

KONTINUIERLICH WEIT ABSTIMMBARE
LASERDIODEN MIT EXTERNEM
RESONATOR

Vom Fachbereich Physik
der Universität Hannover
zur Erlangung des Grades eines

DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN

- Dr. rer. nat. -

genehmigte

Dissertation

von

Dipl. Phys. Michael Laschek

geboren am 22.4.1967, in Hünfeld

1998

Referent: *Prof. Dr. H. Welling*
Koreferent: *Prof. Dr. K. Danzmann*
Tag der Promotion: 22.06.1998

Abstract

Laschek, Michael

Kontinuierlich weit abstimmbare Laserdioden mit externem Resonator

Lasersysteme mit einem großen kontinuierlichen Abstimmbereich und einer kleinen Linienbreite sind ausgezeichnete Lichtquellen für viele Anwendungen in Wissenschaft und Technik.

Laserdioden mit externem Resonatoren haben das Potenzial kompakte, kostengünstige und universell einsetzbare Lasersysteme zu bilden, wobei durch den Einsatz von antireflex-beschichteten Laserdioden mit Facettenrestreflektivitäten in der Größe von $1 * 10^{-4}$ und geeigneter Abstimmeeinheiten prinzipiell kontinuierliche Frequenzabstimmbereiche von der Größe der Verstärkungsbandbreite der Laserdiode realisiert werden können. Verschiedene Abstimmeelemente wie Interferenzfilter, Gitter in Littrow-, Littman- und Doppelgitter-Anordnungen wurden untersucht. Die besten Ergebnisse wurden mit Gitter in Littman-Anordnung als Abstimmeeinheit erzielt.

Die Güte der Entspiegelung der Laserdiode entscheidet über die Stärke der Kopplung der beteiligten Resonatoren. Es wurden daher breitbandige doppel- und vierfach Schichtdesigns für eine Laserdiodenentspiegelung mit Ta_2O_5 und SiO_2 entwickelt. Die Umsetzung der Designs erfolgte in einer Ionen-Strahl-Zerstäubungsanlage bei gleichzeitigem Betrieb der Laserdiode zur online Überwachung des Beschichtungsvorgangs. Damit konnte eine Restreflektivität von $1 * 10^{-4}$ erreicht werden.

Die aufgebauten Laserspektrometer mit Zentralwellenlängen im sichtbaren und nahinfraroten Spektralbereich erlangten kontinuierliche modensprungfreie Abstimmbereiche von einigen Terahertz. Dies entspricht 17 nm bis 106 nm je nach Zentralwellenlänge zwischen 670 und 1550 nm. Die Qualifizierung der Spektrometer erfolgte durch Absorptionsuntersuchungen an ausgewählten Gasen im jeweiligen Wellenlängenbereich. Die Laserlinienbreite liegt typisch bei 200 kHz, der maximale Abstimmkoeffizient mit Drehtisch liegt bei ca. 5000 GHz/s.

Durch Verwendung eines trapezförmigen Verstärker wurde eine Nachverstärkung der Ausgangsleistung auf 500 mW unter Beibehaltung der Modensprungfreiheit realisiert.

Erstmals gelang die Demonstration eines External-Cavity Lasers mit integrierten elektrooptischen Modulator, der eine Frequenzmodulation mit Wiederholfrequenzen über 20 kHz erlaubt.

Schlagwörter: Laserdioden im externem Resonator, antireflex-Beschichtung von Laserdioden, kontinuierliche modensprungfreie Wellenlängenabstimmung

Abstract

Laschek, Michael

Broadly tunable external-cavity laser

Laser systems with large continuous tuning ranges and small linewidths are excellent light sources for many applications in science and technology.

Diode lasers with external-cavities are compact, cheap and universally usable laser systems. Applying antireflection coated diode lasers with a residual reflectivity of the front facet in the order of $1 * 10^{-4}$ and by using suitable tuning mechanisms, a modehop-free tuning range in the order of the gain profile of the diode laser can be archived. Different tuning mechanisms like interference filters, Littrow gratings, Littman gratings and double grating arrangements have been investigated.

The coupling strength of the involved resonators depends on the quality of the antireflection coating of the diode lasers. Double and fourfold coating layer designs with a broad bandwidth consisting of Ta₂O₅ and SiO₂ have been examined. The coatings have been performed by using an ion beam sputtering system. For an on-line controlling of the coating process, the laser diodes have been operated inside the coating system while the output power of the diode laser is measured.

The realised external-cavity lasers operate in the visible and near infrared spectral range and have continuous tuning ranges without any mode-hop of several THz. This is equivalent to 17nm up to 106nm at central wavelengths of 670nm and 1550nm. A qualification of the laser spectrometer was realised by absorption measurements of special selected molecules in the corresponding wavelength ranges. The linewidth of the laser system has a typical value of 200kHz and the maximum tuning velocity of the rotation stage is about 5000GHz/s.

An output power of 500mW mode-hop free tunable radiation was realised by using an external-cavity laser in combination with a tapered amplifier.

For the first time, a demonstration of an external-cavity laser with an integrated electro optical modulator with a frequency modulation of 20kHz repetition rate was presented.

Key words: diode laser with external-cavity, anti-reflection coating of diode lasers, continuously mode-hop free wavelength tuning

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Fabry-Perot Laserdioden mit externem Resonator	4
2.1	Wellenlängenabstimmung von FP-Laserdioden ohne externen Resonator	5
2.2	Wellenlängenabstimmung im externen Resonator mit dispersiven Elementen . . .	7
2.2.1	Interferenzfilter	10
2.2.2	Littrow-Anordnung	12
2.2.3	Littman-Anordnung	15
2.2.4	Littman-Littrow-Anordnung	18
2.3	Theoretisch optimale Drehpunkte für modensprungfreie Abstimmung	22
2.3.1	Zweidimensionale Resonatorbeschreibungen	22
3	Antireflexbeschichtung von Laserdioden	27
3.1	Grundlagen der Entspiegelung	27
3.2	Beschichtungsverfahren	30
3.2.1	Ionenstrahl-Zerstäubung zur Vergütung von Laserdioden	31
3.2.2	Online-Betrieb der Laserdiode in der Beschichtungskammer	32
3.2.3	Bestimmung der Restreflektivitäten	34
4	Externe Resonatoraufbauten-Systemeigenschaften	41
4.1	Experimenteller Aufbau	42
4.1.1	Lasersystem mit Festkörpergelenk als Abstimmeinheit	44
4.2	Systemdaten	48

