \frac{1}{1 - R} \quad (3.10)$$

$$\Leftrightarrow R = 1 - \frac{d}{c\tau}. \quad (3.11)$$

Unter Verwendung von Gleichung (3.3) ergibt sich für die Finesse

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \stackrel{\text{Gleichung (3.11)}}{=} \frac{\pi c \tau}{d} \sqrt{1 - \frac{d}{c\tau}}. \quad (3.12)$$

3.6.2 Messung

Die Cavity-Ringdown-Messung erfolgt, indem der Master-Laser auf den externen Resonator stabilisiert wird. Zwischen Laser und Resonator wird ein Akusto-optischer-Modulator (AOM) geschaltet. Beim AOM handelt es sich um ein optisches Bauteil, welches mit Hilfe von Schallwellen in einem Kristall ein Beugungsgitter erzeugt und so das Laserlicht ablenken kann [41]. Dabei ist es möglich, den Strahl innerhalb von 170 ns abzulenken, was mit dem Oszilloskop gemessen worden ist. Da das Laserlicht

nun nicht mehr in den Resonator koppeln kann, fällt der Laser aus der Stabilisierung und das Signal im Resonator beginnt abzuklingen. Das transmittierte Signal wird mit einer Photodiode aufgenommen und auf das Oszilloskop gegeben, welches auf das Ausschalten triggert. Der schematische Aufbau dieser Messung ist in Abb. 3.13 dargestellt. Es werden zwei Messreihen mit je 50 Einzelmessungen aufgenommen.

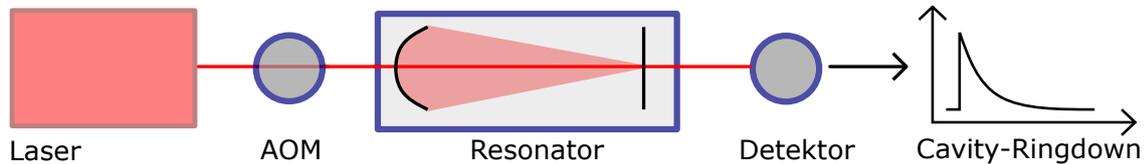


Abbildung 3.13: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Cavity Ringdown Messung zur Bestimmung der Finesse des Resonators. Das Laserlicht wird durch einen AOM in den externen Resonator gekoppelt. Durch Betätigen des AOM ist es möglich, den Strahl abzulenken und die Abfallszeit im Resonator zu messen.

3.6.3 Ergebnisse

Abb. 3.14 (a) zeigt das aufgenommene Photodioden-Signal. Daraus kann die Abfallszeit τ bestimmt werden, indem ein exponentieller Abfall der Form

$$I \approx e^{-\frac{t-t_0}{\tau}} + I_{BG} \quad (3.13)$$

an die Messwerte angepasst wird. Hierbei entspricht t der Laufvariable der Funktion und beschreibt die Zeit, t_0 entspricht dem Punkt, an dem der Abfall beginnt und I_{BG} dem Hintergrundsignal. Es sind die Messwerte und die dazugehörige Anpassungsfunktion im Bereich von 400 ns bis 6 400 ns nach dem Ausschalten für eine Einzelmessung zu erkennen.

Da die Transmission des Lasers in der +1. Ordnung des AOM über einen Zeitraum von 170 ns abfällt,

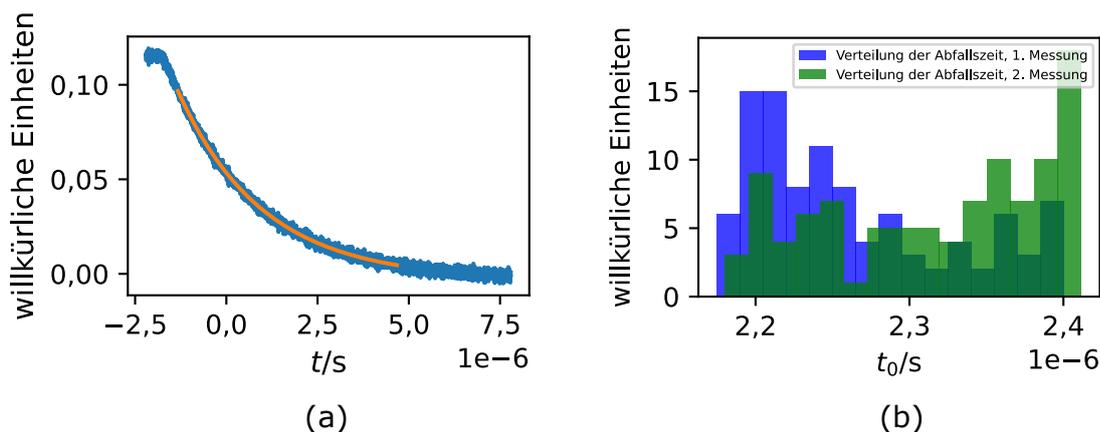


Abbildung 3.14: Cavity Ringdown Messung: (a) beschreibt die Anpassungsfunktion an die Abfallszeit für eine Messung und (b) eine Häufigkeitsverteilung aller ermittelten Abfallszeiten.

wird die Anpassungsfunktion nicht direkt am Beginn des exponentiellen Zerfalls angesetzt, sondern erst nach 400 ns. Außerdem wird das Signal-zu-Rausch-Verhältnis gegen Ende des Abfalls deutlich schlechter, weshalb nur bis 6 400 ns angepasst wird.

Abb. 3.14 (b) zeigt ein Histogramm mit den ermittelten Abfallszeiten.

