

Aufbau
eines
schmalbandigen
Diodenlasers

Diplomarbeit
im Studiengang Lasertechnik
Fachhochschule Koblenz, RheinAhrCampus Remagen

vorgelegt von
Julia Kemp
geb. am 24.09.1981 in Andernach

durchgeführt am
Institut für Angewandte Physik, Universität Bonn

„Wenn man nicht gegen den Verstand verstößt,
kann man zu überhaupt nichts kommen.“

Albert Einstein (1870 - 1955)

Inhaltsverzeichnis

	Abbildungsverzeichnis.....
	Formelverzeichnis.....
	Einleitung.....	1
1	Grundlagen.....	3
1.1	Diodenlaser.....	3
1.2	Optische Rückkopplung.....	11
1.3	Resonatoren.....	14
2	Experimentelle Untersuchungen.....	19
2.1	Einführung und geschichtlicher Hintergrund.....	19
2.2	Aufbau und Charakterisierung des Diodenlasersystems.....	23
2.2.1	Bestimmung der Laserschwelle.....	24
2.2.2	Regelungen.....	25
2.2.2.1	Elektronische Wellenlängenkontrolle.....	28
2.2.3	Linienbreitenmessung mit frequenzselektivem Element.....	31
2.3	Entwicklung eines Selbst-Heterodyn-Interferometers zur Laserlinienbreitenbestimmung.....	39
2.3.1	Theorie.....	40
2.3.2	Experiment und Ergebnisse.....	43
2.3.2.1	Optische und elektronische Messung des AOM-Peaks.....	46
2.3.3	Diskussion.....	51
2.4	Optische Rückkopplung mit stabilem Resonator.....	53
2.4.1	Aufbau.....	53
2.4.2	Spektralanalyse mit Heterodyn-Interferometer.....	55
2.5	Optische Rückkopplung mit instabilem Resonator.....	58

3 Zusammenfassung und Ausblick.....61

Anhang.....

Anlagenverzeichnis.....

A.1 Übersicht über die Wellenlängen unterschiedlicher Halbleiterlaser
und deren Anwendungen.....

A.2 Frequenzstabilisierung nach Pound, Drever und Hall.....

A.3 Frequenzstabilisierung nach Hänsch und Couillaud.....

A.4 Eigenschaften der Antireflex-Beschichtung.....

A.5 Dämpfungseigenschaften der Single-Mode-Faser.....

Quellenverzeichnis.....

Literaturverzeichnis.....

Verzeichnis der Internetquellen.....

Abbildungsverzeichnis

- Abb. 1-1: Entstehung der Verstärkung in einem Halbleiter
- Abb. 1-2: Lasermode einer Laserdiode
- Abb. 1-3: Bauformen von VCSEL-Lasern
- Abb. 1-4: Funktionsprinzip von DBR- und DFB-Lasern
- Abb. 1-5: Faraday-Isolator als Beispiel optischer Isolatoren
- Abb. 1-6: Wirkung der optischen Rückkopplung
- Abb. 1-7: Optische Rückkopplung von einem gefalteten Resonator
- Abb. 1-8: Transmissionsspektrum eines Fabry-Pérot-Interferometers
- Abb. 2-1: Schematische Darstellung eines Rückkopplungsaufbaus nach L. Hollberg
- Abb. 2-2: Schematische Darstellung des Aufbaus von Patrick und Wieman
- Abb. 2-3: Konstruktion eines Diodenlasersystems nach dem Gitterprinzip von Littrow
- Abb. 2-4: Laserschwelle nach Gitteroptimierung (mit Standardabweichung)
- Abb. 2-5: Schematische Darstellung eines Regelkreises
- Abb. 2-6: Charakterisierung des P-Reglers
- Abb. 2-7: Charakterisierung des I-Reglers
- Abb. 2-8: Charakterisierung des PD-Reglers
- Abb. 2-9: Temperaturregelung für Laserdioden
- Abb. 2-10: Charakterisierung des PID-Reglers
- Abb. 2-11: Schema eines Fabry-Pérot-Interferometers zur Spektralanalyse von Laserstrahlung
- Abb. 2-12: Komponenten zum Resonatorbau

- Abb. 2-13: Technische Zeichnung des Fabry-Pérot-Interferometers
- Abb. 2-14: Gaußwelle und Resonatorspiegel
- Abb. 2-15: Charakterisierung des PI-Reglers
- Abb. 2-16: Bestimmung des freien Spektralbereichs
- Abb. 2-17: Amplitudenschwankungen des gelockten Lasers
- Abb. 2-18: Prinzip des Heterodyn-Experimentes zur Linienbreitenbestimmung
- Abb. 2-19: Aufbau zur Strahlkorrektur
- Abb. 2-20: Aufbau des Heterodyn-Interferometers mit Strahlengang
- Abb. 2-21: Akustooptischer Modulator
- Abb. 2-22: Aufnahme des Untergrundspektrums
- Abb. 2-23: Aufnahme des Leistungsspektrums bei Überlagerung von AOM-Pfad und unverzögertem Laserlicht
- Abb.:2-24: Aufnahme des elektronischen Signals am AOM-Eingang
- Abb. 2-25: Störsignale
- Abb. 2-26: Aufbau mit Rückkopplung von einem V-Resonator
- Abb. 2-27: Spektrale Leistungsverteilung ohne Rückkopplung
- Abb. 2-28: Spektrale Leistungsverteilung mit Rückkopplung
- Abb. 2-29: Aufbau mit Rückkopplung von einem Planspiegelresonator

Formelverzeichnis

- (1.3.1) Transmittierte Feldamplitude des Resonators
- (1.3.2) Transmittierte Intensität des Resonators
- (1.3.3) Resonanzfrequenzen des Resonators
- (1.3.4) Transmittierte Intensität bei halber Transmissionslinienbreite des Resonators
- (1.3.5) Finesse des Resonators
- (1.3.6) Linienbreite des Resonators
- (1.3.7) Photonenlebensdauer im Resonator
- (1.3.8) Zerfallsrate der Feldamplitude im Resonator
- (1.3.9) Zahl der Reflexionen bis zum Photonenverlust im Resonator
- (1.3.10) Feldamplitude im Resonator
- (1.3.11) Intensität im Resonator
- (1.3.12) Reflektierte Feldamplitude im Resonator
- (1.3.13) Intensität des reflektierten Feldes im Resonator
- (1.3.14) Phase des reflektierten Feldes im Resonator
- (2.2.1) Wellenfrontradien und Spiegelkrümmung
- (2.2.2) Spiegelpositionen und Krümmungsradien
- (2.2.3) Ausdruck der Wellenparameter durch Resonatorkenngrößen
- (2.2.4) Ausdruck der Wellenparameter durch Resonatorkenngrößen
- (2.2.5) Effektiver Modenabstand im konfokalen Resonator
- (2.2.6) Linienbreite

- (2.3.1) Elektrisches Feld am Detektorort
- (2.3.2) Autokorrelationsfunktion
- (2.3.3) Weiterführung der Autokorrelationsfunktion
- (2.3.4) Spektrum für lange Verzögerungszeiten
- (2.3.5) Halbwertsbreite der spektralen Intensitätsverteilung
- (2.3.6) Halbwertsbreite und Schawlow-Townes Linienbreite
- (2.3.7) Formfaktor zur Berücksichtigung spontaner Emissionen
- (2.3.8) Verzögerungszeit
- (2.3.9) Auflösungsgrenze
- (2.5.1) Finesse des Planspiegelresonators
- (2.5.2) Umlaufverluste

Einleitung

Die Diplomarbeit wurde in der Zeit vom 07. Januar bis zum 07. Juli 2010 am Institut für Angewandte Physik der Universität zu Bonn in der Arbeitsgruppe Laserphysik unter Prof. Dr. Dieter Meschede angefertigt.

Ziel der Arbeit ist es, ein hollbergstabilisiertes Diodenlasersystem zu generieren, das an einen externen Resonator hoher Finesse gekoppelt ist und die Eigenschaften dieses Systems zu untersuchen. Dazu werden Systeme zur optischen Rückkopplung in unterschiedlichen Konfigurationen aufgebaut und charakterisiert. Die ursprüngliche Idee basiert auf Forschungsergebnissen von L. Hollberg, die er 1987 erstmals präsentierte [Dah87]. Zusätzlich werden verschiedene Verfahren zur elektronischen Stabilisierung des Lasers auf den externen Resonator erörtert (Kap. 2.1 und Kap. 3).

Ein weiterer Schwerpunkt der Arbeit liegt in der Bestimmung der Linienbreiten der aufgebauten Systeme, wobei unterschiedliche Verfahren diskutiert werden (Kap. 2.2.3 und Kap. 2.3). Besondere Aufmerksamkeit wird dabei der Bestimmung der Linienbreite mit einem Heterodyn-Interferometer geschenkt, wobei auch der theoretische Hintergrund ausführlich behandelt wird (Kap. 2.3.1).

Das Thema wurde von Herrn Prof. Dr. Dieter Meschede gestellt, welcher das Projekt vor Ort leitete und betreute.

Von Seiten der Fachhochschule Koblenz, RheinAhrCampus Remagen übernahmen Herr Prof. Dr. Peter Kohns und Frau Prof. Dr. Barbara Kessler die Betreuung der Diplomarbeit.

Licht – genauer gesagt elektromagnetische Strahlung – bestimmt durch Anwendungen der klassischen Optik und Quantenoptik nicht nur unsere Alltagswelt, es ist auch ein unentbehrliches Forschungswerkzeug in nahezu allen Bereichen der Naturwissenschaften. Heute beherrschen vor allem Quantenphänomene, Laser sowie Synchrotronstrahlungsquellen und Röntgenlaser den Forscheralltag in der Welt des Lichts.

Die Wahl eines geeigneten Lasersystems hängt zunehmend nicht nur von seinen physikalischen Eigenschaften, sondern auch von der Wirtschaftlichkeit des Systems ab. Diodenlaser weisen nicht nur geringe Anschaffungskosten, sondern auch sehr geringe Betriebskosten auf, weshalb Diodenlasersysteme besonders ökonomisch sind. Die Wirtschaftlichkeit dieser Systeme hat dazu

geführt, dass Diodenlasersysteme kontinuierlich verbessert wurden, um ihre Anwendungsbereiche zu vergrößern. Mit zunehmender Auswahl an Frequenzbereichen, leistungsfähigen Dioden und Verfahren zur Linienbreitenreduktion stellen auch die Diodenlaser einen immer größer werdenden Anteil in den Forschungslaboren.

Das Institut für Angewandte Physik (IAP) der Universität Bonn beschäftigt sich mit Grundlagenforschung auf dem Gebiet der Angewandten Physik.. Die Arbeitsgruppe Meschede des IAP teilt sich in Forschungsgruppen folgender Gebiete auf: Quanteninformation, Quantentransport, Bose-Bose-Mischungen und Nichtlineare Optik mit ultradünnen Fasern. Besonders in der Quanteninformationsgruppe um Dr. Wolfgang Alt und Dr. Artur Widera besteht großes Interesse an der Entwicklung eines Diodenlasers, der den Vorteil von Gitterrückkopplung (modensprungfreier Betrieb) und den Vorteil eines zusätzlichen externen Resonators (Schmalbandigkeit) kombiniert.

Dieser Gruppe, besonders Wolfgang, Tobias und René, gilt mein besonderer Dank für hervorragende Betreuung vor Ort. Ganz besonders bedanken möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Dieter Meschede, der diese Arbeit möglich gemacht hat. Herrn Dr. Dietmar Haubrich und Herrn Prof. Dr. Peter Kohns danke ich für hilfreiche Anregungen und Tipps bezüglich optischer Rückkopplung. Weiterhin gilt mein Dank Dr. Frank Vewinger, Dr. Ulrich Vogl und Anne Saß von der Arbeitsgruppe Quantenoptik unter Prof. Dr. Martin Weitz für jede Menge geduldige Hilfestellungen bezüglich des Faserinterferometers und Michael Sieghart für die Zusammenarbeit und gute Stimmung im Labor.

Abschließend möchte ich meinen Eltern und meiner Schwester danken, die mich nicht nur finanziell, sondern auch moralisch immer unterstützt und mir den Rücken gestärkt haben.

1 Grundlagen

1.1 Diodenlaser

Ein Diodenlaser ist ein aus einer oder mehreren Laserdioden bestehender, elektrisch gepumpter Halbleiterlaser.

Die von der Laserdiode emittierte Wellenlänge wird von der Wahl des Halbleitermaterials bestimmt und liegt typischerweise im nahinfraroten (NIR-) Bereich. Es werden jedoch auch rot, blau, grün und ultraviolett strahlende Laserdioden hergestellt.

Gebäuchliche Materialien für Halbleiterlaser sind:

- GaAs (Galliumarsenid)
- AlGaAs (Aluminiumgalliumarsenid)
- GaP (Galliumphosphid)
- InGaP (Indiumgalliumphosphid)
- GaN (Galliumnitrid)
- InGaAs (Indiumgalliumarsenid)
- GaInNAs (Galliumindiumarsenidnitrid)
- InP (Indiumphosphid)
- GaInP (Galliumindiumphosphid)

Funktion

Eine Laserdiode ist ein Halbleiter-Bauteil, das jedoch im Gegensatz zur Leuchtdiode (LED) Laserstrahlung erzeugt. Dazu wird ein stark dotierter p-n-Übergang bei hohen Stromdichten betrieben. Bei der n-Dotierung werden frei bewegliche negative Ladungen eingebracht, bei der p-Dotierung handelt es sich um Einbringung von frei beweglichen positiven Lücken, die auch Loch oder Defektelektronen genannt werden. Durch Rekombination von Elektronen und Löchern am Übergang zwischen n- und p-dotiertem Bereich entsteht die Emission von Licht. Der optische Resonator wird durch teilreflektierende Endflächen des Bauelements gebildet. In ihm kann sich eine stehende Lichtwelle ausbilden. Sobald Besetzungsinversion vorliegt, wird die stimulierte Emission zum Hauptstrahlungsprozess und die Laserdiode emittiert Laserstrahlung.

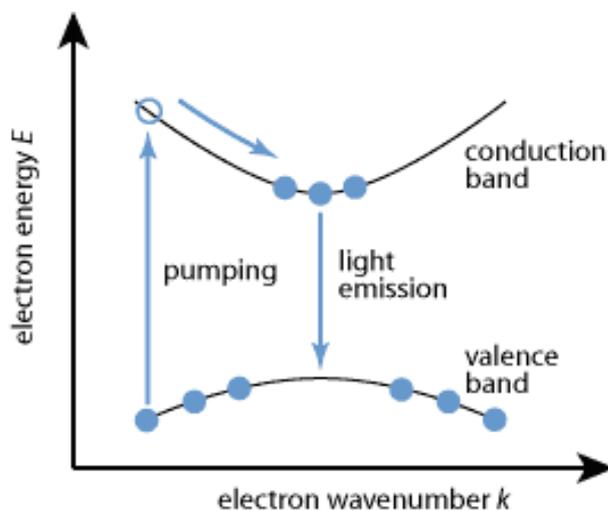


Abb. 1-1: *Entstehung der Verstärkung in einem Halbleiter.* [rps10]

Die Besetzungsinversion wird durch elektrisches Pumpen erreicht, wodurch Elektronen in einen angeregten Zustand im Leitungsband (engl. conduction band) gelangen, von wo aus sie schnell in den Grundzustand des Leitungsbandes fallen. Zur selben Zeit bewegen sich die im Valenzband (engl. valence band) generierten Löcher nach oben und können mit den Elektronen rekombinieren. Beim elektrischen Pumpen sorgt ein Gleichstrom in Diodendurchlassrichtung für

ununterbrochenen Nachschub von Elektronen und Löchern. Man bezeichnet den Pumpstrom, bei dem der Laserbetrieb einsetzt, auch als Laserschwelle oder Schwellenstrom I_{th} (engl. threshold).

Aufbau

Die meisten Laserdioden sind Kantenstrahler. Das Licht verlässt den Halbleiterkristall oberflächennah an dessen Bruchkante quer zum Stromfluss. Bei Emissionen im infraroten Wellenlängenbereich wird bis zu über 50% der elektrischen Energie in Strahlung umgewandelt. Der restliche Teil erwärmt den Kristall. Um einer Zerstörung durch zu hohe Temperaturen vorzubeugen, werden Laserdioden zur Kühlung auf einer Metalloberfläche befestigt.

Ein Einzelemitter ist ca. 0,1mm hoch, 0,5 bis 2mm lang und 0,5 bis 1mm breit, wobei die aktive Zone weniger als $1\mu\text{m}$ hoch ist.

Abb. 1-2 erläutert die Entstehung der Lasermode einer Laserdiode. Unter Laseroszillation bildet sich eine Lichtwelle, die aus einer longitudinalen und einer transversalen Mode besteht. Die longitudinale Mode zeigt die Lage der Welle in z-Richtung. Die Lage der Lichtwelle senkrecht zur longitudinalen Mode wird durch die transversale Mode ausgedrückt. Die transversale Mode wird unterteilt in eine zur aktiven Schicht („active layer“) senkrechten („perpendicular transverse mode“) und parallelen Anteil („parallel transverse mode“). Durch die unterschiedlichen Anteile der transversalen Mode in x- und y-Richtung kommt es zu einem elliptisch geformten Strahlprofil.

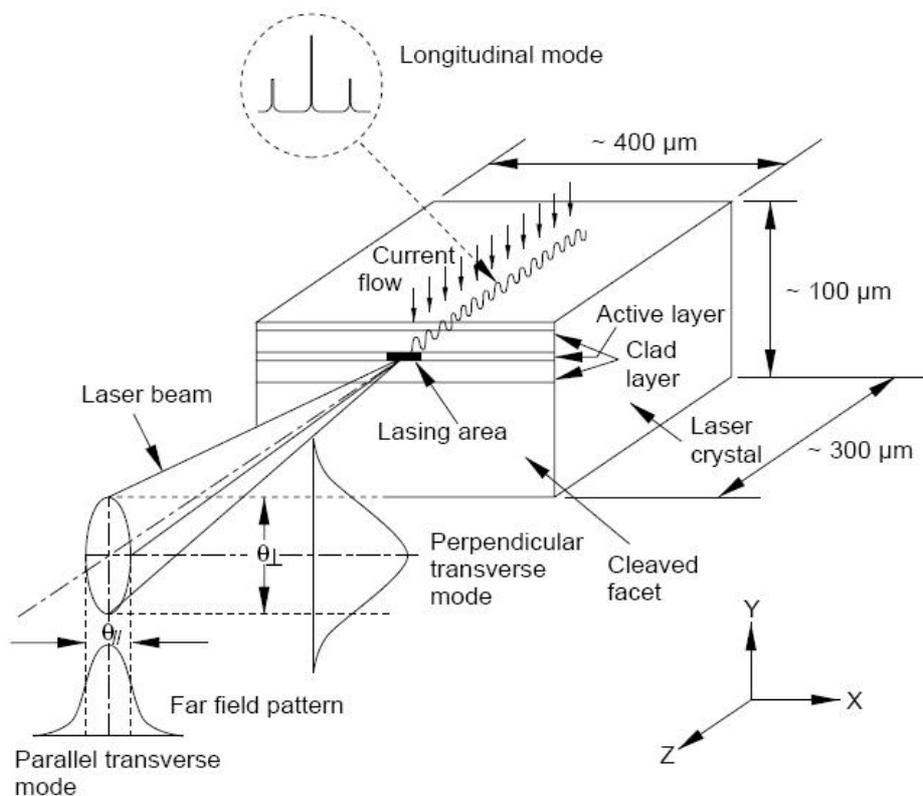


Abb. 1-2: *Lasermode einer Laserdiode.* [dat10]

Um eine höhere Strahlungsleistung zu erreichen, werden oft mehrere Laserdioden elektrisch und optisch zusammengefasst. Man verwendet Barren (engl. bar), die auf einem streifenförmigen Chip mehrere Einzelemitter umfassen und elektrisch parallel betrieben werden. Durch eine solche Zusammenfassung lässt sich eine höhere Gesamtleistung erzielen. Aufgrund des gemeinsamen Fertigungsprozesses verhalten sich die 10 bis 25 Einzelemitter eines Barren elektrisch gleich und können parallel wie eine größere Diode betrieben werden. Bei Strömen bis über 80A werden damit Leistungen bis über 100W im nahinfraroten Bereich erreicht. Solche Diodenlaser, die auch als Submount bezeichnet werden, werden beim Schweißen, Löten und zum Pumpen von Festkörperlaser eingesetzt.

Sogenannte Stapel (engl. stacks), die aus mehreren elektrisch in Reihe geschalteten Barren zusammengesetzt werden und daraus gefertigte Diodenlaser erreichen Leistungen bis in den kW-

Bereich. Aufgrund der hohen Pack- und Leistungsflussdichte müssen die hierbei eingesetzten Submounts durch Mikrokanal-Wärmesenken mit Wasser gekühlt werden.

Eine weitere Leistungssteigerung erreicht man durch Ausnutzung verschiedener Wellenlängen und Polarisierungen mehrerer Stapel. Durch dichroitische und polarisationsabhängige Spiegel kann die Strahlung mehrerer Stapel theoretisch ohne Qualitäts- und Leistungsverlust ineinander gespiegelt werden. Dadurch erhält man Laserstrahlquellen mit mehreren kW Leistung bei relativ hohem Wirkungsgrad (20 bis 30%). Solche hohen Leistungen werden bei der Materialbearbeitung verwendet.

Vertikal strahlende Laserdioden (sog. VCSEL, engl. Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser) haben im Vergleich zu Kantenemittern eine bessere Strahlqualität, jedoch geringere Leistungen. In Abb. 1-3 ist ein beispielhaftes Konzept eines VCSEL dargestellt.