4.2.1	Linienbreite	48
4.2.2	Kontrast und der verstärkte spontane Emission (ASE)	49
4.2.3	Amplitudenstabilität bei Abstimmung	50
4.2.4	Absolute Stabilisierung der Laserfrequenz	51
4.2.5	Abstimmverhalten	53
4.2.6	Polarisationsverhalten	55
5	Diodenlasersysteme mit höherer Ausgangsleistung	58
5.1	FP-Laserdioden mit höherer Leistung	58
5.2	Ein Oszillator – Verstärker System	60
6	Schnelle Frequenzmodulation	64
6.1	Grundlagen der elektro-optischen Frequenzabstimmung	65
7	Spektroskopische Anwendungen	76
7.1	Eingesetzte Methoden der Spektroskopie	76
7.1.1	Einfache Absorptionsspektroskopie	76
7.1.2	Frequenzmodulationsspektroskopie	77
7.1.3	Sättigungsspektroskopie	78
7.2	Spektroskopische Untersuchungen	79
7.2.1	Sättigungs-Spektroskopie an Rubidium	79
7.2.2	Absorptionsspektroskopie an Sauerstoff in Luft	81
7.2.3	Absorptionsspektroskopie an Wasser in Luft	85
7.2.4	Frequenzmodulationsspektroskopie an Kohlendioxid	88
7.3	Frequenzmodulationsspektroskopie an Ethin	90
8	Zusammenfassung und Ausblick	94
	Literaturverzeichnis	98
A	Airy-Funktionen bei unterschiedliche Reflektivitäten R_1 und R_2	107

Kapitel 1

Einleitung

Lasersysteme mit einem großen kontinuierlichen Abstimmbereich und einer kleinen Linienbreite sind ausgezeichnete Lichtquellen für viele Anwendungen in Wissenschaft und Technik, wie z. B. der hochauflösenden Spektroskopie, der Lasermeßtechnik sowie der Spuren- und Prozeßgasanalyse. Im sichtbaren und nahinfraroten Spektralbereich werden heute vorzugsweise Farbstofflaser, Farbzentrenlaser und andere Festkörperlaser wie Titan-Saphir-Laser verwendet. Diese Systeme sind schmalbandig über einige 10 bis 100 nm abstimmbare und erreichen Ausgangsleistungen im Watt-Bereich [1–3]. Nachteilig ist allerdings die aufwendige Präparation der aktiven Materialien sowie der komplexe Aufbau der Gesamtsysteme. So ist ihr Betrieb stark auf Laborbedingungen angewiesen, da Wasserkühlungen für Pumpelaser oder kryogene Temperaturen für die Laserkristalle benötigt werden. Ein mobiles Laserspektrometer ist damit nur schwer zu realisieren. Darüber hinaus ist eine Wellenlängenabstimmung ohne Modensprünge nur mit erheblichem apparativen Steuerungsaufwand realisierbar und auf einige 10 GHz beschränkt [4].

Eine attraktive Alternative zu diesen aufwendigen Lasersystemen bildet der bereits 1962 kurz nach der ersten experimentellen Realisierung eines Lasers durch Maiman vorgestellte Lasertyp, der Halbleiterlaser [5]. Diese Laser sind kostengünstig, einfach zu handhaben und kompakt aufgebaut. Anfänglich konnte das Potential dieser Laser nicht genutzt werden, da die Herstellungstechnologie noch nicht hinreichend entwickelt war. Durch moderne Verfahren der Halbleitertechnologie sowie der Integration von lichtführenden Strukturen in dem Halbleiterlaser und der Nutzung von Quantum-well Strukturen sind Laserdioden herstellbar, die cw-Lasertätigkeit bei Raumtemperatur mit hoher Lebensdauer und elektro-optische Wirkungsgrade von typischerweise 40% aufweisen [6]. Zur Zeit decken Laserdioden den Wellenlängenbereich zwischen 630 nm und 1.6 μm ab. Durch die zahlreiche Anwendungen in der Konsumgüterindustrie, Informationstechnologie und Drucktechnik sind Laserdioden ein kostengünstiges Massenprodukt [7]. Die Wellenlängenabstimmung über einen kleinen Bereich innerhalb ihres breiten Verstärkungsprofils kann über die

Änderung der Laserchip-Temperatur oder den Injektionsstrom der Laserdiode erfolgen. Hierbei werden jedoch Modensprünge beobachtet. Diese Modensprünge von der Größe des freien Spektralbereichs der Laserdiode erzeugen spektrale Lücken in der Abstimmkurve, die typischerweise 0.3 nm, bei 780 nm Zentralwellenlänge, groß sind. Darüber hinaus führt die kurze Resonatorlänge von Laserdioden in Verbindung mit Resonatoren geringer Güte und verstärkungsabhängigen Fluktuationen des Brechungsindex der aktiven Region der Laserdiode zu Linienbreiten von einigen Megahertz [8].

Die spektralen Eigenschaften von Laserdioden können durch optische Rückkopplung von externen Resonatoranordnungen entscheidend verbessert werden. Eine Methode, die vielfach eingesetzt wird, basiert auf der schwachen Rückkopplung eines Spiegels oder eines Fabry-Perot Étalons. Mit diesen Anordnungen können Linienbreiten von kleiner als 20 kHz erreicht werden [9], allerdings bleibt der Abstimmbereich diskontinuierlich [10]. In einem weiteren Ansatz werden antireflexbeschichtete Laserdioden innerhalb eines externen Resonators bei starker optischer Rückkopplung, wie sie durch Gitter möglich ist, betrieben. Die Laserdiode dient in diesem Fall als breitbandiges Verstärkungsmedium. Die starke frequenzselektive Rückkopplung des Gitters und die vergrößerte Resonatorlänge erzwingen stabilen longitudinalen Einfrequenzbetrieb mit Linienbreiten wie beim Fall der schwachen Rückkopplung [11]. Der Vorteil der starken Rückkopplung bei Laserdioden im externen Resonator besteht darin, daß durch spezielle Resonatorgeometrien modensprungfreie Wellenlängenabstimmung realisiert werden kann. Der externe Resonator muß dabei derart konstruiert werden, daß die Resonatormodenstruktur über die Resonatorlänge synchron zur Rückkopplungsfrequenz des Gitters eingestellt wird [12, 13]. Eine Anordnung, die dies gewährleistet, wurde von Littman für gepulste Farbstofflaser vorgeschlagen [14, 15] und besteht aus einem Gitter, das in streifenden Einfall zur optischen Achse angeordnet ist in Kombination mit einem Rückkoppelspiegel.

