

Stabilitätsuntersuchung von Faserresonatoren

von

Sören Boles

Bachelor Arbeit in Physik

Vorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik (FB 08)

der Johannes Gutenberg-Universität Mainz

am 31. Januar 2017

1. Gutachter: Prof. Dr. Patrick Windpassinger
2. Gutachter: Prof. Dr. Jochen Walz

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

Mainz, der 31.01.2017, Sören Boles

Sören Boles
QUANTUM
Institut für Physik
Staudingerweg 7
Johannes Gutenberg-Universität D-55099 Mainz
sboles@students.uni-mainz.de

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Theorie	4
2.1	Optischer Resonator	4
2.2	Frequenzstabilisierung eines Lasers mittels Pound-Drever Hall Verfahren	8
2.2.1	Aufbau und Konzept	9
2.2.2	Modulation des Laserlichts	10
2.2.3	Erzeugung des Fehlersignals	11
3	Fasercharakterisierung	13
3.1	Messung der Reflektivitäten	16
3.2	Messung des freien Spektralbereichs	16
4	Stabilisierung der Laserfrequenz	19
4.1	Aufbau & Stabilisierungsverfahren	19
4.2	Untersuchung der Laserfrequenzstabilisierung	20
4.2.1	Langzeitmessung der Laserfrequenzstabilisierung	20
4.2.2	Kurzzeitmessung der Laserfrequenzstabilisierung	22
5	Stabilisierung der Faserlänge	25
5.1	Stabilisierung mit einem piezoelektrischen Element	25
5.1.1	Langzeitmessung der Faserlängenstabilisierung	28
5.1.2	Kurzzeitmessung der Faserlängenstabilisierung	29
5.2	Stabilisierung mit einem Peltierelement	30
6	Zusammenfassung der Ergebnisse	32
7	Ausblick	34

1 Einleitung

Heutzutage werden in weiten Feldern der experimentellen Quantenoptik frequenzstabilisierte Laser genutzt, um beispielsweise Laserkühlung von Atomen [1], Materie-Interferometrie [2] oder optische Fallen für den Teilcheneinfang [3] zu realisieren. Zur Frequenzstabilisierung eines Lasers wird eine stabile Referenz benötigt, auf welche die Laserfrequenz stabilisiert werden kann. Dazu können verschiedene Referenzen gewählt werden. Ein atomarer Übergang beispielsweise besitzt eine zeitlich sehr stabile Frequenz, welche für die Laserstabilisierung genutzt werden kann. Jedoch limitiert eine solche Referenz den stabilisierten Laser auf die Frequenz des atomaren Übergangs. Eine weitere Möglichkeit stellt ein optischer Resonator dar, dessen diskrete Resonanzfrequenzen als Stabilisierungsreferenzen dienen können. Ein Spezialfall eines solchen optischen Resonators sind Fabry-Perot-Resonatoren. Diese setzen sich zusammen aus zwei reflektierenden planparallelen Grenzflächen, deren Abstand je nach Bauart fixiert oder variabel ist. Tritt Licht in solch einen Resonator, so wird es zwischen seinen Grenzflächen hin und her reflektiert. Durch einen Fabry-Perot-Resonator wird Licht vollständig transmittiert, wenn die optische Weglänge des Resonators einem Vielfachen der halben Lichtwellenlänge entspricht. Dadurch entstehen die oben genannten diskreten Resonanzfrequenzen, welche als Referenzen dienen können. Somit ist der Frequenzwert, an welchem die Resonanzen auftreten, abhängig von der optischen Weglänge des Resonators, sowie der Wellenlänge des eingestrahnten Lichts.

In dieser Arbeit werden speziell die Eigenschaften von Resonatoren innerhalb einer Glasfaser untersucht. Solche Resonatoren besitzen den Vorteil, dass sie leicht in faserbasierte Experimentssysteme zu integrieren sind. Jedoch ist die Stabilität ihrer Resonanzfrequenzen abhängig von externen Einflüssen wie Temperaturschwankungen. Da sich die optische Weglänge und auch die Resonanzfrequenzen durch thermische Einflüsse ändern, benötigt ein faserbasierter Resonator eine aktive Längens Stabilisierung, um als stabile Frequenzreferenz genutzt werden zu können. Eine Möglichkeit, den Einfluss dieser Störungen wegzuregulieren, besteht darin, einen Laser auf einen atomaren Übergang zu stabilisieren und diesen stabilen Laser wiederum als Referenz für die Stabilisierung des Faserresonators zu nutzen. Um eine Stabilisierung des Faserresonators auf eine Frequenzreferenz des Lasers zu realisieren, werden Stellglieder benötigt, mit der sich die optische Weglänge regeln lässt. Ein Beispiel eines solchen Stellgliedes ist ein piezoelektrisches Element, welches durch mechanisches Ziehen der Faser deren optische Weglänge ändern kann. Im Falle eines erfolgreichen Aufbaus eines solchen Systems besitzt der Resonator die zeitliche Frequenzstabilität des atomaren Übergangs, jedoch kann ein zu stabilisierender Laser auf eine der diskreten Resonanzfrequenzen des Faserresonators stabilisiert werden. Damit besitzt der zu zuletzt stabilisierte Laser eine wählbare Frequenz. Einen Resonator in solch einem System nennt man Transferresonator, da es möglich ist, die Frequenzstabilität des auf den atomaren Übergang stabilisierten Lasers auf den Laser zu übertragen, welcher auf den Resonator stabilisiert wird.

Ziel dieser Arbeit ist es, Stabilisierungsuntersuchungen an glasfaserbasierten Resonatoren durchzuführen, um diese als Transferresonatoren nutzbar zu machen. Für die Verwendung der Fasern als Transferresonator müssen dabei zwei Bedingungen erfüllt sein. Es muss möglich sein, einen Laser auf die Referenz eines Faserresonators, sowie den Faserresonator auf die Referenz einer Laserfrequenz zu stabilisieren. Sind diese beiden Bedingungen erfüllt, so lässt sich das Konzept eines Transferresonators realisieren. Die beiden Bedingungen sollen in dieser Arbeit untersucht und erfüllt werden.

Die Struktur der Arbeit ist wie folgt aufgebaut. Nach einer Einführung in die theoretischen Grund-

lagen von optischen Resonatoren und Stabilisierungsverfahren in Kapitel 2 werden zu Beginn der experimentellen Arbeit Glasfaserresonatoren verschiedener Länge untersucht und charakterisiert, um erste Kenntnisse über Eigenschaften von Faserresonatoren und deren Verhalten durch externe Störungen zu erhalten. Dies wird in Kapitel 3 für Fasern der Länge 28 cm, 58 cm sowie 108 cm dargestellt und ausgewertet. Desweiteren ist das Hauptziel dieses Kapitels, eine Festlegung auf eine der untersuchten Faserlängen für die späteren Stabilisierungsversuche durchzuführen.

Für die Untersuchungen der möglichen Nutzung der Glasfasern als Transferresonator wird das Gesamtkonzept des Transferresonators, wie oben beschrieben, in zwei Teilpakete unterteilt. Der erste Teil wird Untersuchungen zur Stabilisierung eines Lasers auf einen Faserresonators beinhalten. Hierzu wird in Kapitel 4 ein Laser auf eine unstabilisierte Faser stabilisiert und charakterisiert. Durchgeführt werden Messungen der Langzeit-, sowie Kurzzeitstabilität der Laserfrequenz. Dabei sind vor allem thermisch bedingte Drifts der optischen Weglänge der Glasfaser zu erwarten, welche sich auf langen Zeitskalen auf die Messung der stabilisierten Laserfrequenz auswirken. Die auftretenden Frequenzdrifts sollen rückwirkend Aufschluss über die nötigen Stellwege der Stellglieder einer Faserlängenstabilisierung geben, da sie mindestens diese Frequenzdrifts kompensieren können müssen.

Der zweite Teil des Transferfaserkonzepts befasst sich mit der Stabilisierung der optischen Weglänge des Faserresonators unter Verwendung eines freilaufenden Lasers als Frequenzreferenz. In Kapitel 5 werden verschiedene Ansätze zum Aufbau einer Faserlängenstabilisierung geprüft und untersucht. Zuerst wird in Kapitel 5.1 die mechanische Regelung der optischen Weglänge der Faser mit Hilfe eines piezoelektrischen Elements untersucht. Darauf folgend wird in Kapitel 5.2 die Regelung der optischen Weglänge durch thermische Einflüsse unter Verwendung eines Peltierelements betrachtet. Unter Zunahme der vorangegangenen Laserfrequenzstabilisierung sind diese Untersuchungen die Grundlage für den Aufbau eines Systems mit einem Transferresonator als Frequenzreferenz.

2 Theorie

In diesem Kapitel werden die notwendigen physikalischen Grundlagen für die Beschreibung von Faserresonatoren erklärt. Die Herleitung der Resonatortheorie ist dabei angelehnt an die ersten Arbeiten zu dem Thema Resonatoren von Fabry und Perot [4], sowie M. Vaughan [5] und ist maßgeblich für das Verständnis der in dieser Arbeit durchgeführten Messungen zur Charakterisierung der Faserresonatoren sowie der verwendeten Stabilisierungsverfahren. Weiter sollen die Eigenschaften speziell von fasernintegrierten Resonatoren erläutert werden.

Desweiteren wird auf die Frequenzstabilisierung von Laserlicht mit Hilfe des sogenannten Pound-Drever-Hall-Verfahrens (PDH-Verfahren) eingegangen werden [6], welches eines der wichtigsten Werkzeuge in modernen quantenoptischen Experimenten darstellt. Dieses Verfahren kann auch für die Längenstabilisierung der verwendeten Faserresonatoren genutzt werden. Das PDH-Verfahren ist die Grundlage für die angestrebte Verwendung eines Faserresonators als Transferresonator.

2.1 Optischer Resonator

Ein optischer Resonator besteht aus zwei gegenüberliegenden reflektierenden Grenzflächen mit Abstand $L_{Resonator}$. Die in dieser Arbeit verwendeten lichtleitenden Faserresonatoren bestehen aus einer Glasfaser, deren Endfacetten eine Reflektivität von ca. 4% besitzen. Diese Reflektivität entsteht durch den Brechungsindex von Glas, $n \approx 1,5$, sowie der Verwendung einer Fresnelschen Gleichung

$$R = \frac{(n - 1)^2}{(n + 1)^2} \quad (1)$$

Dies bedeutet, dass die Glasfaser als optischer Resonator mit Glas als dielektrischem Medium zwischen den beiden planparallel gegenüberliegenden Endflächen des Resonators interpretiert werden kann.

Tritt eine Lichtwelle, beschrieben als ebene elektromagnetische Welle mit der Feldstärke

$$E_{\text{einlaufend}} = E_0 \cdot e^{i\omega t} \quad (2)$$

in einen Resonator, wird es anteilig an den Grenzflächen rückreflektiert sowie transmittiert. Eine anschauliche Visualisierung dieses Verhaltens ist in Abbildung 2 dargestellt. Die Lichtstrahlen

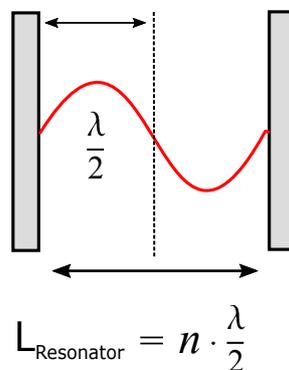


Abbildung 1: Skizze einer Lichtwelle, welche einen Resonator durchläuft. In diesem Fall gilt $L = 2 \frac{\lambda}{2}$, somit kann das Licht den Resonator transmittieren.

interferieren hierbei, je nach Phasenbeziehung, konstruktiv oder destruktiv innerhalb des Resonators. Dabei kann ein Resonator mit planparallelen Endflächen Licht nur transmittieren, falls die Bedingung

$$L_{\text{Resonator}} = n \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad \text{mit } n = 1, 2, 3 \dots \quad (3)$$

erfüllt ist, wobei λ die Wellenlänge des Lichtes ist, sowie $L_{\text{Resonator}}$ die Länge des Resonators. Eine Skizze dieses Verhaltens ist in Abbildung 1 dargestellt. Bei diesen Wellenlängen, bzw. Frequenzen spricht man von Resonanz, d.h. die Lichtstrahlen interferieren konstruktiv und werden durch den Resonator transmittiert.

Um quantitative Aussagen über das Verhalten des transmittierten sowie reflektierten Lichts zu treffen, hilft es, sich die theoretischen relativen Intensitäten der transmittierten und reflektierten elektromagnetischen Wellen herzuleiten. Jede der Grenzflächen des Resonators besitzt eine definierte Reflektivität, bzw. Transmittivität, welche beschreibt, welche Anteile der Feldstärke des Lichts an dieser Grenzfläche reflektiert bzw. transmittiert werden.

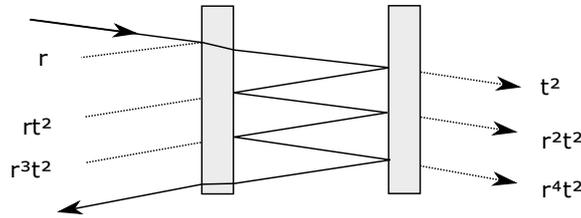


Abbildung 2: Skizze eines Vielstrahl-Interferometers mit festem Grenzflächenabstand. t und r beschreiben dabei die Feldstärkenkoeffizienten der Transmittivität sowie der Reflektivität und wirken multiplikativ. t^2 bedeutet somit eine zweifache Transmission, r^2 entsprechend zweifache Reflexion. Zusätzlich erhält das durchlaufende Licht eine Phasenänderung nach einem Umlauf durch den Resonator.

Wird Abbildung 2 betrachtet, so erkennt man die resultierenden Feldstärken, je nach Art des Durchlaufens des Resonators. Diese Feldstärken der reflektierten und transmittierten Lichtwellen können aufsummiert werden und die resultierenden Feldstärken mit Hilfe geometrischer Reihen hergeleitet werden.

$$E_{\text{trans}} = E_0 e^{i\omega t} \cdot (t^2 + t^2 \cdot r^2 \cdot e^{i\phi} + \dots + t^2 \cdot (r^2 \cdot e^{i\phi})^{N-1}) \quad (4)$$

$$= E_0 e^{i\omega t} \cdot t^2 \cdot \sum_{k=0}^{N-1} (r^2 \cdot e^{i\phi})^k \quad (5)$$

$$= E_0 e^{i\omega t} \cdot \frac{t^2}{1 - r^2 \cdot e^{i\phi}} \quad \text{für } N \rightarrow \infty \quad (6)$$

$$E_{\text{refl}} = E_0 e^{i\omega t} \cdot \left[r \cdot e^{i\pi} + t^2 r e^{i\phi} (1 + r^2 e^{i\phi} + \dots + (r^2 e^{i\phi})^{N-1}) \right] \quad (7)$$

$$= E_0 e^{i\omega t} \cdot \left[r \cdot e^{i\pi} + t^2 r e^{i\phi} \cdot \sum_{k=0}^{N-2} (r^2 \cdot e^{i\phi})^k \right] \quad (8)$$

$$= E_0 e^{i\omega t} \cdot \left[r \cdot e^{i\pi} + \frac{t^2 r e^{i\phi}}{1 - r^2 \cdot e^{i\phi}} \right] \quad \text{für } N \rightarrow \infty \quad (9)$$

Hierbei beschreiben r und t die Reflektions- sowie Transmissionskoeffizienten der Feldstärke, sowie ϕ die zusätzliche Phase der Lichtwelle nach einem Umlaufen des Resonators. Da die Feldstärken von Lichtwellen jedoch nicht gemessen werden können, müssen für eine genaue Beschreibung der Effekte die Betragsquadrate der Feldstärken betrachtet werden. Um nun die relative transmittierte bzw. reflektierte Intensität zu erhalten, müssen die Betragsquadrate der transmittierten bzw. reflektierten Feldstärken auf das Betragsquadrat der einlaufenden Feldstärke normiert werden.