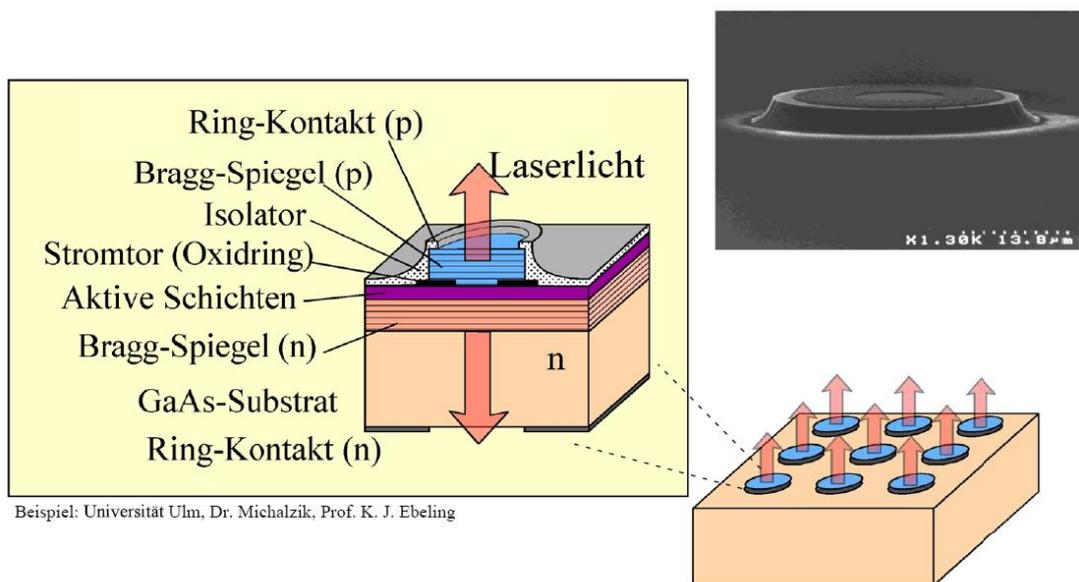


Abb. 1-3: Bauformen von VCSEL-Lasern. [Mes05]

Je nach Diodyentyp beträgt die emittierte Lichtleistung einige hundert μW bis über 10W pro Einzelemitter. Hierzu ist ein Strom von ca. $0,1$ bis 12A pro Emitter und eine Spannung von $1,8$ bis $2,2\text{V}$ (bei IR-Laserdioden) erforderlich. Diese Leistungen lassen sich durch gepulsten Betrieb mit Modulationsfrequenzen von bis zu 10GHz noch steigern.

Laserdioden können sowohl im Single-Mode-Betrieb (nur eine Schwingungsmode) als auch im Multi-Mode-Betrieb (Laserlicht mehrerer verschiedener Schwingungsmoden gleichzeitig) arbeiten. Ist für eine Anwendung Single-Mode-Betrieb notwendig, so kann dies durch Strukturierung des Halbleitermaterials geschehen wie bei DBR- (engl. Distributed Bragg Reflector) und DFB- (engl. Distributed Feedback)-Laserdioden oder durch einen zusätzlichen externen Resonator (ECDL, engl. External Cavity Diode Laser). Wenn selektiv eine bestimmte Lichtfrequenz bevorzugt zurückgekoppelt wird, kann dadurch die Wellenlänge festgelegt werden. Wegen der geringen Linienbreite und der guten Verstimmbarekeit werden ECDL bevorzugt in der Spektroskopie eingesetzt.

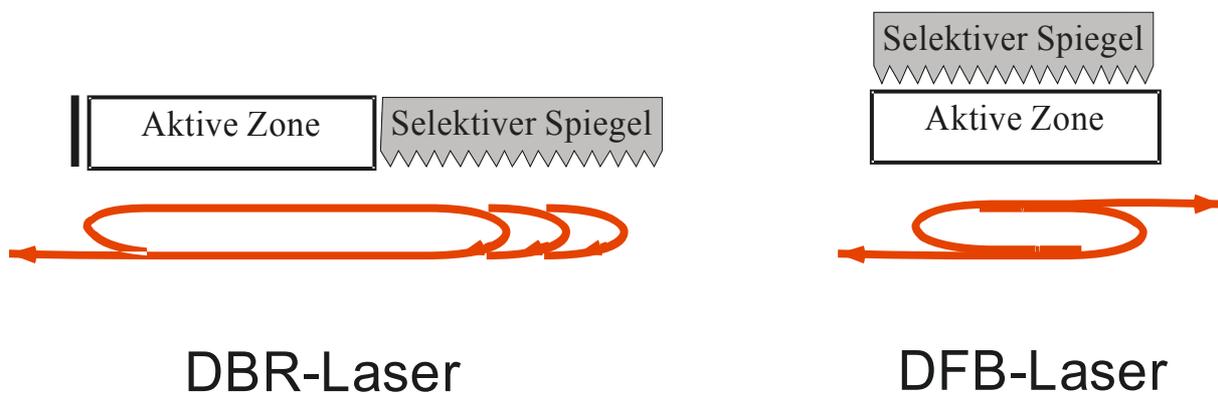


Abb. 1-4: Funktionsprinzip von DBR- und DFB-Lasern. [Mes05]

Im sogenannten Littrow-Aufbau wird der Austrittsstrahl zunächst kollimiert und trifft dann auf ein Beugungsgitter mit hoher Strichzahl. Die erste Beugungsordnung wird in die Diode zurückreflektiert, während die nullte Beugungsordnung als Nutzstrahl ausgekoppelt wird. Die Facette (Bruchfläche) der Diode bildet zusammen mit dem Gitter den Resonator. Durch Gitterdrehung (z.B. mit einem Piezo-Aktor) kann die Laserwellenlänge verstimmt werden.

Im Littmann-Aufbau wird die erste Beugungsordnung nicht in die Diode zurückreflektiert. Sie trifft auf einen Spiegel, der das Licht über das Gitter zurückreflektiert. In diesem Aufbau wird der Laser durch Drehung des Spiegels verstimmt. Diese komplexere Anordnung besitzt den Vorteil, dass ein Schwenk des ausgekoppelten Strahles bei Verstimmung des Lasers vermieden wird.

Der optische Resonator kann sich wie bei anderen Lasern auch über die Länge des aktiven Halbleiters hinaus erstrecken. Aufgrund der Strahldivergenz (Abb. 1-2) sollte die Länge jedoch gering sein.

Die Laserbedingung bleibt trotz der kurzen Resonatorlänge, die einem ganzzahligen Vielfachen der emittierten Wellenlänge entsprechen muss, immer erfüllt, da die Bandbreite der Verstärkung vergleichsweise sehr groß ist. Außer bei DFB-Lasern schwingen immer mehrere Longitudinalmoden bzw. mehrere diskrete Wellenlängen innerhalb des Verstärkungsbandes an.

Neben der Wahl des Materials hängt die Frequenz des emittierten Lichts noch von der Temperatur, dem Pumpstrom und ggf. der optischen Rückkopplung durch einen externen Resonator ab. Durch Optimierung dieser Parameter kann die Bandbreite des abgestrahlten Lichts Werte unter einem MHz erreichen.

Vorteile

Laserdioden erfordern nur wenig Betriebsaufwand und sind sehr klein.

Eine weitere nützliche Eigenschaft ist ihre hohe Modulationsbandbreite. Durch Strommodulation kann man eine nahezu lineare Änderung der Austrittsleistung erreichen. Dies ist für industrielle Anwendungen besonders interessant. Im Gegensatz zur Industrie ist man in der Forschung meist an einer Frequenzmodulation des Diodenlasers interessiert, was häufig durch Drehen des Gitters eines Littrow-Lasers oder Integration von frequenzselektiven Bauteilen (DFB- und DBR-Lasern) realisiert wird. Bedingt durch die kurze Resonatorlänge und die hohe Bandbreite sind Modulationen bis in den GHz-Bereich möglich.

Im NIR-Bereich sind Diodenlaser die effizientesten Strahlungsquellen und erreichen Wirkungsgrade bis über 50%.

Außerdem bieten Diodenlaser die Möglichkeit der Einkopplung und des Transports der Strahlung in Lichtleitkabeln und ihre sehr hohe Lebensdauer mit teilweise über 30000 Stunden bei geringer Leistungsdegradation von weniger als 1%/1000h bei Betrieb mit Nennstrom.

Nachteile

Ein Nachteil ist die starke Divergenz des nicht kreissymmetrischen Strahls von ca 12 bis 15° (horizontal, engl. slow axis) bzw. 35 bis 40° (vertikal, engl. fast axis). Aus diesem Grund erfolgt fast immer eine Strahlkollimation mit Zylinderlinsen.

Diodenlaser sind kaum geeignet zum Schneiden und nur bedingt geeignet zum Tiefschweißen von Metallen.

Laserdioden, deren Montage auf einer Wärmesenke und die Justage der korrigierenden Mikrooptiken sind nach wie vor ein hoher Kostenfaktor eines Diodenlasersystems.

Die Facette ist gegenüber Verschmutzungen äußerst empfindlich, da im Bereich der aktiven Zone sehr hohe Strahlungsflussdichten bestehen. Dort können sogar zu hohe Stromimpulse bereits ohne Verschmutzung zu optisch induzierten, thermischen Zerstörungen führen. Diese Zerstörungsart wird als COD (engl. Catastrophic Optical Damage) bezeichnet.

Anwendungen

Handelsübliche Halbleiterlaser finden sich im Wellenlängenbereich zwischen 405 und 1625nm. Die Diodenlaser, die im UV-Bereich emittieren, werden bei der Wiedergabe und Beschriftung von Unterhaltungsmedien (Blu-Ray Disc, HD DVD) eingesetzt, während IR-Laserdioden größtenteils zur Datenübertragung in Glasfasernetzen genutzt werden. Weitere Anwendungsgebiete von Halbleiterlasern finden sich im wissenschaftlichen Bereich insbesondere in der Spektroskopie mit durchstimmbaren Laserdioden, in der chemischen Analytik, der Spurenanalyse und der Quantenoptik und in der Drucktechnik zur Belichtung. Die Tabelle in Anlage A1 gibt einen genaueren Überblick über die Anwendungen von Diodenlasern.

die Erzielung hoher Ausgangsleistung von großem Interesse. Meist geschieht dies durch Einsatz eines „Master-Lasers“, dessen kontrolliert kohärentes Lichtfeld in einen „Slave-Laser“ injiziert wird, der in der Regel ungünstigere Kohärenzeigenschaften, aber häufig eine höhere Ausgangsleistung aufweist. Das Feld des „Slave-Lasers“ erhält dadurch die Kohärenzeigenschaften des „Master-Lasers“. Man spricht hier von „Injection Locking.“

Die optische Laserdiodenrückkopplung von optischen Elementen kann analog zum „Injection Locking“ als „Self Injection Locking“ beschrieben werden, indem die Kopplung an ein äußeres Feld gefügt wird:

Dabei muss sowohl die Verzögerungszeit, die das Licht vom Laser zum Streuort und zurück benötigt, als auch der Reflexionskoeffizient des optischen Elements berücksichtigt werden. Der Reflexionskoeffizient des optischen Elements, von dem die Rückkopplung ausgeht, kann selbst frequenzabhängig sein.

Eine genauere Analyse führt zu dem Ergebnis, dass die Frequenz im Gegensatz zum zum „Injection Locking“ kritisch von der Rückkehrphase abhängt:

Am einfachsten lässt sich die optische Rückkopplung graphisch verdeutlichen.

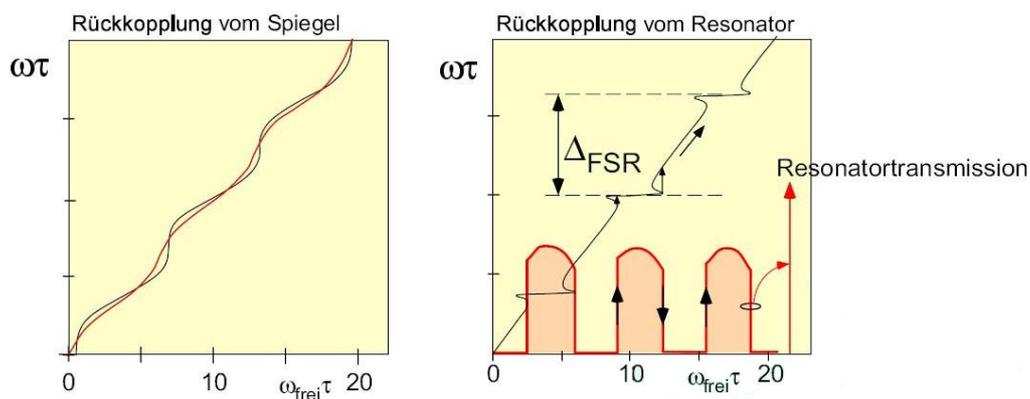


Abb. 1-6: Wirkung der optischen Rückkopplung. Links: Rückkopplung von einem einfachen Spiegel. Rechts: Rückkopplung von einem gefalteten Resonator wie in Abb. 1-7. [Mes05]

In Abb. 1-6 ist die Wirkung von Rückkopplung von einem einfachen Spiegel (links) und einem Fabry-Pérot-Resonator (rechts) auf die Oszillatorfrequenz einer Laserdiode dargestellt. Die rötlich schattierte Kurve rechts im Bild zeigt die erwartete Transmission des Resonators bei positivem Durchfahren der Laserfrequenz. Es wird deutlich, dass Rückreflexionen von akustisch vibrierenden Aufbauten (z.B. von einfachen Spiegeln) immer Frequenzschwankungen hervorrufen müssen.

Ein stabiler Resonator wie in Abb. 1-7 dagegen kann unter geeigneten Bedingungen die Laserfrequenz in die Nähe seiner Eigenfrequenz zwingen und verbessert dadurch die Kohärenzeigenschaften des Lasers. Er wirkt wie ein passives Schwungrad und gleicht die Phasenschwankungen des aktiven Oszillators aus. Die Rückkopplung von einem gefalteten Resonator wie in Abb. 1-7 findet nur im Resonanzfall statt. [Mes05]

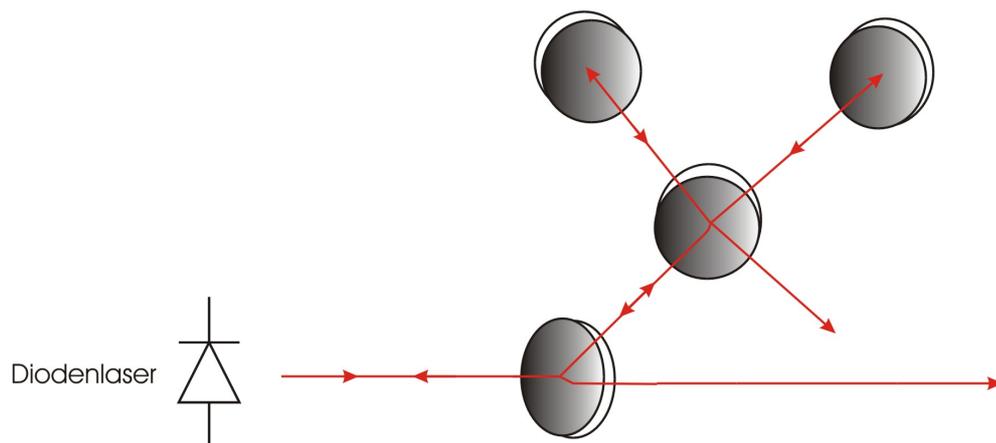


Abb. 1-7: *Optische Rückkopplung von einem gefalteten Resonator.*

1.3 Resonatoren

Das Herzstück des Aufbaus zur optischen Rückkopplung ist in der Regel ein externer Resonator aus zwei oder mehreren Spiegeln, dessen Eigenschaften die Güte der Rückkopplung maßgeblich beeinflussen.

Anhand eines Fabry-Pérot-Resonators (FP) mit ebenen Spiegeln, die parallel zueinander stehen, lassen sich die meisten Resonatoreigenschaften beschreiben [Stie07].

Wenn Licht senkrecht auf einen Spiegel eines FP fällt, so wird ein Teil der Intensität reflektiert und ein Teil transmittiert. So wird das Licht viele Male hin- und her reflektiert, wobei bei jeder Reflexion ein Teil des Lichtes den Resonator verlässt. Ein Lichtstrahl mit der Wellenzahl $k = \omega/c$ erfährt bei jedem Umlauf eine Phasenverschiebung um $\delta = 2Lk$. Im Resonator interferieren Wellen mit gleicher Frequenz, aber unterschiedlicher Phase.

In realen Resonatoren müssen zusätzliche Verluste in den Spiegeln durch Streuung oder Absorption berücksichtigt werden.

Transmission des Resonators

Für zwei Spiegel mit verschiedenen Transmissions- (T_1, T_2) und Reflexionskoeffizienten (R_1, R_2) ist die transmittierte Feldamplitude durch

$$E_{trans} = E_{ein} (T + T R e^{i\delta} + T R^2 e^{2i\delta} + \dots) = E_{ein} \frac{T}{1 - R e^{i\delta}} \quad (1.3.1)$$

mit $R := \sqrt{R_1 R_2}$ und $T := \sqrt{T_1 T_2}$ definiert.

Die transmittierte Intensität ist proportional zum Quadrat der transmittierten Feldamplitude:

$$I_{trans} = I_{ein} \left| \frac{E_{trans}}{E_{ein}} \right|^2 = I_{ein} \frac{T^2}{(1 - R)^2} \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1 - R)^2} \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}. \quad (1.3.2)$$

Die konstruktiv interferierenden Teile des transmittierten Feldes erfahren eine Phasenverschiebung von $\delta = n2\pi$ (mit $n \in \mathbb{N}$). Wenn alle Beiträge zum transmittierten Feld konstruktiv interferieren, so ist die transmittierte Intensität maximal. Die Frequenzen, bei denen diese Bedingung erfüllt ist, heißen Resonanzfrequenzen des Resonators und berechnen sich mit:

$$\omega_r = n \cdot 2\pi \cdot \frac{c}{2L} =: n \cdot \Delta\omega_{FSR} \quad (1.3.3)$$

mit $n \in \mathbb{N}$ und der Lichtgeschwindigkeit c . Diese Frequenzen bilden ein periodisches Spektrum mit einem Peakabstand von $\Delta\omega_{FSR} = 2\pi c/2L$, dem freien freien Spektralbereich des Resonators (FSR, engl.: Free Spectral Range).

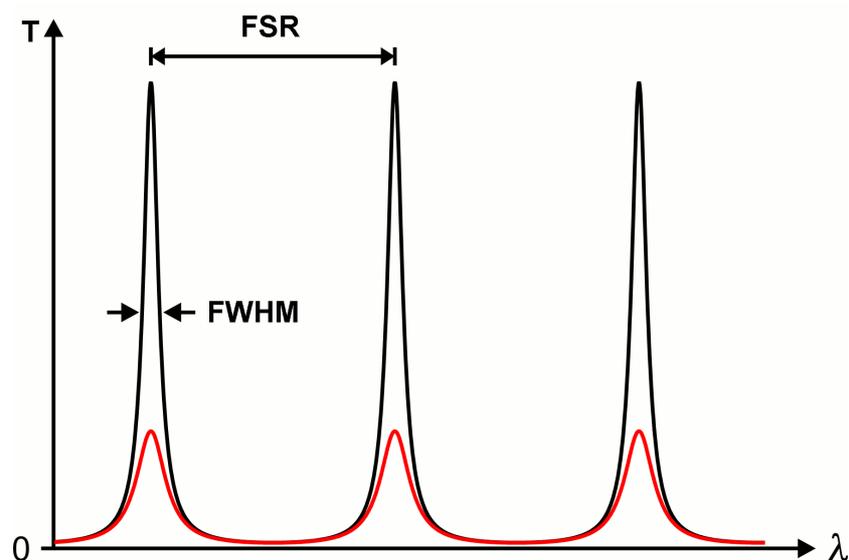


Abb. 1-8: *Transmissionspektrum eines Fabry-Pérot-Interferometers mit freiem Spektralbereich (FSR) und Halbwertsbreite (FWHM).*

Die Transmissionslinienbreite $\Delta\omega_{FWHM}$ (engl.: Full Width at Half Maximum) kann mit Hilfe von (1.3.2) bestimmt werden. Die transmittierte Intensität muss bei der Halbwertsbreite auf die Hälfte abgefallen sein:

$$\sin\left(\frac{\pi}{2} \frac{\Delta\omega_{FWHM}}{\Delta\omega_{FSR}}\right) = \frac{1-R}{2\sqrt{R}} =: \frac{\pi}{2F} \quad (1.3.4)$$

mit der Finesse

$$F := \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (1.3.5)$$

Wenn ein Resonator eine hohe Finesse besitzt, dann kann man die Linienbreite des Resonators durch Näherung des Sinus' aus (1.3.4) durch das Argument als:

$$\Delta\omega_{FWHM} = \frac{\Delta\omega_{FSR}}{F} \quad (1.3.6)$$

darstellen.

Die Photonlebensdauer im Resonator wird durch die Linienbreite bestimmt:

$$\tau = \frac{1}{\Delta\omega_{FWHM}} \quad (1.3.7)$$

Wegen $E \propto \sqrt{I}$ ist die die Zerfallsrate der Feldamplitude κ halb so groß wie die Photonenverlustrate:

$$\kappa := \frac{1}{2\tau} = \frac{1}{2} \Delta\omega_{FWHM} \quad (1.3.8)$$

Anhand der Umlaufzeit eines Photons ($t = 2L/c$) kann man die mittlere Zahl der Reflexionen bis zum Photonenverlust bestimmen:

$$N = 2 \frac{\tau}{t} = \frac{\Delta\omega_{FSR}}{\pi\Delta\omega_{FWHM}} = \frac{F}{\pi} \quad (1.3.9)$$

Intensität im Resonator

Innerhalb des Resonators ergeben sich Intensität und Feldamplitude aus den entsprechenden Transmissionswerten:

$$E_r = \frac{E_{trans}}{\sqrt{T_2}} = E_{ein} \frac{\sqrt{T_1}}{1 - R e^{i\delta}}, \quad (1.3.10)$$

$$\begin{aligned} I_r &= \frac{I_{trans}}{T_2} = I_{ein} \frac{T_1^2}{(1 - R)^2} \frac{1}{1 + \frac{4}{\pi^2} F^2 \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} \\ &\approx I_{ein} \frac{T_1^2}{(1 - R)^2} \frac{1}{1 + \frac{4F^2}{\Delta\omega_{FSR}^2 \omega^2}} \end{aligned} \quad (1.3.11)$$

Reflexion des Resonators

Mit Hilfe des Reflexionskoeffizienten aus der Feldamplitude innerhalb des Resonators lässt sich die reflektierte Feldamplitude berechnen. Für gleiche Spiegel, d.h. Transmissions- und Reflexionskoeffizient sind bei beiden Spiegeln gleich ($T_1 = T_2 = T$, $R_1 = R_2 = R$) lassen sich Intensität und Phase des reflektierten Feldes wie folgt bestimmen:

$$\begin{aligned} E_{ref} &= \sqrt{R_1} E_{ein} - \sqrt{T_1 R_2} e^{i\delta} E_r \\ &= E_{ein} \frac{\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2} (R_1 + T_1) e^{i\delta}}{1 - R e^{i\delta}}, \end{aligned} \quad (1.3.12)$$

$$\begin{aligned} I_{ref} &= I_{ein} \left| \frac{E_{ref}}{E_{ein}} \right|^2 \\ &= I_{ein} \frac{1}{(1 - R)^2} \frac{R(1 - R - T)^2 + 4R(T + R) \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}{1 + \frac{4}{\pi^2} F^2 \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} \end{aligned} \quad (1.3.13)$$

und

$$\varphi = \arctan \left(\frac{\operatorname{Im} \left(\frac{E_{ref}}{E_{ein}} \right)}{\operatorname{Re} \left(\frac{E_{ref}}{E_{ein}} \right)} \right) \approx \arctan \left(\frac{-2T}{(2R + T)\delta} \right) . \quad (1.3.14)$$

2 Experimentelle Untersuchungen

2.1 Einführung und geschichtlicher Hintergrund

Zur optischen Rückkopplung wird ein konfokaler Resonator gebaut, der wie in bisherigen bekannten langzeitstabilen Aufbauten in V-Konfiguration betrieben wird, d.h. nicht paraxial. Erste Ideen zu solchen Aufbauten stammen von Leo Hollberg aus den 1980er Jahren, weshalb solche Lasersysteme auch als „Hollberg-Laser“ bezeichnet werden. Durch den V-förmigen Strahlverlauf im Resonator entstehen zwei Strahltypen: Typ I ist eine Kombination aus direkt an der Cavity reflektiertem und transmittiertem Anteil, Typ II beinhaltet nur den transmittierten Anteil des Resonanzfeldes und hat somit das gewünschte Leistungsmaximum bei Resonanz.