Daraus werden nun die Reflektivität und Finesse des verwendeten Resonators bestimmt. Unter Verwendung von Gleichung (3.11) und der Länge des Resonators, wird mit dem bestimmten Mittelwert der Abfallszeiten $\bar{\tau}$ die Reflektivität zu $1 - R = (146 \pm 2)$ ppm (parts per million) bestimmt. Mit Gleichung (3.12) kann die Finesse bestimmt werden zu $\mathcal{F} = 21500 \pm 200$.

Wie bereits erwähnt, ist diese Messung 2017 schon einmal durchgeführt worden. Der damals ermittelte Wert für die Finesse ist $\mathcal{F} = 21289$, wobei kein Fehler angegeben worden ist.

Es fällt auf, dass die beiden Werte trotz Abweichungen nahe beieinander liegen. Außerdem kann davon ausgegangen werden, dass auch die Messung von 2017 einen ähnlichen Fehler besitzt, womit die Ergebnisse sich decken. Die Finesse des Resonators hat sich in den letzten fünf Jahren nicht merklich verändert, sodass dieser weiterhin zur präzisen Stabilisierung von Lasern genutzt werden kann.

Frequenzstabilisierung der Slave-Laser

Nachdem der Master-Laser auf den externen Resonator stabilisiert und seine Stabilisierung optimiert worden ist, soll dieser als Referenz für die Slave-Laser dienen (siehe Abschnitt 2.2).

Im Folgenden sollen die beiden Slave-Laser DLpro2 und TApr1 mit einem bestimmten Frequenz-Offset auf den Master-Laser DLpro1 stabilisiert werden. Der DLpro2, welcher in der MOT als Rückpumper fungieren soll, muss dafür um 5 501 MHz verschoben werden, um auf den Übergang $^{87}\text{Rb } F = (1 \rightarrow 2)$ stabilisiert werden zu können. Der Cooler-Laser TApr1 muss um $-1\,066$ MHz verschoben werden, damit er den Übergang $^{87}\text{Rb } F = (2 \rightarrow 3)$ anregt. Um dies zu ermöglichen, wird eine optische Phasenregelschleife [26] verwendet. Hierbei handelt es sich um ein Feedback-Kontroll-System, welches es ermöglicht, die Slave-Laser auf den Master-Laser zu stabilisieren.

4.1 Aufbau

Der Aufbau, um die Slave-Laser DLpro2 und TAprö1 auf den Master-Laser zu stabilisieren, wird im Folgenden näher beschrieben. Dabei wird zunächst auf den optischen Aufbau eingegangen. Im Anschluss dazu werden die Phasenregelschleife und die elektronische Feedback-Schleife beschrieben.

4.1.1 Optischer Aufbau

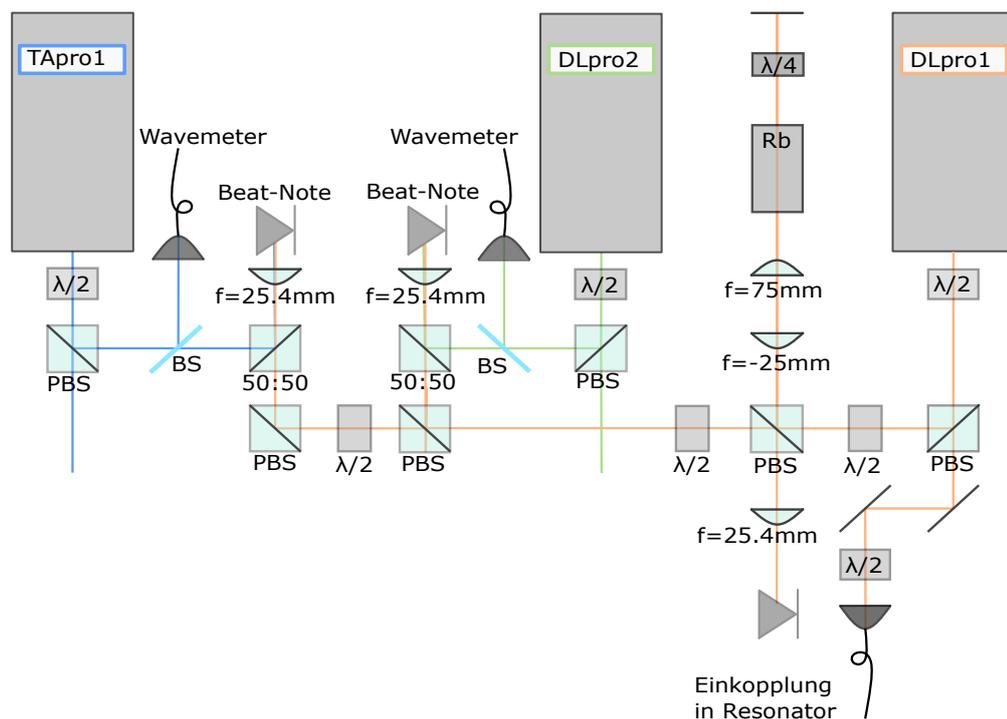


Abbildung 4.1: Aufbau des gesamten Lasersystems zur Frequenzstabilisierung. Ein Teil des Laserlichts der Slave-Laser wird über einen Beam Sampler (BS) auf das Wavemeter geleitet, um so die Wellenlänge kontrollieren zu können. Der andere Teil wird unter Verwendung eines PBS und 50:50-Strahlteilers mit dem Laserlicht des Master-Lasers überlagert. Die daraus resultierende Schwebung wird dann auf der Photodiode detektiert.

