
Spektrale Charakterisierung von Laserstrahlung

Versuchsanleitung zum Fortgeschrittenenpraktikum
Abteilung A



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Institut für Angewandte Physik
Laser und Quantenoptik

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Grundlagen	2
2.1. Diodenlaser mit externem Resonator	2
2.2. Faraday-Isolator	3
2.3. Faserverstärker	4
2.4. Gitterspektrometer	6
2.5. Fabry-Perot Interferometer (FPI)	7
2.6. Selbst-heterodyne Messmethode	9
2.7. Akusto-optischer Modulator	11
2.8. Stromrauschen	12
2.9. Kurvenauswertung	14
2.10. Versuchsaufbau	18
2.10.1. Aufbau des Seed-Lasers und der Faserverstärkung	18
2.10.2. DSHT-Aufbau	19
3. Aufgabenstellungen	21
3.1. Aufgabe 1: Das Lasersystem	21
3.2. Aufgabe 2: Charakterisierung des <i>ECDLs</i>	21
3.3. Aufgabe 3: Polarisation ohne Faserverstärkung	22
3.4. Aufgabe 4: Charakterisierung des Faserverstärkers	22
3.5. Aufgabe 5: Polarisation mit Faserverstärkung	22
3.6. Aufgabe 6: Variable <i>Seed</i> -Ströme	22
3.7. Aufgabe 7: Linienbreite mit dem Gitterspektrometer	23
3.8. Aufgabe 8: Linienbreite mit dem FPI	23
3.9. Aufgabe 9: Der DSHT-Aufbau	23
3.10. Aufgabe 10: Linienbreite mit dem DSHT-Aufbau	24
3.11. Aufgabe 11: Externes Rauschen und Linienbreiten I	24



3.12. Aufgabe 12: Externes Rauschen und Linienbreiten II 24

3.13. Aufgabe 13: Sinusmodulation..... 25

Vorbereitung **26**

Literatur **26**

1. Einleitung

In diesem Versuch beschäftigen Sie sich mit den Grundlagen aktueller Forschungsthemen aus Optik und Photonik, wie z.B. Halbleiterlasern, Faserverstärkern und der Laserdetektion. Viele Anwendungen in Forschung und Industrie benötigen spezielle Eigenschaften der Laserstrahlung (z.B. eine geringe Linienbreite). Diese kann von kostengünstigen Diodenlasern bei niedrigen Leistungen zur Verfügung gestellt werden. Faserverstärker werden in vielen Bereichen zur Erhöhung der Laserleistung eingesetzt.

Sie prüfen in diesem Versuch unter anderem, ob die zentralen Lasereigenschaften durch den Faserverstärker erhalten sind, oder ob und warum dies nicht der Fall ist. Sie lernen zusätzlich verschiedene Messverfahren zur spektralen Charakterisierung und besonders zur Linienbreitenbestimmung von Lasersystemen kennen. Fähigkeiten im Umgang mit vielen optischen Elementen und Geräten, die in den Laboren des Instituts für angewandte Physik eingesetzt werden, werden in diesem Versuch ebenso vermittelt, wie der praktische Umgang mit verschiedenen Lasersystemen und den Vorkehrungen zum Laserschutz.

Sie entwickeln weiter tiefere Fähigkeiten in der Anpassung und Auswertung von Kurven an Datenpunkte und vergleichen verschiedene Auswertungsverfahren. Die Qualität der Ergebnisse wird dabei sowohl durch die Qualität der aufgenommenen Daten, als auch durch die Effektivität und die Güte der Auswertungssoftware bestimmt. Im zweiten Teil des Versuchs werden dabei Einflussfaktoren auf die Linienbreite des Lasers bestimmt und verschiedene Spektren mithilfe von komplexen Auswertungsalgorithmen untersucht.

2. Grundlagen

2.1. Diodenlaser mit externem Resonator

Diodenlaser erzeugen Laserstrahlung im Bereich von infrarotem bis ultraviolettem Licht. Wie andere Laser auch, weisen sie einen Pumpmechanismus auf, der durch den angelegten Diodenstrom realisiert wird. Die Diode besteht aus einer p-dotierten und einer n-dotierten Schicht, deren Fermienergien am Kontaktpunkt ausgeglichen sind, wodurch eine Sperrschicht ausgebildet wird. Wird eine Spannung in Durchlassrichtung angelegt, so wird diese so genannte Verarmungszone erneut mit Ladungsträgern besetzt, wobei die Fermi-Energien verschoben werden. Eine aktive Zone wird erzeugt, in der Besetzungsinversion zwischen Valenzband und Leitungsband entstehen kann. Diese Sperrschicht ist das aktive Medium der Laserdiode. Als Resonator dienen die Endflächen der Diode, wobei eine Seite hoch reflektierend ist.

Zur Verbesserung der spektralen Eigenschaften von Laserdioden, können diese mit externen Resonatoren (kurz: *ECDL*) betrieben werden. In Littrow-Anordnung dient ein verstellbares Gitter als zweiter Teil des Resonators (siehe Abbildung 2.1).

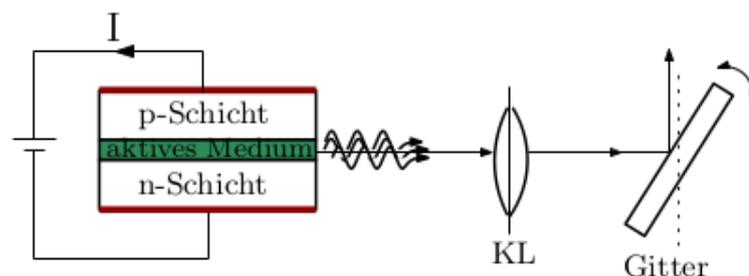


Figure 2.1.: Aufbau einer Laserdiode in Littrowanordnung. Die erzeugte Strahlung wird durch eine Kollimationslinse (KL) auf das Gitter gelenkt.

Das Gitter reflektiert die erste Beugungsordnung zurück in die Diode und koppelt die nullte Beugungsordnung aus. Dadurch werden unerwünschte Nebenmoden unterdrückt und die Linienbreite des Lasers stark verkleinert. Für die selektierten Wellenlängen gilt

$$m \cdot \lambda = 2d \cdot \sin(\alpha) \quad (2.1)$$

wobei m die Beugungsordnung, d die Gitterkonstante λ die Wellenlänge und α den Beugungswinkel angeben.

Welche Eigenschaften weist ein typischer *ECDL* im Bezug auf die Linienbreite und die Ausgangsleistung auf?

2.2. Faraday-Isolator

Um Rückreflexe in den *ECDL* zu vermeiden, wird ein *Faraday-Isolator* eingesetzt. Der Faraday-Isolator besteht aus einem Polarisator, einem um 45° verkippten Analysator und einem Faraday-Rotator, der zwischen Polarisator und Analysator aufgebaut ist (siehe Abbildung 2.2). Faraday-Rotatoren können aufgrund des Faraday-Effekts die Polarisationssebene von linear polarisiertem Licht um einen bestimmten Winkel drehen. Das Medium, durch das das Licht propagiert, muss von einem Magnetfeld durchsetzt sein, welches parallel zur Ausbreitungsrichtung des Lichts steht.

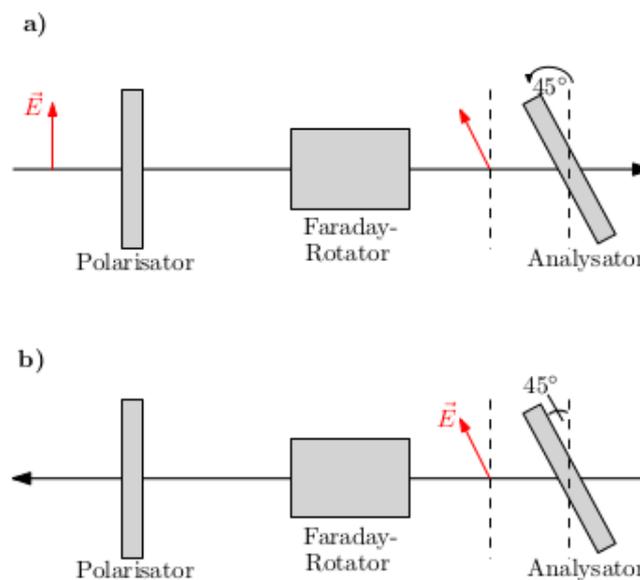


Figure 2.2.: Funktionsweise und Aufbau eines Faraday Isolators. a) gibt den Strahlverlauf in Vorwärtsrichtung an, b) gibt den Strahlverlauf in Rückwärtsrichtung an.

2.3. Faserverstärker

In der Industrie, dem Alltag, sowie in der Forschung werden häufig sehr hohe Laserintensitäten benötigt. Signale bei Datenübertragungen wie z.B. in der Telekommunikation werden mit längeren Übertragungstrecken schwächer, weshalb sie verstärkt werden müssen. In der Forschung, z.B. bei LIDAR (**l**ight **d**etection and **r**anging) Messungen werden ebenfalls sehr hohe Laserleistungen benötigt. Die Ausgangsleistung von Laserdioden sind durch den angelegten Strom begrenzt und erreichen deshalb von alleine nicht die hohen Leistungen (im Bereich von mehreren Watt bis Kilowatt), die gefordert werden.

Um die benötigten Leistung zu erhöhen, werden oft Faserverstärker eingesetzt.

Ein Faserverstärker ist ein optischer Verstärker. In einem optischen Verstärker wird im Medium eine Besetzungsinversion erzeugt. Das zu verstärkende Licht durchquert das Medium und wird durch stimulierte Emission verstärkt.

Als Medium dienen bei Faserverstärkern Elemente der Lanthanoide. Hierzu werden die verwendeten Glasfasern mit diesen Elementen dotiert. In diesem Versuch wird eine Ytterbium-dotierte Glasfaser verwendet.