$$I_{trans} = \frac{|E_{trans}|^2}{|E_{einlaufend}|^2} \quad (10)$$

$$= \frac{t^4}{(1 - r^2 e^{-i\phi})(1 - r^2 e^{i\phi})} \quad (11)$$

$$= \frac{T^2}{1 + R^2 - R(e^{i\phi} + e^{-i\phi})}, \quad e^{i\phi} + e^{-i\phi} = 2 \cos(\phi) \quad (12)$$

$$= \frac{T^2}{1 + R^2 - 2R \cos(\phi)}, \quad \cos(\phi) = 1 - 2 \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right) \quad (13)$$

$$= \frac{T^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)} \quad (14)$$

Um die relative reflektierte Intensität zu bestimmen, ist es sinnvoll, zuerst Gleichung 9 mit Hilfe der Relation $t^2 + r^2 = 1$ sowie $e^{i\pi} = -1$ zu vereinfachen.

$$\frac{E_{refl}}{E_0 e^{i\omega t}} = -r + \frac{t^2 r e^{i\phi}}{1 - r^2 \cdot e^{i\phi}} \quad (15)$$

$$= \frac{-r \cdot (1 - r^2 \cdot e^{i\phi})}{1 - r^2 \cdot e^{i\phi}} + \frac{t^2 r e^{i\phi}}{1 - r^2 \cdot e^{i\phi}} \quad (16)$$

$$= \frac{-r - r^3 e^{i\phi} + t^2 r e^{i\phi}}{1 - r^2 \cdot e^{i\phi}} \quad (17)$$

$$= \frac{r(-1 + (r^2 + t^2) e^{i\phi})}{1 - r^2 \cdot e^{i\phi}} \quad (18)$$

$$= \frac{r(-1 + e^{i\phi})}{1 - r^2 \cdot e^{i\phi}} \quad (19)$$

$$= \frac{r(e^{i\phi} - 1)}{1 - r^2 \cdot e^{i\phi}} \quad (20)$$

$$I_{refl} = \frac{|E_{refl}|^2}{|E_{einlaufend}|^2} \quad (21)$$

$$= \frac{r(e^{-i\phi} - 1) \cdot r(e^{i\phi} - 1)}{(1 - r^2 \cdot e^{-i\phi}) \cdot (1 - r^2 \cdot e^{i\phi})} \quad (22)$$

$$= \frac{R(1 + 1 - (e^{i\phi} + e^{-i\phi}))}{1 + R^2 - 2R \cos(\phi)} \quad (23)$$

$$= \frac{R(2 - 2 \cos(\phi))}{1 + R^2 - 2R \cos(\phi)}, \quad \cos(\phi) = 1 - 2 \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right) \quad (24)$$

$$= \frac{4R \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)}, \quad (2 - 2 \cos(\phi)) = 4 \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right) \quad (25)$$

R und T beschreiben hierbei die Reflektions- sowie Transmissionskoeffizienten der Intensität, es

gilt $T = t^2$ sowie $R = r^2$.

Wie zu erkennen ist, sind die relativen Intensitäten nur abhängig von Reflektions- bzw. Transmissionskoeffizienten sowie der Phase ϕ . Dabei kann die Phase von Lichtwellen nach einem Gesamtdurchlauf des Resonators mit der Länge L ausgedrückt werden in Abhängigkeit der Lichtfrequenz ν , sowie des freien Spektralbereichs $\Delta\nu_{\text{FSB}}$.

$$\phi(\nu) = 2\pi \nu t_{\text{Umlauf}} = 2\pi \frac{\nu}{\Delta\nu_{\text{FSB}}} \quad \text{mit} \quad t_{\text{Umlauf}} = \frac{1}{\Delta\nu_{\text{FSB}}}. \quad (26)$$

Der freie Spektralbereich beschreibt den Abstand zweier Maxima der Resonanzfrequenzen eines Resonators und ist definiert über die Länge des Resonators L sowie der Brechungsindex abhängigen Lichtgeschwindigkeit $c_n = \frac{c}{n}$. Eine weitere Größe zur Beschreibung eines Resonators ist die Finesse F . Sie setzt sich zusammen aus dem Quotienten der Halbwertsbreite eines Resonanzmaximum $\delta\nu$ sowie des freien Spektralbereichs $\Delta\nu_{\text{FSB}}$. Zusätzlich kann die Finesse ausgedrückt werden durch den Reflektionskoeffizienten der Intensität R . Die Finesse beschreibt die mögliche Intensitätserhöhung innerhalb des Resonators durch konstruktive Interferenz. Für eine hohe Finesse können dabei Lichtintensitäten erreicht werden, die weit über der eingestrahnten Lichtintensität liegen.

$$\Delta\nu_{\text{FSB}} = \frac{c}{2Ln} \quad (27)$$

$$F = \frac{\Delta\nu_{\text{FSB}}}{\delta\nu} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (28)$$

Die aus Gleichung 26 resultierenden relativen Intensitäten sind in Gleichung 29 und Gleichung 30 dargestellt.

$$I_{\text{trans}} = \frac{T^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2\left(\frac{\pi\nu}{\Delta\nu_{\text{FSB}}}\right)} \quad (29)$$

$$I_{\text{refl}} = \frac{4R \sin^2\left(\frac{\pi\nu}{\Delta\nu_{\text{FSB}}}\right)}{(1-R)^2 + 4R \sin^2\left(\frac{\pi\nu}{\Delta\nu_{\text{FSB}}}\right)} \quad (30)$$

Die graphischen Darstellungen der relativen Intensitäten in Abhängigkeit der Lichtfrequenz sind in Abbildung 3,4 für verschiedene Reflektivitäten der Resonatorgrenzflächen zu sehen. Dabei ist die relative Intensität normiert auf die maximale relative Transmissionsintensität, welche den Resonator passiert.

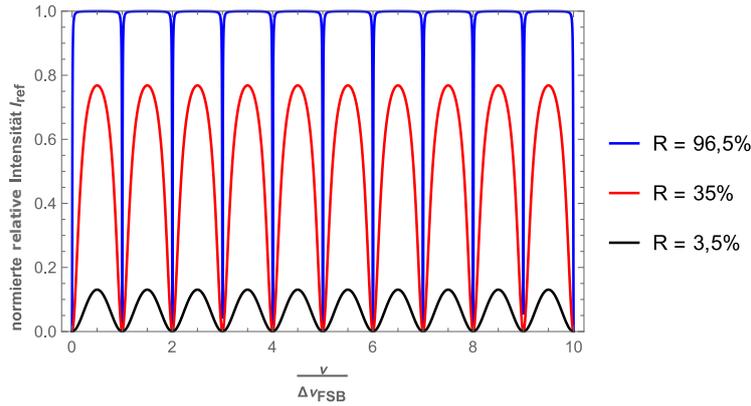


Abbildung 3: Normierte relative reflektierte Intensität eines Resonators für verschiedene Reflektionskoeffizienten.

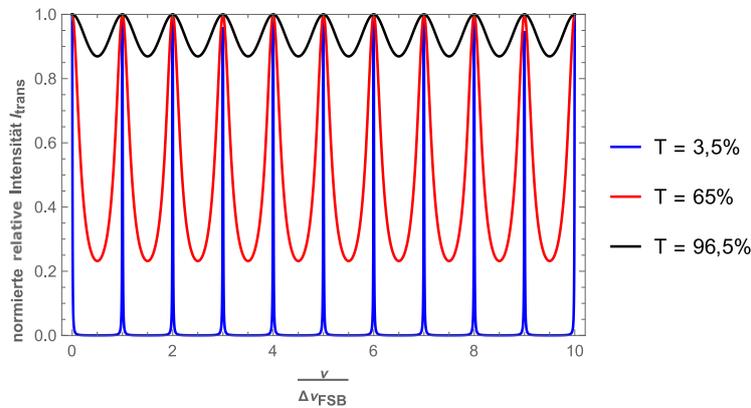


Abbildung 4: Normierte relative transmittierte Intensität eines Resonators für verschiedene Transmissionskoeffizienten.

Wie zu erkennen ist, gilt

$$I_{\text{trans}}(\nu) + I_{\text{refl}}(\nu) = 1$$

für eine feste Frequenz ν des Lichts, sowie der Annahme eines idealen Resonators ohne Verluste.

Wie jeder Resonator ist auch die optische Weglänge eines faserintegrierten Resonators abhängig von externen Einflüssen wie zum Beispiel thermischen Störungen. Dies bedeutet, dass in realen Versuchen mit Faserresonatoren ohne Stabilisierung der Faserlänge kein stabiles Intensitätsbild erscheinen wird, wie es in Abbildung 3,4 dargestellt ist. Die Resonanzmaxima des Resonators werden je nach Änderung der optischen Weglänge zu höheren, bzw. niedrigeren Frequenzen driften.

2.2 Frequenzstabilisierung eines Lasers mittels Pound-Drever Hall Verfahren

In diesem Kapitel wird der theoretische Hintergrund des Pound-Drever-Hall-Verfahrens erläutert. Dieses Verfahren ermöglicht es, eine Stabilisierung der Frequenz eines Lasers vorzunehmen. Dabei wird die Laserfrequenz auf eine gegebene Referenz, in diesem Fall den optischen Resonator, stabilisiert.

Das Verfahren nutzt dabei das Auftreten der Resonanzmaxima in einem optischen Resonator, zu sehen in Abbildung 3, um die Laserfrequenz auf die Frequenz eines Resonanzmaxima zu stabilisieren. Die hier aufgeführte Herleitung des Verfahrens ist dabei angelehnt an die Veröffentlichung von Eric D. Black [6].

2.2.1 Aufbau und Konzept

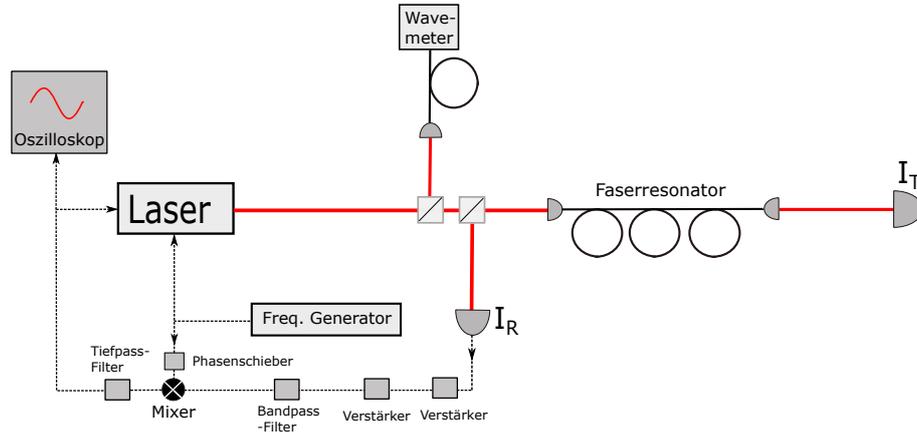


Abbildung 5: Optischer Aufbau zur Realisierung des Pound-Drever Hall Verfahrens.

In Abbildung 5 ist der Aufbau zur Realisierung des PDH-Verfahrens dargestellt. Dieser besteht aus einem zu stabilisierenden Laser, einem Frequenzgenerator, einem Phasenschieber, einem Strahlteiler sowie dem Resonator. Die Elektronik besteht aus einem Mischer, welcher zwei Spannungssignale multipliziert, sowie Tiefpass- und Bandpassfiltern zur Optimierung des Signals und Entfernen ungewünschter Signalanteile. Zusätzlich wurden für den in dieser Arbeit genutzten Aufbau zwei Verstärker installiert. Das Ausgangssignal des Mixers, das sogenannte Fehlersignal, wird nach Verarbeitung an den Kontrolleingang des Lasers, sowie an ein externes Oszilloskop gesendet.

Wie bereits in Kapitel 2.1 gezeigt, lässt sich das elektrische Feld des Laserlichts als ebene Welle darstellen. So kann unterschieden werden zwischen dem elektrischen Feld der eintretenden Welle aus Gleichung 2 und dem elektrischen Feld der reflektierten Welle aus Gleichung 20. Wird Gleichung 20 in abhängigkeit der Kreisfrequenz ω ausgedrückt, erhält man die Transferfunktion $F(\omega)$.

$$F(\omega) = \frac{r \left(e^{i \frac{\omega}{\Delta\nu_{\text{FSB}}} } - 1 \right)}{1 - r^2 \cdot e^{i \frac{\omega}{\Delta\nu_{\text{FSB}}} }}, \quad \text{mit } \omega = 2\pi\nu \quad (31)$$

Hierbei beschreibt r wieder den Reflektionskoeffizient der Feldstärken. Bildet man das Betragsquadrat der Transferfunktion $|F(\omega)|^2$, so erhält man die bekannte relative Intensitätsformel des reflektierten Lichts, beschrieben in Gleichung 30.

Das Hauptziel des Verfahrens beruht nun darauf, zu messen, um wieviel die tatsächliche Laserfrequenz von der genutzten Frequenzreferenz abweicht. Dabei soll für den hier vorgestellten Aufbau die Laserfrequenz auf eine der Resonanzfrequenzen des Intensitätsbildes, dargestellt in 3, stabilisiert werden. Die gemessene Frequenzabweichung kann rückführend genutzt werden, um die Laserfrequenz auf die Referenz zu stabilisieren, indem die Frequenzabweichung korrigiert wird. So kann jede gemessene Frequenzabweichung des Lasers zur Referenzfrequenz in eine Frequenzänderung

umgewandelt werden. Steuert man den Laser mit dieser Frequenzänderung an, so bleibt er auf die Referenzfrequenz stabilisiert.

2.2.2 Modulation des Laserlichts

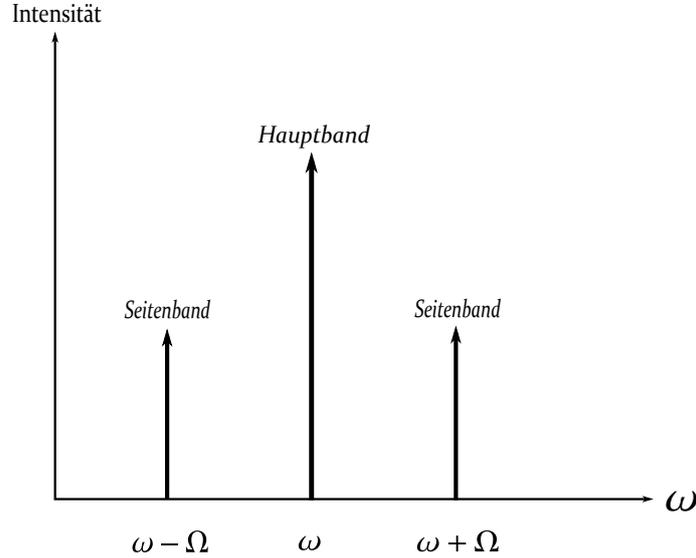


Abbildung 6: Schema der Modulation von Seitenbändern auf eine Hauptträgerfrequenz.

Für den weiteren Verlauf des Verfahrens wird eine Information benötigt, um welche Frequenz das reflektierte Licht von der Resonanzfrequenz eines Maximums abweicht. Eine Möglichkeit besteht in der Modulation von Seitenbändern auf die Trägerwelle des Laserlichts. Dargestellt ist eine solche Seitenbandmodulation in Abbildung 6. Durch Interferenz der Seitenbänder mit dem Träger kann eine Frequenzbeziehung zwischen Laserfrequenz und Resonanzfrequenz bestimmt werden. Die Frequenzbeziehung gibt dabei Aufschluss über die Frequenzänderung, welche nötig ist, um den Laser auf eine Resonanzfrequenz zu stabilisieren.