Eine Skizze des optischen Aufbaus, um die Slave-Laser auf den Master-Laser zu stabilisieren, ist in Abb. 4.1 zu sehen. Zwischen dem DLpro1 und dem DLpro2 befindet sich der Aufbau für die dopplerfreie Spektroskopie (siehe Abschnitt 3.4). Links davon ist der für die Stabilisierung der Slave-Laser relevante Aufbau. Ein Teil des Lichts von beiden Lasern wird mit einem Beam Sampler (BS) abgegriffen, um diesen auf dem Wavemeter beobachten zu können. Bei einem BS handelt es sich um eine einseitig reflexionsbeschichtete Glasscheibe, welche einen kleinen Teil des Strahls reflektiert und den Großteil transmittiert. Dabei wird der reflektierte Strahl auf das Wavemeter geleitet, um die Wellenlänge der beiden Laser kontrollieren zu können. Ein weiterer Teil des Lichts wird mit Hilfe eines nicht-polarisierenden 50:50-Strahlteilers mit dem Master-Laser überlagert. Die

resultierende Schwebung wird dann auf einer schnellen Photodiode¹ detektiert und an die Beat-Note-Box weitergeleitet (siehe Abschnitt 4.1.3). Die im Aufbau verwendeten $\lambda/2$ -Plättchen und PBS dienen dabei dazu, die Leistung in den jeweiligen Armen anzupassen.

4.1.2 Optische Phasenregelschleife (OPLL)

In diesem Experiment ist es nötig, mehrere Laser bei verschiedenen Frequenzen, relativ zum Master-Laser, zu stabilisieren (siehe Abschnitt 2.1), wozu eine optische Phasenregelschleife verwendet wird. Hierbei handelt es sich um ein Feedback-Kontroll-System. Dieses ermöglicht es, einen Laser mit einem absoluten, aber verstellbaren Frequenz-Offset auf einen anderen Laser phasenzustabilisieren [52].

Die auf einer schnellen Photodiode detektierte Schwebung von Master- und Slave-Laser (siehe Abschnitt 4.1.1) wird verstärkt und zusammen mit einem Referenz-Signal auf einen digitalen Phasen-Frequenz-Diskriminator geleitet, der ein Fehlersignal erzeugt, welches dann unter Verwendung eines PI-Reglers auf den Laser zurück gekoppelt wird und ihn somit stabilisiert.

Ein schematischer Aufbau eines OPLL-Kreises ist in Abb. 4.2 zu sehen. Die Strahlen des Master- und Slave-Lasers werden unter Verwendung von polarisierenden Strahlteilern überlagert und auf einer schnellen Photodiode detektiert. Das Signal wird verstärkt und der OPLL erzeugt ein Fehlersignal für den Slave-Laser, womit sich die Feedback-Schleife schließt [26].

Beim verwendeten Phasen-Frequenz-Diskriminator handelt es sich um einen Chip² auf einem Evaluation-Board. Dieser Chip dividiert das Referenz-Signal um einen Divisor $R = 2$ und das Beat-Note-Signal um einen wählbaren Divisor N und vergleicht diese anschließend mit einem dualen Flip-Flop-Schaltkreis. Durch das Setzen von Jumpers auf dem Board ist es möglich, vier verschiedene

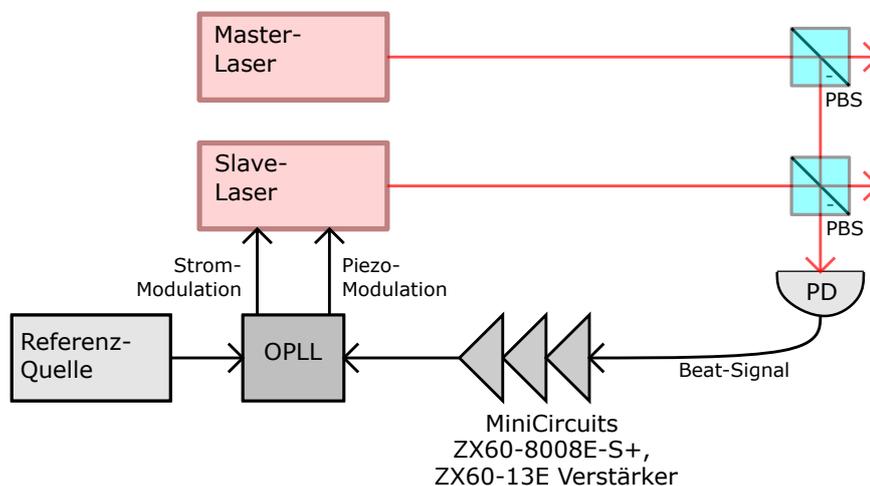


Abbildung 4.2: Schematischer Aufbau zur Implementierung einer Phasen-Stabilisation. Das Licht der beiden Laser gelangt auf eine schnelle Photodiode und dieses Signal kommt verstärkt zum ADF4007. Dieser generiert das Fehlersignal, welches über einen PI-Regler auf den Slave-Laser zurück gekoppelt wird.

¹ Ultrafast MSM photodetectors G4176 series (GaAs) von Hamamatsu [51]

² ADF4007 High Frequency Divider/PLL Synthesizer von Analog Devices [53]

eines 12 GHz Signals gewählt, da das Signal mit 5,5 GHz sonst sehr nahe an der oberen Bandbreite von 6 GHz liegen würde und die Komponenten bereits starke relative Verluste verglichen mit niedrigeren Frequenzen aufweisen würden. Für den DLpro2 auf Kanal 1 werden ein Bias-Tee³ sowie fünf Verstärker⁴ verwendet. Für TApr01 auf Kanal 2 werden ein Bias-Tee⁵ und vier Verstärker⁶ verwendet. Beim REFin-Port wird das Referenz-Signal angelegt, welches mit dem Beat-Note-Signal gemischt wird, um schließlich das Fehlersignal zu erzeugen. Dieses Referenz-Frequenz-Signal wird mit einer weiteren Box durch ein programmierbares DDS-Board erzeugt.