Die meisten aus der Literatur bekannten Lasersysteme sind in der Littman-Konfiguration realisiert worden, allerdings wird der modensprungfreie Abstimmbereich durch bis zu 5 Modensprünge bei einer maximalen Abstimmgeschwindigkeit von 4 Nanometer in der Minute beim besten System unterbrochen [16].

Ziel der vorliegenden Arbeit war daher die Realisierung und Untersuchung eines universell einsetzbaren, weit und modensprungfrei abstimmbaren Lasersystems mit großem Dynamikbereich der Frequenzabstimmung sowie geringer Linienbreite für die oben beschriebenen Anwendungen.

Hierzu war die Erarbeitung der Grundlagen der verschiedenen externen Resonatoranordnungen sowie die unterschiedlichen untersuchten Abstimmeinheiten, wie Interferenzfilter, Gitter in Littrow-, Littman- und Doppelgitter-Anordnung notwendig. Ferner wurden Drehachsen, die eine kontinuierliche Frequenzabstimmung gewährleisten sowie ihre Toleranzen untersucht und die not-

wendigen Verfahren zur Herstellung von antireflex-beschichteten Laserdioden entwickelt. Ausgehend von der Realisierung geeigneter Systeme wurden spektroskopische Experimente an exemplarisch ausgewählten Absorbern durchgeführt.

Kapitel 2

Fabry-Perot Laserdioden mit externem Resonator

Laserdioden basieren auf einem p-n Übergang in einen direkten Halbleitermaterial [18]. Wird ein elektrischer Strom durch die Grenzfläche von p- und n-Gebiet geschickt, so entsteht dort eine Ladungsträgerinversion. Durch Rekombination der positiven und negativen Ladungen wird elektromagnetische Strahlung der Energie $E = Ue$ emittiert und verstärkt. e bezeichnet dabei die Elementarladung und U die Spannung des Halbleiterübergangs. Die Größe des Bandabstandes E liegt je nach Laserfrequenz ν zwischen 0.8 und 1.8 eV. Die Breite von Leitungs- und Valenzband beträgt typisch 50 bis 60 meV, woraus das sehr breite Verstärkungsprofil einer Laserdiode folgt. Der Brechungsindex des p-n Übergangs hat typisch einen Wert von 3,6. Damit bildet die Grenzfläche p-n Übergang zur umgebenden Luft einen intrinsischen Laserspiegel mit einer Fresnelreflektivität von etwa 31%. Die parallele Ausrichtung dieser Laserspiegel erfolgt durch Spaltung entlang der Kristallachsen. Laserdioden dieses Typs werden als Fabry-Perot Laserdioden (FP-LD) bezeichnet, jedoch sind in der Praxis noch weitere Strukturen zur Optimierung der Strom- und optischen Strahlführung in eine Fabry-Perot Laserdiode integriert, um cw-Laserbetrieb bei Raumtemperatur zu erreichen [8].

Alle weiteren Ausführungen beziehen sich ausschließlich auf derartige Fabry-Perot Laserdioden. Auf spezielle Laserdiodentypen wie Ein- und Multisektions-DFB oder -DBR Laserdioden sowie VCSELs wird im Rahmen dieser Arbeit nicht eingegangen.

2.1 Wellenlängenabstimmung von FP-Laserdioden ohne externen Resonator

Die Emissionswellenlänge von Laserdioden kann durch die Laserdiodentemperatur oder den Injektionsstrom der Laserdiode beeinflusst werden, andere Mechanismen wie Plasma- oder Magnetfeldabstimmung spielen in der Praxis eine untergeordnete Rolle. Durch Variation der Temperatur der Laserdiode werden die folgenden Größen verändert:

- Die Verteilung der Ladungsträger innerhalb von Leitungs- und Valenzband.
- Der Bandabstand zwischen Leitungs- und Valenzband.
- Der Brechungsindex des p-n Übergangs und die geometrische Resonatorlänge der Laserdiode.

Durch die Elektronenverteilung und den Bandabstand verändert sich die Form und die Lage des Verstärkungsprofils während durch den Brechungsindex und die Resonatorlänge die Modenstruktur der Laserdiode verschoben wird. Das Verstärkungsprofil und die Modenstruktur werden jedoch nicht synchron verschoben [19]. Es werden kontinuierliche Abstimmbereiche von wenigen GHz erreicht. Die auftretenden Modensprünge von der Größe des freien Spektralbereichs der Laserdiode erzeugen spektrale Lücken. In Abb. 2.1 ist dieses Verhalten schematisch dargestellt. Bei

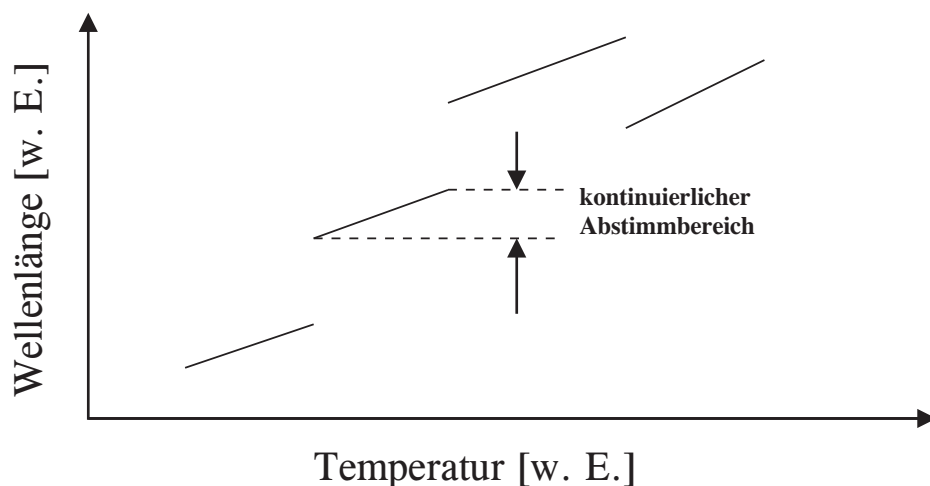


Abbildung 2.1: Typisches Modensprungverhalten einer FP-Laserdiode bei Temperaturveränderung.

dieser Art der Wellenlängenabstimmung kommt erschwerend hinzu, daß die kontinuierlichen Abstimmbereiche unterschiedlich lang sind, die Sprunghöhe variiert, ein Hystereseeffekt zwischen

Temperaturerhöhung und -senkung auftritt und die Temperaturänderung große Zeitkonstanten aufweist.