Das Energieniveauschema von Yb^{3+} weist im Grundzustand und im ersten angeregten Zustand mehrere Stark-Level auf, die für den Pumpübergang relevant sind (siehe Abbildung 2.3).

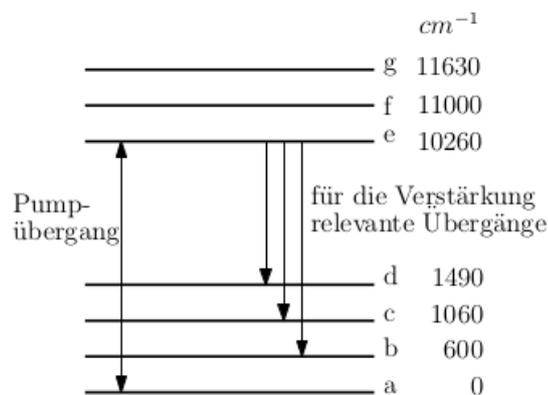


Figure 2.3.: Energieniveauschema von Ytterbium für den Grundzustand, den ersten angeregten Zustand und die jeweiligen Stark-Level.

Das Absorptions- und Emissionsspektrum von Ytterbium ist in Abbildung 2.4 dargestellt.

Die Besetzungsinversion wird durch optisches Pumpen erzeugt. hierzu wird eine Pumplaser verwendet, der bei 976 nm emittiert.

Der eingesetzte *ECDL* wird in diesem Versuch von 1025 nm bis 1075 nm abgestimmt.

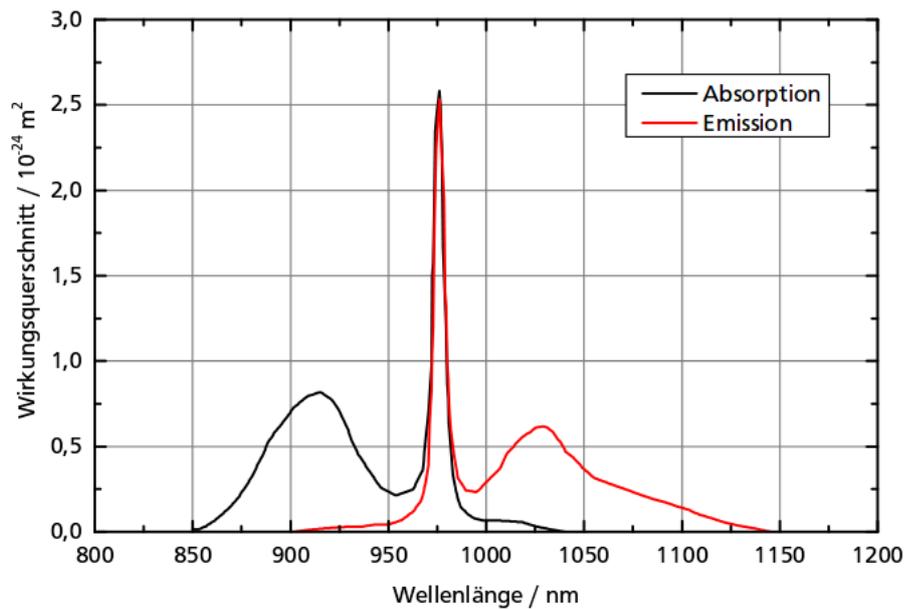


Figure 2.4.: Absorptions- (schwarz) und Emissionswirkungsquerschnitt (rot) von Ytterbium.

Die Glasfaser besteht aus einem mit Ytterbium dotierten Kern und einem Mantel. Zusätzlich weist sie so genannte Stress-Elemente auf, die durch mechanische Spannung Doppelbrechung erzeugen und eine Polarisationserhaltung im Faserkern ermöglichen. Um den ersten Mantel ist ein weiterer zweiter Mantel angebracht. Dadurch wird ein zweiter Lichtwellenleiter hinzugefügt.

Für die Faserverstärkung wird der Pumplaser in den Fasermantel gekoppelt. Das Pumplicht durchdringt dann auch den Faserkern, wo es von den Ytterbiumteilchen absorbiert wird. Der *Seed*-Laser wird in den Faserkern gekoppelt und löst bei den angeregten Yb-Ionen stimulierte Emission aus, wodurch der *Seed*-Laser verstärkt wird.

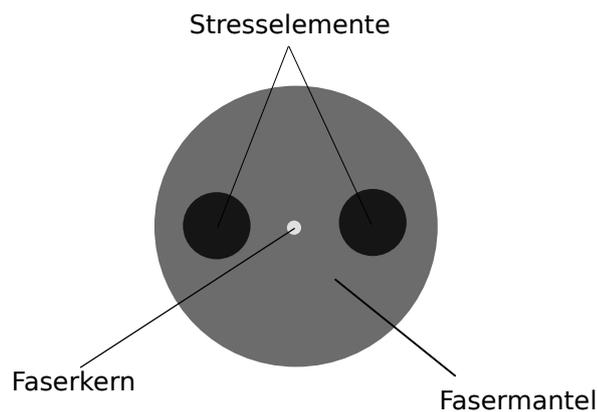


Figure 2.5.: Aufbau der Ytterbium-Verstärkerfaser

Der Aufbau der Faser ist in Abbildung 2.5 zu sehen.

Obwohl die Verstärkerfaser keinen Resonator aufweist, können spontan emittierte Photonen in der Faser trotzdem verstärkt werden. Dieser Effekt wird *ASE* (amplified spontaneous emission) genannt.

Erklären Sie das Laserprinzip und identifizieren Sie die essentiellen Komponenten eines Lasers bei Diodenlasern/*ECDLs* und bei Faserverstärkern. Was fällt Ihnen auf? Wie unterscheiden sich optische Verstärker von Lasern?

2.4. Gitterspektrometer

Gitterspektrometer stellen einfache Möglichkeiten dar, um optische Spektren aufzunehmen. Das einfallende Licht wird durch eine Linse fokussiert und lokal über einen Spalt eingeschränkt. Ein rotierendes Gitter spaltet das Licht über Beugung spektral auf und eine Fotodiode detektiert die verschiedenen Wellenlängen. Die Intensität der einzelnen Wellenlängen und der Verlauf des Spektrums kann z.B. über einen Computer graphisch dargestellt werden (siehe Abbildung 2.6).



Figure 2.6.: Aufbau des im Versuch eingesetzten Gitterspektrometers.

Oft fasst die Auswertungssoftware mehrere Wellenlängen in einem so genannten Kanal zusammen. Die angegebene Intensität besteht dann aus der Summe der Teilintensitäten. Je mehr Kanäle erzeugt werden, desto genauer können die einzelnen Frequenzanteile aufgelöst werden. Diese Anordnung wird auch als **optischer Spektralanalysator (OSA)** bezeichnet. Das Auflösungsvermögen dieses Verfahrens ist durch das Verhältnis der betrachteten Wellenlänge zu dem Abstand der einzelnen Wellenlängen zueinander bestimmt.

Das Signal ist gaußförmig, wobei das Spektrum von Untergrundstrahlung überlagert wird. Die Halbwertsbreite (FWHM) kann über die Anpassung einer Gaußverteilung an die Daten bestimmt werden. Die Dichtefunktion der Normalverteilung ist gegeben durch

$$f(x) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-\mu}{\sigma} \right)^2}. \quad (2.2)$$

σ ist die Standardabweichung und μ der Erwartungswert. Für die Halbwertsbreite gilt

$$\text{FWHM} = 2 \cdot \sigma \cdot \sqrt{2 \ln 2}. \quad (2.3)$$

Die Auflösungsgrenze eines OSAs liegt für gewöhnlich im Bereich von Gigahertz.

2.5. Fabry-Perot Interferometer (FPI)

Eine Möglichkeit, um die Linienbreite eines Lasers zu messen, lässt sich durch Fabry-Perot Interferometer realisieren. Der eintreffende Laserstrahl wird zwischen zwei konfokalen Spiegeln reflektiert, sodass sich die im Resonator befindlichen Strahlen gegenseitig überlagern (Überhöhung). Erfüllen diese Strahlen die Interferenzbedingung

$$2d \cos(\alpha) = m\lambda \quad (2.4)$$

mit der Wellenlänge des Lichts λ , dem Spiegelabstand d , der Beugungsordnung m und dem Einfallswinkel α der Strahlen, so verlassen sie das FPI als Interferenzmaxima, andernfalls löschen sie sich durch destruktive Interferenz gegenseitig aus. Durch einen an einem der Spiegel angebrachten Piezoaktuator kann die von dem Spiegelabstand abhängige Interferenzbedingung verändert werden, sodass sie für andere Wellenlängen erfüllt ist.

Wird eine Sägezahnspannung an den Piezoaktor angelegt, so kann das Wellenlängenspektrum des Lasers aufgenommen werden. Die Maxima werden über eine Fotodiode detektiert und sind als Airypeaks über ein Oszilloskop beobachtbar, wobei der Kurvenverlauf durch die Airyfunktion

$$I(x)_T = I_0 \cdot \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \cdot \sin^2\left(\pi \cdot \frac{x-\nu}{l}\right)} + o \quad (2.5)$$

beschrieben wird. I_0 ist die Ausgangsintensität, $I(x)_T$ die transmittierte Intensität, R die Reflektivität der Spiegel, ν die Position des 1. Maximums, l der Abstand zwischen den Maxima und o der Offset.