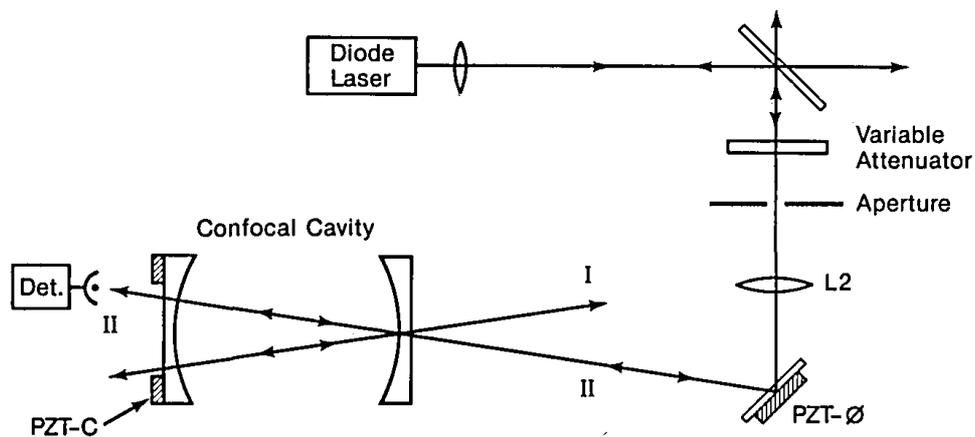


Abb. 2-1: Schematische Darstellung eines Rückkopplungsaufbaus nach L. Hollberg mit Linse (L2) zur Modenanpassung und Blende zur Unterdrückung unerwünschter Rückkopplung.[Dah87]

Der Aufbau in Abb. 2-1 zeigt eine Version eines optischen Rückkopplungssystems von Leo Hollberg. Das Verfahren zur Modenanpassung wird in Kap. 2.2.3 genauer beschrieben. Die Blende blockiert den unerwünschten Strahl vom Typ I und lässt Typ II zurück in den Diodenlaser laufen. Der variable Abschwächer wird genutzt um die Abhängigkeit der Kopplung von der Rückkopplungsleistung zu untersuchen. Der Piezokristall PZT-Ø dient der Optimierung der Rückkopplungsphase relativ zum ungestörten Laser und mit PZT-C wird der Resonator „gescanned“, d.h. ein Spiegel wird um einige freie Spektralbereiche verstimmt. Der Photodetektor (Det.) misst die transmittierte Leistung. Dieser Aufbau reduziert die Laserlinienbreite um den Faktor 1000 bei einer Rückkopplungsleistung vom 10^{-4} - bis 10^{-5} -fachen der Ausgangsleistung. Ein weiterer Aufbau von Hollberg [Wie91] beschreibt eine Stabilität von bis zu 30 Minuten mit Rückkopplung von einem relativ einfachen Resonator mit niedriger Reflektivität und einer Rückkopplungsstärke von einem Prozent der Ausgangsleistung.

Ähnliche Aufbauten wurden in den 1990er Jahren realisiert. D. Haubrich und R. Wynands gelang es 1996, einen Ti:Sa Laser mit einem stabilisierten Diodenlaser für einige Stunden auf eine Linienbreite von 4kHz zu reduzieren [Hau96].

H. Patrick und C. E. Wieman arbeiteten ebenfalls mit optischer Rückkopplung von einem V-konfigurierten Strahlverlauf. Mit einem Resonator ähnlich dem in Kap. 2.2.3 beschriebenen erreichten auch sie eine Stabilisierung über Stunden. [Pat91]

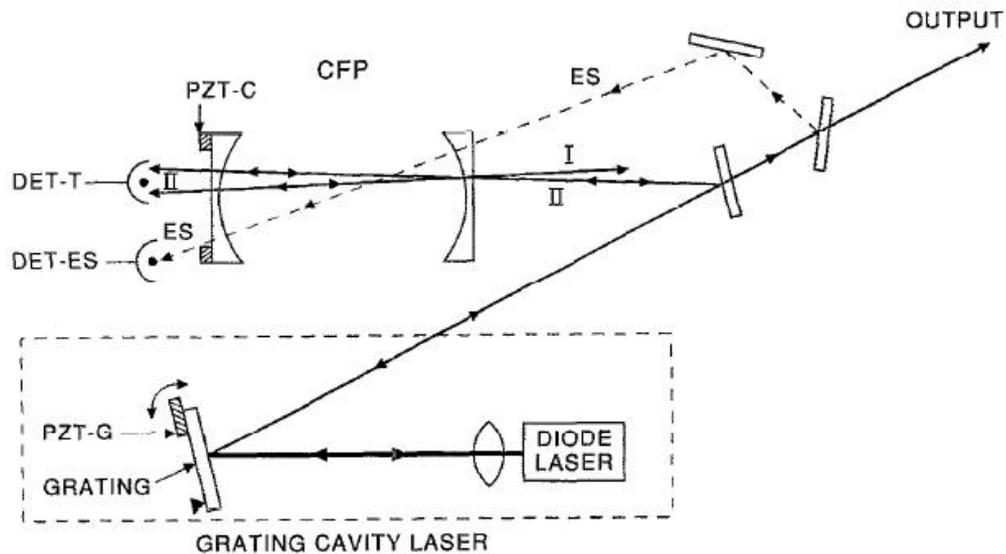


Abb. 2-2: Schematische Darstellung des Aufbaus von Patrick und Wieman. Mit Hilfe eines Strahlteilers wird ein Teil des Strahls schräg in den Resonator eingekoppelt, der mit einem Detektor (DET-ES) als Fehlersignal (ES, engl. Error signal) erkannt wird und zur Nachregelung des optischen Weges durch einen Piezokristall (PZT-G) genutzt wird. [Pat91]

In jüngster Vergangenheit wird weiterhin an der Frequenzstabilisierung von Diodenlasern geforscht. 2007 erreichte eine Forschergruppe der Universität Montana über Stunden stabile Rückkopplung von einem qualitativ hochwertigen Resonator mit einer Finesse von ca. 6000.

Die Rückkopplungssysteme müssen zusätzlich durch einen elektronischen Regelkreis stabilisiert werden, so dass der Laser theoretisch langfristig und stabil auf der vorgegebenen Frequenz des externen Resonators oszillieren kann. Zu einer solchen Regelung benötigt man ein Fehlersignal, das die Verstimmung zwischen Laserfrequenz und Referenzfrequenz angibt, wozu sich der reflektierte Typ-I-Strahl anbietet. Als Regelverfahren haben sich zwei Methoden besonders

bewährt: die Methode nach Pound, Drever und Hall und die Methode nach Hänsch und Couillaud.

Bei der von Pound, Drever und Hall entwickelten Methode handelt es sich um Heterodynfrequenzspektroskopie, bei dem dem Laser Seitenbänder aufgeprägt werden. Das Schwebungssignal zwischen diesen Seitenbändern und dem Träger bildet das Fehlersignal. Die Notwendigkeit der Radiofrequenzelektronik und die Seitenbänder sind jedoch nachteilig, da diese möglicherweise für die Anwendung störend sind. [Dre83] Eine schematische Darstellung eines Aufbaus mit Pound-Drever-Hall- (PDH-) Stabilisierung findet sich in Anlage A3.

Bei der Frequenzstabilisierung nach Hänsch und Couillaud, die ohne aufwendige Elektronik und ohne Modulationstechniken auskommt, wird mit Hilfe von Polarisationspektroskopie an einem Referenzresonator ein dispersionsartiges Regelsignal gewonnen [Hän80]. Der Nachteil bei dieser Methode äußert sich durch eine Verschlechterung der Resonatorfinesse durch Einbringung eines Glasplättchens. In Anlage A4 findet sich eine schematische Darstellung des Aufbaus zur Frequenzstabilisierung nach Hänsch und Couillaud.

2.2 Aufbau und Charakterisierung des Diodenlasersystems

Laserdioden haben die unangenehme Eigenschaft, in ihren Moden zu springen, wodurch eine permanente Nutzung des gesamten Verstärkungsprofils verhindert wird. Indem die Diode entspiegelt und in einen äußeren Resonator eingebaut wird, kann dieses Problem gelöst werden. Diese Methode der „Extended Cavity“ sorgt allerdings dafür, dass die kompakte Bauform von Halbleiterlasern aufgegeben wird. Aus diesem Grund wird eine andere Methode („External Cavity“) bevorzugt, wobei eine schwache Reflexion eines Gitters in der Littrow-Anordnung wie in Abb. 2-3 zur Rückkopplung genutzt wird.

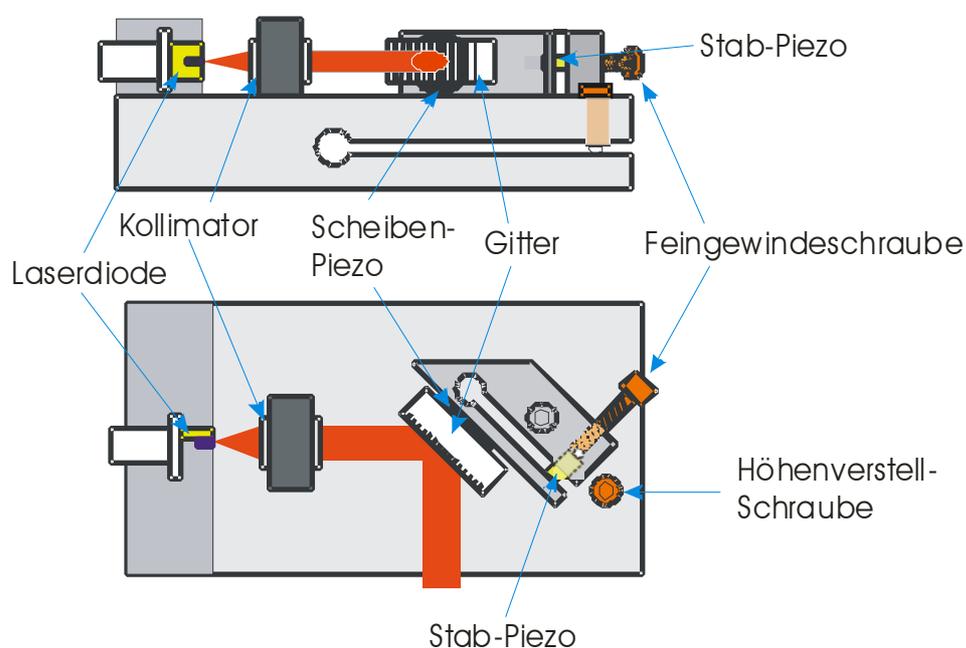


Abb. 2-3: Konstruktion eines Diodenlasersystems nach dem Gitterprinzip von Littrow. [Mes05]

2.2.1 Bestimmung der Laserschwelle

Der verwendete Laser verfügt über ein externes Gitter in Littrow-Anordnung und eine Temperaturstabilisierung über ein Peltier-Element. Die Laserdiode wurde so gewählt, dass sie im nahinfraroten Bereich bei ca. 852nm Laserlicht emittiert, damit sie für Cs-D2 Spektroskopie geeignet ist. Die emittierte Wellenlänge ist über das Gitter leicht variabel einstellbar.

Zur Charakterisierung des Diodenlasersystems wird zunächst die Diodenlaserkennlinie vermessen und die optische Leistung gegen eingestellten Injektionsstrom geeicht.

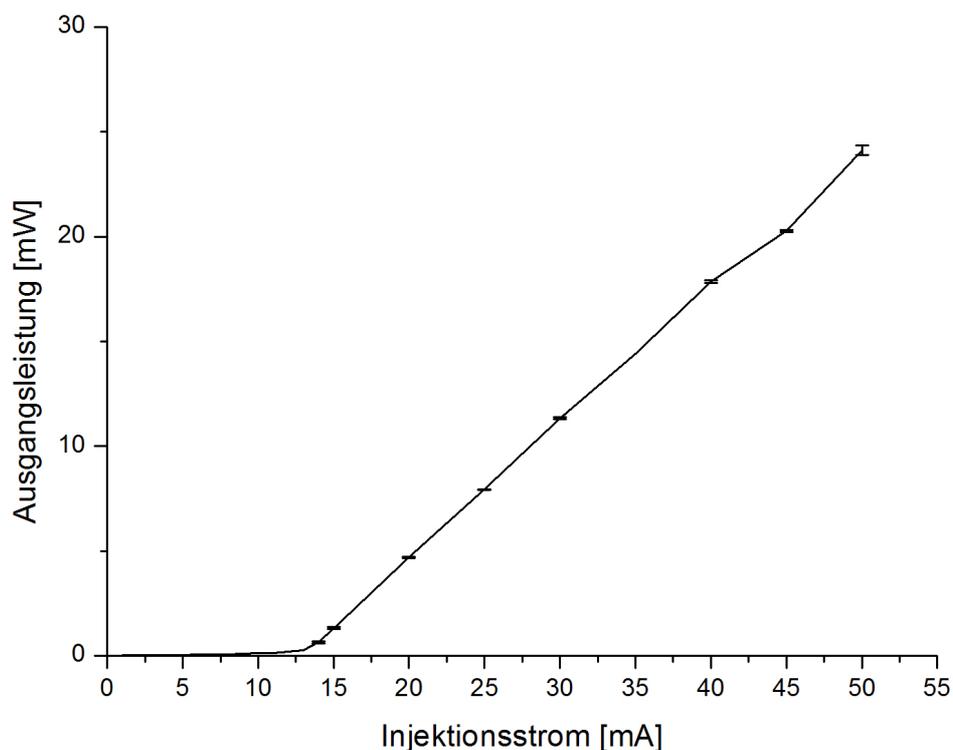


Abb. 2-4: Laserschwelle nach Gitteroptimierung. Die Standardabweichung ergibt sich aus zehn Messungen pro Messpunkt. Bis zu einem Injektionsstrom von 15mA wird im Abstand von 1mA gemessen, ab einem Injektionsstrom von 15mA in 5mA-Abständen.

Die Laserschwelle I_{th} (threshold, engl. für Schwelle) dieser Laserdiode liegt ungefähr bei 13mA.

2.2.2 Regelungen

Damit ein technisches System wie das des Littrow-Lasers stabil laufen kann, müssen Störeinflüsse ausgeglichen werden. Dies wird häufig durch gezielte Regelungstechnik gelöst. [Lun08]

Grundsätzlich wird dabei der Ist-Wert einer Regelgröße gemessen und mit einem gewünschten Soll-Wert verglichen. Bei einer Abweichung zwischen diesen beiden Werten greift ein Stellglied ein und korrigiert den Ist-Wert. Durch Rückkopplung der Regelgröße über Messglied und Regler entsteht ein Regelkreis.

Bei Steuerungen findet man anstatt eines geschlossenen Kreises nur eine Wirkungsrichtung vom Stellgliedeingang zum Ausgang der Steuerstrecke.

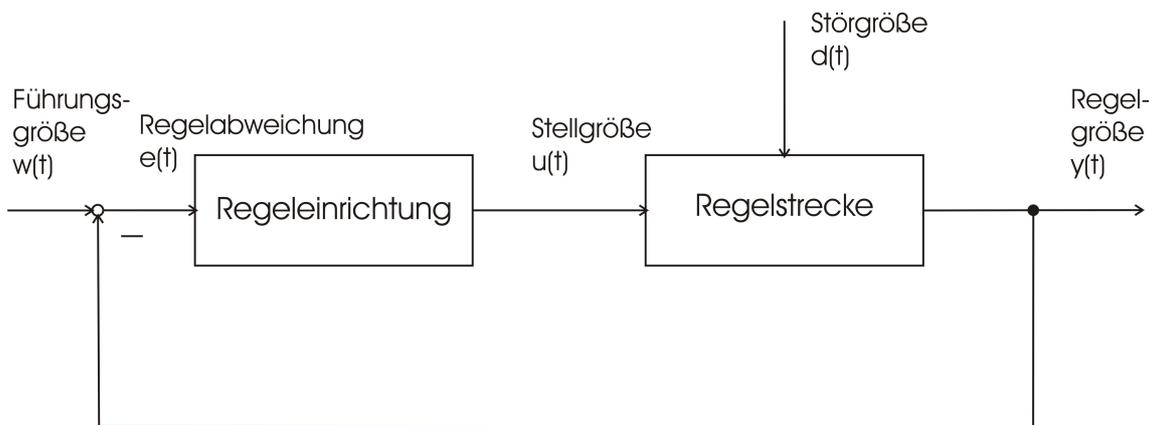


Abb. 2-5: Schematische Darstellung eines Regelkreises.

Grundlagen

Der proportionalwirkende (P-) Regler multipliziert die Regelabweichung mit seinem Verstärkungsfaktor K_p und gibt das Ergebnis unverzögert weiter. Der mit einem P-Regler betriebene Kreis ist einfach und mittelschnell im Vergleich zu anderen Regelkreisen. Nachteilig ist jedoch die bleibende Regelabweichung.

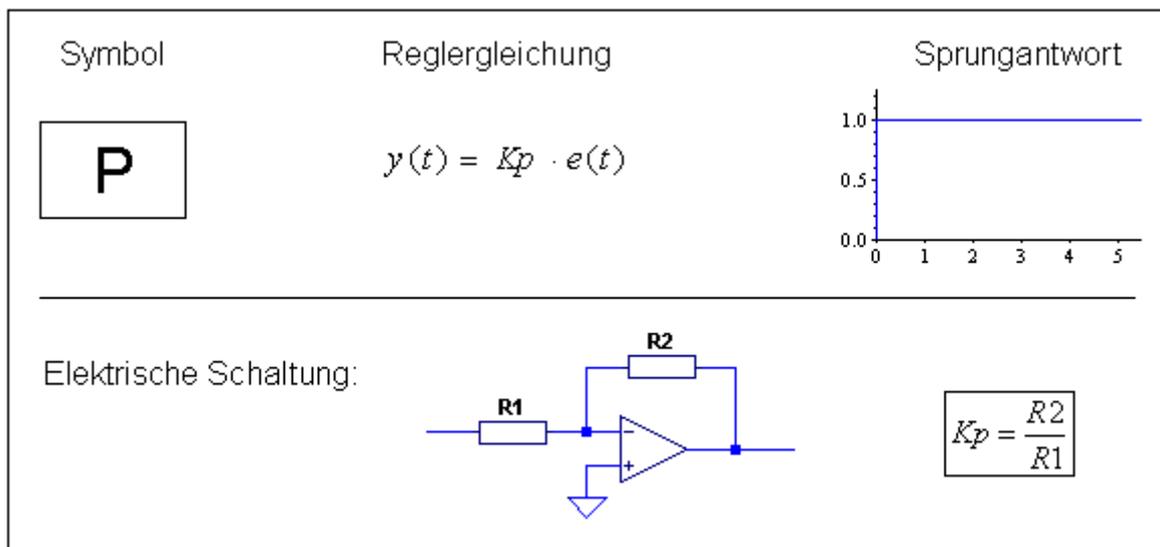


Abb. 2-6: Charakterisierung des P-Reglers. [rnw10]

Der integralwirkende (I-) Regler summiert die Regelabweichung über der Zeit auf und multipliziert die Summe (das Integral) mit dem Faktor K_i . Je länger eine Regelabweichung besteht, desto größer wird die Stellgröße des I-Reglers. Der I-geregelte Kreis ist langsam im Vergleich mit anderen Regelungen. Er hat allerdings den Vorteil, dass die Regelabweichung vollständig eliminiert wird.

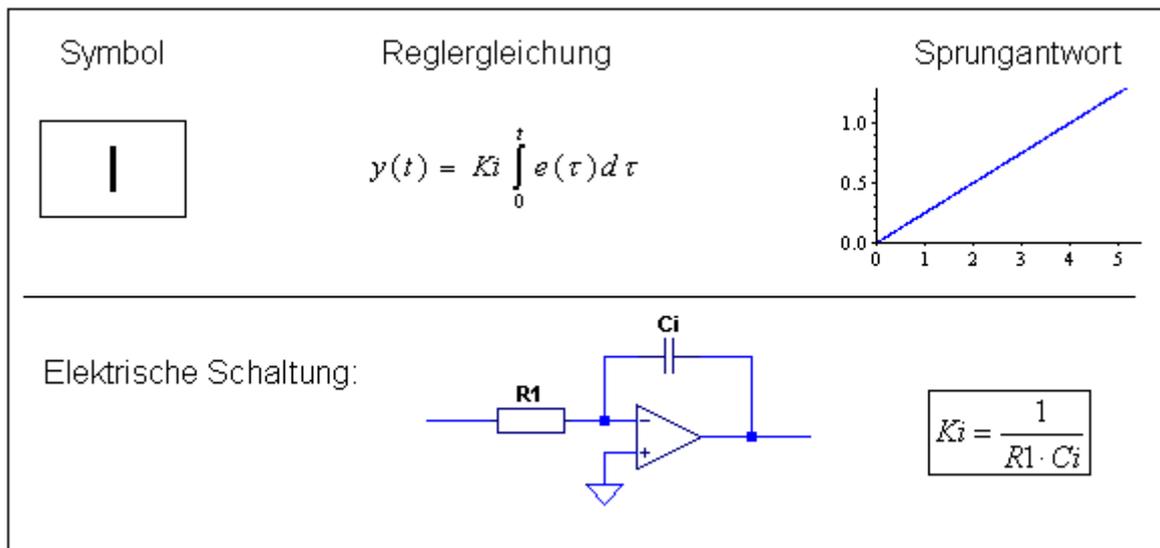


Abb. 2-7: Charakterisierung des I-Reglers. [rnw10]

Der proportional-differential wirkende (PD-) Regler besteht aus einer Kombination von P-Regler mit D-Anteil. Der differential wirkende Regleranteil bewertet die Änderung einer Regelabweichung und berechnet so deren Änderungsgeschwindigkeit. Diese wird mit dem Faktor K_d multipliziert und zum P-Anteil hinzuaddiert. Der PD-Regler reagiert somit schon auf Ankündigungen von Veränderungen und bewirkt sozusagen ein Vorhalten beim Regeln.