Ist eine schnelle Abstimmung erforderlich, so ist eine Modulierung des Laserdiodenoperationsstroms vorteilhaft. Zwei Extremfälle sind dabei zu unterscheiden, abhängig von der Frequenz der Strommodulation. Unterhalb einer Grenzfrequenz von etwa 1 MHz [20] erzeugt der Strom Verlustwärme direkt innerhalb des p-n Übergangs. Die Einstellung des thermischen Gleichgewichts ist schneller als die Periodendauer der Strommodulation, daher folgt die Temperatur der Laserdiode der Wärmeänderung durch den Strom. Oberhalb der Grenzfrequenz stellt sich lediglich eine mittlere Wärmeverteilung in der Laserdiode ein. Die Elektronendichteverteilung wird durch den hochfrequenten Strom jetzt direkt moduliert. Der Wärmeeintrag über den Strom ist begrenzt. Durch externe Temperaturänderungen kann daher eine stärkere Frequenzabstimmung erreicht werden. Die mittleren Abstimmkoeffizienten hängen stark vom jeweiligen Laserdiodentyp ab und liegen für Temperatur- und Stromabstimmung bei 9 - 100 GHz/°C bzw. 0.3 - 20 GHz/mA [21]. Durch geschickte Kombination von Temperatur- und Stromabstimmung können die kontinuierlichen Abstimmbereiche aus Abb. 2.1 erweitert werden, es bleiben jedoch unerreichbare Frequenzbereiche.

Werden FP-Laserdioden für spezielle Anwendungen eingesetzt, bei denen ein fester, bestimmter Laserfrequenzbereich notwendig ist, so werden in der Regel sogenannte Modenkarten für die Laserdioden angefertigt. Dazu wird die Laserfrequenz als Funktion der Parameter Temperatur und Injektionsstrom bestimmt. In Abb. 2.2 ist beispielhaft die Modenkarte einer Laserdiode dargestellt. Deutlich sind die Arbeitsplateaus, d. h. kontinuierliche Abstimmbereiche, zu erkennen. Bei der Erstellung dieser Modenkarte wurden noch keine Hystereseeffekte bei Strom- und Temperaturänderung berücksichtigt, die die nutzbaren Arbeitsplateaus noch verkleinern. Erschwert wird die Verwendung solcher Modenkarten durch Alterungserscheinungen der Laserdioden, die bewirken, daß die Modenkarten eine begrenzte zeitliche Gültigkeit haben, die nicht vorbestimmt ist. So kommt es vor, daß eine Laserdiode spontan nicht mehr auf der gewünschten Frequenz oszilliert.

Für langzeitstabile festfrequente Laserquellen, wie z. B. in Atomfallen eingesetzt, werden daher in der Regel keine einfachen FP-Laserdioden eingesetzt, sondern die Laserdioden werden durch geeignete optische Rückkopplung in ihrer Frequenz stabilisiert [9]. Durch optische von externen Resonatorkonfigurationen können die spektralen Eigenschaften von Laserdioden, wie Emissionsspektrum und Linienbreite entscheidend verbessert werden. Dabei wird zwischen schwachen und starker optischer Rückkopplung unterschieden. Der der Methode der optisch schwachen Rückkopplung werden oft die Rückreflexe von Spiegel, Glasplättchen oder Fabry-Perot Interferometern ausgenutzt. Mit diesen Anordnungen können Linienbreiten von kleiner 20 kHz erreicht werden, allerdings bleibt der Abstimmbereich diskontinuierlich. Der andere Ansatz der starken optischen Rückkopplung durch externe Resonatorelemente erfordert den Einsatz von antireflex-