Der Abstand zwischen den Peaks, der so genannte freie Spektralbereich (FSR), ist bei konfokalen Spiegeln über folgende Formel gegeben

$$\text{FSR} = \frac{c}{4d} \quad (2.6)$$

mit der Lichtgeschwindigkeit c und der Resonatorlänge d . Der FSR des hier eingesetzten FPIs liegt bei 1.5 GHz. Das Oszilloskop liefert das Signal als Funktion der Spannung, die proportional zur Intensität des Lasers ist, über der Zeit. Der angegebene FSR dient zur Kalibrierung der Zeitachse und zur Umrechnung in den Frequenzraum. Bei der Herleitung der Formel wird davon ausgegangen, dass der Strahl den Resonator der Länge d gerade vier mal durchläuft und in seinen Eintrittspunkt reflektiert wird (siehe Abbildung 2.7).

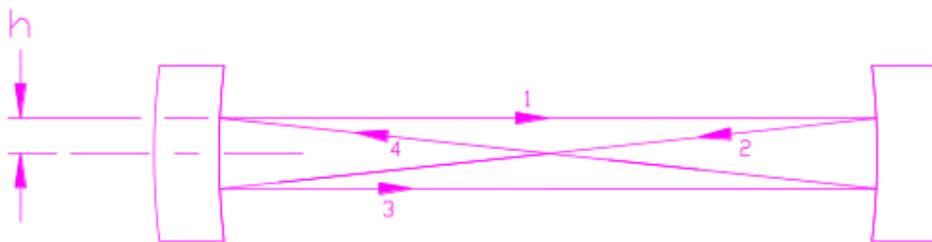


Figure 2.7.: Strahlengang des *scanning-FPI* mit konfokalen Spiegeln: der Strahl propagiert näherungsweise vier mal durch den Resonator der Länge d .

Trifft der Strahl parallel zur optischen Achse in einer beliebigen Höhe h in den Resonator ein, so ist diese Bedingung erfüllt. Trifft der Strahl auf der optischen Achse in das FPI, so durchläuft er eine Strecke von $2R$, woraus ein doppelter freier Spektralbereich resultiert.

Die Güte des FPIs wird durch die Finesse F der Peaks beschrieben, die genähert werden kann über

$$F = \frac{\pi \cdot \sqrt{R}}{(1 - R)} . \quad (2.7)$$

Sie beschreibt die Fähigkeit des FPIs, nahe aneinander gelegene Peaks noch auflösen zu können, und ist von der Reflektivität der Spiegel abhängig. Die Reflektivität kann über die Airy-Funktion bestimmt werden. Aus dem Quotient aus freiem Spektralbereich und der Finesse lässt sich dann die Linienbreite des Lasers bestimmen. Es gilt

$$\Delta \nu = \frac{FSR}{F} . \quad (2.8)$$

Das Auflösungsvermögen eines FPI liegt typischerweise im Megahertzbereich.

2.6. Selbst-heterodyne Messmethode

Um Laser mit sehr niedrigen Linienbreiten vermessen zu können, benötigt man eine weitere Messmethode, die Auflösungen im Kilohertzbereich ermöglicht. Es existieren drei ähnliche Messverfahren, die alle darauf beruhen, dass zwei Lichtfelder überlagert werden und die Schwebungsfrequenz der beiden Felder bestimmt wird. Man unterscheidet zwischen der selbst-homodynen, der heterodynen und der selbst-heterodynen (**delayed self-heterodyne**, DSHT) Messmethode, wobei hier nur auf die DSHT-Methode eingegangen wird. Informieren Sie sich kurz über den Aufbau und die Unterschiede der selbst-homodynen Messmethode und der heterodynen Messmethode.

Bei der *DSHT*-Methode wird der Strahl eines einzelnen Lasers mithilfe eines Strahlteilerwürfels aufgespalten, ein Teilstrahl wird durch einen akusto-optischen Modulator (AOM) um eine feste Frequenz f verschoben und der andere Teilstrahl wird durch eine lange Glasfaser um eine feste Zeit τ zeitverzögert (siehe Abbildung 2.8).

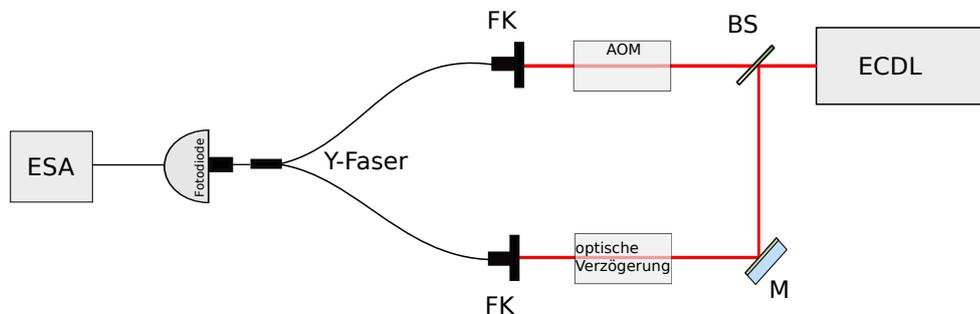


Figure 2.8.: Strahlengang im DSHT-Aufbau; zu sehen sind u.A. Strahlteiler (BS), Spiegel (M), AOM, optische Verzögerung, Faserkoppler (FK) und Y-Faser, sowie das ESA

Da nur ein Laser für die Messung eingesetzt wird, zentriert sich das Schwebungssignal um die Verschiebungsfrequenz des Modulators. Das Signal wird mithilfe einer Fotodiode detektiert, mit einem ESA ausgewertet und z.B. über einen Computer dargestellt. Die Verzögerungsstrecke wird benötigt, um eine Korrelation der beiden getrennten Lichtfelder auszuschließen. Da ein *ECDL* eine Kohärenzlänge von einigen Kilometern aufweist, wird eine relativ lange Verzögerungsstrecke benötigt. Das eingesetzte ESA kann keine Daten aufnehmen, die um den Nullpunkt der Frequenzachse zentriert sind. Deshalb verschiebt der AOM das Spektrum um eine fest definierte Frequenz und ermöglicht so eine genau Datenaufnahme. Die Schwebungsspektren hängen stark von der Verzögerungsstrecke ab und können grob in zwei Fälle unterteilt werden.

Ist die Verzögerungsstrecke lang im Vergleich zu der Kohärenzlänge des Lasers, so kann eine Korrelation zwischen den beiden Teilstrahlen ausgeschlossen werden. Das Signal weist ein so genanntes Voigt-Profil auf (siehe Abbildung 2.9 und Gleichung 2.12).

Das Voigt-Profil entsteht durch die Faltung aus einem Gauß-Profil, welches durch die spontane Emission des Lasers entsteht, und einem Lorentz-Profil, welches durch weißes Rauschen an der Laserdiode zustande kommt (siehe Kapitel 2.8).

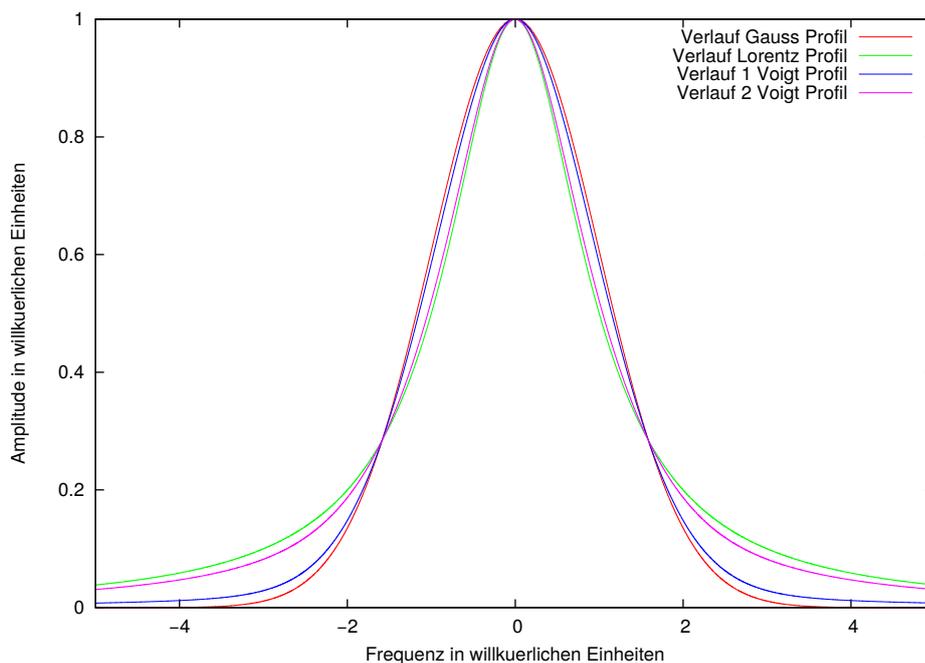


Figure 2.9.: Funktionenverlauf eines Gauß Profils, eines Lorentz Profils und zweier Voigt Profile: Profil 1 setzt sich aus 80% Gauß Profil und aus 20% Lorentz Profil zusammen, wohingegen Profil 2 aus den umgekehrten Anteilen besteht

Ist die Verzögerungsstrecke im Vergleich zu der Kohärenzlänge des Lasers relativ kurz, so sind die Lichtfelder der beiden Teilstrahlen immer noch korreliert und das resultierende Spektrum weist periodische Strukturen auf, die um ein Maximum mit Deltapeak zentriert sind. Abbildung 2.10 zeigt das theoretische Schwebungssignal für verschiedene Verzögerungszeiten.

Für kurze Verzögerungen sind die periodischen Strukturen gut zu sehen. Je länger die Verzögerung wird, desto stärker wird die Modulationstiefe der einzelnen Nebenmaxima vermindert, bis ein Voigt-Peak entsteht.

Die jeweiligen Anteile des Gauß-Profiles, respektive des Lorentz-Profiles an dem Gesamtspektrum werden maßgeblich durch die verschiedenen Rauschtypen beeinflusst, denen der ECDL unterliegt (siehe Kapitel 2.8). Wertet man die Spektren wie in Kapitel 2.9 beschrieben aus, so können die jeweiligen Anteile der einzelnen Rauschtypen und deren Linienbreiten an der Gesamtlinienbreite ermittelt werden. Dadurch kann der Ursprung des Rauschens bestimmt und vermindert werden (siehe Kapitel 2.8).