Bei dem als VTune bezeichneten Anschluss kann nach Setzen der entsprechenden Jumper und Anlegen eines Referenz-Signals das Fehlersignal abgegriffen werden, welches im Anschluss an einen externen, verstellbaren PI-Regler⁷ geleitet wird.

Die Anzahl der Verstärker wird für jeden Kanal der Box so angepasst, dass das Beat-Note-Signal, welches am Monitor-Ausgang (FRout-Port) mit einem Spektrumanalysator beobachtet werden kann, eine Größe von -20 dBm bis -0 dBm (bei einer Bandbreite des Spektrumanalysators von 3 MHz und einer Spanne von 3 GHz) erreicht. Dies ermöglicht es, ein Fehlersignal zu erhalten, welches für die Stabilisation der Laser erforderlich ist.

³ Coaxial Bias-Tee-Minircuits ZX85-12G-S+, 12 GHz Bandbreite [54]

⁴ Coaxial Amplifier-Minircuits ZX60-6013E-S+ [55]

⁵ Coaxial Bias-Tee-Minircuits ZFBT-6G+, 6 GHz Bandbreite [56]

⁶ Coaxial Amplifier-Minircuits ZX60-8008E-S+ [57]

⁷ selbstgebauter Regler nach Design [58]

4.2 Stabilisierung auf den Master-Laser

Die beiden Slave-Laser sollen nun beim richtigen Übergang auf den Master-Laser stabilisiert werden. Dazu wird zuerst das Beat-Note-Signal am Monitor-Ausgang mit einem Spektrumanalysator beobachtet und zur richtigen Frequenz verschoben (zur genaueren Vorgehensweise siehe Anhang A). Der TAprö1 wird zu $-1,02$ GHz verschoben und der DLpro2 zu $+5,4$ GHz.

Im nächsten Schritt wird, wie bereits in Abschnitt 4.1.3 erwähnt, ein Referenz-Frequenz-Signal an die Beat-Note-Box angeschlossen und ein Fehlersignal erzeugt. Dieses wird dann auf den PI-Regler gegeben. Am Error-Ausgang des PI-Reglers kann unter Verwendung eines Oszilloskops das invertierte