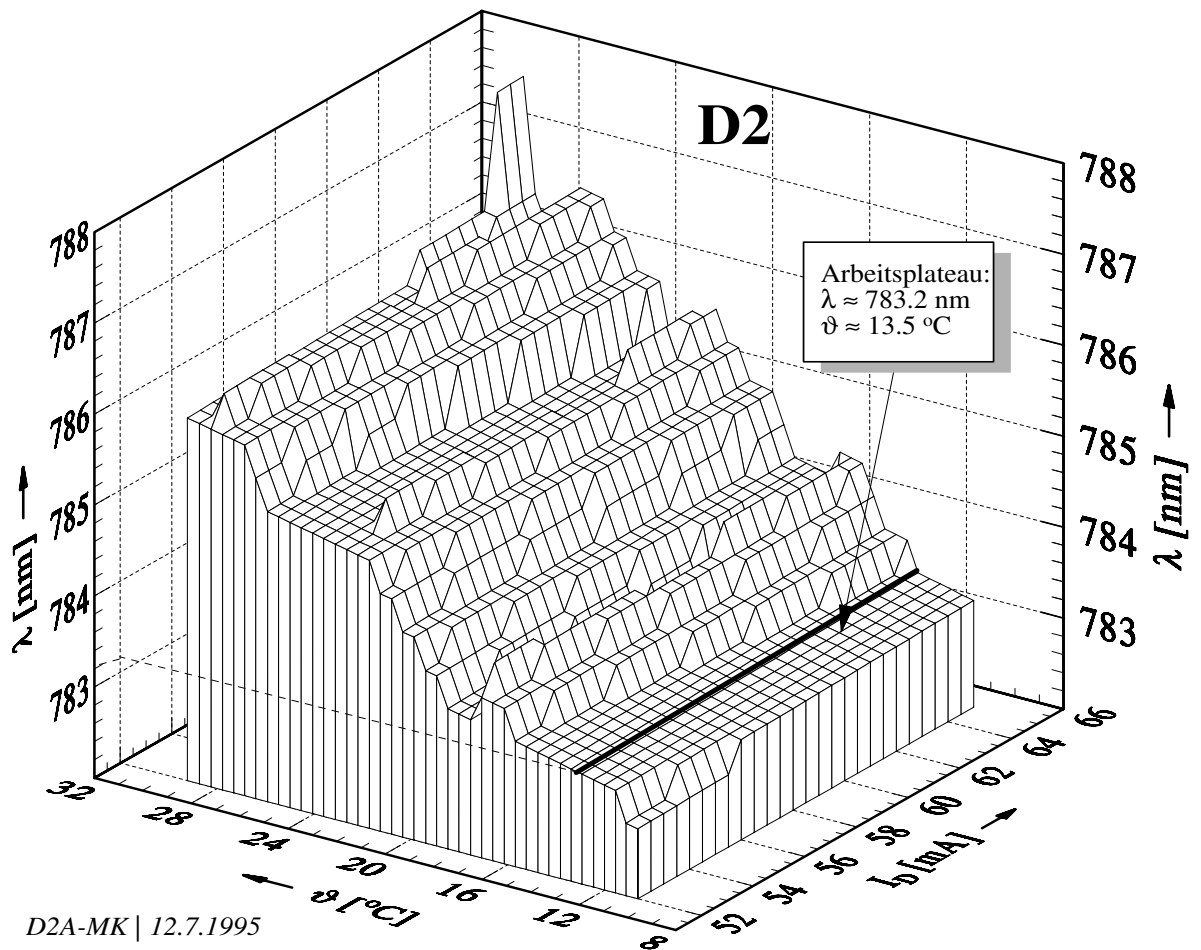


Abbildung 2.2: Modenkarte einer HL 7801G Laserdiode von Hitachi. Die vermessene Laserdiode hat eine Stromabstimmrate von 3.4 GHz/mA bzw. Temperaturabstimmrate von 28.3 GHz/°C [21].

beschichteten Laserdioden, da somit eine ungehinderte Rückkopplung möglich wird.

2.2 Wellenlängenabstimmung im externen Resonator mit dispersiven Elementen

Bevor die Wellenlängenabstimmung diskutiert wird, muß zunächst der Begriff des externen Resonators im Bezug auf die Laserdiode definiert werden. Als externer Resonator wird die folgende allgemeine Anordnung bezeichnet: mit Hilfe eines beliebigen reflektierenden Elementes, dessen Güte die spezielle Anwendung bestimmt, wird ein Teil des aus der Laserdiode austretenden Lichtes in die Laserdiode zurückreflektiert. Zwei Effekte treten dabei auf. Die Lebensdauer der Photonen im Resonator wird erhöht und somit die Linienbreite reduziert, außerdem kann die Laserfrequenz nun von außen durch eine geeignete spektrale Filterung des rückgekoppelten Lichtes bestimmt

werden. Abb. 2.3 zeigt einen allgemeinen externen Resonator für eine Laserdiode. Das Licht

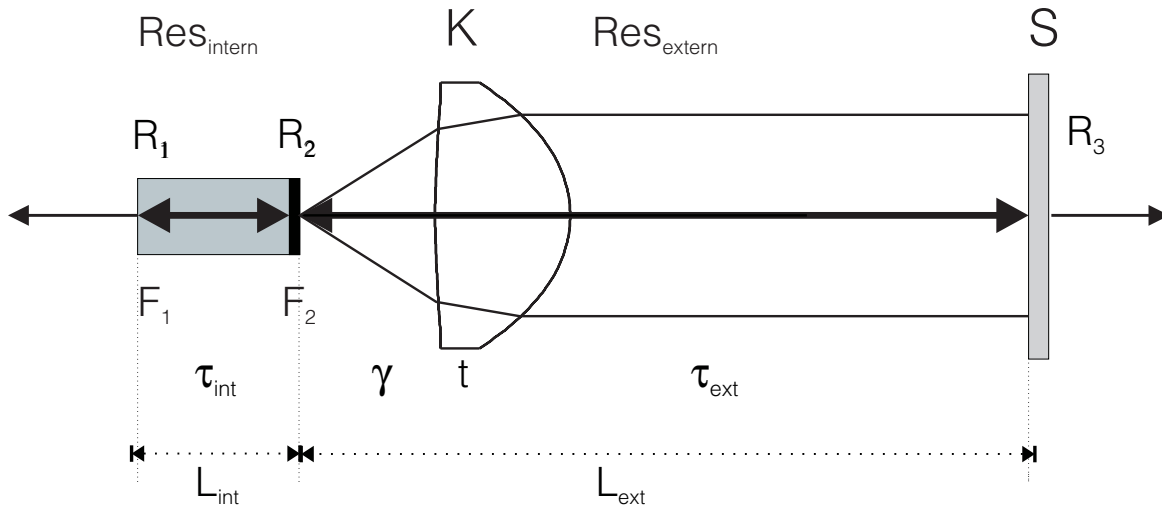


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau eines allgemeinen externen Resonators mit einer Laserdiode. Optional kann die zurückgekoppelte Strahlung spektral gefiltert werden.

durchläuft die Laserdiode von links nach rechts, startend an der Fläche F_1 . Ein Teil des Lichtes wird an der Austrittsfacette F_2 mit der Reflektivität R_2 in Richtung F_1 zurückreflektiert. Der übrige Teil $(1-R_2)$ verläßt durch die Grenzfläche F_2 die Laserdiode. Beim Verlassen der lichtleitenden Laserdiodenstruktur mit einer Größe der Austrittsfläche im $1\ \mu\text{m}^2$ -Bereich treten Beugungseffekte auf, die Divergenzwinkel bis zu 45° verursachen [22]. Das divergente Licht wird durch die Optik K kollimiert. Am Spiegel S erfolgt die Auskopplung aus dem Resonator, der Rest wird mit der Reflektivität R_3 in Richtung Laserdiode zurückreflektiert. Wegen der Reflektivität R_2 der Facette F_2 dringt nur ein Teil in die Laserdiode ein, der Rest wird Richtung S gelenkt. An der Fläche F_1 wird der Resonator geschlossen. Auch hier erfolgt eine Auskopplung. In der Regel wird zur Erhöhung der Ausgangsleistung der Laserdiode diese Fläche mit einer hochreflektierenden Schicht versehen. Eine geringe Intensität wird weiterhin ausgekoppelt und erzeugt auf einer integrierten Photodiode Monitorströme im Sub-Milliampere-Bereich. Bei dieser Anordnung handelt es sich grundsätzlich um zwei gekoppelte Resonatoren ($\text{Res}_{\text{intern}}$ und $\text{Res}_{\text{extern}}$), solange die Reflektivität R_2 der resonatorinternen Endfacette der Laserdiode ungleich Null ist. Die Kopplung verschwindet im Grenzübergang $R_2 \rightarrow 0$. In der Praxis kann R_2 durch eine antireflex-Beschichtung der Laserdiode auf typische Werte von 1×10^{-4} reduziert werden. Die Stärke dieser Kopplung beeinflusst wesentlich die Eigenschaften des externen Resonators. Dies veranschaulicht die folgende Betrachtung [23]:

Betrachtet man eine FP-Laserdiode an der Schwelle, so gilt die Forderung, daß sich die Intensität I_0 nach einem Resonatorumlauf der Länge $2L_{\text{int}}$ gerade reproduziert hat. Unter Vernachlässigung

nichtlinearer Effekte gilt für den Verstärkungskoeffizienten g an der Schwelle:

$$g = \alpha_{\text{LD}} - \frac{\ln \sqrt{R_1 R_2}}{L_{\text{int}}}, \quad (2.1)$$

α_{LD} beschreibt dabei die internen Verluste der Laserdiode und L_{int} bezeichnet die Länge des Halbleiterchips. Für die Kombination aus R_2 und R_3 kann unter Berücksichtigung von Vielfachreflexionen eine effektive Reflektivität [24, 25] angegeben werden. Es gilt

$$\begin{aligned} r_{\text{eff}}(\lambda) &= \frac{r + r_2 e^{i\delta(\lambda)}}{1 + r r_2 e^{i\delta(\lambda)}} \quad \text{mit} \\ \delta(\lambda) &= \frac{2\pi}{\lambda} 2L_{\text{ext}}, \\ r_i &= \sqrt{R_i} \quad \text{und} \\ r &= r_3 t^2 \gamma. \end{aligned} \quad (2.2)$$

L_{ext} ist dabei die optische Distanz zwischen der resonatorinternen Diodenfläche F_2 und dem externen Spiegel R_3 , r der Einfach-Reflexionskoeffizient am Spiegel der externen Kavität, r_3 ist die (Amplituden-) Beugungseffizienz des dispersiven Elements, t der Transmissionskoeffizient der Kollimatorlinse, und γ der Kopplungskoeffizient zwischen Laserdiode und externem Resonator, der Kopplungsverluste durch die begrenzte numerische Apertur beinhaltet. Mit Hilfe der effektiven Reflektivität (2.2) und der Schwellenbedingung (2.1) läßt sich der Verstärkungskoeffizient $g(\lambda)$ für den externen Resonator wie folgt ausdrücken:

$$g(\lambda) = \alpha_{\text{LD}}(\lambda) - \frac{\ln(r_1 |r_{\text{eff}}(\lambda)|)}{L_{\text{int}}}. \quad (2.3)$$

Unter der Voraussetzung einer Phasen Anpassung ergibt sich für die Schwellverstärkung durch die wellenlängenselektive Rückkopplung näherungsweise [26]:

$$\delta g = g_{r_3=0}(\lambda) - g(\lambda) \approx \frac{1}{L_{\text{int}}} \ln \left(\frac{r_2 + r}{r_2 + r_2^2 r} \right) \quad (2.4)$$

mit $g_{r_3=0}(\lambda) = g_{\text{LD}}(\lambda)$. Das Verstärkungsspektrum der spontanen Emission der Laserdiode kann annähernd beschrieben werden [27] durch:

$$g_{\text{spont}}(\lambda) = g_0 - p(\lambda_0 - \lambda)^2, \quad (2.5)$$

wobei g_0 und λ_0 die Verstärkung und die Wellenlänge des Maximums der parabelförmigen Funktion $g_{\text{spont}}(\lambda)$ sind. Die maximale spektrale Breite des Durchstimmereiches wird aus (2.4) und (2.5) erhalten, indem man $g_{\text{spont}}(\lambda) = g_{\text{LD}}(\lambda) + \delta g$ und $g_{r_3=0}(\lambda) = g_0$ fordert. Die erste Forderung berücksichtigt, daß am Rande des Abstimmereiches $g_{\text{spont}}(\lambda)$ gerade gleich der Schwellverstärkung ist. Mit der zweiten Bedingung wird gefordert, daß die Schwellverstärkung für den freilauenden Laser nicht überschritten wird, so daß das System nicht auf dessen Moden oszillieren kann

und ein Einfrequenzbetrieb gewährleistet ist. Die maximale Durchstimmweite ergibt sich damit zu [28]:

$$\Delta\lambda \approx 2\sqrt{\frac{1}{L_{\text{int}}p} \ln \frac{r_2 + r}{r_2 + r_2^2 r}}. \quad (2.6)$$

Eine Analyse von Gleichung (2.6) ergibt [29], daß eine geringe Restreflektivität (r_2) der antireflexbeschichteten Diodenfacette F_2 und eine hohe Reflektivität (r) der externen Rückkoppelinheit S für einen großen Durchstimmbereich $\Delta\lambda$ notwendig sind. Damit der Abstimmbereich des Lasersystems ein maximales Gebiet des Verstärkungsprofils abdeckt, müssen die Verluste für die zurückgekoppelte Strahlung minimiert werden. Wird der Schwellstrom des Lasersystems so weit reduziert, daß die ursprüngliche Laserschwelle bei der gleichen Wellenlänge erreicht wird, dann ergibt sich durch das Gleichsetzen von (2.1) mit (2.3):

$$r_{\text{eff}}(\lambda_0) = r_1.$$

Unter der Voraussetzung einer Phasenanpassung läßt sich nun auch der Einfach-Reflexionskoeffizient bestimmen:

$$r = \frac{r_{\text{eff}} - r_2}{1 - r_2 r_{\text{eff}}}$$

Da die Restreflektivität sehr klein ist, ist der Einfach-Reflexionskoeffizient ungefähr gleich der Amplitudenreflektivität der Diodenfacette F_1 , d. h. $r_1 \approx r \approx 0.556$. Bei $1.5\mu\text{m}$ -Laserdioden wurde für den Parameter p der typische Wert von $0.1\text{ nm}^{-2}\text{ cm}^{-1}$ bestimmt. Bei einer Restreflektivität von $5 \cdot 10^{-5}$ ergibt sich ein maximaler Durchstimmbereich von $\Delta\lambda = 111.5\text{ nm}$. In Kapitel 4.1 wird eine Laserdiode mit externem Resonator bei einer Wellenlänge von $1.5\mu\text{m}$ vorgestellt. Das System konnte kontinuierlich über 106 nm von 1495 nm bis 1601 nm angestimmt werden.