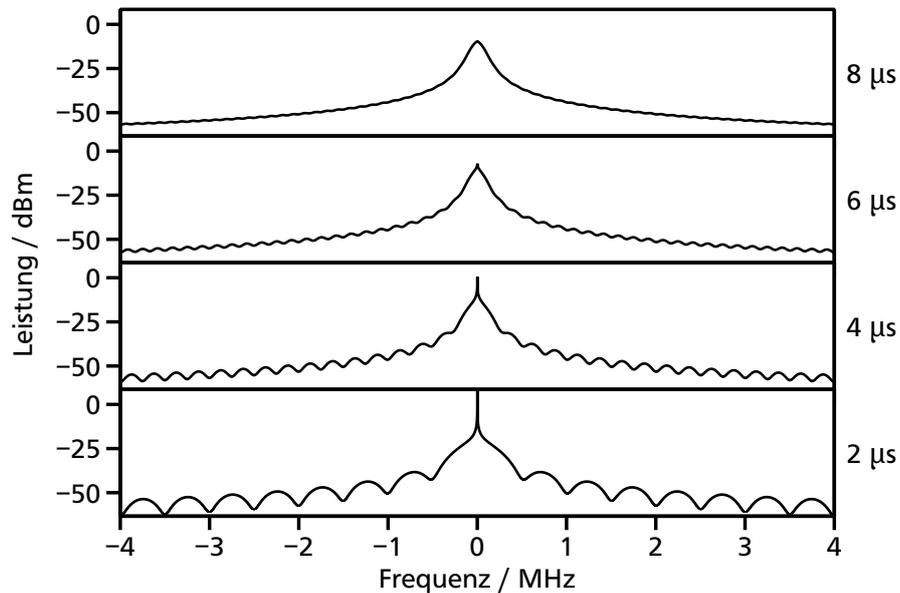


Figure 2.10.: Errechnete Schwebungsspektren für verschiedene Verzögerungszeiten.

2.7. Akusto-optischer Modulator

Um die benötigte Frequenzverschiebung für das DSHT-Verfahren zu erzeugen, wird ein AOM eingesetzt. Akusto-optische Modulatoren sind in der modernen Optik allgegenwärtige Bauelemente der Laserphysik geworden. Sie ermöglichen eine einfache und effiziente Modulation des einfallenden Laserstrahls in seiner Frequenz, Intensität und Richtung. Ihre Anwendungsgebiete erstrecken sich von Lasershows über die Telekommunikation bis hin zu der Erzeugung von Laserpulsen. Die gewünschte Modulation wird durch die Wechselwirkung zwischen einer einfallenden optischen Welle und einer durch einen piezoelektrischen Aktuator generierten Schallwelle erzeugt. Der Piezoaktuator verformt sich durch eine angelegte elektrische Spannung und erzeugt so Dichteschwankungen in dem Kristall des AOMs. Diese Dichteschwankungen können als Schallwelle betrachtet werden. Für die einfallende Lichtwelle, deren Wellenlänge um ein Vielfaches kleiner ist, stellt die Schallwelle ein Gitter im Braggregime dar. Dadurch kann die Welle gebeugt werden und interferieren. Ein Teil des Strahls wird gebeugt und dadurch abgelenkt, wohingegen ein anderer Teil des Strahls ungehindert transmittiert. Die Beugungseffizienz ist von der Amplitude der Schallwelle, respektive der Amplitude der Modulationsspannung abhängig. Die Bragg-Bedingung lautet für die Lichtwelle mit Wellenlänge λ_L :

$$\sin(\theta) = \frac{\lambda_L}{2\lambda_S} \quad (2.9)$$

mit der Schallwellenlänge λ_s und dem Beugungswinkel θ . Aufgrund des Dopplereffektes wird die Frequenz des einfallenden Laserstrahls genau um die Frequenz der durch den Piezoaktuator erzeugten Schallwelle verschoben. Für die neue Frequenz gilt:

$$f'_L = f_L \pm f_s \quad (2.10)$$

Der Effekt der Frequenzverschiebung lässt sich über das Teilchenmodell erklären, indem die Schallwelle als Phononenbewegung betrachtet wird. Werden Phononen während des inelastischen Stoßes zwischen Photonen und Phononen vernichtet, so wird die Frequenz des Lasers erhöht. Die Frequenz der Photonen wird vermindert, wenn Phononen erzeugt werden.

2.8. Stromrauschen

Um eine möglichst kleine Linienbreite des Lasers zu erzeugen, ist es wichtig, mögliche Einflussfaktoren auf die Linienbreite zu kennen. Halbleiterdiodenlaser werden deshalb u.A. strom- und temperaturstabilisiert, wodurch die Linienbreite auf einige Megahertz bzw. bis in den Kilohertzbereich gesenkt werden kann. Zusätzlich wirken verschiedene Rauschfaktoren auf die Linienbreite des Lasers. Das so genannte weiße Rauschen, welches durch thermische Elektronenbewegungen im p-n-Übergang der Laserdiode erzeugt wird, weist eine relativ konstante Frequenzabhängigkeit auf, sodass die Leistungsdichte auf einem gewissen Intervall ansatzweise gleich bleibt. Wird weißes Rauschen auf die Diodenspannung moduliert, so verbreitert sich das Spektrum und nimmt verstärkt ein lorentzförmiges Profil an. Abbildung 2.11 zeigt das Spektrum für weißes Rauschen.

Rosa Rauschen, welches u.A. durch fluktuierende elektrische Widerstände erzeugt wird, zeigt eine $\frac{1}{f}$ -Abhängigkeit und flacht somit für hohe Frequenzen ab. Zusätzlich wird die Form des Spektrums bei steigendem Anteil des rosa Rauschens gaußförmiger. Lange Glasfasern verstärken diesen Effekt. Die Verzögerungsfaser wirkt wie ein Hochpass, was dafür sorgt, dass bei längeren Fasern ein größerer Teil des rosa Rauschens im Spektrum zu beobachten ist. Dieser Effekt lässt sich in den Signalen des DSHT-Verfahrens beobachten d.h. je nach Faserlänge verändert sich das Aussehen des Voigt-Profiles des Lasers. Abbildung 2.12 zeigt das Spektrum für rosa Rauschen.

Rotes Rauschen, dessen Ursache in Molekularbewegung liegt, folgt einer $\frac{1}{f^2}$ -Abhängigkeit und kann als integriertes weißes Rauschen aufgefasst werden. Abbildung 2.13 zeigt das Spektrum für rotes Rauschen.

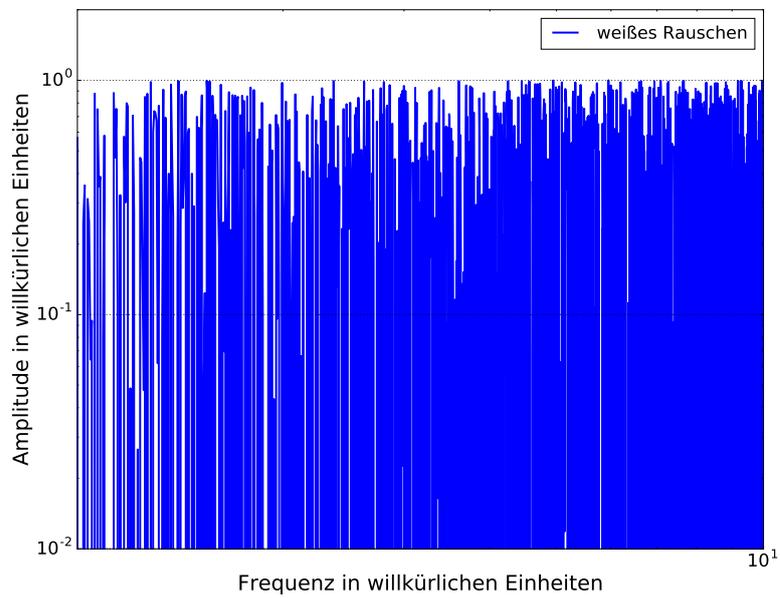


Figure 2.11.: Spektrum für weißes Rauschen. Die Intensität bleibt für alle Frequenzen konstant.

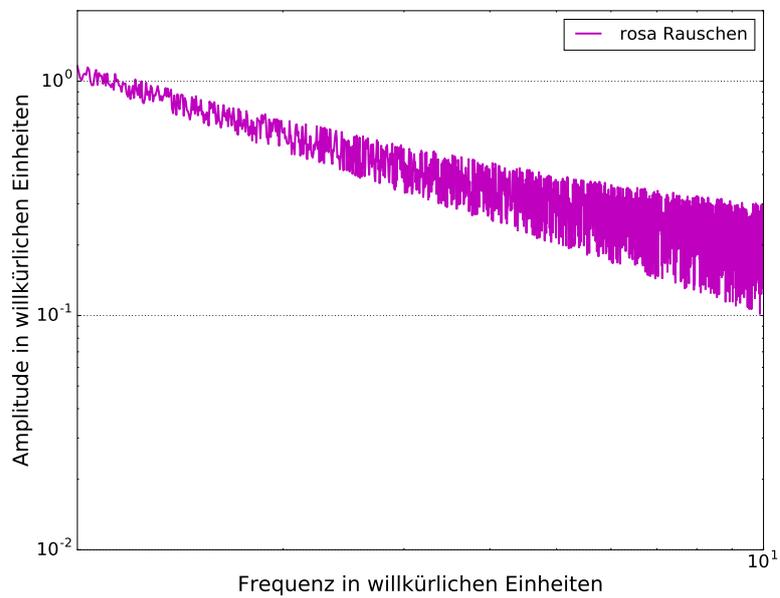


Figure 2.12.: Spektrum für rosa Rauschen. Die Intensität fällt mit $\frac{1}{f}$ ab.