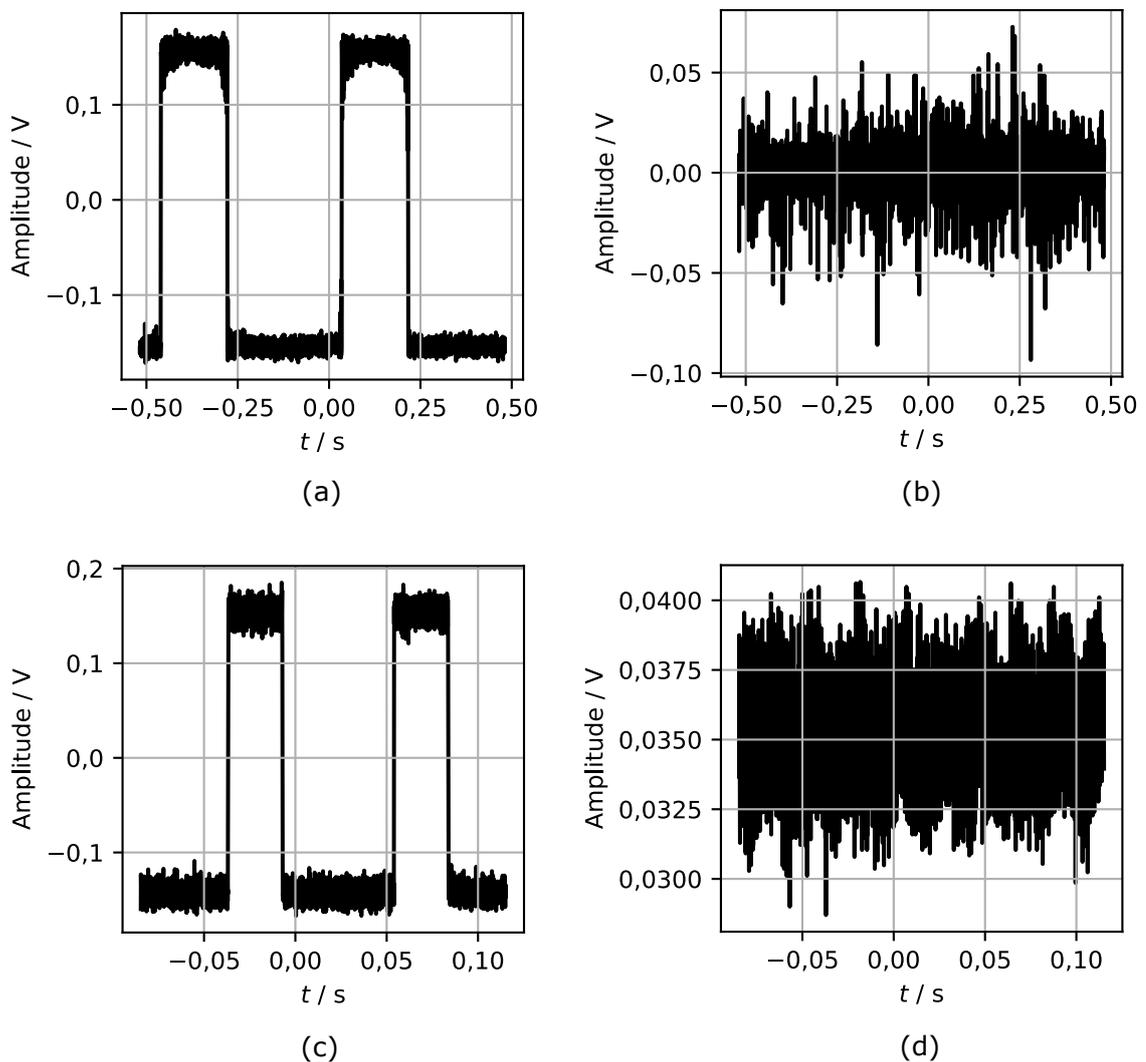


Abbildung 4.4: Mit dem Oszilloskop aufgenommene Fehlersignale der Slave-Laser TAprö1 (a) und DLpro2 (c) vor der Verwendung des PI-Reglers und die Fehlersignale für den TAprö1 (b) und den DLpro2 (d), nachdem die P- und I-Werte eingestellt worden sind. Das stabilisierte Signal besitzt eine deutlich kleinere Amplitude.

Fehlersignal beobachtet werden. Durch das Einstellen des Offsets und der Signalgröße am PI-Regler ist es möglich, das Fehlersignal um null zu zentrieren, wie es für die Stabilisation benötigt wird. Das Fehlersignal ist in Abb. 4.4 (a) für den Laser TApr1 und in (c) für den DLpro2 zu sehen.

Das Signal wird über den PI-Regler an den zu stabilisierenden Laser zurück gekoppelt. Für eine erste Stabilisierung werden die P- und I-Werte grob angepasst. Wenn die Slave-Laser stabilisiert sind, ist die Amplitude des Fehlersignals deutlich geringer, was in Abb. 4.4 (b) für den Laser TApr1 und in (d) für den Laser DLpro2 zu sehen ist.

Bei der Betrachtung mit dem Oszilloskop kann die Linienbreite des Signals nicht unmittelbar abgelesen werden. Daher wird das Frequenzspektrum der Schwebung mit dem Spektrumanalysator genauer betrachtet, um die Stabilisierung durch eine präzisere Einstellung der P- und I-Werte weiter optimieren zu können.

Je besser die Parameter für den PI-Regler gewählt werden, desto schmaler wird das betrachtete Beat-Note-Signal am Spektrumanalysator, d.h. desto besser ist der Slave-Laser auf den Master-Laser phasenstabilisiert. Durch die Anpassung der Parameter ist es möglich, für den TApr1 ein Signal zu erzielen, welches eine Linienbreite von ca. 300 Hz aufweist, was in Abb. 4.5 (a) zu sehen ist. Dieses Ergebnis für die Stabilisation eignet sich gut, um den Laser als Cooler-Laser in der MOT zu verwenden. Dafür ist es nötig, eine Linienbreite zu erzielen, welche gleich groß oder kleiner als die natürliche Linienbreite des Übergangs ist. Diese entspricht in diesem Fall 6 MHz [29]. Um die Kohärenzzeit zu erhöhen, ist es jedoch von Vorteil, die Linienbreite des Beat-Note-Signals deutlich schmaler einzustellen, wie es beim Laser TApr1 erfolgt ist. Außerdem ist eine schmale Linienbreite von Lasern für die Rydberganregung nötig, welche in Zukunft unter Verwendung eines OPLLs auf den Master-Laser stabilisiert werden sollen.

Die bisher beste erreichte Linienbreite für den Laser DLpro2 ist in Abb. 4.5 (b) zu sehen. Dabei fällt auf, dass dieses Signal deutlich breiter (über 1,5 MHz) und das Signal-zu-Rausch-Verhältnis deutlich schlechter ist. Die Linienbreite wäre für eine Anwendung in der MOT akzeptabel, jedoch muss zur Erhöhung der Kohärenzzeit eine deutlich schmalere Linienbreite verwendet werden.

Es ist möglich, unter Verwendung der optischen Phasenregelschleife, die beiden Laser auf den Master-Laser zu stabilisieren. Allerdings ist die Stabilisierung des Rückpumper-Lasers noch nicht optimiert worden, was für andere Anwendungen wie z.B fürs optische Pumpen wichtig werden wird.

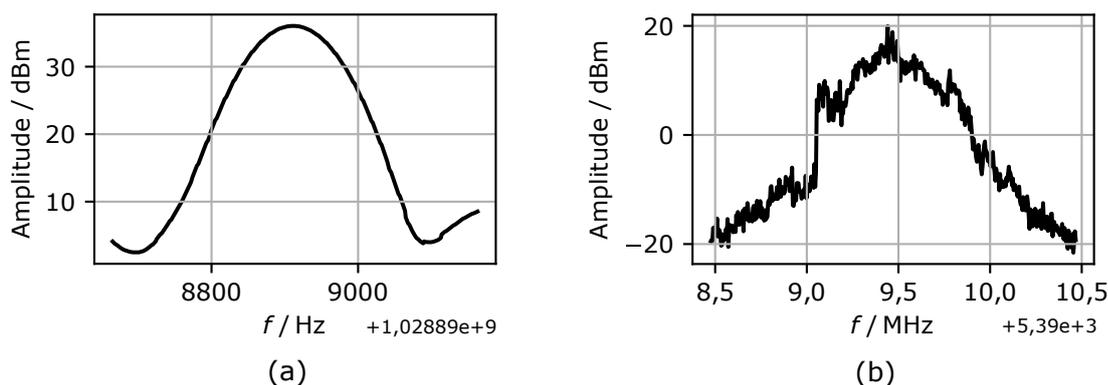


Abbildung 4.5: Mit dem Spektrumanalysator aufgenommenes Beat-Note-Signal beim frequenzstabilisierten Slave-Laser TApr1 (a) und dem Laser DLpro2 (b).

Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es, drei Laser in ihrer Frequenz zu stabilisieren, um zwei der Laser im Anschluss als Cooler- und Rückpumper-Laser in der MOT verwenden zu können. Dabei ist sowohl die dafür benötigte Optik als auch die Elektronik für die Feedback-Schleifen aufgebaut und optimiert worden.

Für die Stabilisierung des Master-Lasers auf den externen Resonator (siehe Kapitel 3) wurde die PDH Methode genutzt. Zur Optimierung wurde das Frequenzspektrum des so erzeugten Fehler-signals betrachtet, um die verschiedenen Frequenzkomponenten durch Variation der Parameter des verwendeten PID-Reglers bestmöglich zu unterdrücken.

Ein nächster Schritt wäre, die Stabilisierung noch genauer zu charakterisieren, indem das Laserlicht mit dem eines anderen, unabhängig stabilisierten Lasers überlappt und die Linienbreite des Lasers durch Analyse des Schwebungssignals bestimmt wird [50]. Aktuell befindet sich im Aufbau des HQO-Experiments noch kein unabhängig stabilisierter Laser (die Slave-Laser DLpro2 und TApr01 sind auf den Master stabilisiert), allerdings wäre es möglich einen Laser aus dem RQO-Experiment (derzeit noch im selben Labor) zu verwenden.

Außerdem könnte der Langzeit-Drift des Lasers beobachtet und charakterisiert werden, indem das Signal über einen längeren Zeitraum beobachtet wird. Dies würde es ermöglichen, die Parameter für den langsamen Feedback-Zweig weiter zu optimieren.

Zusätzlich zur Stabilisierung des Master-Lasers ist der verwendete externe Resonator, auf welchen der Master-Laser stabilisiert worden ist, mit Hilfe der Cavity-Ringdown-Messung charakterisiert worden, indem seine Finesse auf $\mathcal{F} = 21500 \pm 200$ bestimmt worden ist.

Im Anschluss wurden die beiden Slave-Laser, die für die MOT verwendet werden sollen, unter Verwendung einer optischen Phasenregelschleife auf den Master-Laser phasenstabilisiert (siehe Kapitel 4). Dabei wurde neben dem Fehlersignal am Oszilloskop auch auf die Linienbreite der Beat-Note-Signale geachtet. Die Linienbreite der Schwebung des Master-Lasers mit dem TApr01, welche ein Maß dafür ist, wie gut der Slave-Laser relativ zum Master-Laser frequenz- und phasenstabilisiert ist, nimmt mit einer Breite von ca. 300 Hz einen guten Wert an.

Der DLpro2 konnte zwar stabilisiert werden, doch ist es bisher nicht möglich gewesen, ein zufriedenstellendes Ergebnis zu erzielen (Linienbreite der Schwebung mit dem Master-Laser im Bereich von 1,5 MHz). Um dieses zu verbessern, wäre es möglich, die Parameter des PI-Reglers weiter zu

optimieren¹.

Die erreichten Linienbreiten sind zur Realisierung einer MOT mehr als ausreichend. Diese Methode und die gebaute Elektronik zur Phasenstabilisation soll jedoch in Zukunft auch für weitere Laser bei $\lambda = 780$ nm verwendet werden, welche gemeinsam mit einem weiteren Laser bei $\lambda = 480$ nm, der Übergänge vom $5P_{3/2}$ -Zustand in $nS_{1/2}$, $nD_{3/2}$ oder $nD_{5/2}$ -Rydbergzustände mit Hauptquantenzahl $n \geq 20$ treibt, für die Rydberganregung zuständig sein werden, für die schmale Linienbreiten erheblich wichtiger sind.

Durch den Aufbau und die Stabilisierung des Lasersystems im Rahmen dieser Arbeit kann nach Fertigstellung der benötigten Vakuumkammer eine MOT als erster wichtiger Bestandteil des HQO Experiments realisiert werden. Zudem ist die Stabilisierung des Master-Lasers als Referenz für weitere Laser für die Rydberganregung eine grundlegende Voraussetzung für die geplanten Experimente mit hybriden Quantensystemen aus Rydbergatomen, Photonen und elektromechanischen Oszillatoren.

¹ Eine Kapazität im Integrator-Teil ist fest verlötet, sodass dessen Bandbreite nur begrenzt durch ein Potentiometer angepasst werden kann. Durch Austausch der Kapazität könnte dieser Bereich besser angepasst werden.

Frequenzverschiebung des Lasers

Zur Stabilisierung der Slave-Laser ist es notwendig, die Laser zur richtigen Frequenz verschieben zu können. Dies erfolgt, indem der Scan-Offset des Lasers variiert und die Wellenlänge am Wavemeter kontrolliert wird. Bei Veränderung des Scan-Offsets wird die konstante, angelegte DC-Spannung am Piezo verändert, womit das interne Gitter des Lasers in seiner Position verändert wird. Dies hat dann zur Folge, dass sich die Wellenlänge des Lasers ändert. Sollte sich der Laser in der Nähe eines Modensprungs befinden, reicht eine Variation des Scan-Offsets oft nicht aus. Hier hilft es, den Strom zu verändern, was zu einer Ausdehnung durch die Temperaturerhöhung und folglich zu einer Veränderung der Frequenz führt. Die Änderung des Stroms führt automatisch auch zu einer leichten Verschiebung des Scan-Offsets. Wird nun mit dem Scan-Offset nachgeregelt, so ist es möglich, den Modensprung zu umgehen und den Laser zur gewünschten Wellenlänge zu verschieben. Anschließend ist es hilfreich, über einen weiten Frequenz-Bereich zu scannen, um zu kontrollieren, dass sich kein Modensprung in unmittelbarer Nähe befindet.