Wird die Reflektivität von R_2 nicht verringert sondern bei 5 - 31% belassen, so wird ein kontinuierlicher Abstimmbereich von typischerweise 10 GHz erreicht [17]. Bei zusätzlicher Variation von Strom und Temperatur der Laserdiode, können Abstimmbereiche bis zu 60 GHz erzielt werden [30]. Daraus folgt, daß unbeschichtete Laserdioden nicht für modensprungfreie Abstimmbereiche im THz-Bereich geeignet sind, denn dafür sind Restreflektivitäten im Bereich von 10^{-4} notwendig. Im folgenden wird ausschließlich auf die Wellenlängenabstimmung im externen Resonator unter Benutzung von antireflex-beschichteten Laserdioden ($R_{\text{Rest}} \approx 10^{-4}$) eingegangen. Eine entspiegelte Laserdiode strahlt keine feste Wellenlänge mehr ab, sondern emittiert breitbandig auf 100 longitudinalen Moden, ähnlich einer LED. Durch Rückkopplung spektral gefilterter Strahlung wird die spektrale Breite der Laseremission auf die Breite der Rückkopplung reduziert. Es wurden verschiedene optische Rückkoppellemente untersucht, die im folgenden beschrieben werden.

2.2.1 Interferenzfilter

Der schematische Versuchsaufbau des externen Resonators mit Interferenzfilter als Abstimmelement zeigt die folgende Abbildung. Die Emission der antireflex-beschichteten Vorderfacette der

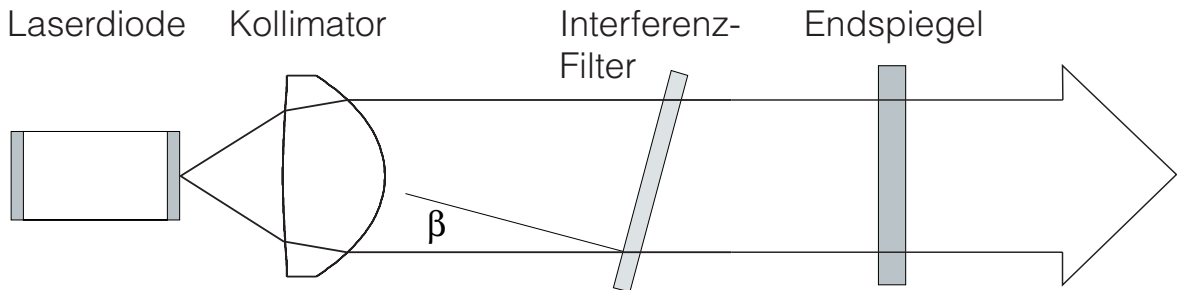


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau eines externen Resonator. Als wellenlängenselektives Element wird ein Interferenzfilter eingesetzt. Die rückseitige Strahlung der Laserdiode wird mittels einer Photodiode zur Überwachung der Ausgangsleistung genutzt.

Laserdiode wird mit einer asphärischen Linse der Brennweite $f = 4.5 \text{ mm}$ und numerischen Apertur $NA = 0.55$ kollimiert und durchläuft ein Interferenzfilter, das unter dem Winkel β angeordnet ist. Ein dielektrisch beschichteter Spiegel mit einer Transmission von 20% wird als Auskoppelspiegel verwendet. Durch Variation des Winkels β wird das Transmissionsmaximum λ_{\max} des Filters gemäß [19, 31]

$$\lambda_m(\beta) = \lambda_{\max} \sqrt{1 - \left(\frac{n_o}{n_e}\right)^2 \sin^2 \beta} \quad (2.7)$$

entlang der Wellenlängenachse verschoben und somit die Wellenlänge durchgestimmt, n_e und n_o beschreiben dabei die Brechzahlen des Interferenzfilters sowie der umgebenden Luft. Um stabilen Einfrequenzbetrieb zu erreichen, muß die spektrale Breite des Interferenzfilters in der Größenordnung des freien Spektralbereichs des Resonators liegen, damit nur wenige externe Resonatormoden zurückgekoppelt werden. Beim Einsatz eines Filters mit einer Halbwertsbreite von 1 nm konnte kein stabiler Einfrequenzbetrieb erreicht werden. Dies gelang erst durch ein Interferenzfilter mit einer Halbwertsbreite von 0.15 nm. Für modensprungfreie Abstimmung muß zusätzlich die Resonatorlänge um

$$\Delta L(\beta) = -\frac{q\lambda_{\max}}{2\sqrt{1 - \left(\frac{n_o}{n_e}\right)^2 \sin^2 \beta}} \left(\frac{n_o}{n_e}\right)^2 \sin \beta \cos \beta \quad (2.8)$$

nachgezogen werden. Diese Nachregulierung der Resonatorlänge beim Einsatz eines Interferenzfilters erhöht den Aufwand eines solchen Systems deutlich, da parallel zur Drehbewegung des

Interferenzfilters auch noch eine Linearverstellung des Endspiegels erfolgen muß, die nur über numerisch gesteuerte Stallelemente hoher Güte erfolgen kann.

Diese Problematik wird bei den im folgenden beschriebenen Gittersystemen durch eine einzige Drehtranslation gelöst. Im Gegensatz zu Interferenzfiltern oder Prismen können durch Gitter sehr stark frequenzselektive Elemente mit kleinem Volumen realisiert werden. Der größte Teil der heute verwendeten weit abstimmbaren External-Cavity Laser enthält daher Gitter als frequenzselektive Elemente [13, 32–34]. Je nach Art der Anordnung ist zwischen Littrow- und Littman-Anordnung zu unterscheiden, aber auch Kombinationen beider Anordnungen sind möglich.

2.2.2 Littrow-Anordnung

Die schematische Anordnung eines externen Resonators mit einem Gitter in Littrow-Anordnung ist in Abb. 2.5 dargestellt. Der von der Linse kollimierte Strahl der Laserdiode trifft unter dem