Die durch die Phasenmodulation resultierende elektrische Feldstärke lässt sich schreiben als

$$E_{\text{ein}} = E_0 e^{i(\omega t + \beta \sin(\Omega t))} . \quad (32)$$

Dieser Ausdruck kann mit Hilfe der Näherung für kleine Winkel $e^{i\beta \sin(\Omega t)} \approx 1 + i\beta \sin(\Omega t)$ umgeschrieben werden zu

$$E_{\text{ein}} \approx E_0 [1 + i(\beta) \sin(\Omega t)] e^{i\omega t} \quad (33)$$

$$= E_0 [1 + \frac{\beta}{2} (e^{i\Omega t} - e^{-i\Omega t})] e^{-i\omega t} \quad (34)$$

$$= E_0 [e^{i\omega t} + \frac{\beta}{2} e^{i(\omega+\Omega)t} - \frac{\beta}{2} e^{i(\omega-\Omega)t}] . \quad (35)$$

β beschreibt hierbei die sogenannte Modulationstiefe, Ω die Modulationsfrequenz. Mit Gleichung 35 ist zu erkennen, dass insgesamt drei Lichtwellen vorliegen. Der Träger, mit der Laserfrequenz ω , sowie zwei Seitenbänder mit den modulierten Frequenzen $\omega \pm \Omega$. So lässt sich ebenfalls die Feldstärke für

die reflektierten Welle berechnen, diese beinhaltet zudem noch den Koeffizienten $F(\omega)$.

$$E_{\text{ein}} = E_0[F(\omega)]e^{i\omega t} + F(\omega + \Omega)\frac{\beta}{2}e^{i(\omega+\Omega)t} - F(\omega - \Omega)\frac{\beta}{2}e^{i(\omega-\Omega)t} \quad (36)$$

Für die Intensität $I_{\text{refl}} \propto |E_{\text{refl}}|^2$ der reflektierten Welle gilt somit

$$\begin{aligned} I_{\text{refl}} \propto & I_0|F(\omega)|^2 + I_S\{|F(\omega + \Omega)|^2 + |F(\omega - \Omega)|^2\} \\ & + 2\sqrt{I_0 I_S}\{Re[F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega)]\cos(\Omega t) \\ & + Im[F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega)]\sin(\Omega t)\} + (2\Omega \text{terms}) , \end{aligned} \quad (37)$$

wobei hier $I_0 \propto |E_0|^2$ die Intensität des einlaufenden Strahls darstellt, sowie $I_S \propto \frac{\beta^2}{4} \cdot I_0$ die Intensität jedes der modulierten Seitenbänder. Diese Gleichung beschreibt die Anteile der Trägerwelle, sowie der beiden Seitenbänder als auch die Anteile durch Interferenz der Seitenbänder mit dem Träger, $(\dots)\cos(\Omega t)$ und $(\dots)\sin(\Omega t)$. Die 2Ω Anteile kommen durch die Interferenz zwischen den Seitenbändern zustande. Diese werden im späteren Verfahren durch Filter entfernt und sind somit für die Betrachtung nicht von Bedeutung. Die Idee des PDH-Verfahrens besteht nun darin, die $(\dots)\cos(\Omega t)$ -, sowie $(\dots)\sin(\Omega t)$ -Anteile zu messen, um mit Hilfe dieser die Laserfrequenz zu stabilisieren. Dies ist realisierbar durch die Erzeugung des Fehlersignals, welches im nächsten Kapitel ausführlich diskutiert werden soll.

2.2.3 Erzeugung des Fehlersignals

In diesem Kapitel wird die Erzeugung und Analyse des Fehlersignals für verschiedene Parameter wie Modulationsfrequenz Ω und Reflexionskoeffizienten R dargestellt. Betrachtet werden nur die oszillierenden Kosinus- und Sinus-Anteile, da diese die gewünschte Interferenz der Seitenbänder mit dem Hauptband beschreiben. Die beiden Signale werden mit Hilfe des Mischers multipliziert. Für ein besseres Verständnis soll hier nur die Multiplikation der Signale und ohne die Vorfaktoren $F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega)$ betrachtet werden. Dabei gibt es zwei mögliche Konfigurationen der Multiplikation der trigonometrischen Funktionen. Die Multiplikation zweier Sinus-Anteile liefert das Ergebnis

$$\sin(\Omega t) \cdot \sin(\Omega' t) = \frac{1}{2}\{\cos[(\Omega - \Omega')t] - \cos[(\Omega + \Omega')t]\} , \quad (38)$$

wobei hier eine allgemeine Betrachtung mit unterschiedlichen Modulationsfrequenzen Ω vorliegt. Wird nun wie in unserem Fall angenommen, dass $\Omega = \Omega'$, so wird $\cos[(\Omega - \Omega')t]$ ein Gleichstromsignal, welches man durch einen Tief-Pass-Filter von dem ungewünschten $\cos[(\Omega + \Omega')t]$ Signal isolieren und messen kann. Betrachtet man die Multiplikation eines Sinus mit einem Cosinus so bildet sich die Gleichung

$$\sin(\Omega t) \cdot \cos(\Omega' t) = \frac{1}{2}\{\sin[(\Omega - \Omega')t] - \sin[(\Omega + \Omega')t]\} , \quad (39)$$

wobei hier für den Fall $\Omega = \Omega'$ das Gleichstromsignal wegfällt. Dies bedeutet, dass für eine erfolgreiche Auswertung des Fehlersignals die Mischereingänge mit in Phase zueinander stehenden Sinus Signalen gespeist werden müssen. Dies ist in einem realen Aufbau nur durch einen Phasenschieber erreichbar, welcher so eingestellt wird, dass unabhängig von der vorherigen Phasenbeziehung zwei Sinus-Signale vorliegen. Das am Mischer-Ausgang austretende Fehlersignal ist genau wie die

reflektierte Leistung des Resonators abhängig von der Lichtfrequenz ν bzw. ω . Dieses Signal gibt dem Laser an, um welche Frequenz die ausgesandte Laserfrequenz von der Resonanzfrequenz der Frequenzreferenz, bzw. unserer Faserkavität, abweicht und wird rücklaufend in den Laser gespeist, um die Frequenzunterschiede auszugleichen. In Abbildung 7(a) sowie 7(b) sind die Fehlersignale für die Fälle $R = 96,5\%$ und $R = 3,5\%$ aufgetragen.

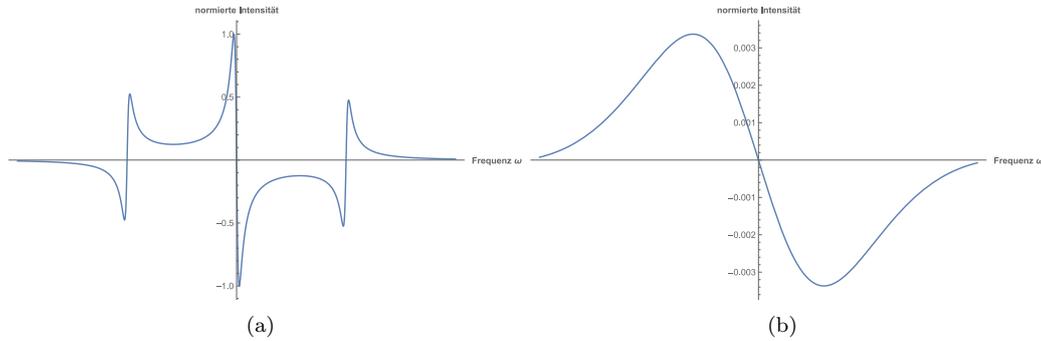


Abbildung 7: Fehlersignal für einen Resonator mit $R = 96,5\%$ (a) sowie für einen Resonator mit $R = 3,5\%$ (b).

In Abbildung 8 ist das Intensitätsbild der Transmission und Reflektion, sowie das Fehlersignal einer Faser mit Reflektionskoeffizienten $R = 3,5\%$ dargestellt. Hier wird deutlich, dass die Spannung des Fehlersignals an den Resonanzfrequenzen stets den Wert $U = 0$ besitzt, da bereits die gewünschte Frequenz vorliegt und keine Frequenzänderung nötig ist. Die Erscheinung einer durchgehenden Schwingung entsteht dabei durch die Überlagerungen der Signale der einzelnen Resonanzmaxima.

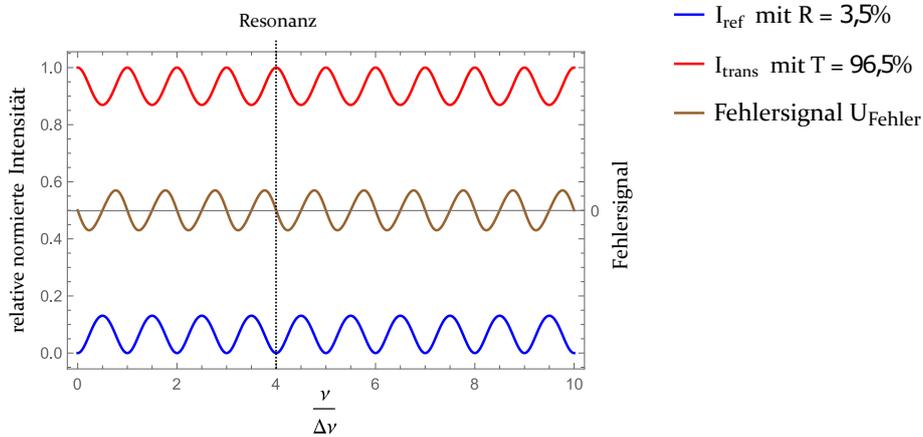


Abbildung 8: Intensitätsbilder der Reflektion und Transmission mit dem zugehörigen Fehlersignal für $R = 3,5\%$. Bei Resonanz liegt die normierte Intensität der Reflektion bei 0, die der Transmission bei 1. Das Fehlersignal besitzt an diesem Punkt einen Nulldurchgang

3 Fasercharakterisierung

Das Hauptziel dieses Kapitels ist es, die Eignung der verschiedenen Faserlängen für die späteren Stabilisierungsverfahren zu untersuchen. Dafür ist es wichtig, zu aller Anfang charakteristische Parameter der Glasfasern zu messen. Die zu messenden Größen sind der freie Spektralbereich der Faser, die mit dieser Größe korrelierende Faserlänge, sowie die Reflektivität der Faserfacetten. Für die Messungen dieser Größen wird das Intensitätsbild des reflektierten sowie transmittierten Laserlichts über eine Photodiode aufgenommen. Die verwendeten Glasfasern HP780 der Marke Nufern sind blanke Fasern mit einem PC-Stecker. PC steht hier für *physical contact*, d.h. diese Fasern besitzen eine plane Faserendfacette. Das Gegenstück hierzu sind APC-Fasern (*angled physical contact*), welche mit 8° abgewinkelten Endflächen nicht für die Nutzung als Resonator geeignet sind, da durch den Facettenwinkel eine Rückreflektion des Lichtes in der Faser minimiert wird.

In Abbildung 9 ist der Aufbau für die Fasercharakterisierung dargestellt. Dieser besteht aus einem DL Pro ECDL (*external cavity diode laser*) Laser ¹ der Marke Toptica mit einer eingestellten Laserwellenlänge von $\lambda = 780 \text{ nm}$. Der Laser besitzt einen integrierten Isolator, welcher verhindert, dass Laserlicht in den Laser rückgeleitet werden kann. Dies würde zu Störungen der Laserfrequenz führen und die Datenauswertung verfälschen. Weitere Teile des Messaufbaus sind ein Strahlteiler ohne polarisierende Eigenschaften zur gleichzeitigen Betrachtung des transmittierten sowie reflektierten Lichts, zwei Photodioden PDA36A-EC ² der Marke Thorlabs, sowie zwei PC-Kollimatoren vom Typ CFC-8X-B ³ der Marke Thorlabs.

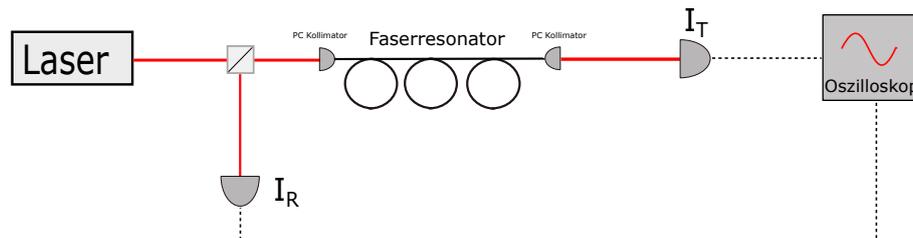


Abbildung 9: Messaufbau der Fasercharakterisierung. Nach Aussenden des Laserlichts trifft dieses auf einen Strahlteiler, welcher die Intensität in 50 prozentige Anteile teilt. Daraufhin durchläuft das Laserlicht den Faserresonator und wird letztendlich über Photodioden in Transmission oder Reflektion aufgenommen und über ein Oszilloskop ausgelesen.

Zu Beginn wird das Laserlicht mit Hilfe des Kollimators in die Glasfaser eingekoppelt. Nach dem Austreten aus der Glasfaser, trifft es auf eine der Photodioden um das transmittierte Signal aufzunehmen. Das von der Faser rückreflektierte Signal trifft über den Strahlteiler ebenfalls auf eine Photodiode. Die beiden Signale werden über ein Oszilloskop Typ HMO724 ⁴ der Marke Rhode&Schwarz ausgelesen und aufgenommen. Für die Auswertung der Daten wurde das Programm *Mathematica* genutzt. Die Bestimmung der Faserparameter R sowie $\Delta\nu_{FSB}$ erfolgt durch die Anpassung der bekannten Formel der transmittierten relativen Intensität aus Gleichung 29 bzw. Gleichung 30 an die aufgenommenen Messwerte.

Vor der Analyse der gemessenen Daten wird zuvor noch kurz auf das einheitlich genutzte Anpassungsverfahren eingegangen. Dabei soll aufgezeigt werden, wie genau die aufgenommenen Daten auf

¹<http://www.toptica.com/products/tunable-diode-lasers/ecdl-dfb-lasers/dl-pro/>, Stand 30.01.2017

²<https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=PDA36A-EC>, Stand 30.01.2017

³https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=4353, Stand 30.01.2017

⁴https://www.rohde-schwarz.com/de/produkt/hmo-produkte_63492-42343.html, Stand 30.01.2017

die nötige Form gebracht wurden, um eine Analyse durchzuführen. Wie schon im oberen Absatz erklärt, werden die Messdaten mit einer Anpassung der Intensitätsformeln ausgewertet. Hierzu ist es allerdings nötig, dass die Maxima des Intensitätsbildes auf einem Intensitätsniveau liegen, wie in Abbildung 4 zu erkennen. Es ist ebenfalls zu erkennen, dass eine kontinuierliche Änderung der Frequenz ν nötig ist, um die gewünschten Intensitätsbilder aus Abbildung 4 zu erhalten. Dies wird realisiert, indem die Laserfrequenz um eine Frequenzrampe um die Grundfrequenz $\nu_0 \approx 380$ THz verfahren wird. Dabei sind Parameter wie Amplitude und Wiederholungsrate der Frequenzrampe wählbar. Für die Fasercharakterisierung wurde eine Amplitude von 5,89 GHz gewählt. Das Durchfahren der Frequenz wirkt sich jedoch nicht nur auf die Laserfrequenz, sondern ebenfalls auf die Intensität des ausgestrahlten Laserlichts aus. In Abbildung 10 ist dargestellt, welchen Einfluss diese Frequenzrampenmodulation auf das Intensitätsbild hat, hier gezeigt für eine 28 cm Faser.