Der PD-geregelte Kreis ist sehr schnell, hat allerdings auch das Problem einer bleibenden Regelabweichung.

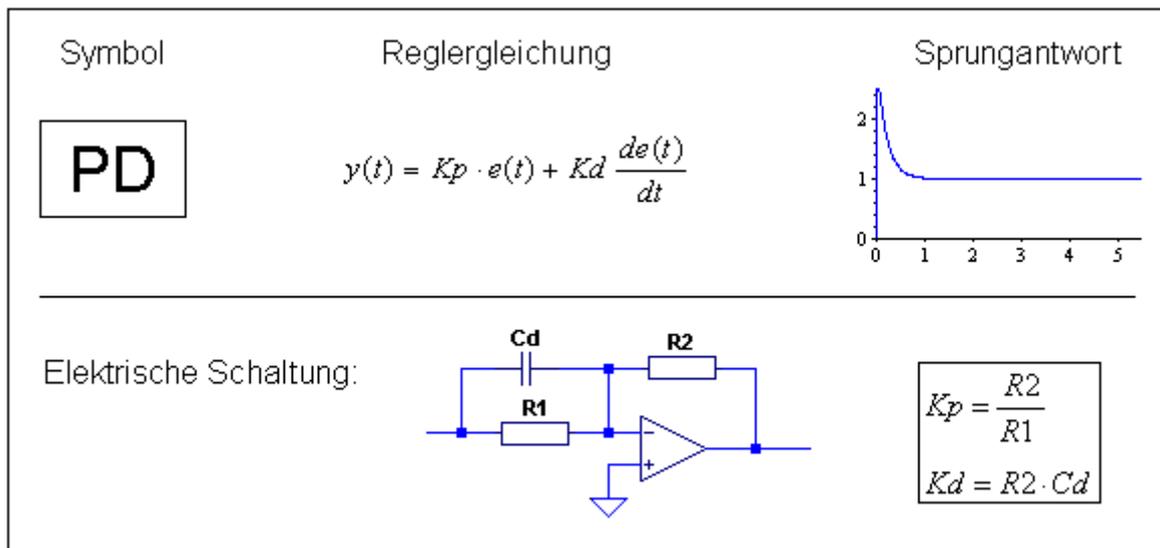


Abb. 2-8: Charakterisierung des PD-Reglers. [rnw10]

2.2.2.1 Elektronische Wellenlängenkontrolle

Wenn bei einem Laser die genaue Wellenlänge wichtig ist, wie beispielsweise für spektroskopische Anwendungen, dann müssen Injektionsstrom und Temperatur der Laserdiode sehr genau kontrolliert werden. Technisch stellt dies eine hohe Anforderung an die Temperaturregelung dar, da die Diode sehr empfindlich auf Schwankungen reagiert. Wenn man die Frequenzschwankungen kleiner als typische 5MHz halten will, dann muss die Temperaturstabilität kleiner als 1mK bzw. die Stromstabilität kleiner als 1µA geregelt werden. Eine genaue Betrachtung des Frequenzverhaltens der Regelungen würde jedoch über den Rahmen dieser Arbeit hinausführen, weshalb im Folgenden nur beispielhaft die Temperaturregelung behandelt wird. Die Regelung der Temperatur kann keine große Regelbandbreite besitzen. Die Konstant-Stromquelle wird mit einer geringen inneren Bandbreite ausgestattet, um das Rauschen zu reduzieren und schnelle, hochohmige Modulationseingänge vorzusehen. [Mes05]

In Abb. 2-9 ist die Temperaturregelung der Laserdiode mit einem Peltier-Element dargestellt, die mit einem PID-Regler realisiert wird, der in Abb. 2-10 vorgestellt wird.

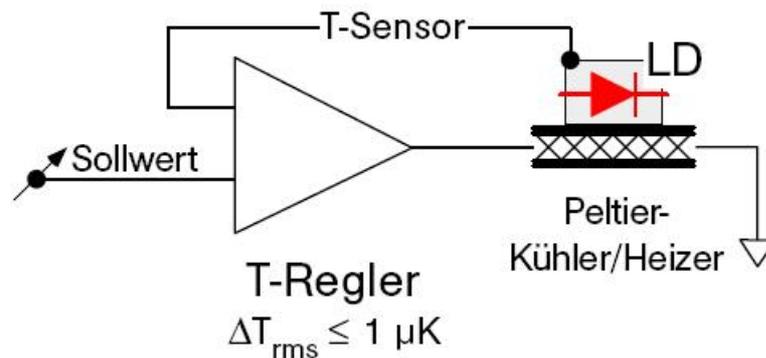


Abb. 2-9: *Temperaturregelung für Laserdioden.* [Mes05]

Als Temperatursensoren werden beispielsweise Thermistoren verwendet. Bei dieser Regelung ist die Führungsgröße die Solltemperatur, die über den PID-Temperaturregler als Regeleinrichtung und das Peltierelement als Regelstrecke geregelt wird. Die Störgröße ist in diesem Fall die Außentemperatur und die Stellgröße der Stromfluss durch das Peltier-Element, der zu einer Temperaturdifferenz führt.

Der PID-Regler ist der universellste Regler und vereinigt die positiven Eigenschaften der anderen Regler. Der PID-Regelkreis ist genau und sehr schnell und kommt deswegen in den meisten Anwendungen zum Einsatz.

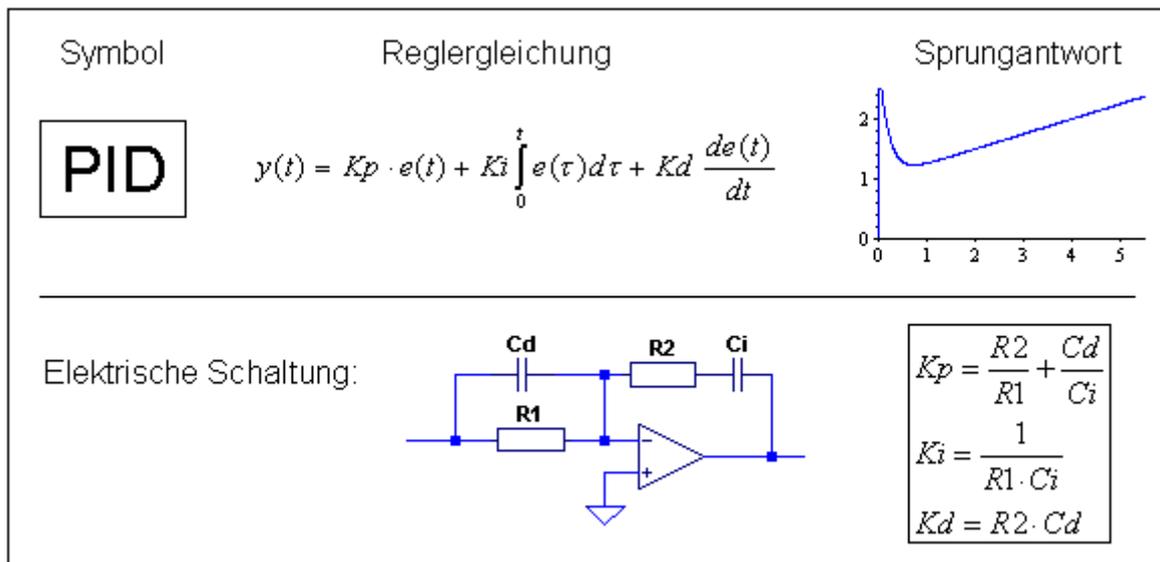


Abb. 2-10: Charakterisierung des PID-Reglers. [rnw10]

Die Laserdiode, die für die optische Rückkopplung verwendet wird, wird auf eine Temperatur stabilisiert, die knapp unter der Raumtemperatur liegt. Die Solltemperatur darf nicht zu kalt gewählt werden, da sich sonst Kondenswasser an der Diode bildet.

2.2.3 Linienbreitenmessung mit frequenzselektivem Element

Um die Linienbreite eines Lasers zu bestimmen, gibt es unterschiedliche Möglichkeiten.

Eine Möglichkeit ist der Vergleich des zu charakterisierenden Lasers mit einem Referenzlaser. Bei dieser „Beat“- oder Schwebungsmessung werden beide Laserstrahlen überlagert, wobei man im Frequenzraum eine Linie erhält, deren Störungen durch beide Laser verursacht werden. Wenn die Störungen des zu charakterisierenden Lasers klein sind gegenüber den Störungen des Referenzlasers, so ist die Linienbreite der Überlagerung durch den auszumessenden Laser gegeben.

Ist kein Referenzlaser vorhanden, so besteht die Möglichkeit der Laserlinienbestimmung durch Messung der Frequenzfluktuationen. Für Laserlinienbreiten, die jenseits des oberen kHz-Bereichs liegen ist die direkte Messung mit einem frequenzselektiven Element, dessen Transmissionskurve klein gegen die Laserlinienbreite ist, am einfachsten. Dabei erhält man mittels Durchstimmung des frequenzselektiven Elements über die Laserlinie eine Faltung aus Laserlinie und Transmissionskurve. Die transmittierte Leistung ist proportional zur Laserlinienform.

Um die Frequenz in eine mit einer Photodiode detektierbare Intensität umzuwandeln, benötigt man ein frequenzselektives Element. Dies kann beispielsweise auf der Flanke der Transmissionskurve eines Fabry-Pérot-Interferometers (FP) realisiert werden. Das FP wird als schmalbandiges Filter verwendet, dessen Mittenfrequenz über den interessierenden Bereich hinweggestimmt wird.

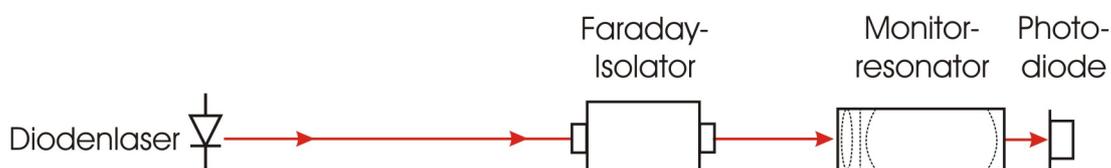


Abb. 2-11: Schema eines Fabry-Pérot-Interferometers zur Spektralanalyse von Laserstrahlung. Zur Unterdrückung von Reflexen der Spiegel des Monitorresonators wird der Laserstrahl durch einen Faraday-Isolator gelenkt. Die transmittierte Leistung wird mit einer verstärkten Photodiode detektiert.

Dabei wird jede Frequenzänderung näherungsweise eine dazu proportionale Intensitätsänderung hervorrufen. Wenn diese Änderung mit einer Photodiode gemessen wird, so ergibt die spektrale Leistungsdichte des Signals im Wesentlichen die spektrale Leistungsdichte der Frequenzfluktuationen. Auf der Flanke eines Fabry-Pérot-Resonators misst man ein Signal, das sich durch multiplizieren der Flankensteigung mit der Gesamtintensität ergibt. [Bro95]

Bau eines Fabry-Pérot-Resonators

Eine einfache Methode ist ein optisches Filter aus einem konfokalen Resonator („Scanning Fabry-Pérot“), dessen einer Spiegel mit einem Stellelement mit Piezokristall durchgestimmt werden kann.

Für den Fabry-Pérot-Resonator werden Konkavspiegel (780 – 1064nm, 0°, BK7, Lens Optics) mit einem Krümmungsradius von 50mm und einer Reflektivität R von $98,75\% \pm 0,25\%$ im Abstand von ca. 5cm in ein Aluminiumröhrchen ($L = 68\text{mm}$, $D = 24\text{mm}$, $d = 16\text{mm}$) montiert. Durch die Spiegelreflektivität ergibt sich nach (1.3.5) eine Finesse des Resonators von ca. 80.

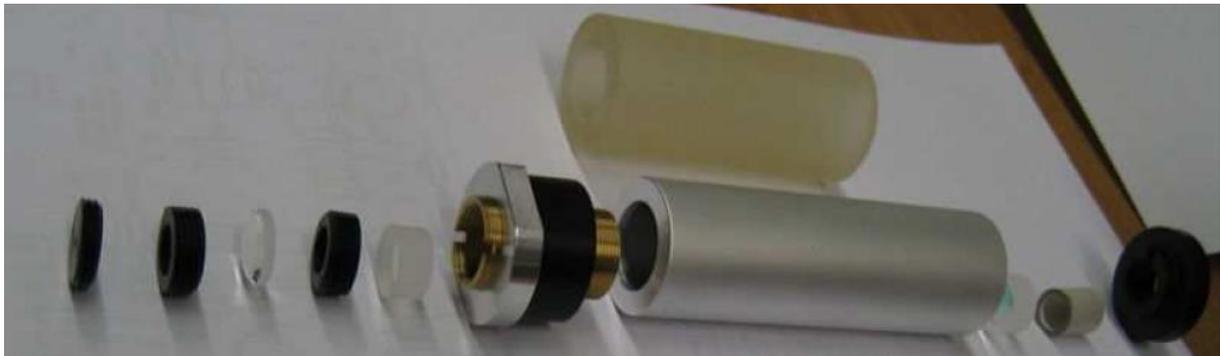


Abb. 2-12: *Komponenten zum Resonatorbau. Von links nach rechts: Pinhole, Abstandshalter, Linse, Abstandshalter, Spiegel, Messinggewinde, Aluminium- bzw. Zerodurröhre, Piezoröhre, Endkappe zur Montage des Piezos.*

Der hintere Spiegel ist auf eine Piezoröhre ($D = 10\text{mm}$, $d = 8\text{mm}$, $L = 10\text{mm}$) geklebt, die mit einem Frequenzgenerator und einem Verstärker mit -200 bis 1000V bezüglich ihrer Länge verfahren werden kann. Typische Werte hierfür sind eine Scanfrequenz von ca. 110Hz und eine Amplitude der Dreiecksspannung von 0 bis 40V .

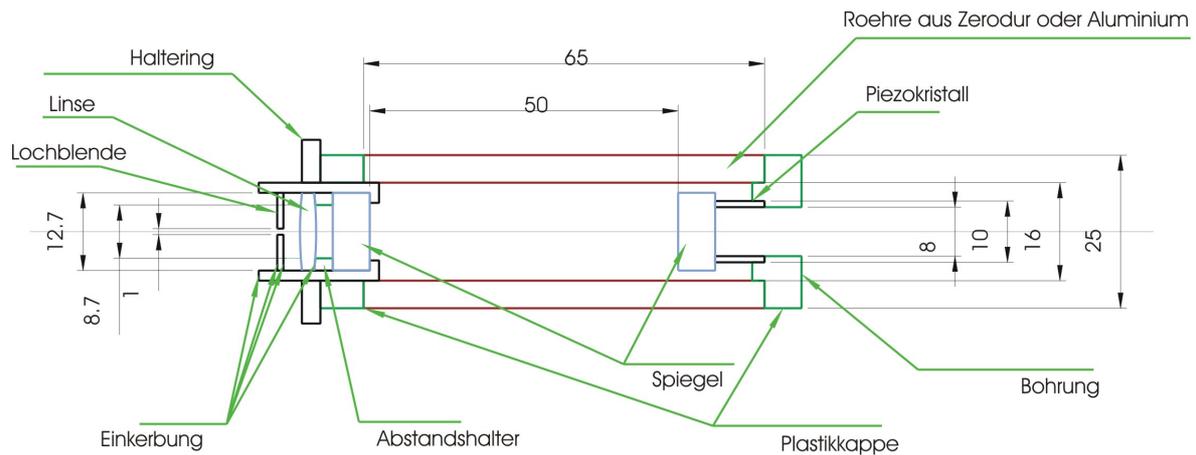


Abb. 2-13: Technische Zeichnung des Fabry-Pérot-Resonators

Aus Gründen der Stabilität werden meist Resonatoren aus gekrümmten Spiegelflächen verwendet. An ihrer Position müssen die Spiegeloberflächen den Wellenfrontkrümmungen entsprechen. [Mes05]

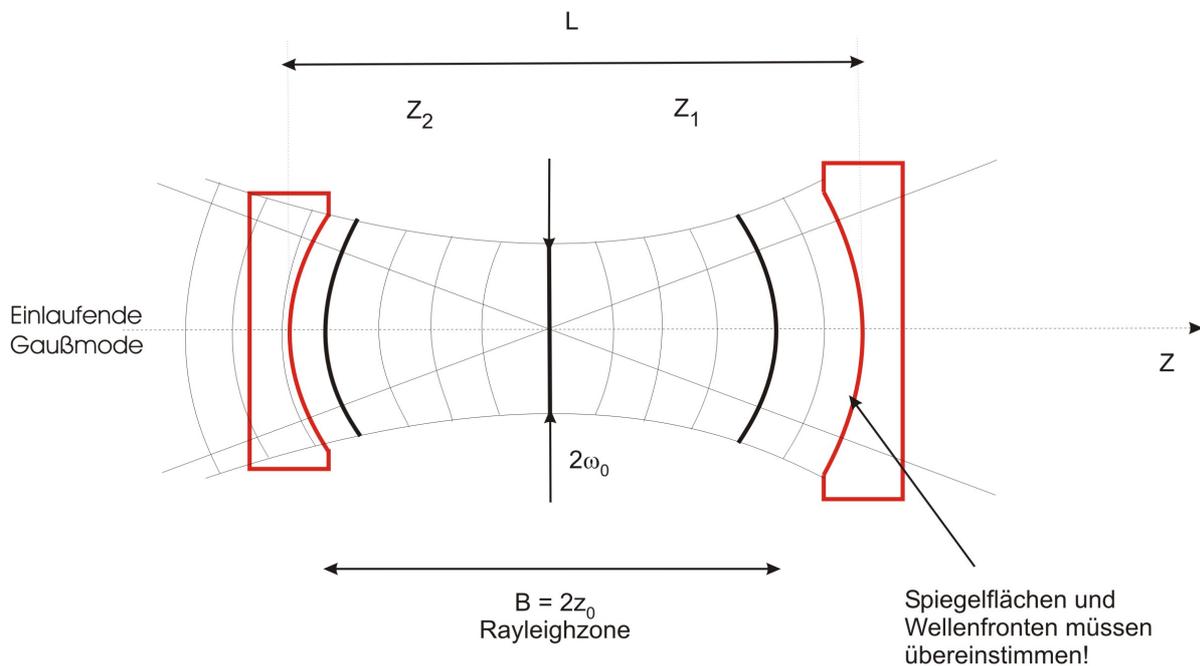


Abb. 2-14: *Gaußwelle und Resonatorspiegel.* [Mes05]

An den Stellen z_1 und z_2 müssen die Radien der Wellenfronten denen der Spiegelkrümmung entsprechen:

$$R_{1,2} = \frac{1}{z_{1,2}} (z_{1,2}^2 + z_0^2) = z_{1,2} + \frac{z_0^2}{z_{1,2}} \quad (2.2.1)$$

Unter Berücksichtigung von

$$z_{1,2} = \frac{R_{1,2}}{2} \pm \sqrt{R_{1,2}^2 - 4z_0^2} \quad (2.2.2)$$

kann man die Parameter der Welle (z_0, ω_0) durch Resonatorkenngrößen (R_1, R_2, l) angeben:

$$z_0^2 = \frac{-l(R_1 + l)(R_2 - l)(R_2 - R_1 - l)}{(R_2 - R_1 - 2l)^2} \quad (2.2.3)$$

$$\omega_0^2 = \frac{\lambda z_0}{n\pi} \quad (2.2.4)$$

Bei der Anregung einer Resonatormode müssen die Strahlparameter passend eingestellt werden. Ist die Bedingung der Modenanpassung nicht erfüllt, so wird nur der Teil des Feldes eingekoppelt, der dem Überlapp entspricht.

In unserem Fall befindet sich vor dem vorderen Spiegel eine Linse (Thorlabs LA1560, D = 12,7mm, f = 25mm, unbeschichtet) zur Modenanpassung. Da die Spiegelkrümmung ungefähr dem Abstand der Spiegel zueinander entspricht, geht die Strahltaile gegen Null (siehe 2.2.3), weshalb eine Linse mit einer Brennweite, die dem halben Spiegelabstand entspricht, verwendet wird.

Zur Messung der Transmission wird eine verstärkte Photodiode mit einer Bandbreite von 2MHz und einer Empfindlichkeit von 0,6V/μW genutzt, die an ein Speicheroszilloskop der Firma Tektronix angeschlossen wird.

Um die Laserlinienbreite zu berechnen, betrachtet man die Amplitudenschwankungen des auf die Flanke der Transmissionskurve des FP gelockten Lasers bei halber Maximalhöhe des Peaks. Die Linienbreite ergibt sich dann aus dem Verhältnis der Schwankung zu der Steigung des Peaks.

Das „Locken“ des Lasers wird mit Hilfe der „LockBox5“ realisiert, die aus einem Lock-In-Verstärker und einem PI-Regler besteht. Der PI-Regler der LockBox besteht aus einer Kombination aus P- und I-Regler und vereint die Vorteile der beiden Regler. Er liefert schnelle Reaktion wie der P-Regler und regelt exakt aus wie der I-Regler. PI-Regelkreise sind also mittelschnell und genau.