Literatur

- [1] W. Demtröder, *Laser Spectroscopy, Vol. 2 Experimental Techniques*, 4. Aufl., Springer, 2008, ISBN: 978-3-540-74952-3.
- [2] D. Boiron u. a., *Laser cooling of cesium atoms in gray optical molasses down to 1.1 μ K*, *Phys. Rev. A* **53** (6 1996) R3734.
- [3] H. J. Metcalf, P. van der Straten und P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, 1. Aufl., Springer, New York, NY, 1999 324, ISBN: 978-0-387-98747-7.
- [4] D. J. Wineland und W. M. Itano, *Laser cooling of atoms*, *Phys. Rev. A* **20** (4 1979) 1521.
- [5] O. Firstenberg, C. S. Adams und S. Hofferberth, *Nonlinear quantum optics mediated by Rydberg interactions*, *J. Phys. B-At. Mol. Opt.* **49** (2016) 152003.
- [6] T. Peyronel u. a., *Quantum nonlinear optics with single photons enabled by strongly interacting atoms*, *Nature* **488** (7409 2012) 57.
- [7] Y. O. Dudin und A. Kuzmich, *Strongly Interacting Rydberg Excitations of a Cold Atomic Gas*, *Science* **336** (2012) 887.
- [8] M. Saffman, T. G. Walker und K. Mølmer, *Quantum information with Rydberg atoms*, *Rev. Mod. Phys.* **82** (3 2010) 2313.
- [9] J. D. Pritchard u. a., *Cooperative Atom-Light Interaction in a Blockaded Rydberg Ensemble*, *Phys. Rev. Lett.* **105** (19 2010) 193603.
- [10] M. D. Lukin u. a., *Dipole Blockade and Quantum Information Processing in Mesoscopic Atomic Ensembles*, *Phys. Rev. Lett.* **87** (3 2001) 037901.
- [11] H. Gorniaczyk, C. Tresp, J. Schmidt, H. Fedder und S. Hofferberth, *Single-Photon Transistor Mediated by Interstate Rydberg Interactions*, *Phys. Rev. Lett.* **113** (5 2014) 053601.
- [12] D. Tiarks, S. Baur, K. Schneider, S. Dürr und G. Rempe, *Single-Photon Transistor Using a Förster Resonance*, *Phys. Rev. Lett.* **113** (5 2014) 053602.
- [13] C. Tresp u. a., *Single-Photon Absorber Based on Strongly Interacting Rydberg Atoms*, *Phys. Rev. Lett.* **117** (22 2016) 223001.
- [14] N. Stiesdal u. a., *Controlled multi-photon subtraction with cascaded Rydberg superatoms as single-photon absorbers*, *Nat. Commun.* **12** (1 2021) 2328.

- [15] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu und D. E. Pritchard, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, *Phys. Rev. Lett.* **59** (23 1987) 2631.
- [16] M. Greiner, I. Bloch, T. W. Hänsch und T. Esslinger, *Magnetic transport of trapped cold atoms over a large distance*, *Phys. Rev. A* **63** (3 2001) 031401.
- [17] J. Fortágh und C. Zimmermann, *Magnetic microtraps for ultracold atoms*, *Rev. Mod. Phys.* **79** (1 2007) 235.
- [18] J. Fortágh, A. Grossmann, C. Zimmermann und T. W. Hänsch, *Miniaturized Wire Trap for Neutral Atoms*, *Phys. Rev. Lett.* **81** (24 1998) 5310.
- [19] R. Stevenson, J. Minář, S. Hofferberth und I. Lesanovsky, *Prospects of charged-oscillator quantum-state generation with Rydberg atoms*, *Phys. Rev. A* **94** (2016).
- [20] A. D. O’Connell u. a., *Quantum ground state and single-phonon control of a mechanical resonator*, *Nature* **464** (7289 2010) 697.
- [21] A. Banerjee, D. Das und V. Natarajan, *Precise fine-structure and hyperfine-structure measurements in Rb*, 2002, arXiv: [physics/0209019](https://arxiv.org/abs/physics/0209019) [physics.atom-ph].
- [22] H. Talvitie, M. Merimaa und E. Ikonen, *Frequency stabilization of a diode laser to Doppler-free spectrum of molecular iodine at 633 nm*, *Opt. Commun.* **152** (1998) 182.
- [23] R. W. P. Drever, *Laser Phase and Frequency Stabilization Using an Optical Resonator*, *Appl. Phys. B* **31** (1983) 97.
- [24] E. D. Black, *An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization*, *Am. J. Phys.* **69** (2000) 79.
- [25] G. Sridhar, S. Agarwalla, S. Singh und L. Gantayet, *Cavity ring-down technique for measurement of reflectivity of high reflectivity mirrors with high accuracy*, *Pramana Indian J. Phys.* **757960** (2010) 1233.
- [26] J. Appel, A. MacRae und A. I. Lvovsky, *A versatile digital GHz phase lock for external cavity diode lasers*, *Meas. Sci. Technol.* **20** (2009) 055302.
- [27] G. P. Barwood, P. Gill und W. R. C. Rowley, *A simple rubidium-stabilised laser diode for interferometric applications*, *J. Phys. E: Sci. Inst.* **21** (1988) 966.
- [28] D. A. Steck, *Rubidium 85 D Line Data*, 2021, URL: <http://steck.us/alkalidata> (besucht am 13. 01. 2022).
- [29] D. A. Steck, *Rubidium 87 D Line Data*, 2021, URL: <http://steck.us/alkalidata> (besucht am 15. 01. 2022).
- [30] S. L. Cornish, N. R. Claussen, J. L. Roberts, E. A. Cornell und C. E. Wieman, *Stable ^{85}Rb Bose-Einstein Condensates with Widely Tunable Interactions*, *Phys. Rev. Lett.* **85** (9 2000) 1795.