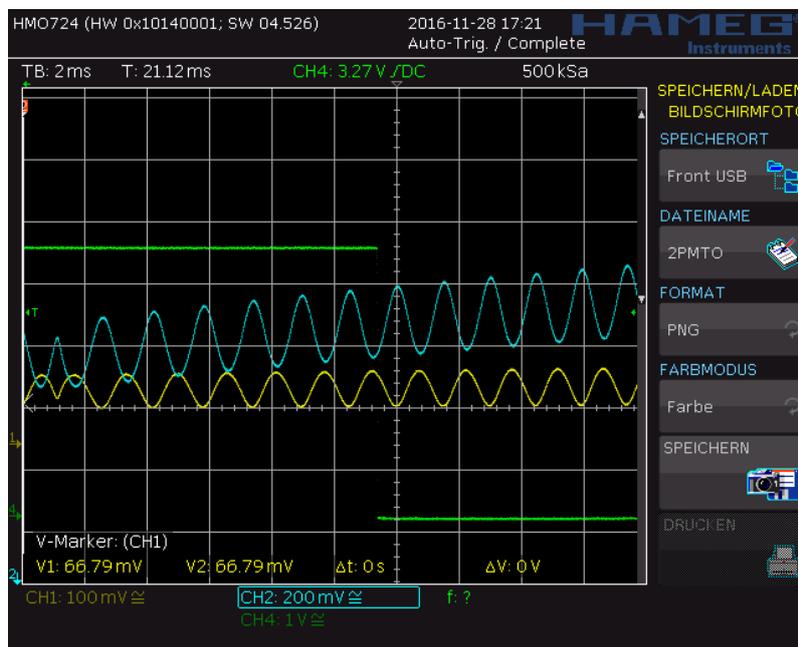
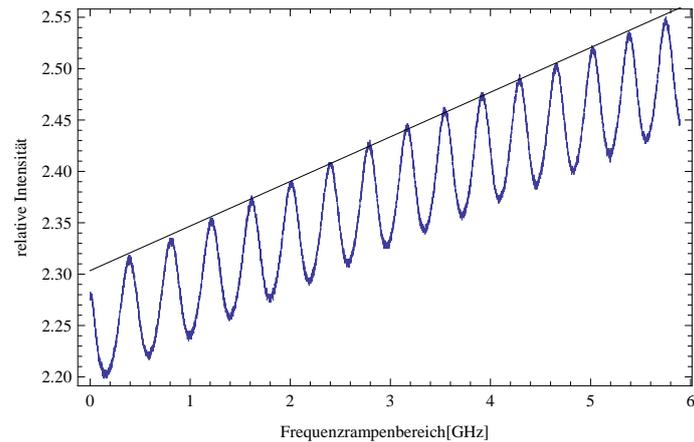


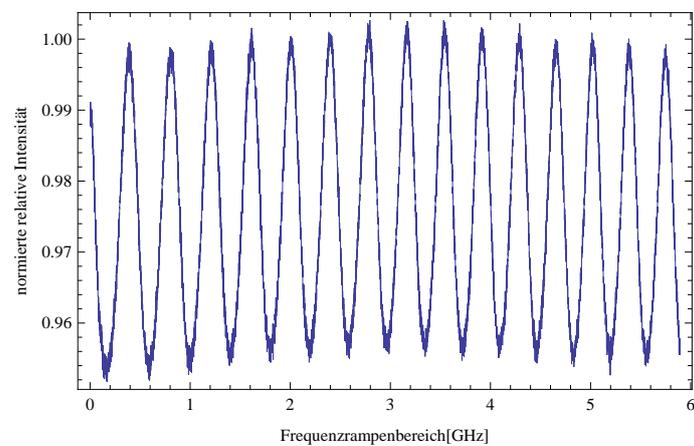
Abbildung 10: Aufnahme eines Intensitätsbildes einer 28 cm Faser. Der blaue Graph zeigt das transmittierte Signal, der gelbe Graph das reflektierte Signal. Der grüne Graph beschreibt ein externes Triggersignal.

Auf der Aufnahme ist zu erkennen, dass eine Frequenzerhöhung des Laserlichts mit einer Intensitätserhöhung einhergeht, da höher frequentige Werte (Frequenzsteigerung in Richtung der positiven x-Achse) höhere Intensitäten, bzw. Oszilloskopensignale (y-Achse) der Photodioden vorweisen. Das resultierende Intensitätsbild wäre ohne Anpassung der Messdaten nicht mit der theoretischen Intensitätsformel aus Gleichung 30 kompatibel. Da jedoch bekannt ist, dass an jedem Resonanzmaximum 100% des Lichts durch die Faser transmittiert, bzw. 0% des Lichts reflektiert wird, kann eine Normierung vorgenommen werden, um die relative Intensität der Transmission aus Abbildung 4 zu erhalten. So wird zuerst eine lineare Anpassung durch die Maxima des transmittierten Signals gelegt. Daraufhin wird jeder Messpunkt der transmittierten Intensität auf diese Gerade normiert, sodass jedes der Maxima auf 100% der Intensität normiert ist. Hierdurch wird ein Signal gewährleistet, bei dem wie gewünscht alle Resonanzpunkte auf einem Niveau liegen. Dargestellt ist dieses normierte Signal in Abbildung 11(b). Die nicht konstante Höhe des Intensitätssignals

in Abbildung 11(b) entsteht durch die Normierungsmethode mit Hilfe der linearen Anpassung der Maxima. Dabei liegen einige Maxima über bzw. unter der linearen Anpassung. Somit entsteht nach der Normierung eine leichte Verschiebung der Intensitätsbereiche der y-Achse. Desweiteren erkennt man in Abbildung 11(a) und Abbildung 11(b) eine durchgeführte Frequenzskalierung der x-Achse. Hierfür wird die Zeitachse auf die zuvor bestimmte Amplitude der Frequenzrampe skaliert, die Amplitude beträgt dabei 5,89 GHz. Die Frequenzskalierung ist besonders wichtig für die Messung des freien Spektralbereiches und wird daher in Kapitel 3.2 weiter erläutert.



(a)



(b)

Abbildung 11: Auftragung der Datenpunkte des transmittierten Signals vor Normierung (a) und nach einer Intensitätsnormierung (b). In beiden Fällen wurde eine Frequenzskalierung der x-Achse durchgeführt.

3.1 Messung der Reflektivitäten

Vor der Messung der Reflektivitäten der Fasern ist es sinnvoll, sich den theoretischen Erwartungswert der Reflektivitäten zu betrachten. Dieser setzt sich zusammen aus dem Brechungsindex des Mediums, in unserem Fall Glas. Für das Glas der Nufern Fasern wurde ein Brechungsindex von $n = 1,4587$ von Seiten des Herstellers angegeben. Dieser bezieht sich auf den lichtleitenden Faserkern. Mit Hilfe von Gleichung 40 kann mit dieser Größe der theoretische Reflektionskoeffizient der HP780 Fasern bestimmt werden. Dabei gilt Gleichung 40 nur für den Fall der senkrechten Einstrahlung von Licht auf die Faserfacette.

$$R = \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2 \approx 3,48\% \quad (40)$$

Nun können die über das Anpassungsverfahren ermittelten Werte von R mit diesem Wert verglichen werden. Die Werte sind in Tabelle 1 dargestellt. Dabei wurden die Faserlängen manuell mit einem Lineal gemessen. Der Reflektionskoeffizient ist für die Auswertungen in Tabelle 1 berechnet worden als indirekter Anpassungsparameter der Gleichung 29, mit Hilfe der Beziehung $T + R = 1$. Für die Anpassung wird jeweils die Formel für die Transmissionsintensität genutzt.

Faserlänge [cm]	Gemessene Reflektivität R [%]	Abweichung vom theoretischen Wert [%]
28	1,2	66
58	1,8	48
108	3,1	11

Tabelle 1: Vergleich der gemessenen Reflektivitäten mit den zu erwartenden Werten.

Es fällt auf, dass sehr starke Abweichung der Reflektivitäten von den erwarteten Werten vorliegen. Da der theoretische Reflektionskoeffizient aus einem gegebenen Brechungsindex berechnet wurde, ist dieser als fehlerfrei anzunehmen. Die große Abweichung kann verschiedene Ursachen besitzen. Falls eine Faser beispielsweise Kratzer oder Unreinheiten auf der Facette vorweist, so sinkt ihr Reflektionskoeffizient durch das Auftreten von Streueffekten. Desweiteren kann der Reflektionskoeffizient durch eine Abweichung des Facettenwinkels von $\alpha = 0^\circ$ verringert werden. Dies folgt, da die aufgetragene Gleichung 40 zur Bestimmung des Reflektionskoeffizienten nur für die Annahme $\alpha = 0^\circ$ gültig ist. Jedoch war von Seiten des Faserherstellers keine Toleranz des Facettenwinkels angegeben, somit ist es unwahrscheinlich, dass dieser Effekt die Ursache der Messdiskrepanz ist. Prinzipiell galt der Sinn dieser Messung jedoch nicht der genauen Bestimmung der Reflektivität der Fasern. Wie in Kapitel 1 beschrieben, soll durch die Fasercharakterisierung eine Eignung der Faserlängen zur Verwendung als Transferfaser untersucht werden. Diese Eignung ist jedoch nicht abhängig von der Messung der Reflektionskoeffizienten der Fasern. Somit wird sich ein Fehler in der Messung der Reflektivitäten nicht auf die Stabilisierungsversuche in Kapitel 4 sowie Kapitel 5 auswirken.

3.2 Messung des freien Spektralbereichs

Die Messung des freien Spektralbereichs wird mit den selben Messdaten ausgeführt wie die der Reflektivität. Das gemessene Intensitätsbild wird normiert und angepasst. Das genutzte Oszilloskop nimmt je nach Einstellung zu festen Zeitabständen Messpunkte auf. Somit sind diese in der Einheit s. Die so entstehende Zeit-Achse kann nun auf die Frequenzänderung einer einzelnen

Rampe skaliert werden. Diese Änderung betrug während den Messungen $\delta\nu = 5.8$ GHz, sodass die x-Achse einer Rampe von 0 – 5.8 GHz reicht. Gemessen wurde die Frequenzrampe dabei mit einem Frequenzmessgerät (Wavemeter WS6-200 der Marke High-Finesse ⁵), indem der Frequenzverlauf einer solchen Rampe aufgezeichnet und ausgewertet wurde. Diese Frequenzskalierung ist sehr wichtig für das Berechnen des freien Spektralbereiches der Resonatoren, denn nach Anpassung der Intensitätsformel an die Messdaten erhält man somit den freien Spektralbereich direkt aus der Anpassungsformel 29. Die theoretisch zu erwartenden freien Spektralbereiche erhält man aus einer manuellen Messung der Faserlängen mit Hilfe eines Lineals. Die freien Spektralbereiche lassen sich dann mit Hilfe des von Thorlabs angegebenen Brechungsindex sowie der gemessenen Längen und Gleichung 27 berechnen.

Die gemessenen freien Spektralbereiche, hier FSB genannt, sowie die Abweichung zu den theoretischen Werten sind in Tabelle 2 dargestellt.

Faserlänge [cm]	gemessener FSB [MHz]	theoretischer FSB [MHz]	Abweichung [%]
28	380	367	3,6
58	184	177	4,0
108	98	95	3,2

Tabelle 2: Vergleich der gemessenen freien Spektralbereiche mit den theoretisch zu erwartenden Werten.

Zusätzlich wird in diesem Teil des Kapitels der Messung des freien Spektralbereichs auf die Längenmessung der Fasern eingegangen werden. Die Länge eines Resonators ist dabei direkt aus Gleichung 41 mit Hilfe der freien Spektralbereiche aus Tabelle 2 zu gewinnen und kann daraufhin mit den manuell gemessenen Längen der Fasern verglichen werden.

$$L = \frac{c}{2n\Delta\nu_{FSB}} \quad (41)$$

In Tabelle 3 sind die Längenmessungen im Vergleich zu den analog gemessenen Faserlängen dargestellt, sowie die prozentuale Abweichung der Werte. Hierbei gilt für jede der Längen das selbe Messverfahren wie in den vorherigen Messungen.

gemessene Faserlänge L [cm]	theoretische Faserlänge [cm]	Abweichung [%]
27,0	28,0	3,6
55,7	58,0	4,0
104,4	108,0	3,2

Tabelle 3: Vergleich der gemessenen Faserlängen mit den theoretisch zu erwartenden Werten.

Wie zu erkennen ist, gibt es für diese Werte gute Annäherungen an die Erwartungen. Die Abweichungen von maximal 4% weisen auf ein erfolgreiches Messverfahren hin. Die gemeinsame Größenordnung der Messwerte weist desweiteren auf einen möglichen systematischen Fehler der Messung neben dem Anpassungs- und Ablesefehler hin. Die Frequenzskalierung der x-Achse könnte einen solchen systematischen Fehler verursacht haben. Neben den Skalierungsfehler der x-Achse können zudem externe Störungen wie z.B. Temperaturänderungen könnten die Form des Signals kurzfristig geändert haben. Die verwendeten Resonatoren sind Glasfasern ohne Schutzschlauch und sind nur mit einer dünnen Plastikbeschichtung versehen, wodurch sie sehr anfällig für externe Störungen sind. Diese entstehen schon durch leichte Luftströmungen wie durch das Öffnen einer Tür oder

⁵<http://www.highfinesse.com/en/wavelengthmeter/28/high-precision-wavelength-meter>, Stand 30.01.2017

beispielsweise Atemluft. Somit sind diese Störungen kaum zu verhindern. Eine externe Störung würde sich instantan auf das Intensitätsbild der Fasern auswirken, da sie die optische Weglänge der Faser ändern. Stauchungen und Streckungen der freien Spektralbereiche zwischen den Resonanzmaxima sind die Folge dieser Effekte. Nimmt man nun ein Bild mit dem Oszilloskop auf, auf dem auch nur leichte Schwankungen im Intensitätsbild vorliegen, wird dies eine Abweichung des gemessenen Wertes zur theoretischen Erwartung verursachen. Dennoch wird es für den weiteren Experimentverlauf sehr wichtig sein, blanke Fasern zu nutzen und diese charakterisiert zu haben, da für eine Faserlängenstabilisierung über ein Temperaturstellglied ein direkter physischer Kontakt von Faseroberfläche zu Regelglied notwendig ist. Diese Bedingung ist nur für eine blanke Faser ohne Schutzschlauch gegeben.

Abschließend zum Kapitel der Fasercharakterisierung soll nun erklärt werden, welche der Fasern für die folgenden Stabilisierungsversuche genutzt werden soll. Für eine erfolgreiche Stabilisierung des Lasers gibt es mehrere wichtige Eigenschaften eines Faserresonators. Wie in Kapitel 2.2 beschrieben, wird die Laserfrequenz auf ein Resonanzmaximum des Intensitätsbilds, zu sehen in Abbildung 4, stabilisiert. Wirkt nun eine externe Störung auf die Faser ein, z.B. thermische Änderungen, so verschiebt sich dieses Resonanzbild. Dieser Effekt verstärkt sich mit der Länge der Faser. Eine größere Länge bedeutet in diesem Zusammenhang mehr Material, welches externen Störung ausgesetzt werden kann. Somit entstehen für längere Fasern stärkere Resonanzbildverschiebungen als für eine kurze Faser. Das Problem einer starken Verschiebung ist, dass die Stabilisierung des Lasers der Resonanzverschiebung nicht folgen kann. Dies resultiert in einer Unstetigkeit der Stabilisierung. Daraufhin versucht der Laser erneut auf ein Resonanzmaximum zu stabilisieren, dieses liegt jedoch meist auf einer anderen Frequenz als das vorherige Maximum. Dadurch entsteht ein Frequenzsprung in der Laserfrequenz.

Desweiteren gibt es ebenfalls Vorteile einer kürzeren Faser für das Konzept der Faserlängenstabilisierung mit Hilfe eines Peltierelements. Hier sollen gezielte thermische Änderungen genutzt werden, um die Faser auf eine gegebene Laserfrequenz zu stabilisieren. Um diese Stabilisierung durchzuführen, muss das Peltierelement die optische Weglänge der Faser regeln können. Dabei ist es wichtig, einen möglichst großen potenziellen Stellweg zu erzielen. Das Peltierelement beeinflusst jedoch nur einen geringen Teil der Faser, abhängig von seinen Dimensionen. Für kleinere Fasern kann somit ein größerer prozentualer Anteil der Länge beeinflusst werden. Daher wurden sowohl für die Laserstabilisierung als auch für die Faserstabilisierung Fasern der Länge 28 cm gewählt, da diese bessere Stabilisierungseigenschaften vorweisen.

4 Stabilisierung der Laserfrequenz

Das Hauptziel dieses Kapitels ist es, den Aufbau und die Ergebnisse einer Laserfrequenzstabilisierung mithilfe eines fasernintegrierten Resonators zu diskutieren. Das Ziel des Aufbaus ist es dabei, die Lichtfrequenz eines Laser auf den Faserresonator zu stabilisieren. Desweiteren soll der Erfolg der Stabilisierung über eine Langzeit- sowie Kurzzzeitmessung analysiert werden, mit besonderem Augenmerk auf Frequenzsprünge des Lasers während einer erfolgreichen Stabilisierung. Ein weiterer wichtiger Aspekt der Stabilisierung des Lasers ist, dass anhand der stabilisierten Laserfrequenz Aussagen über die Faserstabilität getroffen werden können. So können zum Beispiel Größenordnungen der thermischen Einflüsse auf eine Glasfaser im temperaturstabilen Laborsystem bestimmt werden. Für die Stabilisierung des Lasers wurde das Pound-Drever-Hall-Verfahren genutzt, welches in Kapitel 2.2 diskutiert wurde. Dabei stellt die Laserfrequenzstabilisierung einen Teil des Transferresonator-konzepts dar. Bei erfolgreicher Laserfrequenzstabilisierung wird der nächste Schritt sein, eine Stabilisierung der Glasfaserresonatorlänge aufzustellen und zu untersuchen.