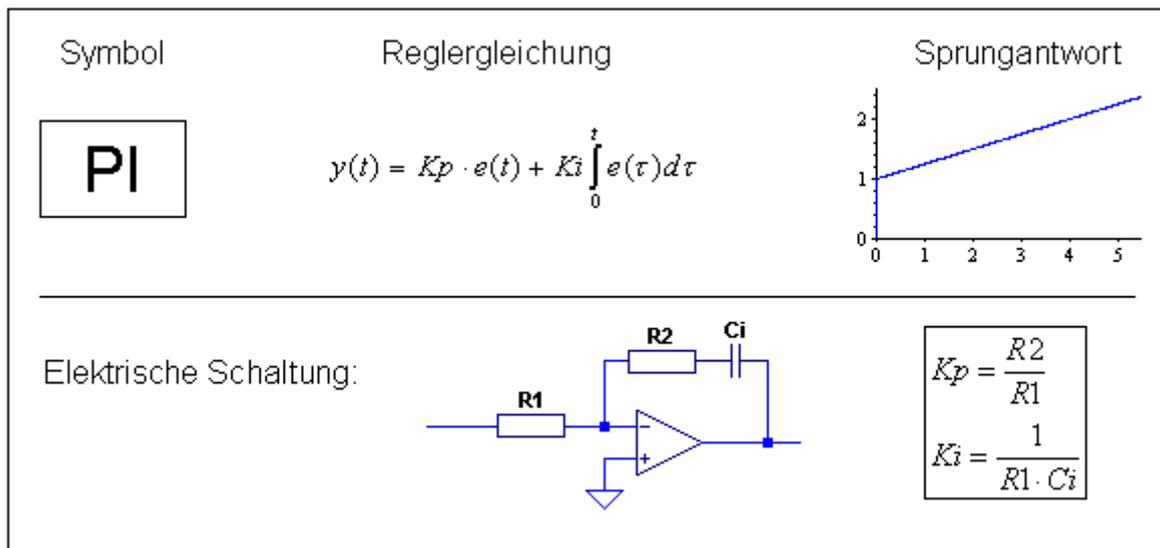


Abb. 2-15: Charakterisierung des PI-Reglers. [rnw10]

Nach (1.3.3) berechnet sich der freie Spektralbereich eines Resonators durch $c/2L$.

Praktisch werden im konfokalen Resonator jedoch viele transversale Moden angeregt und man beobachtet den Peakabstand als effektiven freien Spektralbereich zwischen den Moden. Abbildung 2-16 zeigt die angeregten geradzahligen und ungeradzahligen Moden mit ihrem effektiven Peakabstand, der sich durch

$$\Delta \omega_{SR_{effektiv}} = \frac{c}{4L} \quad (2.2.5)$$

berechnet.

Mit der Lichtgeschwindigkeit c und einem Spiegelabstand von 5cm erhält man einen Peakabstand von 1,5GHz.

Die Berechnung der Linienbreite $\Delta\omega$ erfolgt durch:

$$\Delta \omega = \frac{\Delta I}{A}, \quad (2.2.6)$$

wobei A die Steigung und ΔI die Amplitudenschwankungen beschreibt.

Nachfolgende Rechnung beschreibt eine beispielhafte Auswertung einer solchen Messung. Um die Zeit-Achse eichen zu können, wird zunächst der Modenabstand gemessen und mit dem berechneten Wert abgeglichen.

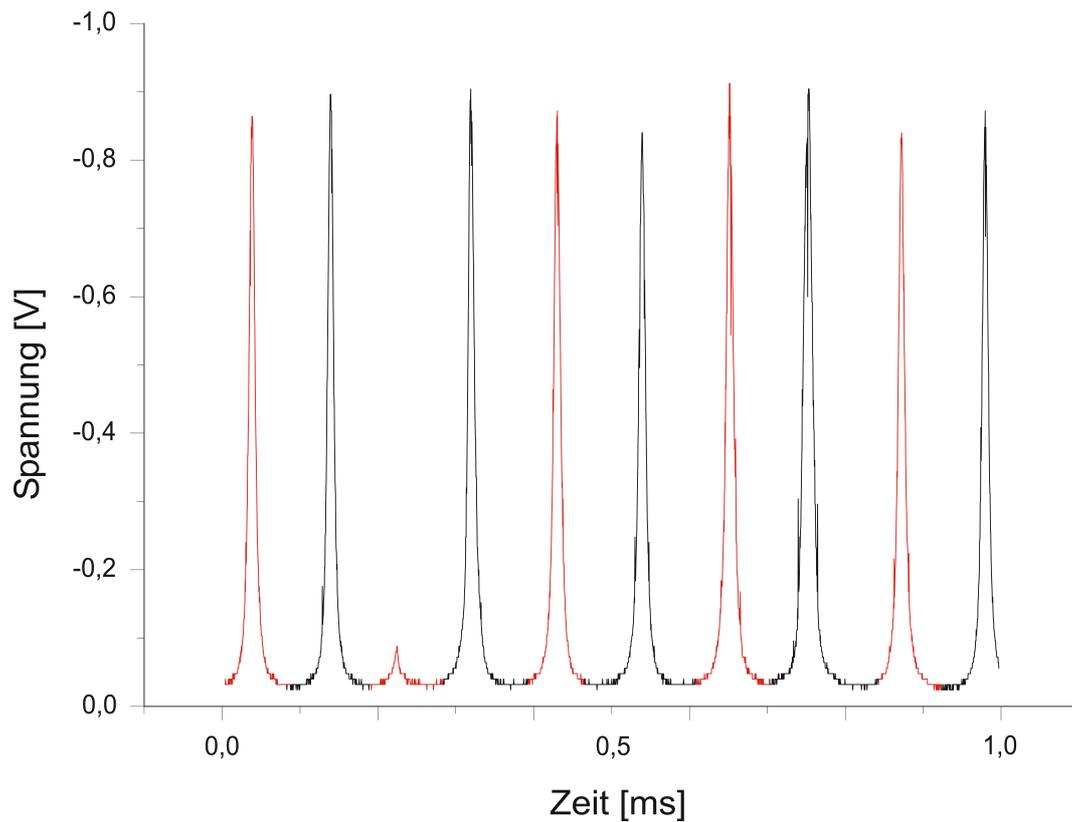


Abb. 2-16: Bestimmung des effektiven Modenabstands im konfokalen Resonator.

Eine Mittelung über vier Modenabstände ergibt einen Wert von 0,001ms, was dem errechneten Wert von 1,5GHz entspricht.

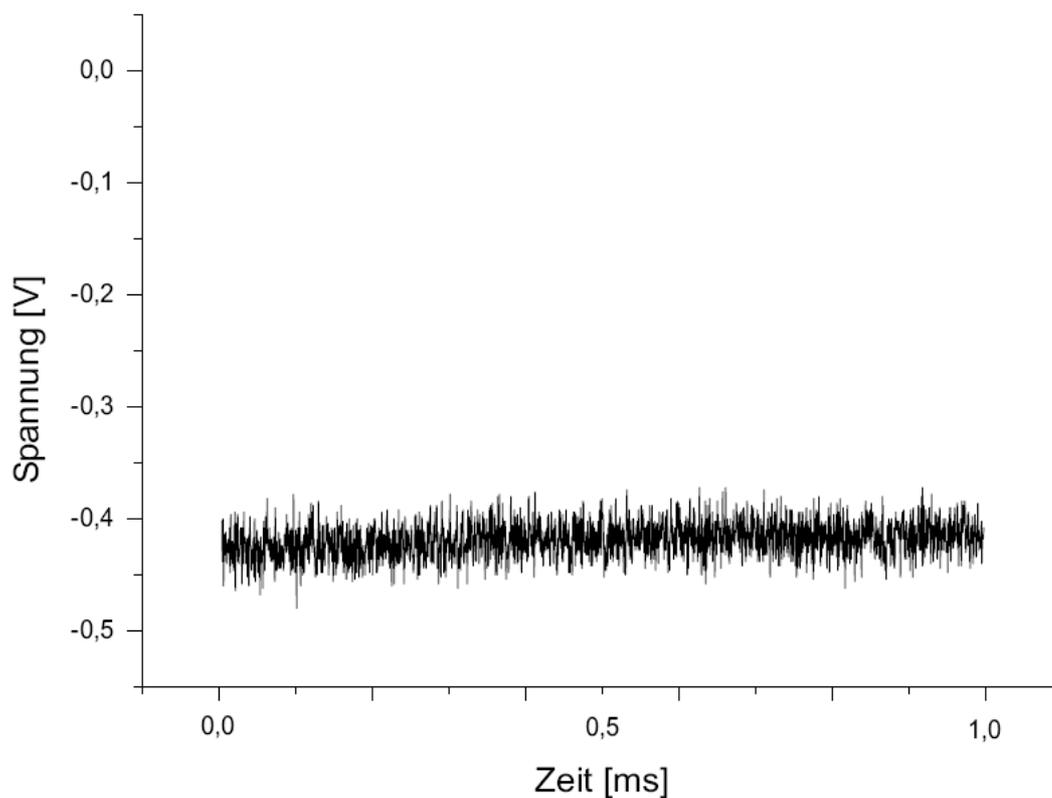


Abb. 2-17: *Amplitudenschwankungen des gelockten Lasers.*

Betrachtet man die Standardabweichung der gesamten Kurve als Amplitudenschwankung ΔI , so erhält man einen Wert von 0,8875mV.

Die Steigung A im Punkt der Messung beträgt 390000mV/ms.

Unter Verwendung der Annahme, dass der gemessene Modenabstand von 0,001ms dem berechneten Abstand von 1,5GHz entspricht, erhält man eine Linienbreite $\Delta\omega$ von 3,4MHz.

Weitere zehn Messungen, bei denen auch auf die andere Flankenseite gelockt wird, ergeben einen realistischen Endwert der Linienbreite von:

$$\Delta\bar{\omega} = (3,59 \pm 0,35)MHz$$

Die Auflösung dieser Messmethode zur optischen Spektralanalyse ist durch die Transmissionskurve des Fabry-Pérot-Interferometers begrenzt und beträgt in der Regel einige MHz. Aus diesem Grund muss bei erstrebter Reduktion der Laserlinienbreite eine höher auflösendere Methode gefunden werden.

2.3 Entwicklung eines Selbst-Heterodyn-Interferometers zur Laserlinienbreitenbestimmung

Um Diodenlasersysteme mit einer Linienbreite im kHz-Bereich charakterisieren zu können, ist eine hochauflösende Messung erforderlich, die durch herkömmliche Messverfahren (vgl. Kap. 2.2.3) nicht gewährleistet werden kann.

Bei der in Abb. 2-18 gezeigten Messmethode handelt es sich um das Autokorrelationsverfahren, bei welchem sich das Licht „selbst aus dem Sumpf zieht“ [Mes05]. Diese Methode erfordert Verzögerungszeiten, die viel länger als die Kohärenzzeit des Laserlichtes sind und bietet höchste Auflösung.

Bei dieser „Self-Heterodyne“-Technik wird das untersuchte Licht zunächst aufgespalten. Ein Teil des Lichts wird durch Einkopplung in eine Glasfaser so weit verzögert, dass keine Phasenbeziehung (Kohärenz) mehr zwischen beiden Lichtwellen besteht. Der andere Teil erfährt mittels akustooptischem Modulator (AOM) eine Frequenzverschiebung. Durch Überlagerung beider Signale erhält man auf einem Spektrumanalysator für den Radiofrequenzbereich (RF) ein charakteristisches Schwebungs- („Beat-“) Signal um die AOM-Frequenz, aus dem die Bestimmung der Linienbreite erfolgen kann.

Die Frequenzverschiebung bietet den Vorteil, dass sie das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR, engl. signal-to-noise ratio) verbessert, da das Rauschen antiproportional zur Frequenz ist. Folglich hat die heterodyne Technik mit Frequenzverschiebung gegenüber einer homodynen Technik ohne Frequenzverschiebung den Vorteil des besseren SNR, weshalb das Beatsignal im Frequenzbereich durch den akustooptischen Modulator verschoben wird.

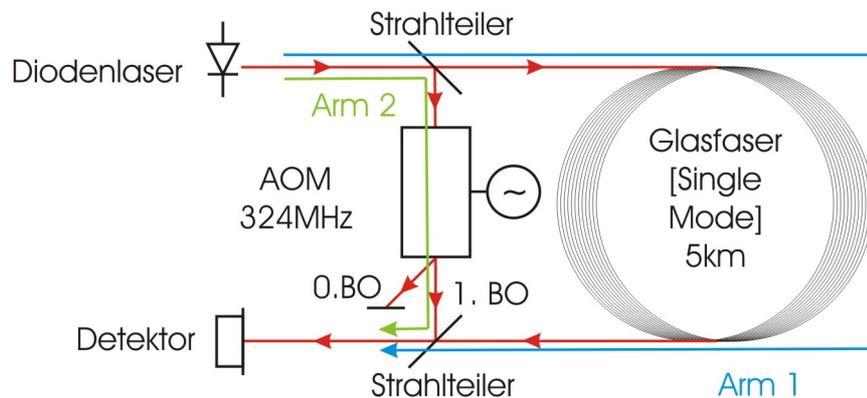


Abb. 2-18: Prinzip des Heterodyn-Experiments zur Linienbreitenbestimmung. Arm 1 beschreibt den Pfad des Lichtes durch die laufzeitverzögernde Faser und Arm 2 beschreibt den Lichtpfad durch den AOM.

2.3.1 Theorie

Für Fluktuationen in der Amplitude und der Phase eines Lasers gibt es verschiedene Gründe. Ein theoretisch nicht eliminierbares Rauschen begründet sich durch fortwährende spontane Emission in der Diode, die das elektromagnetische Laserfeld verstärkt und zu Phasen- und leichten Amplitudenfluktuationen führt. Wegen der hohen Verstärkung im Laser sind die Amplitudenfluktuationen gegenüber den Phasenfluktuationen vernachlässigbar.

Das totale elektrische Feld am Ort des Detektors lässt sich schreiben als

$$E = E_0 \left[e^{i[(\omega_0 + \Omega)t + \theta(t)]} + e^{i[\omega_0(t + t_d) + \theta(t + t_d)]} \right]. \quad (2.3.1)$$

Darin bezeichnet ω_0 die Laserfrequenz, Ω die AOM-Frequenz, $\theta(t)$ das Phasenrauschen zum Zeitpunkt t und t_d die Verzögerungsdauer, die das Licht durch die Glasfaser erfährt.

Für Verzögerungszeiten, die kleiner als die Kohärenzzeit τ_c des Lasers sind, gilt $\theta(t + t_d) \approx \theta(t)$. Aus dem Detektorstrom lassen sich in diesem Fall keine Aussagen über das Laserspektrum treffen, da dieses nur aus einem zeitlich konstanten Peak besteht.

Deshalb müssen die Betrachtungen für den Fall $t_d \gg \tau_c$ erweitert werden. Häufig wird bei interferometrischen Experimenten, bei denen optische Wellen relativ zueinander verzögert werden, die Autokorrelationsfunktion betrachtet. Bezüglich des Detektorstroms i_D ist sie definiert durch

$$C_{iD}(\tau) = \langle i_D(t) i_D(t + \tau) \rangle \quad (2.3.2)$$

Hierbei steht $\langle \dots \rangle$ für eine zeitliche Mittelung.

Nimmt man an, dass die spontane Emission isotrop und $\theta(t)$ somit gaußverteilt ist und definiert die Phasenänderung als $\Delta\theta(t,\tau) = \theta(t+\tau) - \theta(t)$, so folgt nach einiger Rechnung

$$C_{iD}(\tau) = S^2 E_0^4 \left[4 + 2e^{-2|\tau|/\tau_c} e^{\langle \Delta\theta(t,\tau) \Delta\theta(t+t_d,\tau) \rangle} \right] e^{i\Omega\tau} \quad (2.3.3)$$

Hierbei ist S ein Proportionalitätsfaktor zwischen i_D und $|E|^2$. Die spektrale Intensitätsverteilung und die Autokorrelation sind laut Wiener-Khintchine Theorem über die Fouriertransformation miteinander verknüpft. Durch dessen Anwendung erhält man für lange Verzögerungszeiten $t_d \gg \tau_c$ das Spektrum

$$S_{iD}(\omega)_{t_d \gg \tau_c} = \frac{2S^2 E_0^4}{\pi} \left[4\pi\delta(\Omega - \omega) + \frac{4/\tau_c}{4/\tau_c^2 + (\Omega - \omega)^2} \right], \quad (2.3.4)$$

welches aus einem Offset--Term und einer Lorentzverteilung besteht, die um die AOM-Frequenz Ω zentriert sind.

Die Halbwertsbreite dieser Verteilung lautet

$$(\Delta\omega)_{FWHM} = \frac{4}{\tau_c} = \frac{\mu}{n t_c} = 2(\Delta\omega)_{laser}, \quad (2.3.5)$$

wobei $\mu = N_2/(N_2 - N_1)_{thr}$ der Faktor der Besetzungsinversion, n die mittlere Photonenzahl in der Lasermode und t_c die Lebensdauer der Photonen im Resonator ist.

Die Halbwertsbreite der spektralen Intensitätsverteilung ist theoretisch begrenzt durch die Schawlow-Townes Linienbreite, die sich aus einem leistungsunabhängigen Term und einem Residuum für hohe optische Leistungen zusammensetzt [Scha58]:

$$(\Delta \nu)_{laser} = \frac{2\pi h \nu_0 (\Delta \nu_{1/2})^2}{P} \frac{t_2}{t_2 - t_1} + \frac{c \Delta \nu_{1/2} \lambda_0^2}{8\pi n^3 \Delta \nu_{gain} V} \frac{t_1}{t_2 - t_1} . \quad (2.3.6)$$

Hierbei bezeichnet $\Delta \nu_{gain}$ die Linienbreite des atomaren Laserübergangs, $\Delta \nu_{1/2}$ die Linienbreite des Resonators und $t_{1/2}$ die Lebensdauern der Zustände 1 und 2.

Weitere Verbreiterungsmechanismen hängen von dem Typ des Lasermediums ab. Halbleiterlaser weisen in gemessenen Spektren deutlich größere Halbwertsbreiten auf als theoretisch vorhergesagt. Die Verbreiterung wird durch die Veränderung des Brechungsindex' n im Lasermedium verursacht und entspringt Elektronendichtefluktuationen, die durch spontane Emission verursacht werden [Hen82].

Durch den Formfaktor

$$1 + \left(\frac{\Delta n'}{\Delta n''} \right)^2 = 1 + \alpha^2 \quad (2.3.7)$$

kann dieser Effekt in der Formel für die Schawlow-Townes Linienbreite berücksichtigt werden. Typischerweise liegt sein Wert bei ~ 30 .

Desweiteren sind Halbleiterlaser wesentlich breitbandiger als zum Beispiel Gaslaser, da letztere über einen Resonator höherer Güte verfügen. Während die Bandbreite von Halbleiterlasern mit Gitterrückkopplung („distributed feedback“) üblicherweise im kHz-Bereich liegt, erreichen Gaslaser aufgrund der hohen Reflektivität ihrer Resonatorspiegel den Sub-Hertz-Bereich $\sim 10^{-3}$ Hz.

Die durch quantenmechanisches Rauschen unvermeidbare Linienbreite ist so gering, dass sie in einem Großteil von experimentellen Situationen durch äußere Einflüsse (z.B. Vibrationen, Temperaturschwankungen) versteckt und unmessbar bleibt.

Die Auflösung in diesem Experiment ist durch die Länge der Faserverzögerungsstrecke gegeben. Nach Voraussetzung zur Betrachtung eines lorentzförmigen Spektrums muss die Verzögerungszeit

$$t_d = \frac{n \cdot s}{c} \gg \tau_c \quad (2.3.8)$$

und die Auflösungsgrenze

$$R = \frac{1}{t_d} \quad (2.3.9)$$

sein.

Unter Annahme von $n_{\text{Glas}} = 1,46$ beträgt das theoretisch erreichbare Auflösungsvermögen R der verwendeten Glasfaser ($s = 5000\text{m}$) 41kHz .

Da die Faser laut Datenblatt (vgl. Anlage A6 im Anhang) eine Dämpfung von $1,81\text{dB/km}$ bei 850nm besitzt, kann im Idealfall eine Leistungstransmission von 12% erreicht werden, wenn man die Verluste an Faserein- und -auskopplern nicht berücksichtigt.

2.3.2 Experiment und Ergebnisse

Zur Charakterisierung wird der bereits beschriebene Diodenlaser bei $\lambda = 852\text{nm}$, der in Littrow-Konfiguration über ein externes Gitter verfügt und über ein Peltier-Element temperaturstabilisiert ist, untersucht. Da der Laserstrahl elliptisch geformt ist (Abb. 1-2) wird zunächst eine Strahlkorrektur mit einem Prisma vorgenommen.