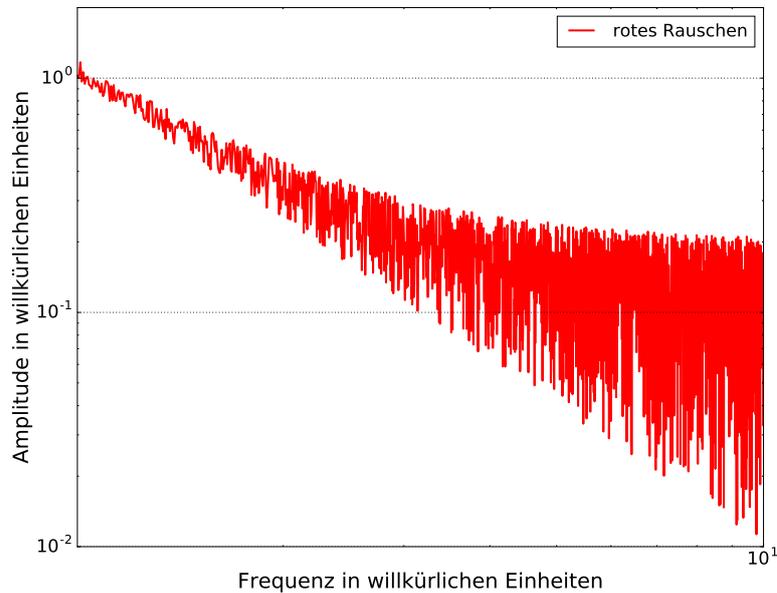


Figure 2.13.: Spektrum für rotes Rauschen. Die Intensität fällt mit $\frac{1}{f^2}$ ab.

2.9. Kurvenauswertung

Die Ergebnisse dieses Versuchs müssen teilweise durch komplexe Fitroutinen ausgewertet werden. Dazu stehen Ihnen in den jeweiligen Aufgaben Fitalgorithmen zur Verfügung, sodass Sie die Daten auswerten können. Die während des Versuchs durchzuführenden Fits beziehen sich auf die Auswertung der Schwingungssignale.

Für lange Verzögerungsstrecken bzw. kurze Kohärenzlängen des Lasers, können die Daten über einen Fit an das Voigt-Profil ausgewertet werden (Aufgabe 3.11 und 3.12). Die Gauß-Funktion ist in 2.2 definiert und die Lorentz-Funktion ist über die folgende Funktionsvorschrift gegeben

$$L(x) = \frac{\gamma}{\pi(x^2 + \gamma^2)} \quad (2.11)$$

γ ist die halbe Halbwertsbreite des Lorentzprofils. Das Voigt-Profil ergibt sich dann durch

$$V(x) = (G * L)(x) = \int G(\tau)L(x - \tau) d\tau \quad (2.12)$$

Das Voigtprofil entsteht durch eine Faltung der Gauss-Funktion und der Lorentz-Funktion. Diese Faltung lässt sich mit den meisten kostenlosen Fitprogrammen nicht oder nur sehr schwer durchführen. Ein von Benjamin Rein in Labview geschriebener Fitalgorithmus führt diese Faltung durch. Zunächst werden mithilfe eines evolutionären Algorithmus geeignete Startparameter für die gefaltete Voigt-Funktion gesucht. Diese Startparameter werden dann an eine Levenberg-Marquardt-Fitroutine übergeben, die dann die Parameter des Voigt-Profiles ermittelt. Da der Levenberg-Marquardt-Algorithmus sehr stark von den vorgegebenen Startparametern abhängt, erleichtert der evolutionäre Algorithmus die Auswertung. Das Programm führt sowohl einen linearen, als auch einen logarithmischen Voigt-Fit aus und stellt beide Ergebnisse graphisch dar. Zusätzlich werden auch die Anteile der einzelnen Linienbreiten des Gauß- und des Lorentz-Profiles zu der Gesamtliniensbreite in den Ergebnisse ausgegeben.

Darüber hinaus existieren viele unterschiedliche Versionen von so genannten Pseudo-Voigt-Funktionen, die die Faltung des Voigt-Profiles mehr oder weniger genau ersetzen. In diesem Versuch passen Sie eine Pseudo-Voigt-Funktion an die Daten an. Die hier genutzte Funktion weicht kaum von der echten Voigt-Funktion ab und wird durch die folgende Gleichung beschrieben

$$V_p(x) = \eta \cdot L(x) + (1 - \eta) \cdot G(x) \quad 0 < \eta < 1 \quad (2.13)$$

η gibt die Anteile der beiden Funktionen im Gesamtprofil an. Die Lorentz- und Gauß-Funktionen werden wie zuvor definiert.

Da das Schwebungssignal nicht normiert ist und nicht im Ursprung liegt, muss die Funktion noch um eine variable Amplitude A , eine variable Verschiebung auf der y-Achse (*Offset*) o und eine durch den AOM erzeugte Frequenzverschiebung x_0 erweitert werden.

Die Daten werden durch das ESA logarithmisch aufgenommen. Deshalb ergeben sich zwei Möglichkeiten für die Auswertung. Entweder werden die Daten linearisiert, oder die Fit-Funktion wird logarithmiert. Das Logarithmieren der Funktion erweist sich als einfacher, weshalb die endgültige Fitfunktion des Pseudo-Voigt-Profiles folgende Form aufweist

$$V_p(x) = A \cdot \log \left[\frac{\eta \cdot \gamma}{\pi ((x - x_0)^2 + \gamma^2)} + \frac{(1 - \eta)}{\sigma \sqrt{2\pi}} \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{x - x_0}{\sigma} \right)^2 \right] \right] + o \quad (2.14)$$

Die Anpassung der einzelnen Gauss- und Lorentz-Funktion an die Daten muss ebenfalls logarithmisch mit Offset und Amplitude erfolgen. Das Schwebungssignal, das bei kurzen Verzögerungszeiten, bzw. bei großen Kohärenzlängen entsteht, wird durch ein von Thorsten Führer geschriebenes Labview Programm ausgewertet (Aufgabe 3.10). Um das optische Spektrum $S(\omega)$ des Schwebungssignals zu bestimmen, werden verschiedene theoretische Konstrukte benötigt.

Das optische Spektrum wird über das Wiener-Chintschin-Theorem mit der Autokorrelationsfunktion $\Gamma(\tau)$ des elektrischen Feldes durch eine Fouriertransformation verknüpft.

$$S(\omega) = \mathcal{F}(\Gamma(\tau)) \quad (2.15)$$

Die Autokorrelationsfunktion kann über die mittlere quadratische Abweichung der Phasenänderung des elektrischen Feldes bestimmt werden.

$$\Gamma(\tau) = \exp\left(-\frac{1}{2}\langle\Delta\Phi^2(\tau)\rangle\right) \quad (2.16)$$

Für die mittlere quadratische Abweichung gilt allgemein

$$\langle\Delta\Phi^2(\tau)\rangle = \frac{4}{\pi} \int_0^\infty \sin^2\left(\frac{\omega'\tau}{2}\right) \cdot S_{\dot{\Phi}}(\omega') \cdot \frac{1}{\omega'^2} d\omega' \quad (2.17)$$

$S_{\dot{\Phi}}(\omega)$ ist die Leistungsdichte der Frequenzfluktuationen.

Nimmt man an, dass nur weißes Rauschen vorliegt, so gilt $S_{\dot{\Phi}}(\omega)=k_0$ mit k_0 =konstant. Damit ergibt sich für die Autokorrelationsfunktion für weißes Rauschen

$$\Gamma(\tau) = \exp\left(-\frac{k_0|\tau|}{2}\right) \quad (2.18)$$

Daraus folgt für das optische Spektrum nach Fouriertransformation die folgende Funktion

$$S(\omega) = \frac{k_0}{(\omega - \omega_0)^2 + \frac{k_0^2}{4}} \quad (2.19)$$

Dies entspricht der Lorentzfunktion (siehe Kapitel 2.8). Abbildung 2.14 zeigt die theoretisch Schwingungsspektren für rein weißes, rein rosa und rein rotes Rauschen. Die unterschiedlichen Rauschtypen wirken sich sehr stark auf das Aussehen des Hauptmaximums, sowie des Deltapeaks aus.

Betrachtet man nun die DSHT-Methode, so muss ein weiterer \sin^2 Term für die Verzögerungszeit τ_0 hinzugefügt werden.

$$\langle\Delta\Phi^2(\tau)\rangle = \frac{8}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sin^2\left(\frac{\omega'\tau}{2}\right) \cdot \sin^2\left(\frac{\omega'\tau_0}{2}\right) S_{\dot{\Phi}}(\omega') \cdot \frac{1}{\omega'^2} d\omega' \quad (2.20)$$

Für mehrere Rauschtypen gilt für die spektrale Leistungsdichte $S_{\dot{\Phi}}(\omega)=k_0 + \frac{k_1}{\omega} + \frac{k_2}{\omega^2}$, wobei k_1 ein Gewichtungsfaktor für das rosa Rauschen und k_2 ein Gewichtungsfaktor für das rote Rauschen angeben.