4.1 Aufbau & Stabilisierungsverfahren

Zu Anfang des Verfahrens ist es notwendig, einen optischen Aufbau umzusetzen, mit dem das in Kapitel 2.2 beschriebene PDH-Verfahren zur Fehlersignalerzeugung zu realisieren ist. Der benötigte Aufbau ist in Grafik 5 dargestellt und beschrieben. Wie bereits in Kapitel 3.2 diskutiert, wurde für das Verfahren eine 28 cm Faser mit unbeschichteten PC-Steckern verwendet. Nach der erfolgreichen Einkopplung des modulierten Laserlichts in die Faser kann man mit Hilfe des Mischers das benötigte Fehlersignal erzeugen. Eine Aufnahme des Fehlersignals des verwendeten Resonators ist in Grafik 12 dargestellt. Wie zu erwarten war, zeigt es eine ähnliche Form wie das in Kapitel 2.2.3 aufgetragene Fehlersignal eines Resonators mit $R = 10\%$. Die Erscheinung einer fortlaufenden Kosinuswelle entsteht dabei durch die nah beieinanderliegenden Resonanzmaxima und die resultierende Überlagerung der Fehlersignale der einzelnen Maxima.

Zur Erzeugung des Fehlersignals in diesem Aufbau ist noch zu erwähnen, dass die Phasen Anpassung des rückgekoppelten Modulationssignals nicht mit einem Phasenschieber realisiert wurde, wie in Kapitel 2.2 beschrieben. Stattdessen wurde hierfür das Signal des zweiten Ausgangs des Frequenzgenerators genutzt. Dieses wurde auf die selbe Modulationsfrequenz wie die Lichtmodulationsfrequenz eingestellt, jedoch mit variabler Phase regelbar von -180° bis 180° . Hiermit konnte durch gezielte Phasen Anpassung die Amplitude des Fehlersignals maximiert werden. Desweiteren wurde das aus dem Resonator rückreflektierte Licht vor dem Mischereingang durch zwei Verstärker geleitet. Dies war nötig, da das im Mischer benötigte Modulationssignal des Lichtes nach Durchlaufen des optischen Aufbaus nicht ausreichend intensiv war. Somit konnte man durch die gewählte Filteranordnung das Amplituden-Rausch-Verhältnis des Fehlersignals deutlich verbessern.

Nun kann der Laser auf eine Resonanzfrequenz der Glasfaser stabilisiert werden. Eine erfolgreiche Stabilisierung ist während der Betrachtung mit einem Oszilloskop dadurch zu erkennen, dass das Signal des Laserlichts möglichst gleichbleibend auf einem Spannungsniveau liegt. Jedoch ist wie in Kapitel 2.1 erläutert für eine reale Faser stets eine Frequenzverschiebung der Resonanzmaxima zu erwarten, bedingt durch thermische Einflüsse. Daher wird auch das Signal des Laserlichts zu kleineren, bzw. höheren Frequenzen driften, da die Laserfrequenz auf das driftende Resonanzmaximum des Faserresonators stabilisiert ist. Dies ist anhand einer Steigenden Spannung des Oszilloskop-signals zu erkennen, da wie bereits in Kapitel 3 erläutert eine Korrelation zwischen der Frequenz

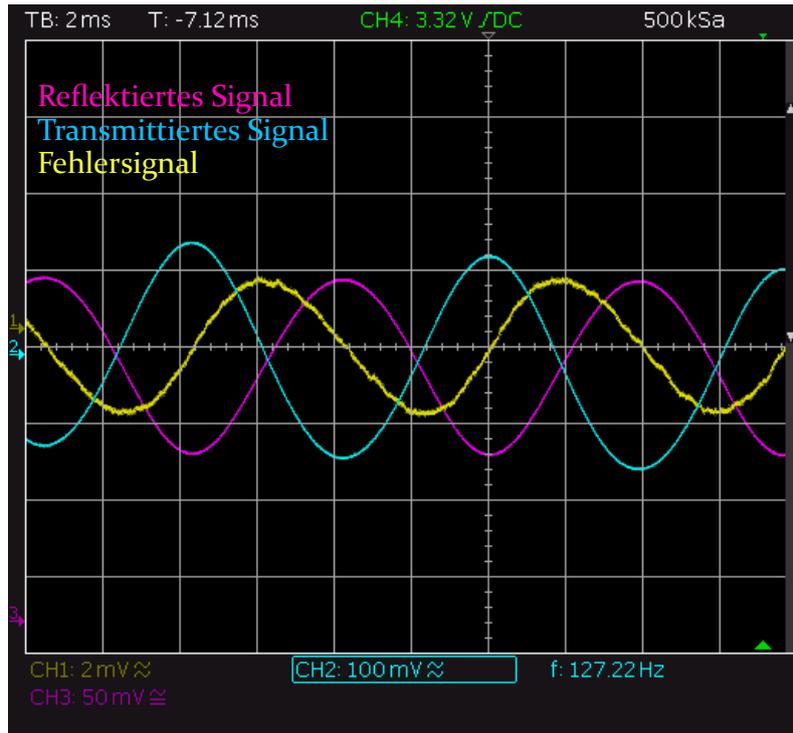


Abbildung 12: Oszilloskopbild des Fehlersignals (gelb) mit zugehörigen Transmissions- (blau) sowie Reflektionsintensitätssignalen (lila) des Faserresonators

des Lasers sowie der Intensität und somit Signalhöhe des Oszilloskops vorliegt.

4.2 Untersuchung der Laserfrequenzstabilisierung

In den nächsten Kapiteln werden die Untersuchungen der Laserfrequenzstabilisierung erläutert und diskutiert. Untersucht werden hierbei Drifts der stabilisierten Laserfrequenz, die Schwankungen werden hierfür mit Hilfe einer Langzeit- sowie Kurzzeitmessung betrachtet. Diese beiden Effekte sind mit sehr unterschiedlichen Techniken zu messen und geben einen guten Eindruck der Qualität der Laserfrequenzstabilisierung, sowie der Größenordnung der Frequenzverschiebung der Faser durch externe Störungen.

4.2.1 Langzeitmessung der Laserfrequenzstabilisierung

Um die Langzeitschwankung der stabilisierten Laserfrequenz zu vermessen, wird eine zusätzliche Faserkopplung in den Aufbau der Laserfrequenzstabilisierung, zu sehen in Abbildung 5, integriert. Die angeschlossene Faser leitet nach erfolgreicher Stabilisierung das Laserlicht in ein Frequenzmessgerät, das WS6-200 Wavemeter von HighFinesse ⁶. Mit diesem Frequenzmessgerät kann der Frequenzverlauf des Laserlichts bei aktiver Stabilisierung ausgelesen werden. Dabei besitzt das Messgerät bei einer verwendeten Wellenlänge von $\lambda = 780 \text{ nm}$ eine Auflösung von $\delta\nu = 200 \text{ MHz}$. Die Frequenzmessung lief dabei ca. 2 Stunden, der aufgenommene Frequenzverlauf ist Abbildung 13 zu entnehmen.

Die Abbildung zeigt, dass die Laserfrequenz über lange Zeiträume Schwankungen von bis zu

⁶<http://www.highfinesse.com/en/wavelengthmeter/28/high-precision-wavelength-meter>, Stand 30.01.2017

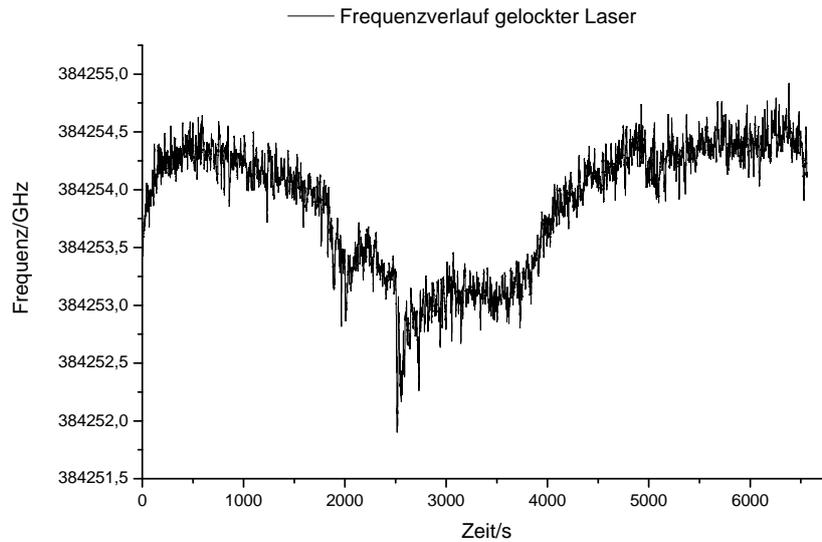


Abbildung 13: Aufnahme des Frequenzverlaufs eines aktiv stabilisierten Lasers mit Hilfe eines Frequenzmessgeräts

$\Delta\nu \approx 3 \text{ GHz}$ bei aktiver Stabilisierung vorweist. Dieser Effekt ist thermischen Schwankungen zuzuordnen, welche auf die optische Weglänge der Faser wirken. Durch das resultierende Verschieben der Resonanzfrequenzen des Faserresonators entsteht eine Verschiebung der stabilisierten Laserfrequenz. Die thermischen Schwankungseffekte der Faser sind dabei prinzipiell nicht limitiert, jedoch ist der gemessene Wert von $\Delta\nu \approx 3 \text{ GHz}$ eine gute Abschätzung der Frequenzverschiebung für ein abgeschlossenes Laborsystem. Bezieht man diesen Wert der Frequenzverschiebung auf die Stabilisierung der Faser, so kann gefordert werden, dass die Stellglieder der Faserlängenstabilisierung in dieser Größenordnung arbeiten können müssen. Das Erfüllen dieser Forderung würde eine Stabilisierung der Faser im abgeschlossenen Laborsystem ermöglichen.

Wird der Verlauf der Langzeitmessung aus Abbildung 13 genau betrachtet, so wirkt es, als gäbe es während der Messung einige Frequenzsprünge der Laserfrequenz. Besonders zur Zeit $t = 2500 \text{ s}$ kann eine Art sprunghafter Verlauf der Frequenz der beobachtet werden. Jedoch entsteht dieser Eindruck durch den langen Messzeitraum von ca 2 h. In Abbildung 14 ist eine Vergrößerung von Abbildung 13 in einem Zeitintervall von $\Delta t = 70 \text{ s}$ um den sprunghaft wirkenden Frequenzverlaufs bei $t = 2500 \text{ s}$ dargestellt. Hier wird deutlich, dass ein stetiger Frequenzverlauf vorlag. Die gesamte Messung wurde auf das Auftreten von Frequenzsprüngen untersucht, jedoch konnte ein kontinuierlicher Verlauf der stabilisierten Laserfrequenz beobachtet werden. Daher wird klar, dass die Laserfrequenz über den gesamten Zeitraum hinweg auf den Faserresonator stabilisiert war und keine Frequenzsprünge der stabilisierten Laserfrequenz aufgetreten sind.

Somit konnte in dieser Messung der Beweis einer stetigen Stabilisierung der Laserfrequenz vollbracht werden, sowie zusätzlich die Information gewonnen, welche Anforderungen an die Stellglieder der Stabilisierung der Faserlänge bestehen.

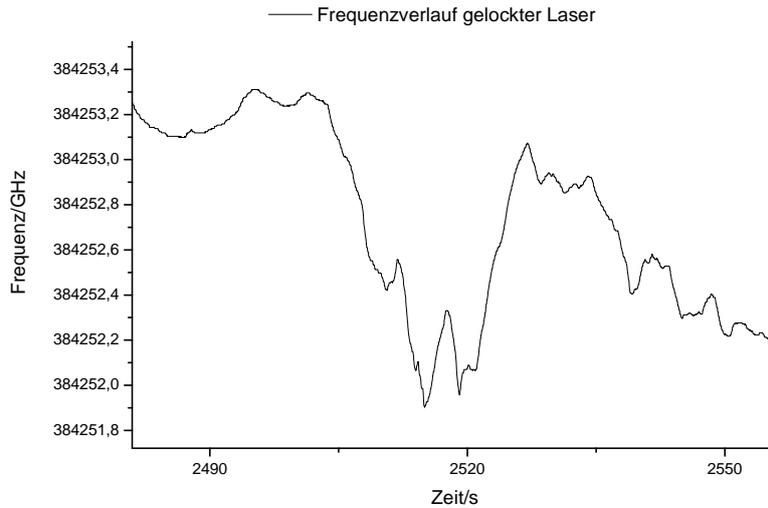


Abbildung 14: Betrachtung der Langzeitmessung in einem Zeitintervall von ca. 2,5 min

4.2.2 Kurzzeitmessung der Laserfrequenzstabilisierung

Die Kurzzeitmessung der Schwankung der stabilisierten Laserfrequenz gibt Aufschluss über das Verhalten der Faser sowie der Laserfrequenzstabilisierung unter dem Einfluss von Effekten in kleinen Zeitbereichen, wie beispielsweise akustischen Störungen oder Bewegungen der Faser. Die Aufnahme dieses Frequenzrauschens erfolgt in einem Zeitintervall von ca. 60 ms, wodurch es für beispielsweise thermische Störungen kaum möglich ist, Einfluss auf die Glasfaser zu nehmen.

Für die Aufnahme des Rauschens wurde das durch die Faser transmittierte Laserlicht über eine Photodiode und ein Oszilloskop aufgenommen. Für die Auswertung des Rauschens wurde ein Verfahren genutzt, bei dem das zuvor betrachtete transmittierte Intensitätssignal aus Abbildung 4 Aufschluss über die Frequenzbreite der Schwankung gibt. Mit diesem Verfahren ist es möglich, mit Normierungsverfahren ähnlich wie denen in Kapitel 3 die Größe des Frequenzrauschens zu bestimmen. Das Schema des Verfahrens ist in Grafik 15 dargestellt. Dabei wurde nur ein Ausschnitt des gesamten Frequenzbereichs einer Frequenzrampe dargestellt, um ein besseres Verständnis der Methode zu gewährleisten.

Um das Rauschen der Kurzzeitmessung zu quantifizieren, wurde eine 2σ Abweichung des Mittelwerts als Schwankungsbreite gewählt. Daraufhin wurden die aufgenommenen Werte auf das Maximum der 2σ Abschätzung normiert. Hierdurch kann das Schwankungssignal auf die selbe y-Achsenkalibrierung aufgetragen werden wie das transmittierte Intensitätssignal, zu sehen in Abbildung 11(b). Zudem wird genau wie in Kapitel 3.2 die Zeitachse der Oszilloskopaufnahme auf den Frequenzbereich der Frequenzrampe skaliert. Dies ist für eine Auswertung der Schwankungsfrequenz nicht direkt nötig, erleichtert aber den Vergleich des Schwankungssignals mit dem transmittierten Intensitätssignal während der Auswertung. Durch ein und die selbe y-Achsenkalibrierung des Schwankungssignals sowie des Intensitätssignals kann nun eine Berechnung der Schwankungsbreite vorgenommen werden. Hierfür wird die selbe Gleichung 29 gewählt, wie es für die Anpassungsverfahren aus Kapitel 3.2 der Fall ist. Bekannt ist, dass die Differenz zwischen einem Minimum und einem Maximum genau einem halben FSB auf der Frequenzachse (x-Achse) entsprechen. Nun kann über die

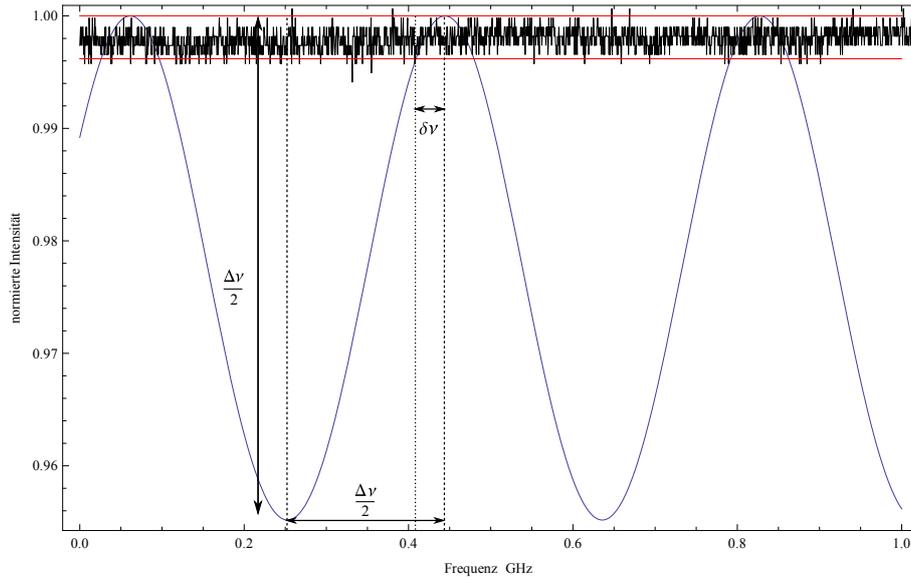


Abbildung 15: Schema des Bestimmungsverfahrens der Rauschbreite des stabilisierten Lasers. Zu sehen ist das transmittierte Intensitätsbild (blau), die normierte Schwankung der Laserfrequenz (schwarz) sowie die 2σ Umgebung des Mittelwerts.