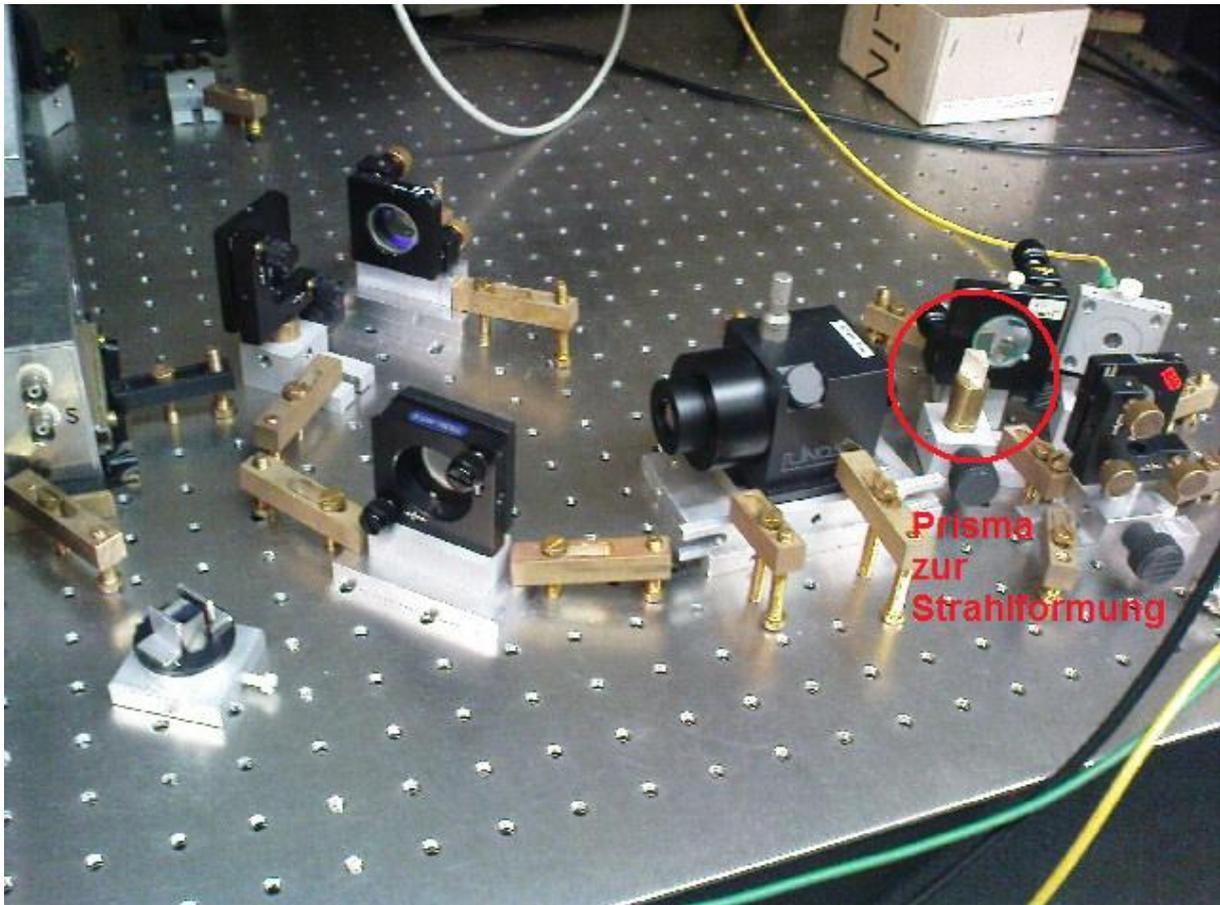


Abb. 2-19: *Aufbau zur Strahlkorrektur.*

Der Aufbau wird um einen Einkoppler (Schäfer + Kirchhoff, 60FC-4-M12-10) mit maximal erreichter Transmission von 60% ergänzt. Zur Aufteilung des Laserstrahls wird ein polarisierender Strahlteilerwürfel (PBS) verwendet, dem ein $\lambda/2$ -Plättchen zur beliebigen Intensitätsvariation vorgeschaltet wird. Während ein Teils des Lichts über eine 5km lange Single-Mode-Faser des Typs SMF-28TM von Corning laufzeitverzögert wird (Arm 1 in Abb. 2-18), wird der andere Interferometerarm erneut aufgespalten. Ein kleiner Teil des Lichts gelangt zur Detektion von Modensprüngen und zur Stabilitätskontrolle in ein abtastendes Fabry-Pérot (vgl. Kap. 2.2.3), dessen Länge durch eine 100Hz-Dreiecksspannung auf einen Piezo am hinteren Spiegel periodisch variiert. Der übrig bleibende Lichtteil (Arm 2 in Abb. 2-18) wird durch einen 2f-Aufbau mit $f = 100\text{mm}$ in einen akustooptischen Modulator (AOM) fokussiert, dessen

Frequenz Ω im Intervall [298; 338]MHz über die Versorgungsspannung einstellbar ist. Dadurch wird eine hohe Beugungseffizienz von ca. 74% in die erwünschte, frequenzmodulierte 1. Beugungsordnung erreicht. Die 0. Ordnung wird mit einer Irisblende blockiert. Beide Arme werden durch einen weiteren PBS wieder zusammengeführt. Ein Polarisator im Folgenden sorgt für die Projektion der durch den PBS senkrecht zueinander polarisierten Teilstrahlen auf eine gemeinsame Polarisatorachse und erlaubt somit eine Interferenz. Dieses Signal wird mit einer Lawinenphotodiode (APD, engl. Avalanche Photodiode) detektiert und mit einem Spektrumanalysator ausgewertet.

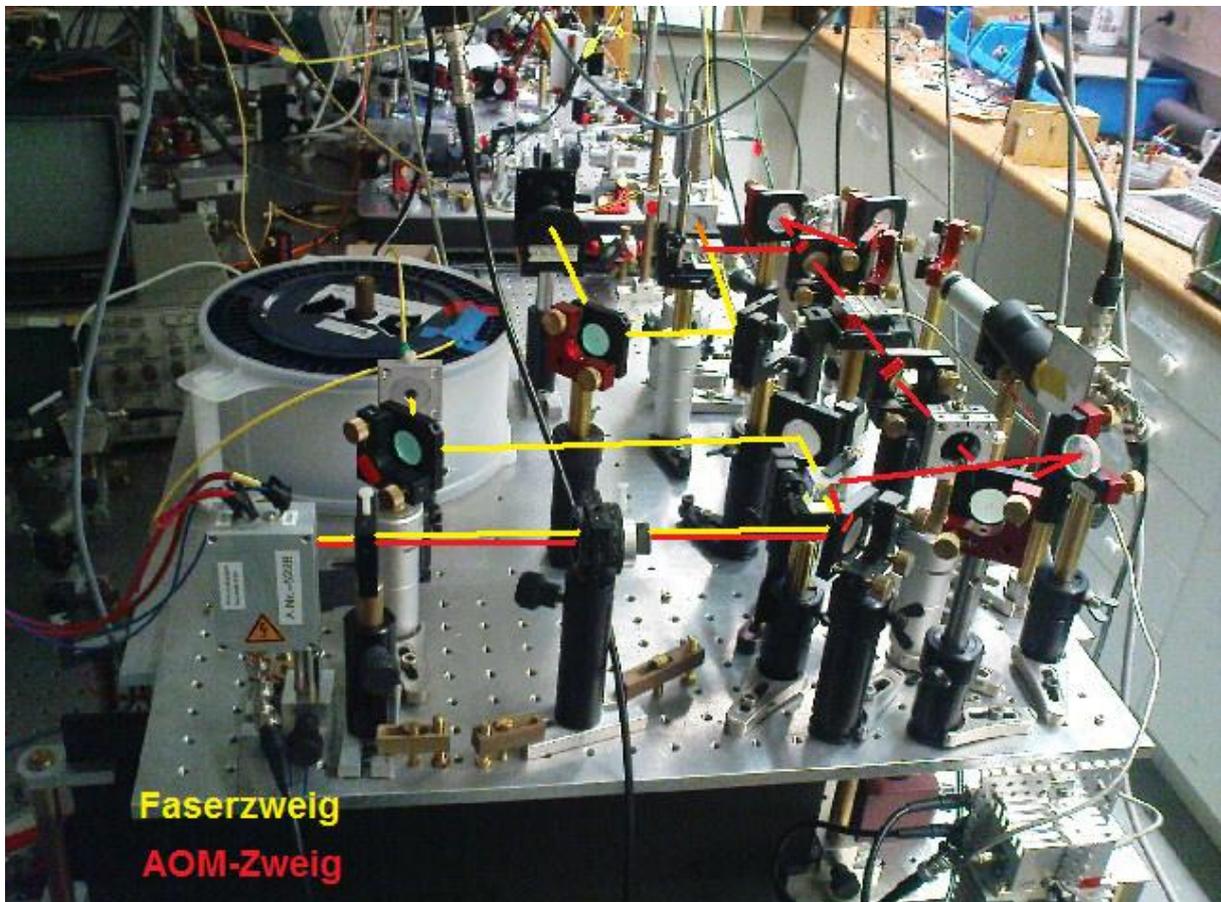


Abb. 2-20: *Aufbau des Heterodyn-Interferometers mit Strahlengang*

2.3.2.1 Optische und elektronische Messung des AOM-Peaks

Da die genauen Eigenschaften des AOM unbekannt sind, wird zunächst sein Peak mit dem Spektrumanalysator vermessen. Dazu wird der Aufbau ohne Faserverzögerung betrieben und der frequenzmodulierte Strahlteil mit dem unverzögerten Laserstrahl überlagert.

Ein AOM besteht aus einem Kristall, an dessen einem Ende sich ein Piezoelement zur Erzeugung von Ultraschallwellen befindet. Um Stehwellen und Reflexionen zu vermeiden, wird am anderen Ende entweder ein Schallabsorber eingebaut (Abb. 2-21) oder das hintere Ende des AOM wird unter einem Winkel, der Reflexionen vermeidet, abgeschrägt. Der Ultraschallkopf wird durch eine Radiofrequenz in Schwingungen versetzt und sendet Schallwellen durch den AOM-Kristall, so dass die die Brechzahl des Kristalls variiert. Diese periodische Brechzahlschwankung wirkt wie ein laufendes optisches Gitter. Ein einfallender Lichtstrahl durchläuft dann ein Schallwellenfeld und erfährt in diesem „Bragg-Bereich“ Beugung in einer Ordnung. [Mes05]

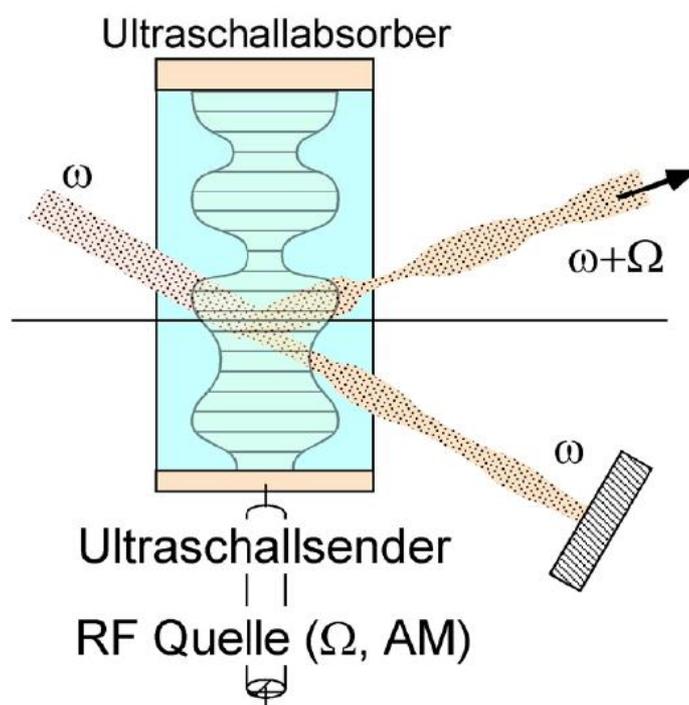


Abb. 2-21: *Akustooptischer Modulator*. [Mes05]

Der im Interferometer eingesetzte AOM-Kristall besteht aus Tellurdioxid (TeO_2) und verfügt über eine Eintrittsöffnung von $1 \times 2 \text{ mm}^2$. Der akustooptische Modulator der Firma AA Optoelectronics (AA.ST.318/B40/A1) wird mit einer Radiofrequenz Ω im Intervall [298; 338] MHz betrieben, die von einem spannungsgesteuerten Oszillator erzeugt wird, dessen Frequenz durch die Größe der anliegenden Spannung leicht variabel ist. Ein spannungsgesteuerter Oszillator (VCO, engl. Voltage controlled oscillator) besteht in der Regel aus einem frequenzbestimmenden Schwingkreis mit Kapazitätsdiode. Durch Veränderung der Diodenvorspannung lässt sich die Resonanzfrequenz des Schwingkreises verändern. Bei VCOs mit Diodenabstimmung nimmt die Qualität des Ausgangssignals mit zunehmendem Variationsbereich ab, was sich beispielsweise durch eine Rauschzunahme und Instabilität des Signals äußert.

Da bereits bekannt ist, dass das Littrowdiodenlasersystem ohne zusätzliche Rückkopplung schmalbandig ist (vgl. Kap. 2.2.3) und bei Rückkopplung im Idealfall von einer Linienbreite im Submegahertzbereich auszugehen ist, wird getestet, ob das AOM-Spektrum breiter als das zu erwartende Signal ist. In diesem Fall wäre der AOM für die Messung ungeeignet, da seine eigene Schwingung das erwartete Ergebnis überlagern würde.

Um die Eigenschaften des AOM spektral zu untersuchen, können am Spektrumanalysator unterschiedliche Einstellungen bezüglich der Auflösungen, Frequenzen und Laufzeiten vorgenommen werden. Die RBW (engl. Resolution Bandwidth) beschreibt die Fähigkeit des Spektrumanalysators, benachbarte Signale gleicher Amplitude zu unterscheiden. Nur Signale, die bei einer Frequenz größer als die RBW liegen, können detektiert werden. Die VBW (engl. Video Bandwidth) dient zur Rauschreduktion und sollte bei unbekanntem Signalen schrittweise variiert werden. Die Durchlaufzeit (SWT, engl. Sweep Time) sollte so gewählt werden, dass sie zu den Auflösungseinstellungen passt, wobei im Allgemeinen die Faustformel $\text{SWT} > K \left[\frac{\text{SPAN}}{(\text{RBW})^2} \right]$ mit $K \sim 2$ beachtet werden sollte.

Die folgenden Bilder werden von einem analogen Spektrumanalysator (Wandel & Goltermann, SNA-7A, 50Hz - 22GHz) abfotografiert.

Die Aufnahmen werden mit einer Auflösungsbandbreite (RBW, engl. Resolution Bandwidth) von 100kHz und einer Videobandbreite (VBW, engl. Video Bandwidth) von 150kHz gemacht. Die Mittenfrequenz (FCENT) der Aufnahme beträgt 324,473MHz und der Frequenzbereich (FSPAN), über den aufgenommen wird, beträgt 10MHz. Der Frequenzbereich (FSPAN) wird in einer Größenordnung gewählt, in der man das Signal erwartet. Da akustooptische Modulatoren in der Regel für hochauflösende Messungen eingesetzt werden, wird der Frequenzbereich, über den gescannt wird, relativ klein gewählt. Die Laufzeit einer Messung (SWT, engl. Sweet Time) beträgt 1s bei der optischen Messung.

Zunächst wird das Spektrum der Photodiode ohne Lichteinfall betrachtet um sicherzustellen, dass sie in dem erwarteten Frequenzbereich keine signifikante Schwingung aufweist.

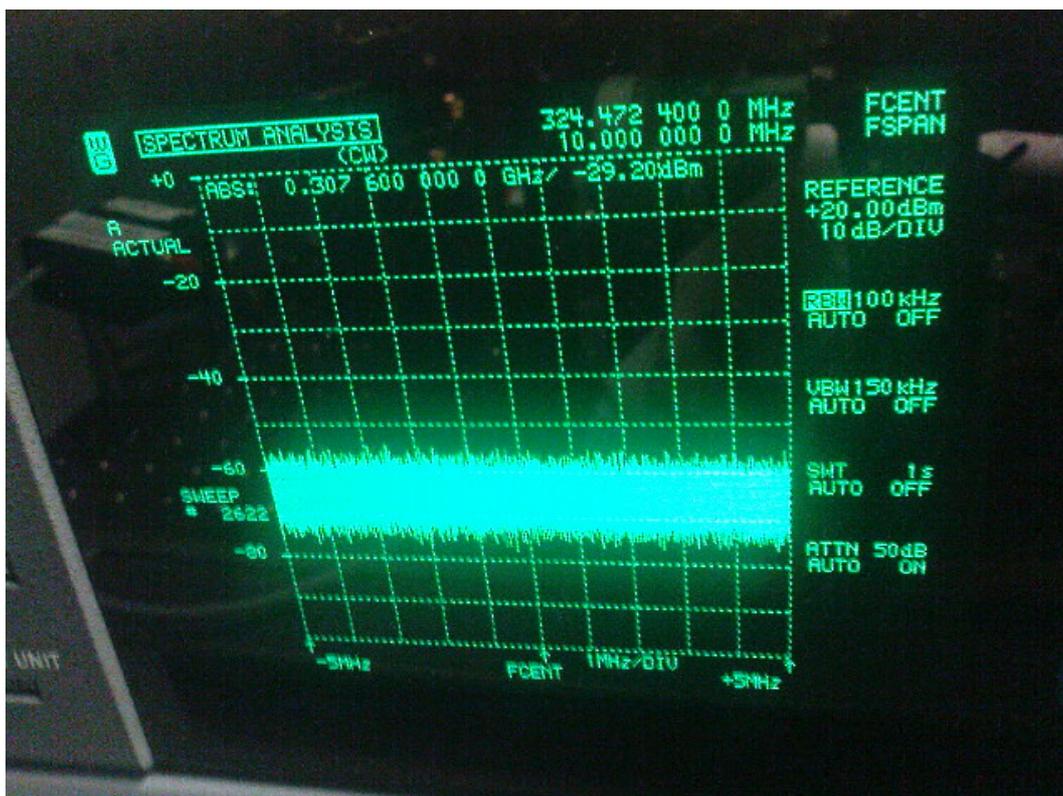


Abb 2-22.: Aufnahme des Untergrundspektrums der Photodiode ohne Einfall von Laserlicht mit 324,472MHz FCENT, 10MHz SPAN, 100kHz RBW, 150kHz VBW und 1s SWT.

Anschließend wird der unverzögerte Laserstrahl mit dem durch den AOM gebeugten Anteil überlagert und das detektierte Spektrum vermessen.

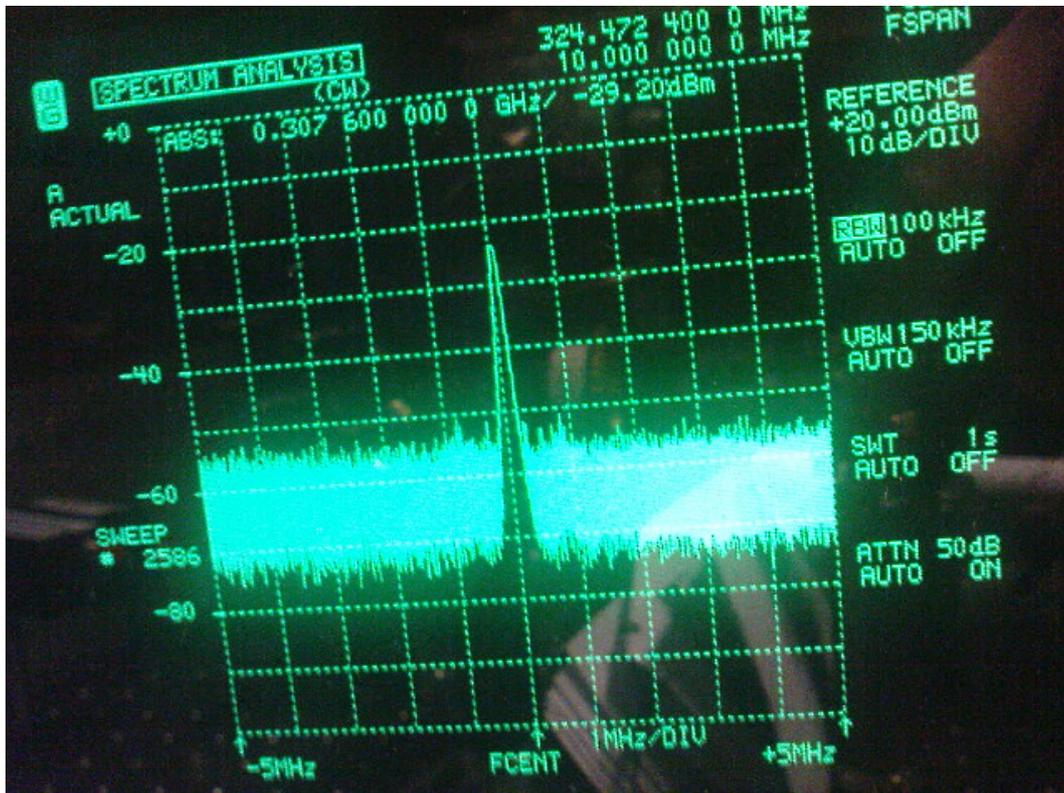


Abb.2-23: Aufnahme des Leistungsspektrums bei Überlagerung von AOM-Pfad und unverzögertem Laserlicht mit 324,472MHz FCENT, 10MHz SPAN, 100kHz RBW, 150kHz VBW und 1s SWT.

Es wird erkennbar, dass die AOM-Frequenz ungefähr bei 324MHz liegt. Die Halbwertsbreite des detektierten Peaks liegt in einem Bereich, der kleiner als 1MHz ist. Abgeschätzt beträgt sie ungefähr 0,3MHz. Aufgrund von Messungen der Laserlinienbreite mit einem frequenzselektiven Element (Kap. 2.2.3) wird eine Linienbreite des Lasers im Megahertzbereich erwartet. Somit ist der AOM für den Einsatz im interferometrischen Messaufbau geeignet.

Um sicher zu gehen, dass die optische Messung zuverlässig ist, wird das aufgenommene Spektrum anschließend mit dem elektronischen Signal der AOM-Versorgung verglichen. Dazu wird der Ausgang des verstärkten VCO an dem Spektrumanalysator angeschlossen und sein Schwingungspeak untersucht. Abb. 2-24 zeigt die Aufnahme des elektronischen Signals.

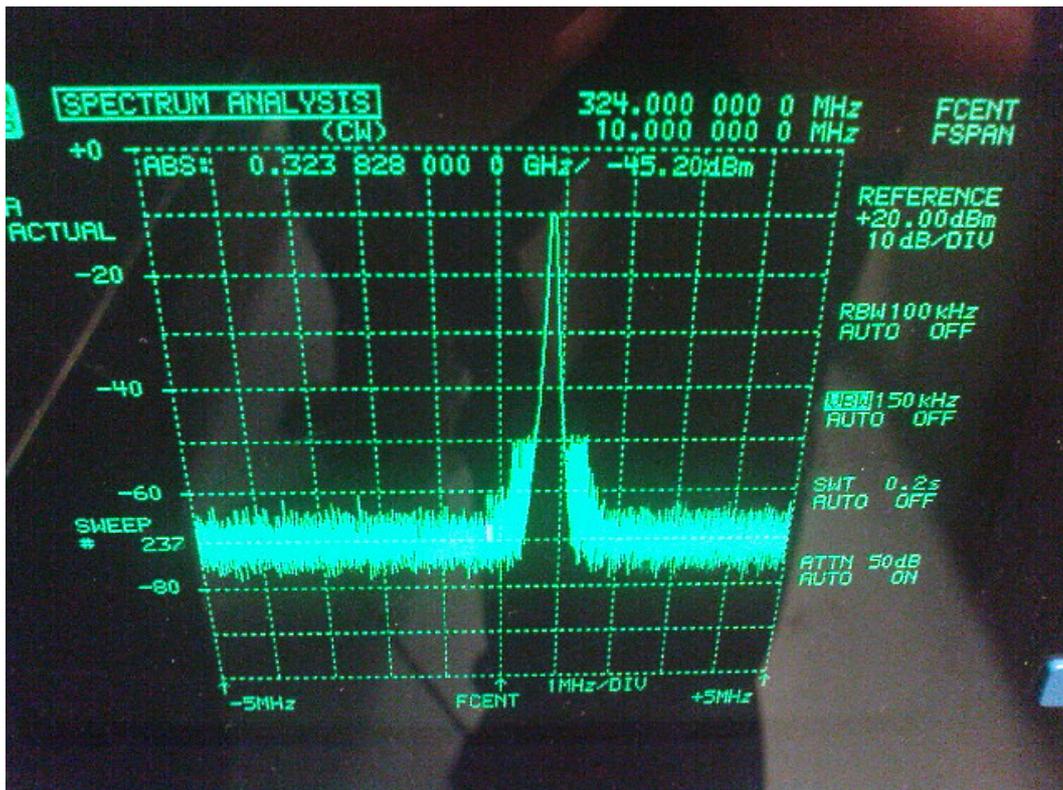


Abb.2-24: Aufnahme des elektronischen Signals am AOM-Eingang mit 324,472MHz FCENT, 10MHz SPAN, 100kHz RBW, 150kHz VBW und 0,2s SWT.