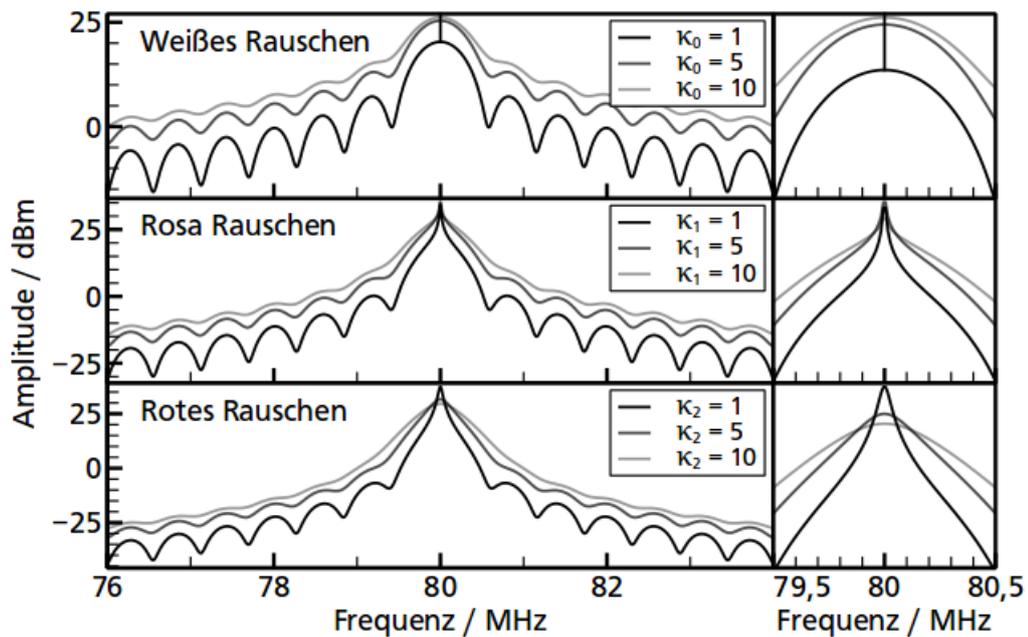


Figure 2.14.: Errechnete Schwebungsspektren der verschiedenen Rauschtypen für unterschiedliche Gewichtungparameter k_i . Im linken Teil der Graphik sind die gesamten Spektren dargestellt, auf der rechten Seite vergrößert die Hauptmaxima mit den Einflüssen der unterschiedlichen Rauschtypen auf die Delta-Spitzen.

$\langle \Delta\Phi^2(\tau) \rangle$ lässt sich dann als Summe der drei Integrale für die jeweiligen Rauschanteile beschreiben. Die Integrale für rosa und rotes Rauschen können allerdings nicht mehr analytisch ausgewertet werden.

Für die Autokorrelationsfunktion ergibt sich dann die folgende Gleichung

$$\Gamma(\tau) = \Gamma_{\text{weiß}}(\tau) \cdot \Gamma_{\text{rosa}}(\tau) \cdot \Gamma_{\text{rot}}(\tau) \quad (2.21)$$

Die zu den einzelnen Rauschtypen gehörigen Graphen sind in Abbildung 2.14 dargestellt.

Die Autokorrelation für die DSHT-Methode muss noch um einen Faktor α für das Amplitudenverhältnis zwischen den beiden Verzweigungen und einen weiteren Faktor Ω für die Frequenzverschiebung durch den AOM erweitert werden.

$$\Gamma_{\text{DSHT}} = E_0^4 \left[(1 + \alpha^2)^2 + 2\alpha^2 \cos(\Omega\tau) \cdot \Gamma(\tau) \right] \quad (2.22)$$

Die Fotodiode misst das Signal der Autokorrelationsfunktion, die durch das ESA fouriertransformiert wird.

Der evolutionäre Fitalgorithmus durchläuft diesen Vorgang rückwärts. Überlegen Sie sich ungefähr, wie dies abläuft und machen Sie sich das Vorgehen anhand der eben vorgestellten Herleitung klar. Die Auswertung für lange Kohärenzlängen sollten sie in den Grundlagen verstanden haben, Sie müssen das Vorgehen aber nicht im Detail mit allen Formeln wiedergeben können. Für kurze Kohärenzlängen sollten Sie alle drei hier genannten Auswertungsverfahren kennen, erklären und anwenden können.

2.10. Versuchsaufbau

2.10.1. Aufbau des Seed-Lasers und der Faserverstärkung

Der gesamte Aufbau ist in Abbildung 2.15 zu sehen und wird im folgenden Abschnitt genauer erklärt.

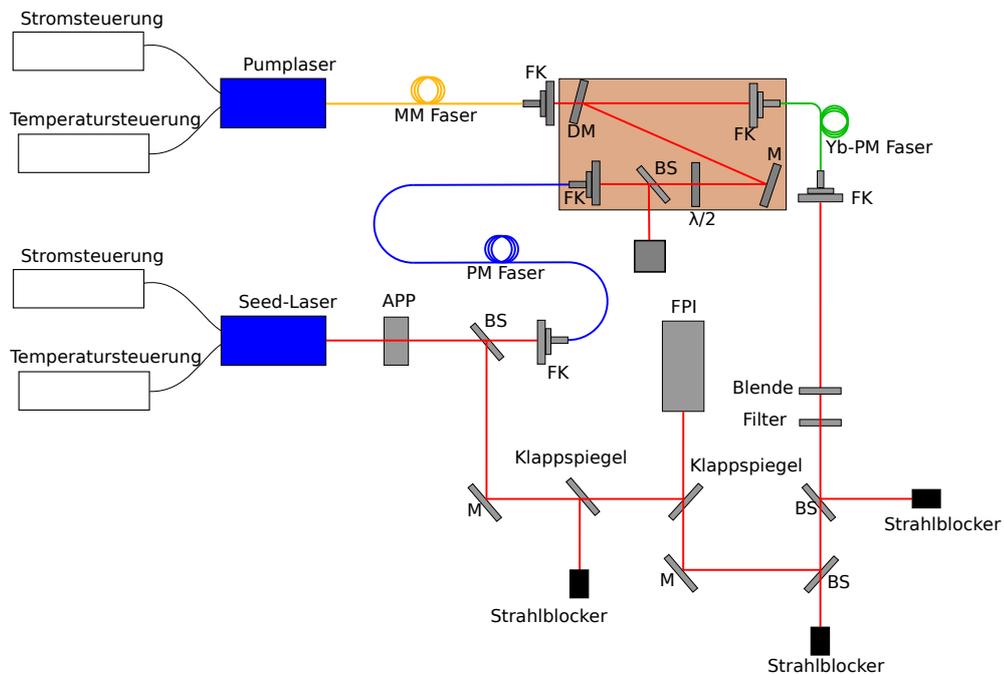


Figure 2.15.: Schematischer Aufbau des Verstärkersystems. APP: anamorphes Prismenpaar, BS: Beamsampler, M: Mirror, FK: Faserkoppler, PM Faser: polarisationserhaltende Faser, DM: *dichroide Mirror*, SM Faser: *singlemode Faser*, MM Faser: *multimode Faser*.

Als Seedlaser dient ein kommerzieller ECDL. Innerhalb des ECDL-Gehäuses befindet sich ein doppelter Faradayisolator. Außerhalb des Gehäuses ist ein anamorphes Prismenpaar (APP) angebracht, welches den elliptischen Strahlenverlauf des Diodenlasers an ein Gaußprofil annähert. Durch einen um 45° geneigten Strahlteiler werden 5% des Lichts für spektroskopische Untersuchungen zur Verfügung gestellt. 95% des Strahls werden über einen Faserhalter und eine Linse in eine polarisationserhaltende Transportfaser

eingekoppelt und auf einer Bank mit dem Pump Laser überlagert. Auf der Bank befindet sich hinter dem *Seed*-Auskoppler ein weiterer Strahlteiler, der ca. 4% des Strahls in eine Fotodiode reflektieren kann, in der die Einkopplungseffizienz des Lasers geprüft werden kann.

Der transmittierte Teil trifft zunächst auf eine $\frac{\lambda}{2}$ -Platte und wird von dort über einen in vertikaler Ebene leicht geneigten Spiegel auf einen weiteren in vertikaler Ebene leicht geneigten dichroitischen Spiegel geleitet, der das *Seed*-Licht zu 99,9% reflektiert und das von hinten eingestrahlte Pumplicht zu 96% transmittiert. *Seed*- und Pumpstrahlung werden dann gemeinsam über einen weiteren Faserkoppler in die 3 m lange Verstärkerfaser eingekoppelt. Die in dem Versuch eingesetzte Faser ist mit Ytterbium dotiert. Das *Seed*-Licht wird mit ca. 75% Einkoppeleffizienz in den Kern der Yb-Faser eingekoppelt, wobei das Pumplicht möglichst gut in den Mantel eingekoppelt wird. Ein weiterer Koppler am anderen Ende der Faser emittiert das Licht kollimiert. Anschließend passiert das Licht einen Langpassfilter, um nicht absorbiertes Pumplicht bei den folgenden Messungen ausschließen zu können. Ein zusätzlicher Strahlteiler kann das faserverstärkte *Seed*-Licht mithilfe eines Beamwalks in das FPI für spektroskopische Untersuchungen einkoppeln. 5% der Strahlintensität werden reflektiert in das FPI geleitet, wobei 95% transmittiert werden. Da das transmittierte Licht nicht weiter genutzt wird, wird ein Strahlblocker hinter dem Strahlteiler angebracht. Die Pumpdiode wird ebenfalls strom- und temperaturstabilisiert und kann durch die Stromsteuerung in der Intensität verstellt werden. Sie wird bei einer Wellenlänge von 976 nm betrieben, und ist direkt auf einen Kühlkörper montiert. Warum wird die Pumpdiode bei 976 nm betrieben? Achten Sie besonders auf die Pumpdiode, da diese bereits durch Berührung und die dadurch erzeugte Potentialdifferenz beschädigt werden kann.

2.10.2. DSHT-Aufbau

Der gesamte Aufbau ist in Abbildung 2.16 zu sehen und wird im folgenden Abschnitt genauer erklärt.