Gleichung 29 der Wert des Frequenzachsenintervalls bestimmt werden, welcher dem Abstand zwischen dem Resonanzmaximum und der unteren 2σ Abweichung entspricht. Für die Schwankung der Laserfrequenzstabilisierung wurde eine Rauschbreite von $\delta\nu = 35,3$ MHz gemessen. Jedoch muss diese Größe noch mit dem Faktor 2 multipliziert werden. Dies folgt, da eine Frequenzabweichung vom Resonanzfrequenzmaximum in beide Richtungen der Frequenzachse möglich ist. Somit ergibt sich das Frequenzrauschen des stabilisierten Lasers zu $\delta\nu = 70,6$ MHz.

Ein freilaufender Laser im Vergleich besitzt Schwankungsbreiten von ca. $\delta\nu = 56,7$ MHz, gemessen und ausgewertet wurde hierfür ebenfalls die Transmission des Laserlichts durch die Faser. Das Frequenzrauschens des freilaufenden Lasers ist in Abbildung 16 zu sehen. Es war zu erwarten, dass bei aktiver Stabilisierung des Lasers ein stärkeres Rauschen entsteht als dies für einen freilaufenden Laser der Fall ist, da jegliche Störungen der Faser rückwirkend auch auf die Laserfrequenz Einfluss nehmen. So entsteht das allgemein stärkere Rauschen durch Störungseffekte auf die Faser, welche die Laserfrequenz beeinflussen.

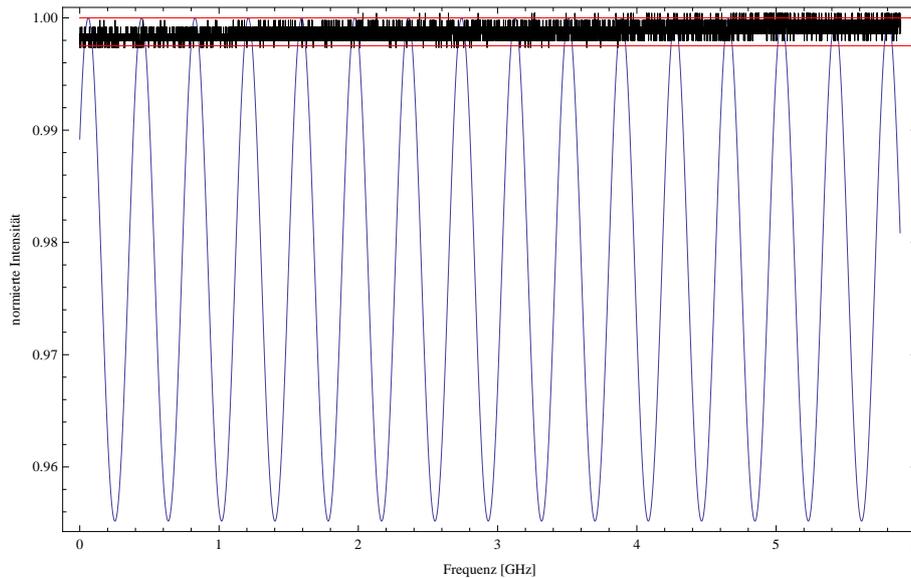


Abbildung 16: Graphische Darstellung der Rauschbreite des freilaufenden Lasers mit unstabiler Faser. Aufgetragen sind die Laserintensität transmittiert durch die unstabilierte Faser (schwarz), das transmittierte Intensitätsbild aus Abbildung 4 (blau), sowie die 2σ Umgebung des Rauschmittels.

Abschließend ist zu sagen, dass anhand der Langzeit- sowie Kurzzeitmessung eine erfolgreiche Stabilisierung der Laserfrequenz beobachtet werden konnte. In der Langzeitmessung konnte dargestellt werden, dass der Laser den thermischen Änderungen der Faserreferenz folgen konnte. Die Kurzzeitmessung zeigte zudem den Erwartungen entsprechend einen breiteren Rauschbereich als es für einen freilaufenden Laser der Fall ist, was ebenfalls auf eine erfolgreiche Stabilisierung des Lasers hindeutet.

Desweiteren konnte mit Hilfe der Langzeitmessung eine Größenordnung der Faserschwankungen gemessen werden, welche für ein abgeschlossenes Laborsystem gültig ist. Die hier gewonnene Abschätzung legt somit fest, welche Anforderungen an die Stellglieder der Faserlängenstabilisierung vorliegen. Während der Stabilisierung lag zusätzlich stets ein kontinuierlicher Frequenzverlauf vor, was bedeutet, dass die Stabilisierung der Laserfrequenz bereits ausreichend Frequenzstellweg vorweist, um die induzierten Frequenzschwankungen der Faser im Laborsystem ausgleichen zu können. Somit konnte bereits ein Teil des Transferresonatorkonzepts realisiert und die Aufgabenstellung des Kapitels erfüllt werden.

In Kapitel 4 konnte also ein Laser erfolgreich auf den Faserresonator stabilisiert werden. Im nächsten Kapitel soll untersucht werden, ob eine Stabilisierung des Faserresonators auf einen Laser möglich ist und wie dies durchzuführen ist. Im Falle einer erfolgreichen Stabilisierung der Faser können dann wie in Kapitel 1 erläutert die Resonanzfrequenzen des Resonators als stabiler Referenz-Frequenzkamm genutzt werden, wodurch die Verwendung des Faserresonators als Transferresonator ermöglicht wird.

5 Stabilisierung der Faserlänge

In diesem Kapitel wird der zweite Teil des Konzepts eines Transferresonators betrachtet. Hierfür werden Verfahren untersucht, die die Stabilisierung einer Faser auf die Referenz eines Lasers ermöglichen. Prinzipiell funktioniert das Verfahren der Faserlängenstabilisierung identisch wie das in Kapitel 4 dargestellte Verfahren der Laserfrequenzstabilisierung. Für die Erzeugung des Fehler-signals zur Stabilisierung der Faserlänge wird ebenfalls das PDH-Verfahren genutzt werden. Wie bereits in Kapitel 2.2 erläutert, wird für die Erzeugung des Fehlersignals zur Stabilisierung einer Laserfrequenz eine Änderung der Laserfrequenz benötigt. Die Änderung wird dabei benötigt, um das gewünschte Resonanzbild aus Abbildung 3 zu erhalten. Daraufhin ist es möglich, die Laserfrequenz auf eines der Resonanzmaxima zu stabilisieren. Nun soll jedoch eine Stabilisierung des Faserresonators auf eine feste Laserfrequenz durchgeführt werden. Für dieses Verfahren ist demnach eine Änderung der optischen Weglänge der Faser nötig, um das Resonanzbild 3 bei fester Laserfrequenz zu erzeugen. Für die Erzeugung des Resonanzbildes ist also eine Änderung der optischen Weglänge bei fester Laserfrequenz äquivalent zu einer Änderung der Laserfrequenz bei fester optischer Weglänge der Faser.

Für die Stabilisierung der Faser werden also aktive Stellglieder benötigt, welche die optische Länge der Faser regulieren können. Hierfür werden zwei Ansätze der Regulierung gewählt. Zuerst wird eine mechanische Regelung der optischen Weglänge der Faser untersucht. Hierfür wird ein piezoelektrisches Element genutzt, welches in einem geeigneten Aufbau eine mechanische Änderung der Länge einer Faser durchführen kann. Dieses Verfahren wird in Kapitel 5.1 dargestellt. In Kapitel 5.2 wird anschließend die Faserlängenstabilisierung mit Hilfe von thermischer Regelung der optischen Weglänge betrachtet. Genutzt wird für diese thermische Änderung ein Peltierelement, an welches der Faserresonator montiert wird. Die Regelung der optischen Weglänge wird dabei durch die Änderung des Brechungsindex sowie durch thermische Ausdehnung der Glasfaser gewährleistet. Eine Grundlegende Bedingung an die Stellglieder ist es dabei, die in Kapitel 4.2.1 gemessene potentielle Frequenzverschiebung der Glasfaser ausgleichen zu können. Diese wurde in etwa zu $\delta\nu = 3$ GHz bestimmt. Dieser Wert stellt eine Größenordnung der Verschiebung der Resonanzfrequenzen eines Faserresonators in einem abgeschlossenen Laborsystem dar.

5.1 Stabilisierung mit einem piezoelektrischen Element

Die zuerst betrachtete Möglichkeit einer Änderung der optischen Weglänge der Faser ist eine mechanische Änderung der Faserlänge. Dies kann realisiert werden, indem ein piezoelektrisches Element, kurz genannt Piezoelement, in einen geeigneten Aufbau integriert wird. Die mechanische Länge eines Piezoelements kann durch Anlegen einer Spannung reguliert werden. Für die Änderung der optischen Weglänge wurde ein Piezoelement der Marke Thorlabs⁷ in einen optischen Verschiebetisch integriert und die Faserkopplung am Ende des Faserresonators auf den Verschiebetisch montiert. Das verwendete Piezoelement besitzt bei einer maximalen Betriebsspannung von 150 V einen Verstellweg von $9\ \mu\text{m}$. Abbildung 17 zeigt den Aufbau des Verschiebetischs. Die Konstruktion ermöglicht es durch Anlegen einer Spannung an das Piezoelement die Länge der Faser zu regeln und somit ihre optische Weglänge zu beeinflussen. Hierfür ist es jedoch zuerst nötig, die Faser durch Drehen der Schrauben des Verschiebetischs vorzuspannen. Eine zu leicht gespannte Faser würde eine starke Dämpfung des Verschiebungseffekts des Piezoelements zur Folge haben. Dies folgt, da

⁷<https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=PK4DMP1>, Stand 30.01.2017

nicht der gesamte nutzbare Verschiebeweg des Piezoelements auf die Faser übertragen wird.

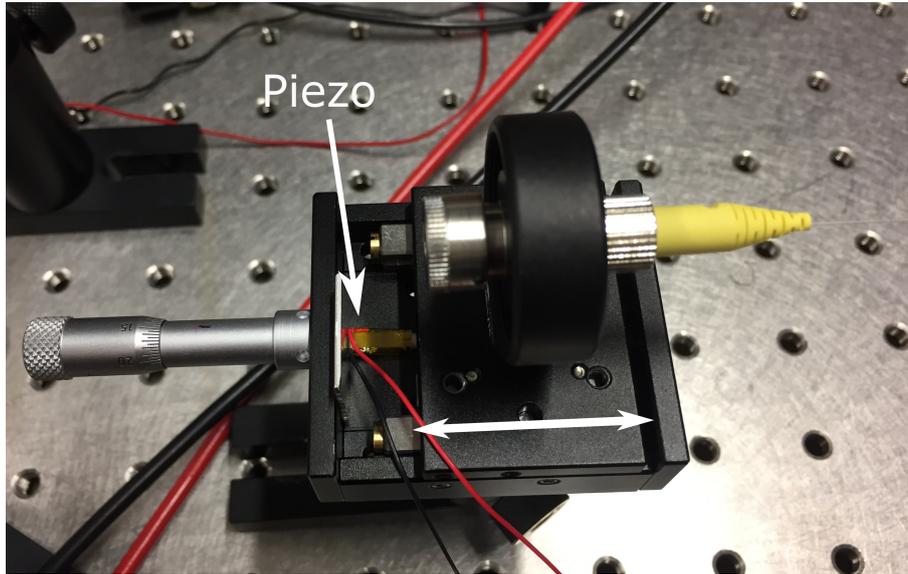


Abbildung 17: Aufbau der Faserlängenstabilisierung mit Hilfe eines Piezoelements. Das Piezoelement ist integriert in einen optischen Verschiebetisch.

Die Erzeugung des Fehlersignals wird auch hier wieder durch das PDH-Verfahren durchgeführt. Dabei wird das Fehlersignal nun nicht mehr verwendet um dem Laser die nötige Frequenzänderung für die Stabilisierung vorzugeben. Das Fehlersignal gibt in diesem Kontext Aufschluss über die nötige Spannung, welche an das Piezoelement angelegt werden muss, um die optische Weglänge der Faser auf die feste Laserfrequenz zu stabilisieren. Die Spannung liefert in diesem Aufbau ein Feedback-Regler, welcher durch interne Steuerungselektronik aus dem Fehlersignal die zum Stabilisieren nötige Spannung ausliest und an das Piezoelement sendet. Dabei stellt der Feedback-Regler eine maximale Spannung von 32 V zur Verfügung. Bei dem verwendeten Piezoelement handelt es sich um ein Thorlabs Piezoelement mit einer maximalen Betriebsspannung von 150 V, entsprechend $9 \mu\text{m}$ Stellweg. Resultierend erhält man für eine Eingangsspannung von ca. 30 V einen maximalen Stellweg von ca. $1,8 \mu\text{m}$.

Um die Anforderungen an ein Stellglied aus Kapitel 4.2.1 zu untersuchen, ist es nötig, dem Längenverstellweg des Piezoelements einen Frequenzverstellweg zuzuordnen. Für diese Messung wurde der Laser erneut auf den Faserresonator stabilisiert. Daraufhin wurde eine Spannung von 0 – 32 V, entsprechend der verfügbaren Spannung des Feedback-Reglers, an das Piezoelement angelegt und die Änderung der Laserfrequenz mit einem Frequenzmessgerät aufgezeichnet. Die stabilisierte Laserfrequenz folgt hierbei der Änderung der optischen Weglänge der Faser. Abbildung 18 zeigt die Ergebnisse der Messung für einen Verstellweg von ca. $1,8 \mu\text{m}$. Wie zu erwarten war folgt die Laserfrequenz der Längenvariation der Faser. Für eine Piezoelementspannung von 32 V konnte eine Frequenzänderung von ca 3 GHz festgestellt werden. Dies entspricht für eine 28 cm Faser in etwa 7,5 freien Spektralbereichen Verstellweg des Faserresonators. Somit ist selbst mit den niedrigen Betriebsspannungen der Stabilisierungsbox von 32 V eine Verschiebung gewährleistet, welche die in Kapitel 4.2.1 beobachteten Frequenzverschiebungen der externen Einflüsse auf die Glasfaser kompensieren kann. Somit sollte mit dieser Methode eine Stabilisierung der Faserlänge im abgeschlossenen Laborsystem möglich sein.