Der Peak des elektronischen Signals ist vergleichbar mit dem der optischen Messung. Er erscheint allerdings ein wenig breiter, was durch elektronisches Rauschen verursacht werden könnte. Neben dem geordneten Stromfluss tritt beispielsweise thermische Bewegung der Elektronen auf (Nyquist- oder Johnson-Rauschen), die zu einer Verbreiterung des Signals führen kann. Das auf dem Bild erkennbare seitenbandähnliche Rauschen an den beiden Außenseiten des Peaks ist vermutlich ein Artefakt des Spektrumanalysators, welches man vernachlässigen kann.

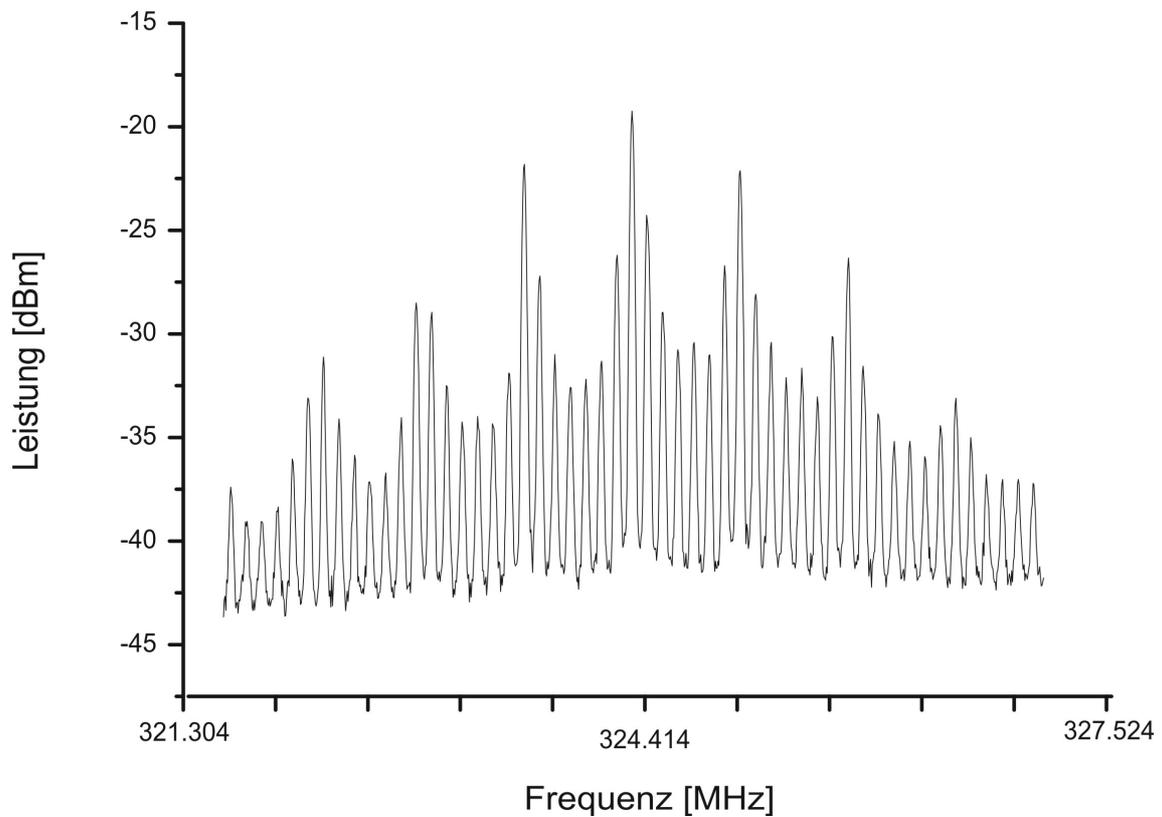
Da die Halbwertsbreite der AOM-Schwingung auch bei der Messung des elektronischen Signals kleiner als 1MHz ist, wird der AOM inklusive verstärktem VCO für nachfolgende Messungen eingesetzt.

2.3.3 Diskussion

Das vorgestellte System sollte durch Einbau der langen Verzögerungsfaser (Kap. 2.3.2) geeignet sein, den Diodenlaser spektral zu analysieren.

Problematisch sind jedoch zufällig auftretende Störungen, deren Ursache bisher nicht genau identifizierbar ist. Anhand von stark vergrößerten Aufnahmen mit einem digitalen Spektrumanalysator (Agilent Technologies EXA Signal Analyzer N9010A-526, 9kHz – 26,5GHz) werden Störungen in einem Abstand von 117 und 820kHz deutlich, welche während eines Testaufbaus mit einem kurzen, ca. 10m langen Faserstück auftreten. Bei diesem Testaufbau wird die Überlagerung des kurz verzögerten und des AOM-gebeugten Strahls spektral untersucht.

Die Auflösungsbandbreite RBW und die Videobandbreite VBW betragen bei dieser Messung jeweils 20kHz. Die Zeit SWT für einen Messdurchlauf beträgt 0,5s.



Ab. 2-25: *Spektrale Aufnahme der Störsignale mit 20kHz RBW; 20kHz VBW und 59,3ms SWT.*

Eine erste Vermutung, dass die Störungen durch die AOM-Versorgung auftreten, wird widerlegt, indem sowohl der VCO als auch der Verstärker mit dem Spektrumanalysator untersucht werden (Kap. 2.3.2.1). Eine weitere mögliche Ursache der Störungen könnten Schwingungen sein, die von der Photodiode bzw. ihrer Schaltung verursacht werden. Da die genaue Herkunft der Störsignale noch nicht geklärt ist, muss ihr eventuelles Auftreten kritisch beobachtet werden.

2.4 Optische Rückkopplung mit stabilem Resonator

2.4.1 Aufbau

Da sich in der Vergangenheit Aufbauten zur optischen Rückkopplung mit einem Resonator in V-Konfiguration besonders bewährt haben (vgl. Kap. 2.1), wird dieses Konzept verfolgt, um den Diodenlaser zu stabilisieren.

Über einen Strahlteiler wird ein Teil des Strahls an einen konfokalen Resonator gekoppelt. Dieser Resonator ist leicht axial verkippt, so dass der einfallende Strahl in einem V-förmigen Verlauf auf den hinteren Spiegel trifft. Der Resonator ähnelt dem in Kap. 2.2.3 beschriebenen selbstgebauten Fabry-Pérot-Resonator und besitzt eine Finesse von ca. 80. Damit der Strahl vom Typ I nicht größtenteils aus einem direkt am ersten Spiegel reflektierten Anteil besteht, wurde der vordere Spiegel mit einer Antireflex- (AR-) Schicht versehen. Diese Schicht führt dazu, dass weniger als 0,2% des ankommenden Strahls reflektiert werden. Eine Graphik zur Verdeutlichung der Eigenschaften dieser Beschichtung findet sich in Anlage A4.

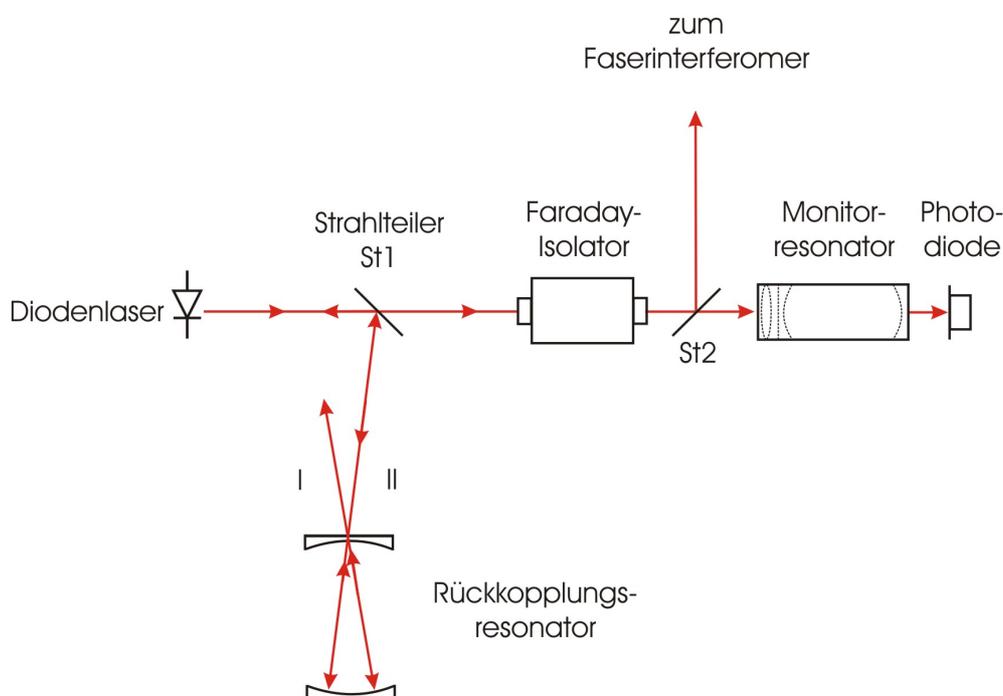


Abb. 2-26: *Aufbau mit Rückkopplung von einem V-Resonator.*

In Abb. 2-26 ist der Aufbau zur optischen Rückkopplung durch den V-konfigurierten Resonator dargestellt. Ungefähr 23% der Laserleistung werden für die Rückkopplung genutzt, wovon der Großteil (ca. 90%) durch eine Blende abgeschnitten wird. Der Rest gelangt durch einen Faraday-Isolator zu dem bereits beschriebenen Heterodyn-Interferometer und einem abtastenden Monitorresonator, der zur Stabilitätskontrolle und Vermeidung von Modensprüngen genutzt wird. Außerdem ist an diesem Resonator das Eintreten von optischer Rückkopplung durch „Zittern“ der Peaks beobachtbar.

Ein interessanter Charakterisierungsansatz für die optische Rückkopplung ist die Veränderung der Laserschwelle. In älteren Aufbauten [Wic04] wird die Laserschwelle durch Rückkopplung von einem konfokalen Resonator mehr als halbiert. Der Einfachheit halber wird die Laserschwelle visuell mit einer Kamera ermittelt. Dabei wird die Laserschwelle mit dem Auftreten von Specklemustern ermittelt. Durch die optische Rückkopplung im eigenen Aufbau wird die Laserschwelle jedoch nur unwesentlich beeinflusst (um 0,8% heruntersetzt).

Dies könnte verschiedene Gründe haben. Die Finesse des selbstgebauten Resonators beträgt ca. 79 ($R = 98,75\%$). Die Gruppe um A. Wicht hingegen verwendet drei Spiegel (gefalteter Aufbau mit Einkoppelspiegel) mit einer Reflektivität $R > 99,5\%$. Ein weiterer Grund für den Unterschied zwischen den eigenen Messungen und denen der Wicht-Gruppe könnte die fehlende Phasen Anpassung im eigenen Aufbau sein. Um die Resultate der Laserschwellenmessung genau vergleichen zu können, sollte der optische Weg stabilisiert werden, was mit unterschiedlichen Verfahren realisiert werden kann. Das Stabilisierungsverfahren nach Hänsch und Couillaud [Hän80] oder die Methode von Pound, Drever und Hall [Dre83] hat sich in älteren Aufbauten bereits bewährt.

2.4.2 Spektralanalyse mit Heterodyn-Interferometer

Zur Untersuchung der Auswirkungen von optischer Rückkopplung auf die Linienbreite des Lasers werden ca. 60% der Strahlleistung zur Einkopplung in den V-Resonator genutzt. Der Großteil (ca. 90%) davon wird jedoch durch eine Blende wieder abgeschnitten, da der Strahl sonst zu groß für die kleinen, halbzölligen Resonatorspiegel wäre. Somit gelangen nur noch ca. 6% der Gesamtlaserleistung zum Rückkopplungsresonator.

Bei einem Injektionsstrom von 52,5mA emittiert der Laser Strahlung mit einer Leistung von 30mW. Durch diverse Verluste (beispielsweise durch den Isolator, die Faserkopplungen und die kleine Gehäuseöffnung am AOM) gelangen letztendlich 42 μ W Strahlleistung zur Photodiode, wovon 52% von Arm 1 und 48% von Arm 2 herrühren. Die Verzögerungsfaser transmittiert ca. 7,5% der Eingangsleistung, was einen realistischen Wert der theoretisch erreichbaren 12% (vgl. Kap. 2.3.1) darstellt, da in der Theorie Kopplungsverluste nicht berücksichtigt werden.

Das Beatsignal wird mit dem Spektrumanalysator von Wandel & Goltermann untersucht. Dazu werden Spektren aufgenommen, deren Mittenfrequenz („FCENT“) bei 324MHz liegt, was der Modulationsfrequenz des AOM entspricht. Die Auflösungsbandbreite („RBW“, engl. Resolution Bandwidth) beträgt 1MHz, die Videobandbreite („VBW“, engl. Video Bandwidth) beträgt 500kHz und die Zeit für einen Messdurchlauf beträgt 0,5s („SWT“, engl. Sweep Time). Der Frequenzbereich („FSPAN“) um die Mittenfrequenz beträgt 50 bzw. 100MHz.

Die nachfolgenden Bilder stammen von dem bereits verwendeten Spektrumanalysator von Wandel & Goltermann.



Abb. 2-27: Spektrale Leistungsverteilung ohne optische Rückkopplung mit 1MHz RBW, 500kHz VBW und 0,5s SWT. Der Frequenzbereich SPAN beträgt im linken Bild 50MHz und im rechten Bild 100MHz.

Anhand der Spektren, die ohne optische Rückkopplung gemessen werden, wird bereits erkennbar, dass sich die Halbwertsbreite der gemessenen Peaks deutlich von der bereits durchgeführten Resonatormethode (Kap. 2.2.3) unterscheidet. Bei der interferometrischen Messung beträgt die abgeschätzte Halbwertsbreite des Peaks ungefähr 25MHz und ist somit deutlich breiter als die vorher bestimmten 3,5MHz. Dieser Unterschied ist durch das Wandern des instabilen Lasers zu erklären. Bei der vorherigen Methode befindet sich der Laser zum Zeitpunkt der Messung „im Lock“, d.h. er ist auf die Frequenz des Fabry-Pérot-Resonators stabilisiert. Bei der interferometrischen Messung ist der Laser nicht frequenzstabilisiert, wodurch der Peak driftet.

Um einen ersten Eindruck der optischen Rückkopplung auf den interferometrisch gemessenen Peak zu bekommen, wird dieser Unterschied zunächst vernachlässigt, da der Aufbau bezüglich der Stabilisierung noch nicht ausreichend optimiert wurde, um eine quantitative Messung durchzuführen.

Abb. 2-28 zeigt die Auswirkungen der optischen Rückkopplung auf das Spektrum, welches mit Hilfe des Selbst-Heterodynen Interferometers gemessen wird.

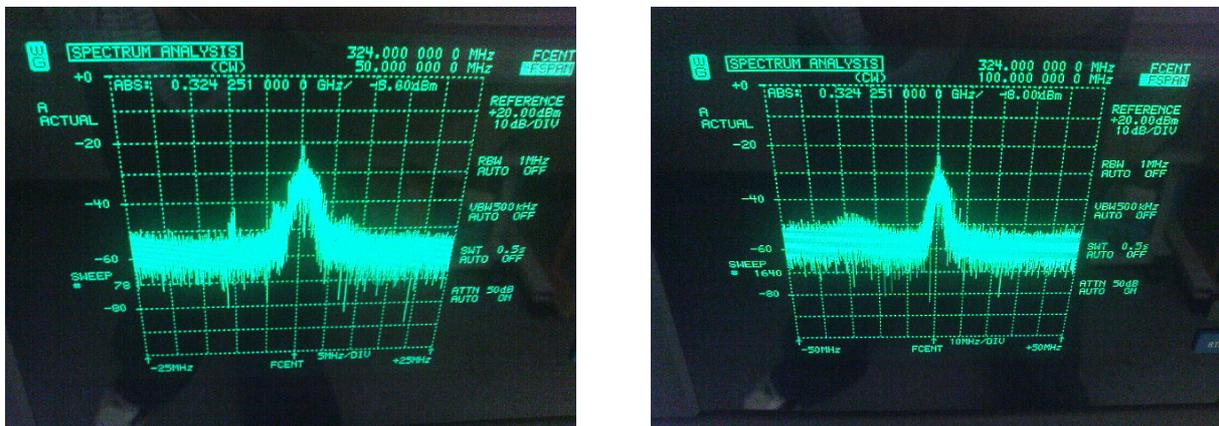


Abb. 2-28: Spektrale Leistungsverteilung mit optischer Rückkopplung mit 1MHz RBW, 500kHz VBW und 0,5s SWT. Der Frequenzbereich SPAN beträgt im linken Bild 50MHz und im rechten Bild 100MHz.

Vergleicht man die Bilder mit und ohne optische Rückkopplung qualitativ, so wird erkennbar, dass die Rückkopplung einen deutlichen Effekt auf die Laserlinienbreite ausübt. Nutzt man die Halbwertsbreite um eine Aussage über die Linienbreite zu machen, so kommt man zu dem Ergebnis, dass die optische Rückkopplung von dem V-konfigurierten Resonator auch ohne Stabilisierung des optischen Weges bereits eine Reduktion der Peakbreite hervorruft. Die Halbwertsbreite des Peaks mit optischer Rückkopplung von dem V-konfigurierten Resonator beträgt abgeschätzt ca. 10MHz und ist somit ungefähr halb so groß wie die Breite des Peaks, der ohne optische Rückkopplung aufgenommen wurde.

Bei den Spektren mit optischer Rückkopplung sind Seitenbänder erkennbar. Diese werden mit großer Wahrscheinlichkeit durch die in Kap. 2.3.3 bereits erwähnten Störungen hervorgerufen. Aufgrund der Tatsache, dass die Störungen bisher ungeklärt sind und der optische Weg nicht geregelt wird, ist eine quantitative Aussage über die absolute Linienbreite bisher nicht möglich.

Trotz der auftretenden Störungen kommt man zu dem Schluss, dass die optische Rückkopplung durch den externen Resonator einen reduzierenden Einfluss auf die Laserlinienbreite hat.

2.5 Optische Rückkopplung mit instabilem Resonator

Als Alternative zu dem Aufbau mit konfokalem V-Resonator wird zusätzlich ein Feedbackresonator aus Planspiegeln aufgebaut. Diese Idee stammt aus der Dissertation von K.-M. Knaak [Kna00]. In dieser Arbeit wird ein GECDL (Grating enhanced External Cavity Diode Laser) mit volumenholographischem Transmissionsgitter und externem Resonator in L-Konfiguration mit Planspiegeln beschrieben.

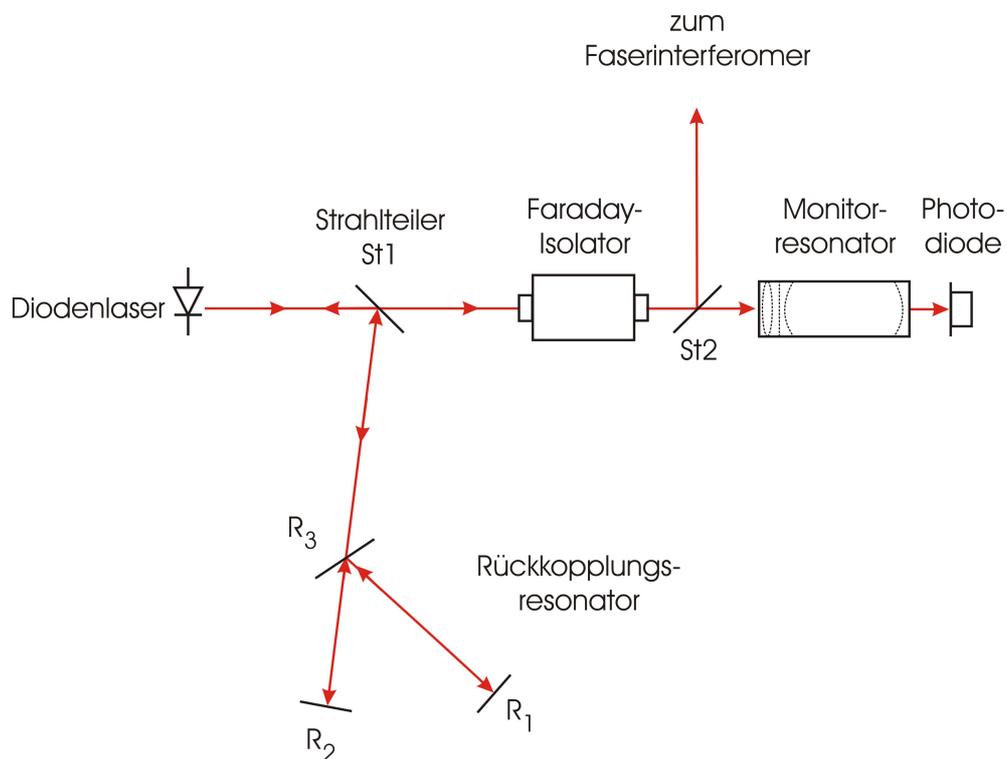


Abb. 2-29: Aufbau mit Rückkopplung von einem Planspiegelresonator

Der eigene Aufbau wird zunächst nur mit Spiegeln und ohne volumenholographisches Transmissionsgitter realisiert.

Für den Aufbau zur optischen Rückkopplung von einem instabilen Resonator wird ein Strahlteiler verwendet, der 58% der Laserleistung zum Rückkopplungsresonator lenkt. Vor dem Rückkopplungsresonator befindet sich zur Leistungsabschwächung ein Abschwächer mit einer Transmission von 39%. Folglich gelangen effektiv ca. 22% der Gesamtlaserleistung zu einer Blende vor dem Resonator, der aus einem Einkoppelspiegel (R_3) und zwei Endspiegeln (R_1 , R_2) besteht. Die Blende schneidet ca. 90% des Laserstrahls ab, so dass letztendlich ca. 2% der Ausgangsleistung zur Rückkopplung genutzt werden.