Zunächst wird das faserverstärkte Licht durch ein *cage-system* in eine Transportfaser eingekoppelt. Am anderen Ende der Faser wird das Licht in den DSHT-Aufbau ausgekoppelt. Ein 50/50 unpolarisierter Strahlteilerwürfel leitet den reflektierten Strahl auf einen weiteren Faserkoppler, der das Licht in eine Transportfaser einkoppelt. Die Transportfaser ist über einen Faser-Faserkoppler an eine 350 m lange Verzögerungsfaser gebunden, durch die das Licht verzögert wird. Die Verzögerungsfaser wird über einen zweiten Faser-Faser-Koppler an die Eingangsseite einer X-Faser gebunden. Der transmittierte Strahl wird durch einen AOM um 80 MHz frequenzverschoben. Der AOM ist an einen 5-Wegeversteller befestigt, wodurch er in allen drei Raumrichtungen verstellt werden kann.

Hinter dem AOM ist eine Lochblende angebracht, sodass nur die +1. respektive -1. Beugungsordnung transmittiert wird. Diese wird dann durch einen weiteren Faserkoppler in eine Transportfaser gekoppelt. Die Transportfaser wird über einen Faser-Faser-Koppler an den Eingang der X-Faser gebunden. Ein Ausgang der X-Faser ist direkt fasergekoppelt an eine schnelle Fotodiode angeschlossen, die das Spektrum aufnimmt.

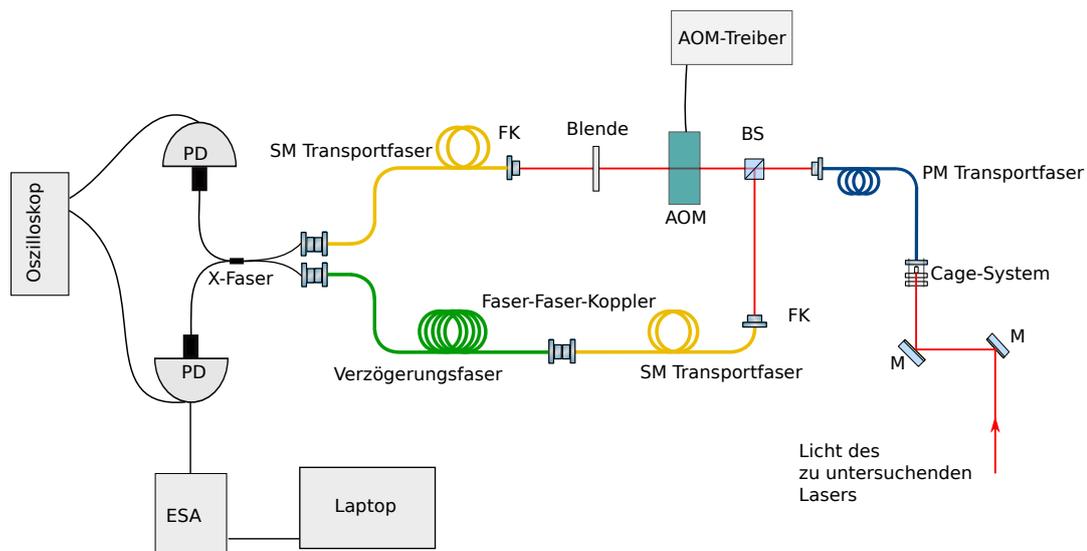


Figure 2.16.: Schematischer Aufbau des DSHT-Messverfahrens. M: Spiegel (Mirror), BS: *Beamsampler*, FK: Faserkoppler, AOM: Akusto-optischer Modulator, PM Faser: polarisationserhaltende Faser, SM: *singlemode* Faser

Die schnelle Fotodiode ist an einen elektrischen Spektralanalysator (ESA) und ein Oszilloskop angeschlossen. Das Oszilloskop zeigt die derzeitige optische Leistung an, die an der Fotodiode anliegt. Das ESA wertet das von der Fotodiode erzeugte Spannungssignal aus und ein Laptop stellt das detektierte Spektrum graphisch dar.

Der zweite Ausgang der X-Faser kann dazu genutzt werden, um mit einer weiteren Fotodiode die Intensität des Strahls vor und während des Experiments zu überprüfen und damit eine Sättigung der schnellen Fotodiode zu vermeiden.

Das faserverstärkte Licht wird durch ein *Cage-System* in den Aufbau eingekoppelt. Das *Cage-System* besteht aus einer Halterung für das Stangensystem, einer plankonvexen Linse und einem Faserhalter. Dazu wird ein *Beamwalk* durch einen Strahlteiler und einen Spiegel, die jeweils um 45° in vertikaler Ebene gedreht sind, realisiert, der den Strahl in der x-Ebene und y-Ebene verschieben und verkippen kann. Zunächst wurden zwei Spiegel für den *Beamwalk* verwendet, da der ECDL aber durch Rückreflexe an der Faseroberfläche instabil wird, wurde möglichst viel Leistung an dem Strahlteiler ausgekoppelt. Hinter dem Strahlteiler wird ein Strahlblocker angebracht, um den transmittierten Strahl zu blocken. Für die DSHT-Messung der unverstärkten ECDL-Strahlung wird ein *Collimation-Package* aufgebaut, welches zwischen die beiden Spiegel des *Beamwalk* vor dem FPI gestellt wird. Ein *Collimation-Package* besteht ebenfalls aus einer Linse und einem Faserhalter, wobei der Abstand zwischen Linse und Halter fest vorgegeben ist. Das Licht wird für beide Einkoppler über eine Transportfaser zu dem eigentlichen Aufbau transportiert.

3. Aufgabenstellungen

Für die Aufgaben in diesem Versuch steht Ihnen ein Computer zur Verfügung, der zur Datenaufnahme genutzt wird. Sie benötigen einen **USB-Stick**, um die aufgenommenen Daten zu sichern. Die handschriftlich protokollierten Daten müssen mit der Ausarbeitung abgegeben werden. Achten Sie während des gesamten Versuches auf den **sorgfältigen Umgang** mit optischen Instrumenten und den frei liegenden Fasern.

3.1. Aufgabe 1: Das Lasersystem

Machen Sie sich zunächst mit dem Strahlengang des *Seed-Lasers (ECDL)* vertraut. An welchen Stellen wird der Strahl aufgeteilt und warum? Identifizieren Sie die einzelnen Komponenten des Faserverstärkers und die jeweiligen Messinstrumente. Blockieren Sie die Ausgangsapertur des *ECDLs* mit Hilfe der roten Blende und machen sich mit der Temperatur- und Stromsteuerung des *ECDLs* vertraut. Warum ist die Laserdiode temperaturstabilisiert? Nehmen Sie im Anschluss den *ECDL* bei einer Ausgangsstromstärke von 90 mA in Betrieb. Die Ausgangsstromstärke der Steuerung ist auf ca. 93 mA beschränkt. Wird diese Grenze überschritten, ertönt ein Warnsignal.

3.2. Aufgabe 2: Charakterisierung des *ECDLs*

Nehmen Sie nun die Leistungskennlinien des *ECDLs* für verschiedene Wellenlängen auf, indem Sie die Ausgangsleistung in Abhängigkeit des Diodenstroms darstellen. Die Kennlinie soll für die Wellenlängen $\lambda_1=1025$ nm, $\lambda_2=1050$ nm, $\lambda_3=1060$ nm und $\lambda_4=1075$ nm aufgenommen werden. Wie können Sie die Wellenlänge des *ECDL* einstellen? Mit Hilfe welchen Messgerätes können Sie die Wellenlänge überprüfen? Die Ausgangsleistung wird mit Hilfe eines Siliziumleistungsmesskopfes gemessen. Dieser wird über USB an den PC angeschlossen. Der Sensor muss auf jede Wellenlänge neu eingestellt werden, um eine exakte Messung zu gewährleisten. Überlegen Sie sich vorher, wie viele Messpunkte Sie aufnehmen möchten und wo diese liegen sollten! Passen Sie an die Datenpunkte eine Ausgleichsgerade an und bestimmen Sie die Laserschwelle, sowie die Steigung der Kennlinie! Welche Aussage lässt sich durch die Steigung der Kennlinie ableiten? Wie erklären Sie sich die unterschiedlichen Laserschwellen bei verschiedenen Wellenlängen?

3.3. Aufgabe 3: Polarisation ohne Faserverstärkung

Stellen Sie nach der Messung die Wellenlänge des *ECDLs* wieder auf 1050 nm ein. Überlegen Sie sich, ob und wie das Licht des *ECDLs* polarisiert ist! Prüfen Sie Ihre Überlegungen mit Hilfe eines Analysators und des Siliziummesskopfes und geben Sie sowohl den maximalen, als auch den minimalen Wert, sowie das Verhältnis der beiden Werte an. Falls das Licht polarisiert ist, in welcher Art und in welcher Richtung?

3.4. Aufgabe 4: Charakterisierung des Faserverstärkers

Machen Sie sich mit der Temperatur- und Stromsteuerung der Pumpdiode vertraut und nehmen Sie beide in Betrieb. Nehmen Sie im Anschluss die Leistungskennlinie des Faserverstärkers in Abhängigkeit des Pumpstroms für die vier zuvor betrachteten Wellenlängen auf. Der Verstärkerstrom darf 1.3 A nicht überschreiten. Überlegen Sie sich vorher, wie viele Messpunkte Sie aufnehmen möchten und wo diese liegen sollten! Nutzen Sie für diese Messung den thermischen Leistungsmesskopf.

Die Einkopplung des *Seed*-Lichts in die erste Transportfaser zur Verstärkerbank muss nach jeder Wellenlängenänderung überprüft und nachgebessert werden. Der Beamsampler auf der Verstärkerbank erlaubt die Einkopplung mittels Photodiodenspannung zu überprüfen. Weshalb muss das *Seed*-Licht nachgekoppelt werden? Notieren Sie zu jeder Leistungskennlinie die zur Verfügung stehende Seedleistung! Achten Sie bei der zu erreichenden eingekoppelten Leistung auch auf Ihre Ergebnisse aus Aufgabe 3.2!