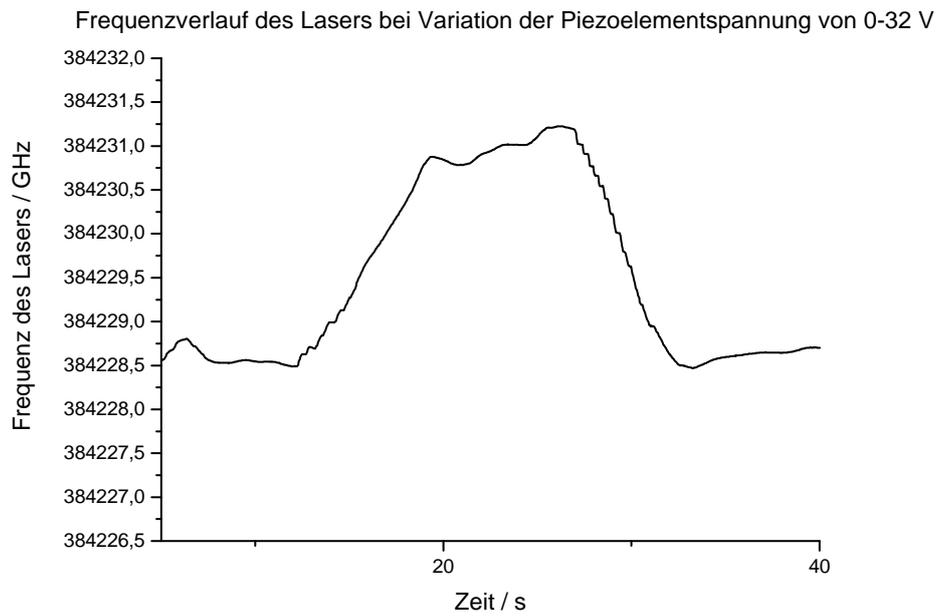


Abbildung 18: Messung des Frequenzstellweges des Piezoelements. Die Messung zeigt einen Stellweg von ca 7 freien Spektralbereichen der 28 cm Faser.

Um nun zu untersuchen, ob eine erfolgreiche Stabilisierung nach Ablauf des Stabilisierungsverfahrens vorliegt, wird in den folgenden Kapiteln 5.1.1 & 5.1.2 erneut eine Langzeit-, sowie Kurzzeitmessung der Stabilisierung durchgeführt.

5.1.1 Langzeitmessung der Faserlängenstabilisierung

Als erster Ansatz der Stabilisierungscharakterisierung wird erneut eine Langzeitmessung der Faserlängenstabilisierung betrachtet.

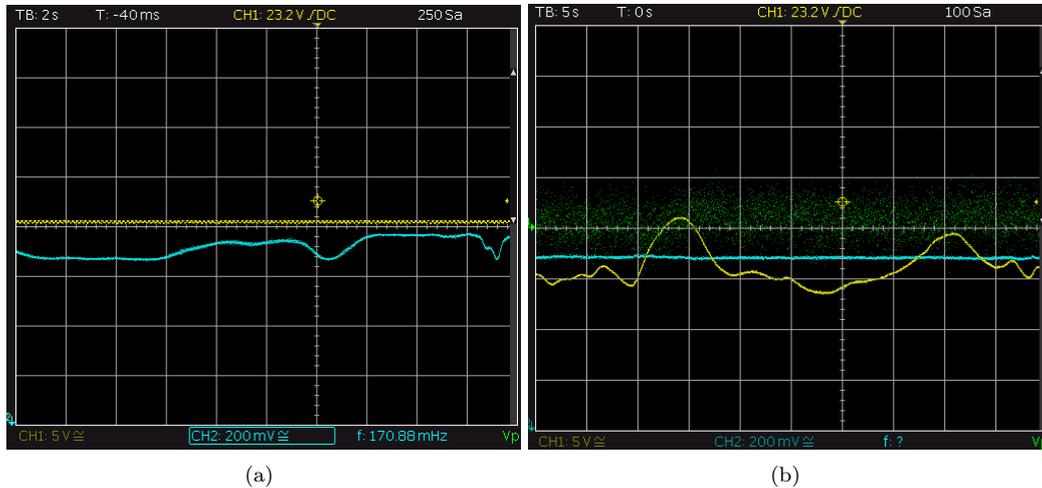


Abbildung 19: Verlauf der relativen Intensität (blau) für die Transmission durch eine unstabilisierte Faser (a) sowie durch eine stabilisierte Faser (b). Bei der Betrachtung der stabilisierten Faser ist zusätzlich zur stabilen Transmission (blau) eine Regelung der Piezoelementspannung (gelb) zu erkennen. Desweiteren ist wie zu erwarten für eine erfolgreiche Stabilisierung das Fehlersignal (grün) auf einem gleichbleibenden Nullniveau

Während der Langzeitmessung mit einem Oszilloskop bleibt das Signal der transmittierten relativen Intensität bei einer erfolgreichen Stabilisierung gleichbleibend auf einem Niveau. Dies folgt, dass die Piezoelementspannung die Faser auf die Referenz der Laserfrequenz stabilisiert. Somit sollte für eine erfolgreiche Faserlängenstabilisierung neben dem gleichbleibenden Signal eine variierende Piezoelementspannung vorgefunden werden. Wird jeweils die Transmission sowie die Piezoelementspannung für eine stabilisierte sowie unstabilisierte Faser aufgenommen, so sollte durch einen Vergleich der beiden Signale eine erfolgreiche Stabilisierung zu erkennen sein.

Abbildung 19(a) zeigt den aufgenommenen Verlauf der Transmission für eine unstabilisierte Faser. Wie zu erkennen ist, variiert die transmittierte relative Intensität im Falle der unstabilisierten Faser über den Messzeitraum. Dieser Effekt entsteht durch die externen Einflüsse auf die unstabilisierte Faser, sowie der eigenen Frequenzabweichungen des Lasers. In Abbildung 19(b) ist wie für eine erfolgreiche Stabilisierung zu erwarten erkennbar, dass sich die transmittierte relative Intensität gleichbleibend auf einem Niveau befindet. Desweiteren kann ebenfalls anhand der variierenden Piezoelementspannung erkannt werden, dass die Faserlänge an die variierende Laserfrequenz angepasst wird. Somit ist aus den Abbildungen 19(a),19(b) zu entnehmen, dass eine erfolgreiche Faserlängenstabilisierung mit Hilfe des Piezoelements vorlag. Für eine genauere Betrachtung der Stabilisierung sollten der Arbeit nachfolgend weitere Langzeitmessungen durchgeführt werden. Eine ausführlichere Betrachtung der möglichen weiteren Messverfahren wird in Kapitel 6 dargestellt.

5.1.2 Kurzzeitmessung der Faserlängenstabilisierung

Die zweite Vermessung der Faserlängenstabilisierung ist wie schon in Kapitel 4.2.2 eine Kurzzeitmessung der Frequenzschwankungen der Stabilisierung. Dabei wird wieder die transmittierte relative Lichtintensität nach dem Durchlaufen der Faser betrachtet. Die Frequenzschwankung dieser Intensität soll dabei nach dem selben Verfahren kalkuliert werden, wie bereits in Kapitel 4.2.2 dargestellt. In Abbildung 20 ist das Rauschen der Faserlängenstabilisierung aufgetragen, skaliert auf die y-Achse der transmittierten Intensität der genutzten 28 cm Faser. Zu erwarten ist eine Verringerung der Kurzzeitschwankung im Gegensatz zu der Stabilisierung der Laserfrequenz, da diese durch die Referenz des unstabilisierten Faserresonators stärkere Schwankungen besitzen sollte. Desweiteren sollte eine Erhöhung des Frequenzrauschens im Vergleich zum freilaufenden Laser auftreten. Dies liegt daran, dass die stabilisierte Faser durch ihre Längenregelung in kleinen Zeitintervallen einen negativen Einfluss auf das Rauschen der freilaufenden Laserfrequenz hat.

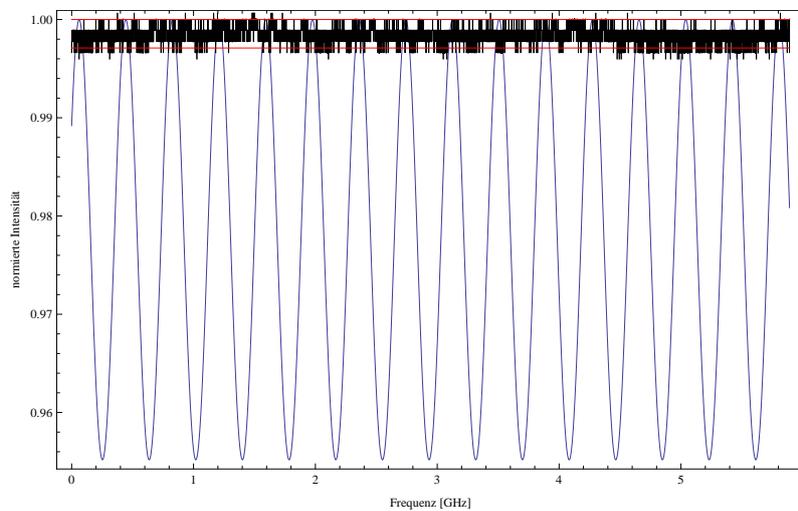


Abbildung 20: Graphische Darstellung der Rauschbreite der Faserlängenstabilisierung. Aufgetragen sind die Laserintensität transmittiert durch die stabilisierte Faser sowie das transmittierte Intensitätsbild [4].

Nach Auswerten der Daten findet sich eine Frequenzschwankung von ca $\delta\nu = 61,3$ MHz. Im Vergleich der Schwankung des stabilisierten Lasers ist die Schwankung der stabilisierten Faser um ca 15% geringer. Dies ist kohärent zu den Erwartungen der Schwankung der Faserlängenstabilisierung im Vergleich zur Schwankung der Laserfrequenzstabilisierung. Im Vergleich zum freilaufenden Laser mit einer Schwankungsbreite von $\delta\nu = 56,7$ MHz liegt nur eine geringe Differenz von ca. 5 MHz vor. Das bedeutet, dass die Faser eine gute Stabilisierung besitzen muss, da sie nur wenig zusätzliche Schwankungseffekte auf die das Rauschen der freilaufenden Laserfrequenz ausübt. Betrachtet man sich die Messungen aus Kapitel 5.1.2 sowie die beiden Abbildungen 19(a) und 19(b), so ist dem Piezoelement eine erfolgreiche Stabilisierung der Faserlänge zuzusprechen.

Wie durch die Messung aus Abbildung 18 erwartet, konnte das verwendete Piezoelement die externen Störungen auf die Faser wirkend ausgleichen und eine Stabilisierung der Faser trotz vergleichsweise schlechten Stellwegeigenschaften vollziehen. Damit ist die Aufgabenstellung dieses Kapitels erfüllt und es konnte gezeigt werden, dass mit Hilfe eines Piezoelements ein Transferresonatorsystem mit einem Faserresonator möglich ist. Für eine bessere Regelweite der Stabilisierung kann nachfolgend zusätzlich ein Piezoelement mit besserem Stellweg-Betriebsspannungs-Verhältnis in

den Aufbau integriert werden.

5.2 Stabilisierung mit einem Peltierelement

Die zweite Möglichkeit einer aktiven Stabilisierung besteht in der thermischen Regelung der optischen Weglänge des Faserresonators. Die thermische Regelung wird durch Integration eines Peltierelements in den Messaufbau realisiert. Ein solches Peltierelement kann durch Anlegen eines Stromes bzw. einer Spannung eine Temperaturdifferenz zwischen den gegenüberliegenden Oberflächen des Bauteils erzeugen. Hiermit kann durch eine positive oder negative angelegte Spannung eine Oberfläche des Peltierelements erwärmt oder gekühlt werden. Ist eine Faser an die Oberfläche des Peltierelements montiert, so kann durch eine solche Temperaturänderung eine Regelung der optischen Weglänge der Faser durchgeführt werden. Der Vorteil dieser Methode ist, dass mehrere Wicklungen der Faser gleichzeitig erhitzt werden können. Dadurch erhält man je nach Wicklungszahl einen variablen Stellweg der Faserlänge. Das verwendete Peltierelement besitzt die Maße $2,5\text{ cm} \times 2,5\text{ cm}$.

Für die Charakterisierung des Stellweges wurden drei Messungen durchgeführt. Dafür wurde erneut der Laser auf die Referenz des Faserresonators stabilisiert, um die Änderung der Laserfrequenz während der thermischen Regelung beobachten zu können. Aufgenommen wird anschließend die Änderung der Laserfrequenz sowie der Temperaturverlauf des Peltierelements. Dieser wird aufgezeichnet mit Hilfe eines $10\text{ k}\Omega$ Thermistors, welcher über ein Multimeter ausgelesen werden kann. Ein Bild des hierfür verwendeten Aufbaus ist in Abbildung 21 dargestellt. In erster Näherung des Aufbaus wurden die Glasfasern mit Hilfe von Klebeband auf das Peltierelement befestigt. Diese Technik der Befestigung war wichtig, da so ein rückstandsloser Auf- und Abbau der Fasern möglich. Somit konnte für jede der Messungen das selbe Messsystem garantiert werden. Für eine spätere Stabilisierung mit Hilfe des Peltierelements könnte ein spezieller wärmeleitender Kleber für die Befestigung der Faser genutzt werden. Dies gilt jedoch nur für den Fall einer festgelegten gewünschten Wicklungszahl der Fasern.

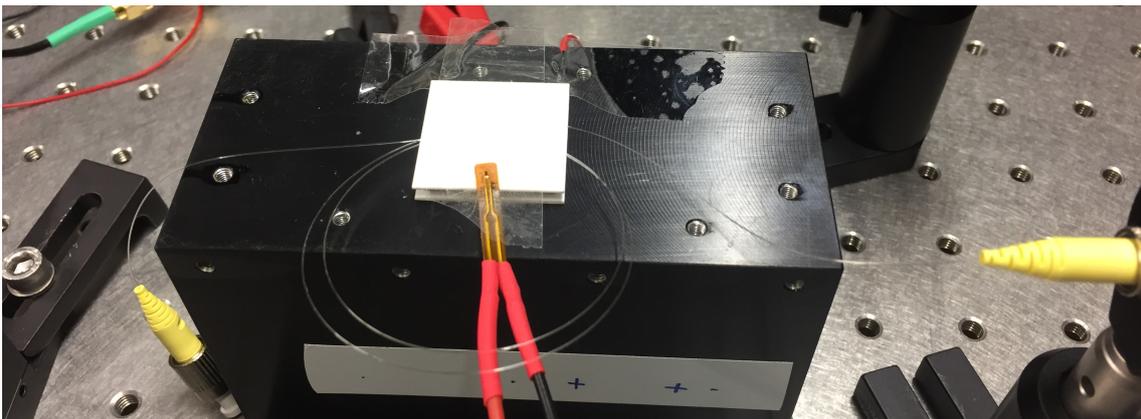


Abbildung 21: Aufbau der Faserlängenstabilisierung mit Hilfe eines Peltierelements. In diesem Fall ist eine Windungszahl von 3 angebracht. Die Messung der Temperatur des Peltierelements erfolgt über einen Thermistor.

Für die Messungen wurden verschiedene Wicklungszahlen der Fasern auf dem Peltier angebracht. Die erste Messung wurde mit einer Wicklung durchgeführt, entsprechend ca. 9% der erwärmten Faserlänge. Für die zweite Messung wurden zwei Wicklungen der Faser montiert, was in etwa 18% der Faserlänge entsprechen. Die drei Wicklungen der dritten Messungen entsprechen ca. 27% der Faserlänge. Die Temperaturänderung der Peltierelementoberfläche betrug während der Messungen ca. 6° Celsius. Die gemessenen Frequenzstellwege sind in Abbildung 22(a)-22(c) dargestellt. Angelegt wurden jeweils 100 mA Strom bei einer Spannung von ca 1 V. Die aus den Abbildungen gewonnen Werte der Frequenzverstellwege sind in Tabelle 4 dargestellt.