Die Finesse des externen Resonators aus Planspiegeln berechnet sich durch:

$$F = \frac{\pi}{2 \arcsin\left(\frac{1 - \sqrt{\rho}}{2\sqrt{\rho}}\right)} \approx \frac{\pi}{1 - \sqrt{\rho}} \quad (2.5.1)$$

mit

$$\rho = R_2 \cdot R_3^2 \cdot R_1, \quad (2.5.2)$$

wobei R_1 und R_2 die Reflektivitäten der beiden planen Endspiegel und R_3 die Reflektivität des Einkoppelspiegels beschreiben [rpf10].

Die verwendeten Spiegel sind hochreflektiv mit einer Reflektivität R von 99%. Unter Verwendung von (2.5.1) und (2.5.2) ergibt sich eine Finesse F von 158 für den Resonator aus Planspiegeln.

Mit einem konfokalen Monitorresonator, der in Kap. 2.2.3 schon eingehend beschrieben wurde, wird die optische Rückkopplung durch „Zittern“ der Peaks auf dem Oszilloskop beobachtet

Auch hier ist die Veränderung der Laserschwelle ein interessanter Ansatzpunkt. Diese wird wie in Kap. 2.4.1 bestimmt und beträgt bei Rückkopplung von einem Planspiegelresonator 13mA, was keiner signifikanten Veränderung entspricht.

Aufgrund seiner extremen Empfindlichkeit ist eine weitere Charakterisierung dieses Systems bisher nicht möglich.

3 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden unterschiedliche optisch stabilisierte Diodenlasersysteme aufgebaut und deren Eigenschaften untersucht.

Neben einem Aufbau in „klassischer“ V-Konfiguration wurde auch ein System mit Planspiegeln realisiert, welches aber nur unbefriedigende Ergebnisse lieferte. Dies ist zum einen auf die durch den Aufbau bedingten längeren optischen Wege und zum anderen auf Störungen von außerhalb zurückzuführen. Für zukünftige Anwendungen ist es deshalb nötig, den Aufbau mechanisch zu stabilisieren.

Erheblich bessere Ergebnisse wurden mit der Rückkopplung von einem Resonator in V-Konfiguration erzielt. Hier war bereits eine Stabilisierung des Lasers ohne zusätzliche elektronische Regelung erkennbar.

Damit beide Systeme besser verglichen werden können, ist es sinnvoll, ihre Finesse einander anzupassen. Dies könnte über die Wahl geeigneter Spiegel realisiert werden.

Um Linienbreiten im Megahertz- und Sub-Megahertz-Bereich zu messen, sind verschiedene Verfahren analysiert und angewandt worden. Die Linienbreitenbestimmung mit einem frequenzselektiven Element konnte mit einem selbst gebauten Fabry-Pèrot-Resonator realisiert werden. Für eine bessere Auflösung könnten eine Schall- und Schwingungsisolierung des Resonators und Spiegel höherer Reflektivität sorgen.

Desweiteren ist gezeigt worden, dass die Linienbreitenbestimmung aus einer Schwebungsmessung mit Hilfe eines Selbst-Heterodyn-Interferometers notwendig erscheint, da hier kleinste Auflösungen gewährleistet werden können. Quantitative Aussagen über die Linienbreite erfordern ein stabiles Signal und eine genaue Analyse des Linienprofils, da der Zusammenhang zwischen einer Erhöhung des Frequenzrauschens und der Linienbreite von der Linienform abhängt. Ist das Linienprofil nicht mit ausreichender Genauigkeit bekannt, so muss das Schwebungssignal als obere Grenze der Linienbreite angenommen werden. Um diese Zusammenhänge genauer zu klären, könnte es hilfreich sein, einen Laser bekannter Linienbreite versuchsweise zu vermessen.

Um bessere Stabilisierungen zu erreichen, müssen die Systeme mechanisch stabiler sein. Dazu könnten die Spiegel direkt auf einen Abstandshalter mit kleinem Längenausdehnungskoeffizienten (wie beispielsweise Zerodur) montiert werden.

Möchte man ohne Justage des Spiegelabstands auskommen, so wird es nicht möglich sein, einen Resonator in V-Konfiguration aufzubauen. Da der Aufbau mit Transmissionsgitter [Kna00] ebenfalls aufgrund seiner aufwendigen Justage und seiner zwangsläufig längeren optischen Wege nicht für einen hochstabilen Aufbau geeignet ist, ist ein gefalteter Resonator eine mögliche Alternative. Die Spiegel des gefalteten Resonators könnten direkt auf einen Zerodurblock montiert werden, um thermische Schwankungen zu vermeiden.

Um Änderungen des optischen Weges durch thermische Fluktuationen und akustische Störungen zu vermeiden, sollte er zusätzlich geregelt werden. Dazu sollten die Systeme elektronisch stabilisiert werden, da Änderungen des optischen Weges Frequenzverschiebungen hervorrufen können. Dafür ist das Verfahren von Hänsch und Couillaud am ehesten geeignet, da dort keine störenden Radiofrequenzen benötigt werden. Dazu muss der Resonator allerdings polarisationsempfindlich sein, wozu spezielle Spiegel verwendet werden sollten.

Wenn das System hinsichtlich der vorgeschlagenen Verbesserungen optimiert ist, kann abschließend eventuell über eine gemeinsame Konstruktion des Lasers und des externen Resonators im Vakuum nachgedacht werden

Quellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

- [Bro95] Brozek, O.S.: Effiziente Frequenzverdopplung mit Diodenlasern. Diplomarbeit. Universität Hannover, Hannover 1995
- [Dah87] Dahmani, B.; Hollberg, L.; Drullinger, R.: Frequency stabilization of semiconductor lasers by resonant optical feedback. *Opt. Lett.* **12** (1987) 876 - 878
- [Dre83] Drever, R. W. P.; Hall, J. L.; Kowalski, F. V.; Hough, J.; Ford, G. M.; Munley, A.J.; Ward, H.: Laser Phase and Frequency Stabilization Using an Optical Resonator. *Appl. Phys.* **31** (1983) 97
- [Hän80] Hänsch, T. W.; Couillaud, B.: Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity. *Opt. Comm.* **35** (1980) 441 - 444
- [Hau96] Haubrich, D.; Wynands, R.: A modified Ti:sapphire laser with 4kHz rms Linewidth. *Opt. Comm.* **123** (1996) 558 - 562
- [Hen82] Henry, C. H.: Theory of the linewidth of semiconductor lasers. *IEEE J. Quantum Electron.* **18** (1982) 259 - 264
- [Kna00] Knaak, K.-M. et. al.: Laserunterstützte Spannungsmesstechnik – Konzeption und Aufbau eines Experiments zur spektroskopischen Messung von Hochspannung. Universität Heidelberg, Heidelberg 2000
- [Lun08] Lunze, J.: Regelungstechnik 1, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2008)
- [Mes05] Meschede, D.: Optik, Licht und Laser, Teubner/GWV Fachverlage Wiesbaden Zweite Auflage (2005)
- [Pat91] Patrick, H.; Wieman, C. E.: Frequency stabilization of a diode laser using simultaneous optical feedback from a diffraction grating and narrowband Fabry-Perot cavity. *Rev. Sci. Instrum.* **62** (1991) 2593 - 2595

- [Ric86] Richter, L. E. et al.: Linewidth Determination from Self-Heterodyne Measurements with Subcoherence Delay Times. *IEEE J. Quantum Electron.* **22** 2070 - 2074
- [Rus86] Rush, D.W.; Burdge, G. L.; Ho, P.-T.: The Linewidth of a Mode-Locked Semiconductor Laser Caused by Spontaneous Emission: Experimental Comparison to Single-Mode Operation. *IEEE J. Quantum Electron.* **22** (1986) 2088 - 2091
- [Scha58] Schawlow, A. L.; Townes, C. H.: Infrared and Optical Masers. *Phys. Rev.* **112** (1958) 1940 - 1949
- [Stie07] Stiebeiner, A.: Deterministische Kopplung eines einzelnen Atoms an die Mode eines Resonators hoher Finesse. Diplomarbeit, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Bonn 2007
- [Tsu90] Tsuchida, H.: Simple technique for improving the resolution of the delayed self-heterodyne method. *Opt. Lett.* **8** (1990) 640 - 642
- [Wic04] Wicht, A.; Rudolf, M.; Rinkleff, R.-H.; Danzmann, K.: Grating enhanced external cavity diode laser, *Appl. Phys.: Laser and Optics* (2004) 137 - 144
- [Wie91] Wieman, C. E.; Hollberg, L.: Using diode lasers for atomic physics. *Rev. Sci. Instrum.* **62** (1991) 1 - 20
- [Wyn92] Wynands, R.; Diedrich, F.; Meschede, D.; Telle, H.: A compact tunable 60-dB Faraday optical isolator for the near infrared. *Rev. Sci. Instrum.* **63** (1992) 12 5586 - 5590
- [Xio07] Xiong, Y.; Murphy, S.; Carlsten, J. L.; Repasky, K. S.: Frequency stabilization of a mode-locked external cavity diode laser to a high finesse cavity. *Opt. Engineering* **46** (2007)

Verzeichnis der Internetquellen

- [cor10] <http://www.corning.com/>, 08.06.2010
- [dat10] <http://www.datasheetarchive.com/pdf/Datasheet-036/DSA0019992.pdf>,
15.01.2010
- [mes10] <http://www.iap.uni-bonn.de/oll/>, 26.06.2010
- [rnw10] <http://www.rn-wissen.de/index.php/Regelungstechnik>, 05.05.2010
- [rpf10] <http://www.rp-photonics.com/finesse.html>, 08.06.2010
- [rps10] http://www.rp-photonics.com/semiconductor_lasers.html, 03.05.2010

A Anhang

Anlagenverzeichnis

- A.1 Übersicht über die Wellenlängen unterschiedlicher Halbleiterlaser und deren Anwendungen
- A.2 Frequenzstabilisierung nach Pound, Drever und Hall
- A.3 Frequenzstabilisierung nach Hänsch und Couillaud
- A.4 Eigenschaften der Antireflex-Beschichtung
- A.5 Dämpfungseigenschaften der Single-Mode-Faser

A1: Übersicht über die Wellenlängen unterschiedlicher Halbleiterlaser und deren Anwendungen

Wellenlänge [nm]	Anwendung
405	Blu-Ray Disc- und HD DVD-Laufwerke
515	Laborstadium
531	Laborstadium
635	Laserpointer; optische Vermessung bei LIDAR
650	Laserpointer, DVD-Laufwerke
670	Minderwertige; kostengünstige Laserpointer; Barcodelesegeräte
780	CD-Laufwerke; Laserdrucker; Lichtschranken
808	Pumplaser (DPSS) bei Nd:YAG-Lasern, bei grünen Laserpointer oder bei Diodenlasern und deren Arrays
980	Pumplaser (DPSS) bei Nd:YAG-Lasern
1064	Datenübertragung bei Glasfasernetzen
1310	Datenübertragung bei Glasfasernetzen
1480	Pumplaser (DPSS) bei Nd:YAG-Lasern
1550	Datenübertragung bei Glasfasernetzen
1625	Datenübertragung bei Glasfasernetzen

A2: Frequenzstabilisierung nach Pound, Drever und Hall

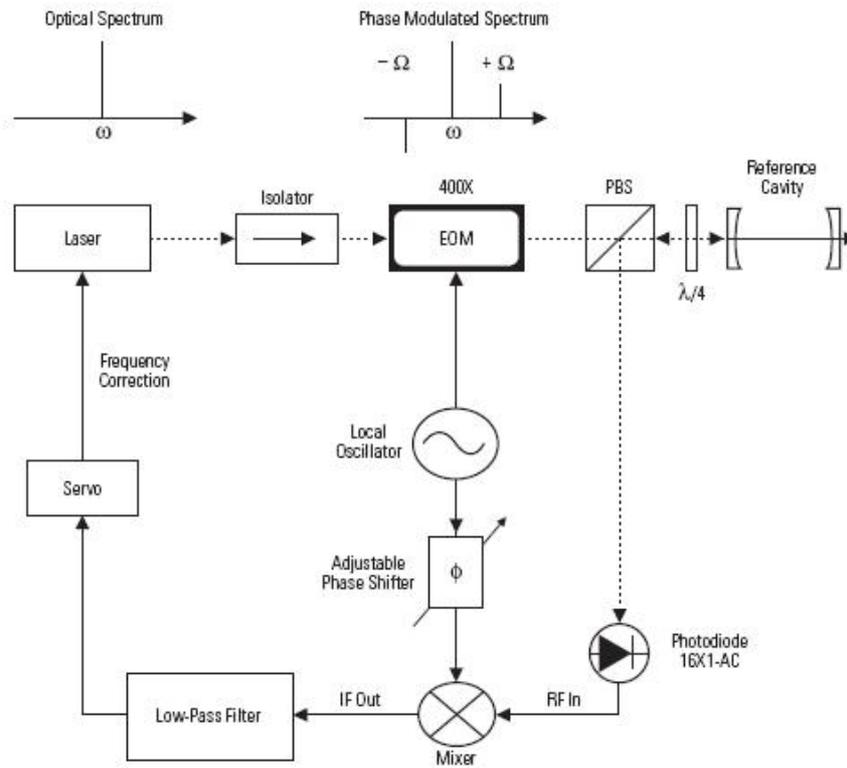


Abb.: Schematische Darstellung eines Aufbaus zur PDH-Frequenzstabilisierung. Dabei wird die Frequenz des Laserlichts mit einem elektrooptischen Modulator (EOM) moduliert und mit einer Photodiode detektiert. Das detektierte Signal gelangt über eine Regelschleife wieder zurück zum Laser, der bei auftretenden Differenzen bezüglich seiner Frequenz über einen Servo nachgeregelt wird.

A3: Frequenzstabilisierung nach Hänsch und Couillaud

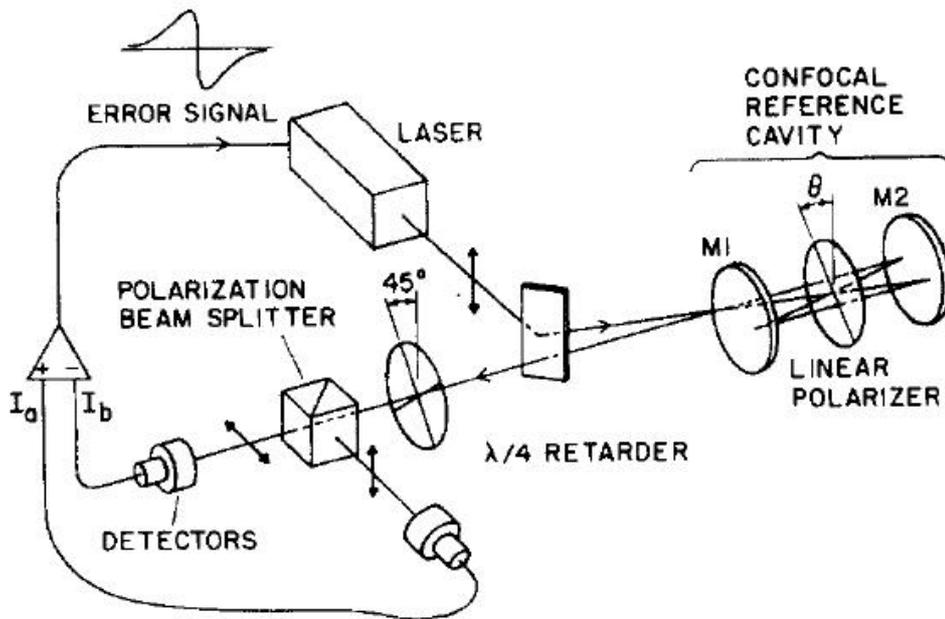


Abb.: Schematische Darstellung eines Aufbaus zur Frequenzstabilisierung nach Hänsch und Couillaud. Dabei wird das Licht mit einem Glasplättchen im Resonator linear polarisiert und anschließend mit einem polarisierenden Strahlteiler in vertikal und horizontal polarisierte Anteile aufgespalten. Diese Signale werden detektiert und voneinander abgezogen. Wenn die Differenz ungleich Null ist, wird der Laser nachgeregelt.

A4: Eigenschaften der Antireflex-Beschichtung

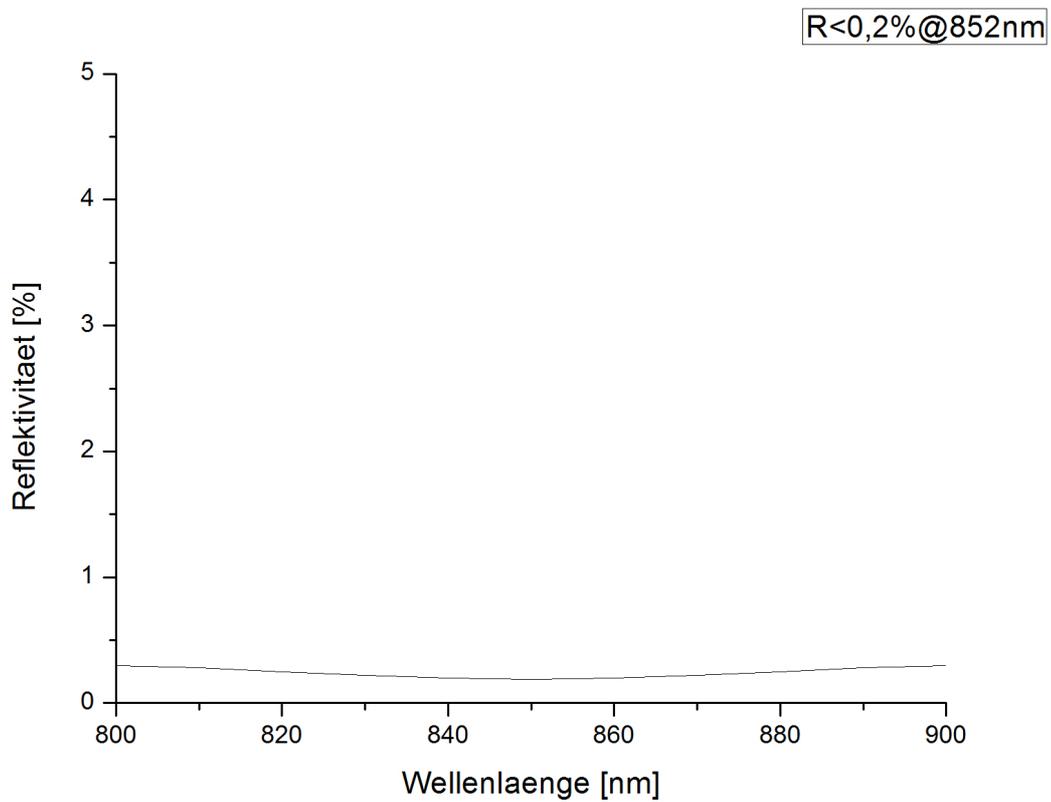


Abb.: Eigenschaften der Antireflex-Beschichtung durch die Firma Befort Wetzlar. Bei einer Laservellenlänge von 852nm beträgt Reflektivität durch die aufgebrachte AR-Schicht weniger als 0,2%.

A5: Dämpfungseigenschaften der Single-Mode-Faser

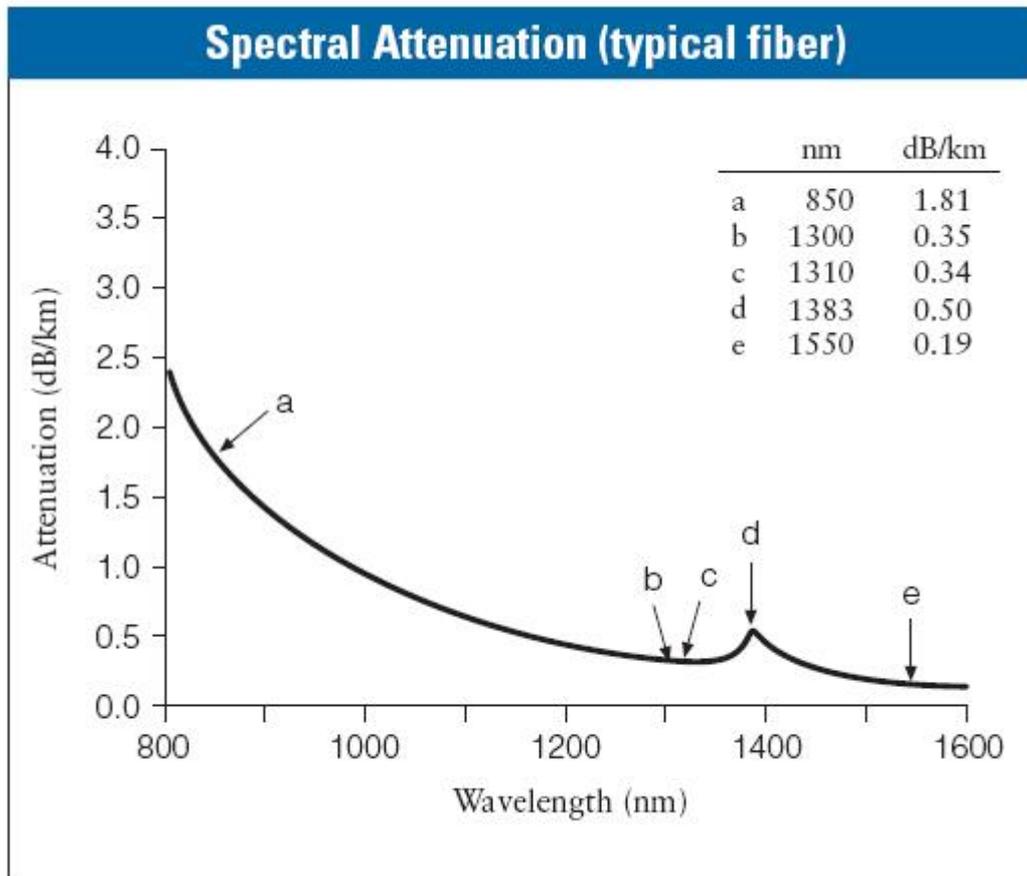


Abb.: Dämpfung der Single-Mode-Faser (smf-28TM von Corning). [cor10]

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit an Eides statt,

- dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbstständig angefertigt,
- keine anderen als die angegebenen Quellen benutzt,
- die wörtlich oder dem Inhalt nach aus fremden Arbeiten entnommenen Stellen, bildlichen Darstellungen und dergleichen als solche genau kenntlich gemacht und
- keine unerlaubte fremde Hilfe in Anspruch genommen habe.

Andernach, 27. Juni 2010