-
- [31] *DLC pro Digital Laser Controller Manual, Manual: M-063 Version 19*, Toptica Photonics AG, 2021.
- [32] T. W. Hänsch, *Repetitively Pulsed Tunable Dye Laser for High Resolution Spectroscopy*, *Appl. Opt.* **11** (1972) 895.
- [33] D. Romanini, A. A. Kachanov, N. Sadeghi und F. Stoeckel, *CW cavity ring down spectroscopy*, *Elsevier Sci.* **264** (1997) 316.
- [34] E. Hecht, *Optik*, De Gruyter, 2018, ISBN: 9783110526653.
- [35] F. Träger, *Springer Handbook of Lasers and Optics*, 2. Aufl., Springer, Berlin, Heidelberg, 2012, ISBN: 978-3-642-19408-5.
- [36] R. W. Fox, C. W. Oates und L. W. Hollberg, „1. Stabilizing diode lasers to high-finesse cavities“, *Cavity-Enhanced Spectroscopies*, hrsg. von R. D. van Zee und J. P. Looney, Bd. 40, Experimental Methods in the Physical Sciences, Academic Press, 2003 1.
- [37] M. Young, *Optik, Laser, Wellenleiter*, Springer, 1997, ISBN: 9783540603580.
- [38] Y. V. Troitskiĭ, *Optimization and comparison of the characteristics of optical interference discriminators*, *Quantum Electron.* **8** (1978) 628.
- [39] S. L. Sytems, *vacuum housing 6010/6020*,
URL: https://stablelasers.com/wp-content/uploads/2017/06/6010_20_R1.pdf
(besucht am 05. 02. 2022).
- [40] *EOspace*,
URL: <https://static1.squarespace.com/static/5b4391a0a2772c7a5b0dae43/t/61eeea325bcf5e5c96f55a06/1643047476220/EOSPACEbriefProductInfo2022.pdf>
(besucht am 05. 02. 2022).
- [41] D. Meschede, *Optik, Licht und Laser*, 3. Aufl., Vieweg+Teubner, 2008 568, ISBN: 978-3-8348-9288-1.
- [42] W. Demtröder, *Experimentalphysik 3 Atome, Moleküle Und Festkörper*, Experimentalphysik / Wolfgang Demtröder, Springer Berlin Heidelberg, 2010, ISBN: 9783642039119.
- [43] L. Windfreak Technologies,
URL: <https://windfreaktech.com/> (besucht am 05. 02. 2022).
- [44] *Coaxial Amplifier ZFL-1000+ZFL-1000*,
URL: <https://www.minicircuits.com/pdfs/ZFL-1000.pdf> (besucht am 05. 02. 2022).
- [45] *Coaxial Power Splitter/Combiner ZFRSC-42+*,
URL: <https://www.minicircuits.com/pdfs/ZFRSC-42+.pdf> (besucht am 05. 02. 2022).
- [46] *FALC pro Fast Analog Linewidth Control Manual, Manual: M-105 Version 01*, Toptica Photonics AG, 2020.
- [47] B. Heinrich und W. Schneider, „Regler“, *Grundlagen Regelungstechnik: Einfache Übungen, praktische Beispiele und komplexe Aufgaben*, Wiesbaden: Springer Fachmedien Wiesbaden, 2019 133, ISBN: 978-3-658-26741-4.

- [48] WS6-200 Series High Precision Wavelength Meter,
URL: <https://www.highfinesse.com/en/wavelengthmeter/wavelengthmeter-ws-6-200.html> (besucht am 09. 02. 2022).
- [49] Z. Tan u. a., *Doppler-free spectroscopy of rubidium atoms driven by a control laser*, *Front. Phys.* **7** (2011) 1.
- [50] S. Hirata, T. Akatsuka, Y. Ohtake und A. Morinaga,
Sub-hertz-linewidth diode laser stabilized to an ultralow-drift high-finesse optical cavity, *Appl. Phys. Expr.* **7** (2014) 022705.
- [51] *Ultrafast MSM photodetectors G4176 series (GaAs)*,
URL: <https://www.datasheets360.com/pdf/-5073308062623184073> (besucht am 02. 02. 2022).
- [52] K. Balakier, L. Ponnampalam, M. J. Fice, C. C. Renaud und A. J. Seeds,
Integrated Semiconductor Laser Optical Phase Lock Loops,
IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **24** (2018) 1.
- [53] A. Devices, *High Frequency Divider/PLL Synthesizer ADF4007*,
URL: <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/ADF4007.pdf> (besucht am 17. 01. 2022).
- [54] *Coaxial Bias-Tee ZX85-12G-S+*,
URL: https://www.mouser.de/datasheet/2/1030/ZX85_12G_S_2b-2064284.pdf
(besucht am 05. 02. 2022).
- [55] *Coaxial Amplifier ZX60-6013E-S+*,
URL: <https://www.minicircuits.com/pdfs/ZX60-6013E-S+.pdf> (besucht am 05. 02. 2022).
- [56] *Coaxial Bias-Tee ZFBT-6G+*,
URL: <https://www.minicircuits.com/pdfs/ZFBT-6G+.pdf> (besucht am 05. 02. 2022).
- [57] *Coaxial Amplifier ZX60-8008E-S+*,
URL: https://www.mouser.de/datasheet/2/1030/ZX60-8008E-S_2b-1701761.pdf
(besucht am 05. 02. 2022).
- [58] M. T. Schlagmüller, *A single Rydberg Atom interacting with a Dense and Ultracold Gas*,
Diss.: Universität Stuttgart, 2016.