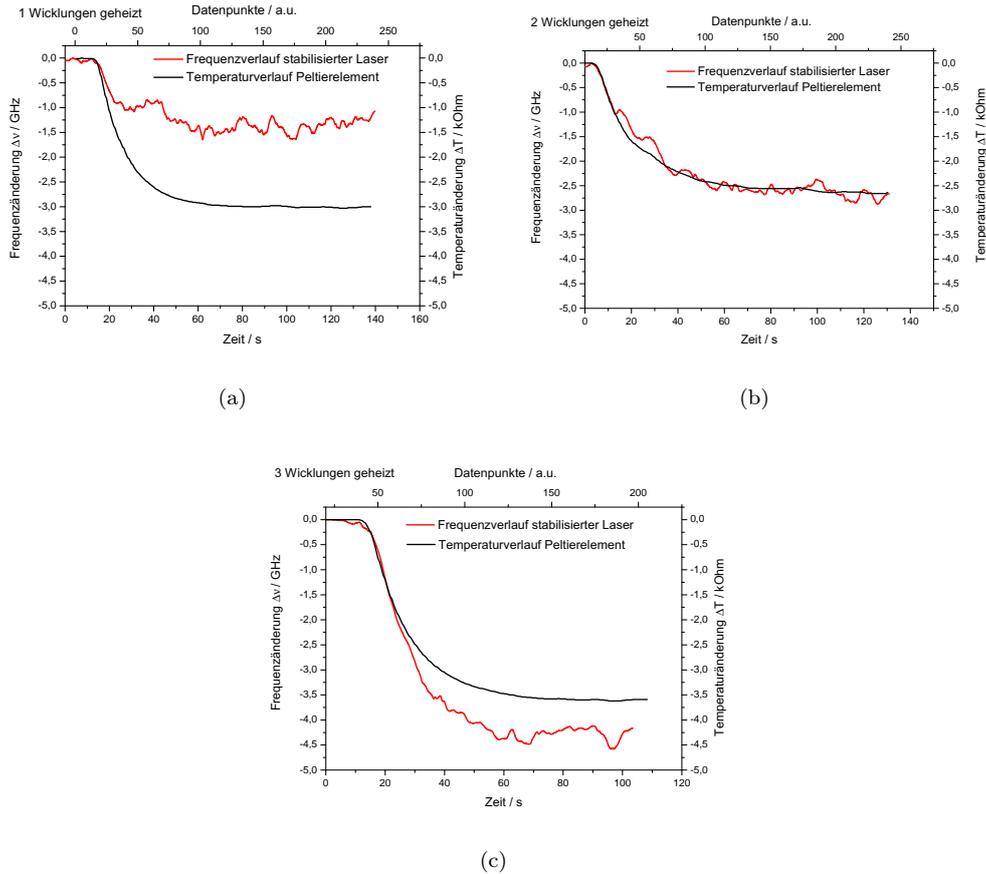


Abbildung 22: Frequenzverlauf des Laser in Abhängigkeit des Temperaturverlaufs des Peltierelements. Hier dargestellt für 2,5 cm (a), 5 cm (b) und 7,5 cm (c) erwärmte Glasfaser.

Kontaktlänge [cm]	Frequenzverstellweg [GHz]	Stellweg in freien Spektralbereichen
2,5	1,2	3
5,0	2,5	6
7,5	4,0	10

Tabelle 4: Vergleich der gemessenen Faserlängen mit den theoretisch zu erwartenden Werten.

Aus den Werten aus Tabelle 4 ist eindeutig zu erkennen, dass das Peltierelement bereits ab ca. 30% erwärmter Faserlänge die notwendigen Anforderung an ein Stellglied erfüllt. Mit einer solchen Verstellreichweite der Frequenz sollte eine Stabilisierung der Faserlänge unter Verwendung

des Peltierelements möglich sein. Dies ist anzunehmen, da in Bezug auf den nötigen Stellweg eines Stellgliedes aus Kapitel 4.2.1 ausreichende Verstellwege des Peltierelements gefunden wurden.

Zusätzlich ist der Messung der Verstellwege zu entnehmen, dass sich für die Peltierelementregelung ähnliche Werte wie bei der Regelung mit Hilfe eines Piezoelements ergeben. Somit ist für das Peltierelement ein ähnliches Stabilisierungsverhalten zu erwarten, wie für das Piezoelement. Für das Peltierelement muss zusätzlich noch eine einfache Stromverstärkungsschaltung in das System integriert werden. Dies folgt, da das Peltierelement im Vergleich zum Piezoelement große Ströme von ca. 100 mA benötigt. Nach Integration einer solchen Stromverstärkungsschaltung sollte eine erfolgreiche Stabilisierung der Faserlänge durchführbar sein. Dies folgt, da die untersuchten Stellwege des Peltierelements genügend sind, um die Schwankungen der Faser aus Kapitel 13 zu kompensieren. Desweiteren konnte für die Faserlängestabilisierung mit dem Piezoelement eine erfolgreiche Stabilisierung gezeigt werden. Daher ist anzunehmen, dass ein Peltierelement mit gleichgroßen bis sogar größeren Verstellwegen ebenfalls eine erfolgreiche Stabilisierung durchführen kann.

Die vorangegangene Messung schließt die getätigten Untersuchungen dieser Arbeit ab. Für weitere Messungen reichte der Zeitrahmen der Arbeit leider nicht aus. Somit konnte für das Peltierelement eine Vermessung der Stellwege in Abhängigkeit der erwärmten Faserlänge durchgeführt werden. Ein Aufbau zur Stabilisierung einer Faser mit dem Peltierelement konnte nicht durchgeführt werden. Dennoch legen die vorliegenden Stellwegsmessungen nahe, dass eine Stabilisierung der Faserlänge auf diese Weise durchgeführt werden kann.

Abschließend kann gesagt werden, dass sowohl das Piezoelement, als auch das Peltierelement für die Stabilisierung der Faserlänge geeignet sind. Weitere Messungen, welche in Kapitel 6 erläutert werden, würden weitere Erkenntnisse über die Vor- oder Nachteile der jeweiligen Stellglieder darlegen.

6 Zusammenfassung der Ergebnisse

In diesem Teil der Arbeit wird ein Überblick über die Ergebnisse der vorangegangenen Messungen vermittelt und eine Einreihung der Ergebnisse in den Gesamtkontext durchgeführt. Dabei wird besonders darauf eingegangen, ob die Aufgabenstellungen der einzelnen Kapitel erreicht werden konnten.

Die Messung der Fasercharakterisierung zielte darauf hin, allgemeine Kenntnisse über Faserresonatoren zu erhalten, sowie sich auf eine geeignete Faserlänge für die Transferresonatoruntersuchung festzulegen. Nach Auswerten der Messdaten konnten für die Messung der freien Spektralbereiche sowie der Längen Abweichungen $< 5\%$ gefunden werden. Die Messung der Reflektionskoeffizienten der Fasern hatte starke Abweichungen von den Erwartungen. Für die Analyse dieses Verhaltens wären weitere Messungen nötig, um konkrete Angaben über Fehlerquellen und vor allem systematische Fehler des Aufbaus treffen zu können. Für solche Messungen sollten im Folgenden zusätzlich die Faserfacetten betrachtet werden, um Kratzer und Verunreinigungen als Fehlerquelle ausschließen zu können. Der wichtigste Teil der Fasercharakterisierung bestand in der Auswahl einer geeigneten Faser für die folgenden Stabilisierungsversuche. Dabei fiel die Wahl auf die kürzeste der vermessenen Fasern mit einer Länge von ca. 28 cm. Diese besitzt den geringsten Einfluss externer Störungen, da die Stärke der Störungseinflüsse mit der Länge der Faser zunimmt. Mit der Auswahl der 28 cm Faser für die folgenden Stabilisierungsversuche konnte die Aufgabenstellung der Fasercharakterisierung erreicht werden.

In den darauf folgenden Kapiteln wurde eine Laserfrequenzstabilisierung als erstes Teilpaket eines Transferresonatorsystems aufgebaut. Durch die durchgeführten Lang- und Kurzzeitmessungen konnten Beweise für eine erfolgreiche Laserfrequenzstabilisierung erbracht werden. Dabei war die Laserfrequenz selbst über sehr weite Zeiträume von über 2 h stets stabilisiert. Mit Hilfe dieser Messungen konnte eine Abschätzung der Resonanzfrequenzverschiebung der Faser durch externe Störungen im Laborsystem von ca. 3 GHz gefunden werden. Diese Größe gibt direkten Aufschluss, welche Frequenzstellwege die Stellglieder der nachfolgenden Faserlängenstabilisierung in etwa besitzen mussten, um eine erfolgreiche Stabilisierung aufbauen zu können. Zusammengefasst konnten die Aufgabenstellungen des Kapitels der Laserfrequenzstabilisierung erfüllt werden, da eine erfolgreiche Stabilisierung aufgebaut und vermessen werden konnte.

Nach dem erfolgreichen Aufbau der Laserfrequenzstabilisierung wurde das zweite Teilpaket des Transferresonatorsystems untersucht, die Stabilisierung des Faserresonators auf die freilaufende Laserfrequenz. Hierfür wurden zwei Ansätze der Faserlängenstabilisierung entworfen, eine Stabilisierung mit Hilfe von mechanischer sowie thermischer Änderung der optischen Weglänge der Faser. Die Stabilisierung der Faserlänge mit einem Piezoelement konnte erfolgreich aufgebaut und bewiesen werden. Im Falle einer unstabilierten Faser driftete die transmittierte Intensität durch thermische Schankungen der Faser. Für die Betrachtung der aktiven Stabilisierung der Faserlänge konnte eine gleichbleibende Intensität und somit auch Frequenz am Oszilloskop beobachtet werden, da die Faser erfolgreich auf die Frequenz des Lasers stabilisiert war. Somit war an dieser Stelle die Aufgabestellung des Kapitels bereits erfüllt. Eine Kurzzeitmessung dieser Stabilisierung zeigte zudem, dass das Kurzzeitrauschen der durch die Faser transmittierten Laserfrequenz nur sehr leicht von der Faserlängenstabilisierung beeinflusst wird. Dies spricht für eine gute Stabilisierung der Faserlänge, da das Kurzzeitrauschen der Laserfrequenz nur um ca 5% zunahm. Hiermit wurde ein weiterer Beleg einer erfolgreichen Faserlängenstabilisierung erbracht.

Während der Betrachtung einer Peltierelementstabilisierung der Faser konnte wie erwartet ein steigender Verstellweg mit größerer erwärmter Faserlänge dargestellt werden. Der Vorteil des Peltierelements ist somit der variable Verstellweg bei fester Betriebsspannung, je nach erwärmter Faserlänge. Dabei ist dieser Stellweg nur durch die verfügbare Faserlänge sowie die Spezifikationen des Peltierelements beschränkt. Aus Zeitgründen konnte mit dem Peltierelement keine Längenstabilisierung aufgebaut werden, jedoch wurden Argumente dafür gefunden, dass der Stellweg des verwendeten Peltierelements ausreichend zur Durchführung einer Laserfrequenzstabilisierung ist. Dennoch wurde eine Faserlängenstabilisierung mit einem der vorgestellten Stellglieder erfolgreich aufgebaut.

Grundlegend konnte somit das Hauptziel der Arbeit erreicht werden. Sowohl die Stabilisierung der Laserfrequenz, sowie die der Faserresonatorlänge konnte erfolgreich durchgeführt und vermessen werden. Aufbauend auf die in dieser Arbeit gesammelten Erkenntnisse, können weitere Messungen und Verbesserungen der Faserresonatoren betrachtet werden, um diese als Transferresonatoren in experimentellen Systemen einsetzen zu können. Diese werden im kommenden Ausblick beschrieben.

7 Ausblick

Neben Erreichen des Hauptziels der Arbeit, konnten in jedem Kapitel Optimierungsmöglichkeiten für die Verwendung der Glasfasern als Transferresonatoren gefunden werden. Zuallererst sollte eine hochreflektive Beschichtung der Faserfacetten durchgeführt werden, um detailliertere Ergebnisse der Messungen zu erhalten und eine bessere Stabilisierung zu gewährleisten. Diese resultiert, da das Fehlersignal eines hochreflektiven Resonators in Resonanznähe eine größere Steigung besitzt, als es für ein niederreflektives Fehlersignal der Fall ist. Eine größere Steigung bedeutet, dass bereits sehr kleine Abweichungen von der Resonanzfrequenz relativ hohe Fehlersignalwerte besitzen und somit besser ausgelesen werden können. Daher kann ein besseres Stabilisierungsverhalten erzielt werden, da die Auflösung der Frequenzänderungen wesentlich größer ist als für einen niederreflektiven Resonator.

Weiterführende Messungen der Faserlängenstabilisierung umschließen die Installation effizienterer Piezo- und Peltierelemente mit größeren Stellwegen und deren Vermessung, um eine weitreichendere Stabilisierung zu gewährleisten. Speziell für die Peltierelementstabilisierung der Faserlänge würden weitere Schritte zusätzliche Vermessungen des Peltierelements beinhalten, sowie der Versuch einer Stabilisierung mit Hilfe eines Impedanzwandlers. Dieser Aufbau würde zusätzliche Informationen darlegen, welches der Stellglieder für eine Faserlängenstabilisierung besser geeignet ist.

Desweiteren wäre es sinnvoll, für die bessere Unterscheidung von Laserfrequenz- und Faserlängenschwankungen während der Vermessung von Langzeitstörungen der Faserlängenstabilisierung ein System auf der Basis eines atomaren Übergangs aufzubauen. Dabei wird ein Laser auf einen atomaren Übergang stabilisiert und stellt für die nachfolgende Faserlängenstabilisierung eine definiert stabile Referenz dar. Somit ist eine Schwankung des Referenzlasers auszuschließen und es könnte eine genauere Betrachtung der eigentlichen Schwankungen der Faserlängenstabilisierung untersucht werden. Der nächste Schritt wäre daraufhin der Aufbau des gesamten Transferresonatorsystems sowie dessen Vermessung. Hier sollte vor allem die Frequenzstabilität des auf den Transferresonator stabilisierten Lasers in Bezug auf die Frequenzstabilität des auf den atomaren Übergang stabilisierten Lasers betrachtet werden. Eine gute Stabilitätsübertragung der beiden Laser resultiert dabei aus einem gelungen Gesamtaufbau sowie einem stabilen Transferresonator.

Literatur

- [1] C. Wieman, D. Pritchard, and D. Wineland, “Atom cooling, trapping, and quantum manipulation,” *Rev. Mod. Phys.* 71, 253 (1999).

- [2] A. Cronin, J. Schmiedmayer, and David E, “Optics and interferometry with atoms and molecules,” *Rev. Mod. Phys.* 81, 1051 (2009).

- [3] C. Wieman, G. Flowers, and S. Gilbert, “Inexpensive laser cooling and trapping experiment for undergraduate laboratories,” *Am. J. Phys.* 63, 317 (1995).

- [4] C. Fabry and A. Pérot “Théorie et applications d’une nouvelle méthode de spectroscopie interférentielle,” *Ann. de Chim. et de Phys.* 16(7), 115–144 (1899)

- [5] M. Vaughan - “The Fabry-Perot Interferometer: History, Theory, Practice and Applications,” Institute of Physics Publishing (1989)

- [6] E.Black, “An Introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization,” *Am. J. Phys.* 69, 79-87, (2001)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all den Menschen danken, die mich während dieser Arbeit unterstützt und somit zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Ein besonderer Dank gebührt Prof. Dr. Patrick Windpassinger, der mir die Möglichkeit gegeben hat, die Bachelorarbeit in seiner Arbeitsgruppe durchzuführen und dessen Anregungen stets eine große Hilfe waren. Desweiteren danke ich ebenfalls Prof. Dr. Jochen Walz für die freundliche Übernahme der Zweitkorrektur.

Bereits seit rund 3 Jahren bin ich nun als Hilfwissenschaftler und späterer Bachelorstudent in der Arbeitsgruppe Windpassinger tätig und möchte mich auf diesem Weg für die spannenden und schönen gemeinsamen Jahre bedanken. Ganz besonders danke ich Kai Lampmann und Moritz Mihm für die stundenlange Betreuung und Begleitung während dem Verfassen der Arbeit, das Beantworten noch so stupider Fragen und die vielen kleinen Diskussionsrunden bei gutem Kaffee. Desweiteren möchte ich mich bei Andre Wenzslawski bedanken, welcher trotz engem Terminplan stets Zeit gefunden hat, meine Fragen zu beantworten. Ein weiteres Dankeschön gilt Maria Langbecker und Mohammad Noaman, welche mich vor drei Jahren in die AG Windpassinger aufgenommen haben und mir somit die Arbeit in dieser Gruppe ermöglicht haben. Zusätzlich möchte ich mich noch bei Florian Mühlbauer und Niels Petersen bedanken, die mir seit Jahren mit Rat zur Seite stehen und mir auch bei dem Bearbeiten dieser Arbeit eine große Hilfe waren.

Zu guter letzt möchte ich mich bei meinen Freunden, meiner Familie und vor allem meiner Freundin bedanken, die mir über die Jahre hinweg das Studium erleichtert haben und stets hinter mir standen.