3.5. Aufgabe 5: Polarisation mit Faserverstärkung

Überprüfen Sie, ob die Polarisation des verstärkten *Seed*-Lichts nach der Ytterbium-Faser erhalten ist. Nutzen Sie dazu erneut den Analysator und den Leistungssensor. Stellen Sie den Verstärkerstrom auf 0.75 A ein. Ändert der Faserverstärker die Polarisation des *Seed*-Lichts?

3.6. Aufgabe 6: Variable *Seed*-Ströme

Stellen Sie nun die Stromstärke des Pumpasers auf 1.5 A. Betrachten Sie das Spektrum des faserverstärkten Lichts über das Gitterspektrometer und drehen Sie den *Seed*-Strom langsam von 90 mA herunter. Achten Sie auf die Laserschwelle des *ECDLs*! Nehmen Sie für eine Wellenlänge von 1075 nm das Spektrum im Gitterspektrometer bei 90 mA und bei 30 mA *Seed*-Strom auf. Speichern Sie die Daten als *ASCII*-Datei ab.

Was fällt Ihnen auf und wie lassen sich diese Beobachtungen erklären? Führen Sie diese Aufgabe nur unter Aufsicht des Betreuers durch!

3.7. Aufgabe 7: Linienbreite mit dem Gitterspektrometer

Stellen Sie die Wellenlänge des *ECDLs* für diese Aufgabe auf 1050 nm ein und koppeln Sie das Licht wenn nötig nach. Nehmen Sie anschließend mit Hilfe des Gitterspektrometers das Spektrum des *ECDL*-Lichts und des faserverstärkten Lichts auf. Der *ECDL* wird mit 90 mA betrieben, die Pumpdiode mit 0.75 A. Passen Sie eine Gauß-Funktion an das Spektrum an und bestimmen Sie über die angepassten Parameter die Linienbreite des Lasers. Wie unterscheiden sich die Linienbreiten des unverstärkten und des faserverstärkten Lichts? Welche Problematik ergibt sich bei der Linienbreitenbestimmung mithilfe des Gitterspektrometers?

3.8. Aufgabe 8: Linienbreite mit dem FPI

Bestimmen Sie die Linienbreite des *ECDLs* und des faserverstärkten Lichts mit Hilfe des FPIs. Machen Sie sich hierfür zunächst mit der Steuerung des FPI vertraut. Koppeln Sie das Licht jeweils über einen Beamwalk in das FPI ein und optimieren Sie die eingekoppelte Leistung. Passen Sie dann an die aufgenommenen Daten eine Airy-Funktion an. Die angepassten Parameter geben u.A. die Reflektivität der Spiegel an. Durch die Reflektivität können Sie die Finesse des FPIs bestimmen. Der FSR des FPIs beträgt 1.5 GHz. Aus Finesse und FSR kann dann die gemessene Linienbreite bestimmt werden. Vergleichen Sie Ihre Ergebnisse miteinander. Welche Problematik ergibt sich bei dieser Linienbreitenbestimmung mit Hilfe des FPIs?

3.9. Aufgabe 9: Der DSHT-Aufbau

Machen Sie sich mit dem Strahlengang im DSHT-Aufbau vertraut. Welche Funktion erfüllen die einzelnen Komponenten? Nehmen Sie die verschiedenen Messgeräte und Versorgungsgeräte in Betrieb. Die in der schnellen Fotodiode erzeugte Spannung darf bei keiner Messung 400 mV überschreiten! Überprüfen Sie dies immer wieder über das Oszilloskop. Als Frequenzintervall für die folgenden Messungen werden im *ESA* 4 MHz gewählt.

3.10. Aufgabe 10: Linienbreite mit dem DSHT-Aufbau

Koppeln Sie nun das unverstärkte *Seed*-Licht über das *collimation package* in den DSHT-Aufbau ein und nehmen Sie das Schwebungssignal auf. Der *ECDL*-Strom wird auf 90 mA eingestellt. Anschließend wird das faserverstärkte Licht über einen *Beamwalk* und ein *cage system* in den DSHT-Aufbau eingekoppelt. Der Strom der Pumpdiode wird auf 0.9 A gestellt.

Nehmen Sie auch hierfür das Schwebungssignal auf. Werten Sie die beiden Schwebungssignale mit dem vorgegebenen Fitalgorithmus aus und bestimmen Sie die Linienbreiten des Lasers. Bestimmen Sie auch die jeweiligen Anteile an weißem, rosa und rotem Rauschen.

3.11. Aufgabe 11: Externes Rauschen und Linienbreiten I

Schließen Sie den Funktionsgenerator an den ECDL an und stellen Sie Kanal 1 auf ein Rauschsignal mit 5 mV ein. Betrachten Sie das faserverstärkte Schwebungssignal bei ca. 1 A Pumpstrom am Laptop. Nehmen Sie das Schwebungssignal für vier verschiedene Rauschamplituden zwischen 5 mV und 30 mV auf und werten Sie die Daten durch den vorgegebenen Fitalgorithmus aus. Im Funktionsgenerator muss dafür die Option V_{pp} gewählt werden. Dies gibt die *peak-to-peak* Spannung an. Bestimmen Sie die Linienbreiten und die jeweiligen Rauschanteile und stellen Sie diese Ergebnisse als Graphen dar.

3.12. Aufgabe 12: Externes Rauschen und Linienbreiten II

Nehmen Sie nun vier weitere Schwebungssignale des faserverstärkten Lichts für Rauschamplituden zwischen 100 mV und 300 mV auf. Das Frequenzintervall des ESAs muss hier angepasst werden. Wählen Sie dazu ein Intervall von 20 MHz. Werten Sie die entstandenen Voigt-Funktionen mit dem dafür vorgesehenen Fitalgorithmus aus und bestimmen Sie die Gesamtlinienbreiten, sowie die Anteile der Gauß-Funktion und der Lorentz-Funktion. Stellen Sie diese Ergebnisse als Graph dar. Was können Sie im Hinblick auf die Linienbreiten feststellen? Passen Sie eine einzelne Gauß-Funktion an die Mitte des Voigt-Peaks an, eine Lorentz-Funktion an die Flanken des Voigt-Peaks und bestimmen Sie die Gesamtlinienbreite über die Formel

$$\nu_V = 0.5346 \cdot \nu_L + \sqrt{0.2166 \cdot \nu_L^2 + \nu_G^2} \quad (3.1)$$

wobei gilt: $\nu_L = 2\gamma$ und $\nu_G = 2\sigma \sqrt{2 \ln(2)}$.

Passen Sie zusätzlich das in der Vorbereitung (Kapitel Kurvenauswertung) angegeben Pseudo-Voigt-Profil an die Daten an und bestimmen Sie die Gesamtlinienbreite. Vergleichen Sie die Ergebnisse der einzelnen Auswertungsmethoden miteinander. Wodurch entstehen eventuell auftretende Unterschiede?

3.13. Aufgabe 13: Sinusmodulation

Stellen Sie den Funktionsgenerator auf *Sinus* um und stellen Sie eine Amplitude von 1400 mV ein. Die Frequenz der Sinusmodulation soll zunächst 5 MHz betragen. Betrachten Sie die *Seed*-Spektrum mithilfe des *DSHT*-Aufbaus. Variieren Sie die Frequenz der Sinusmodulation und betrachten Sie die Veränderung. Was können Sie im Bezug auf die Maxima beobachten? Nehmen Sie für 5 MHz das Schwebungssignal mithilfe des *DSHT*-Aufbaus auf und speichern Sie dieses. Stellen Sie anschließend die Sinusfrequenz auf 15 MHz ein und betrachten Sie das Spektrum im *FPI* und im *DSHT*-Aufbau. Die Intervallbreite der Aufnahme am Laptop muss gegebenenfalls angepasst werden. Speichern Sie beide Spektren und vergleichen Sie diese hinsichtlich der Maxima.

Vorbereitung

Der Versuch wird an zwei Tagen durchgeführt. Es wird jeweils eine Vorbesprechung an jedem der beiden Tage stattfinden. Sie werden zur Vorbereitung auf diesen Versuch die doppelte Zeit im Vergleich zu einem eintägigen Versuch einplanen müssen!

Am ersten Versuchstag werden Sie sich hauptsächlich mit dem Laseraufbau befassen. Am zweiten Versuchstag werden Sie sich intensiv mit Laserlinienbreiten und Messverfahren für diese auseinandersetzen. Bereiten Sie sich für den ersten Tag auf die Aufgaben 1-8 und für den zweiten Tag auf die Aufgaben 9-13 vor.

Stichwörter zur Vorbesprechung:

- Laserprinzip, Besetzungsinversion, 2-Niveausystem, 3-Niveausystem, 4-Niveausystem, Diodenlaser, ECDL
- Glasfaser als Lichtwellenleiter, single-mode Faser, Doppelmantelfaser, Polarisationserhaltung
- optischer Verstärker, Ytterbium-dotierter Faserverstärker, Starkaufspaltung
- selbst-heterodyne Messmethode, Linienbreite, Kohärenzlänge, Rauschen
- Levenberg-Marquardt-Algorithmus

Literatur

1. J. Eichler, H.J. Eichler, "Laser - Bauformen, Strahlführung, Anwendungen", 6.Auflage(2006), Springer Verlag
2. D. Meschede, Optik, Licht und Laser, 3.Auflage (2005), Teubner Verlag
3. W. Demtröder, Laserspektroskopie Grundlagen und Techniken, 5.Auflage (2007), Springer Verlag
4. J. Limpert, F. Roser, S. Klingebiel, T. Schreiber, C. Wirth, T. Peschel, R. Eberhardt und A. Tunnermann. The Rising Power of Fiber Lasers and Amplifiers. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics 13 (2007), 537–545.

5. V. Ter-Mikirtychev, Fundamentals of Fiber Lasers and Fiber Amplifiers, 1.Auflage (2014), Springer Verlag