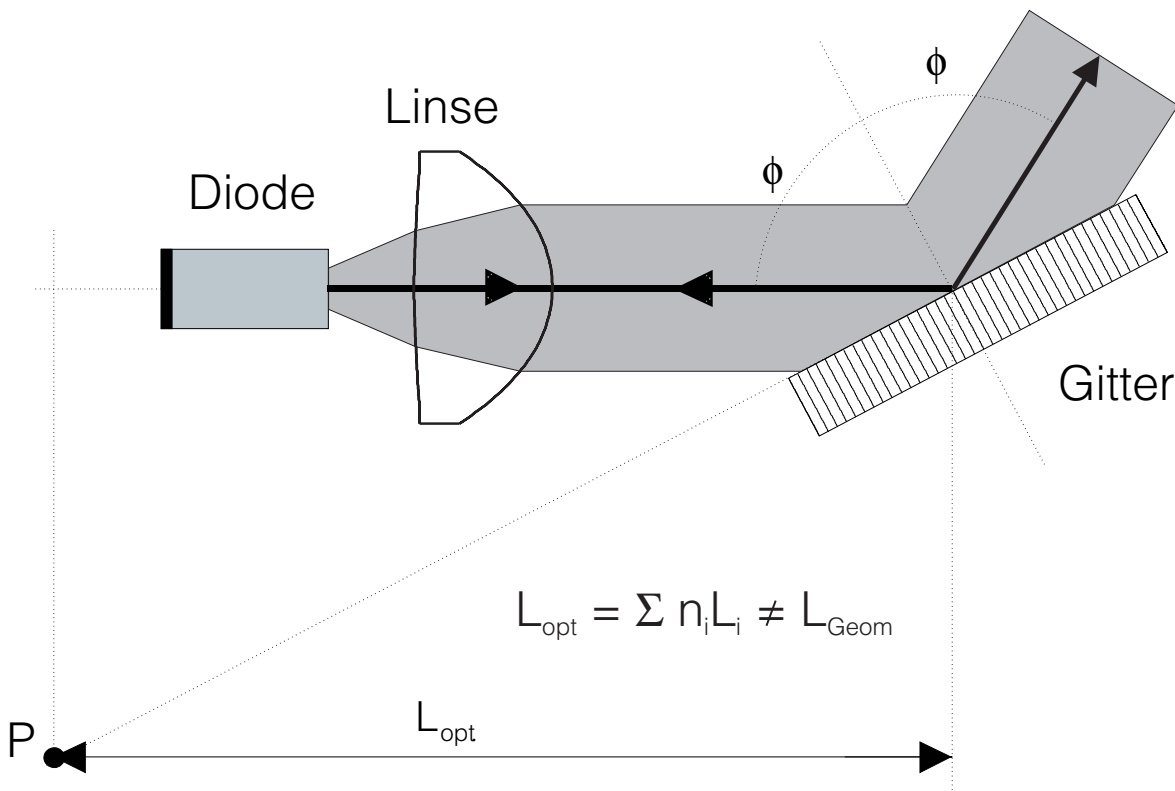


Abbildung 2.5: Schematischer externer Resonatoraufbau mit einem Gitter in Littrow-Anordnung.

Winkel ϕ auf das Gitter. Ein Teil des Lichtes wird vom Gitter unter dem Winkel $-\phi$ geometrisch aus dem Resonator reflektiert. Der andere Teil des Lichtes wird abhängig von der Wellenlänge unterschiedlich stark vom Gitter gebeugt. Der Gitterwinkel muß für die Littrow-Anordnung so

gewählt werden, daß Gittereinfallswinkel und Ausfallswinkel gleich sind. Somit wird die 1. Beugungsordnung des Gitters mit der Wellenlänge $\lambda_g(\phi)$ unter dem Winkel ϕ in die Laserdiode zurückreflektiert. Die Resonanzbedingung für die Wellenlänge $\lambda_g(\phi)$ lautet:

$$\lambda_g(\phi) = 2d \sin \phi \quad \iff \quad \phi(\lambda_g) = \arcsin \frac{\lambda_g}{2d}. \quad (2.9)$$

Die Gitterkonstante d ist dabei definiert als der Abstand zweier benachbarter Gitterfurchen. Durch Drehen des Gitters um eine beliebige Achse P wird die Wellenlänge des Lasers variiert. Wird die Drehachse P beliebig gewählt, so kann im allgemeinen nicht kontinuierlich abgestimmt werden, da sich die vom Gitter selektierte Wellenlänge asynchron mit der Modenstruktur des externen Resonators verändert.

Die durch das Gitter zurückgekoppelte Wellenlänge wird nur durch den Winkel ϕ festgelegt, während die Änderung der Modenstruktur von der optischen Länge des Resonators L_{opt} abhängig ist. Wird die Frequenz des Lasersystems durchgestimmt, so bewirkt die fehlende Anpassung zwischen der Änderungsrate der zurückgekoppelten Frequenz und der Eigenmodenfrequenz des Resonators eine Präzession der Moden durch das Spektrum der Nettoverstärkung. Die auftretenden Frequenzsprünge lassen sich im Leistungsspektrum als Diskontinuitäten identifizieren. Modensprungfreies Abstimmen ist genau dann möglich, wenn während des gesamten Durchstimmvorganges stets dieselbe Resonatormode eine Nettoverstärkung erfährt und die anderen Resonatormoden unterdrückt werden. Mit Hilfe der skalaren Beugungstheorie kann gezeigt werden, daß kontinuierliche Abstimmung erreicht wird, wenn die Schnittlinie zwischen verlängerter Gitteroberfläche und Laserdiodenendspiegel als Drehachse für das Gitter gewählt wird. Ein Verfahren zur Bestimmung dieses Punktes wurde von McNicholl und Metcalf [35] vorgeschlagen. Dabei wird von einem allgemeinen Littrow-Resonator ausgegangen, der in Abb. 2.6 dargestellt ist. Der Punkt A bezeichnet die Position der Rotationsachse, um die das Gitter zum Abstimmen gedreht wird. Die verwendeten Ortskoordinaten x_0 und x_1 sind die senkrechten Abstände zwischen der Drehachse und der Ebene der rückseitigen Diodenfacette bzw. der Gitteroberfläche. Zur Drehpunktbestimmung wird die Phasenänderung berechnet, die für eine ebene Welle der Wellenlänge λ_g bei einem Resonatorumlauf entsteht. Sie kann als eine Verschiebung der Resonatormodenstruktur relativ zu der zurückgekoppelten Wellenlänge in Einheiten des Eigenmodenabstands des externen Resonators interpretiert werden. Dies läßt sich leicht mit der Resonanzbedingung für Resonatoreigenmoden $2kL_{\text{opt}} = n2\pi$ verdeutlichen. k ist dabei der Betrag des Wellenvektors. Ändert sich die Propagationsphase $2kL_{\text{opt}}$ um 2π , so ändert sich die longitudinale Modenzahl n um eins und es wird eine benachbarte der ursprünglichen Mode verstärkt. Für die Bestimmung der Propagationsphase kann die Phasenänderung durch Beugung am Gitter außer acht gelassen werden, da sie unabhängig von der Wellenlänge ist. Die Phasenänderung ψ , die bei einem Resonatorumlauf der Wellenfronten entsteht, ist somit bis auf eine additive Konstante:

$$\psi = 2k(x_0 + x_1 \cos \phi). \quad (2.10)$$

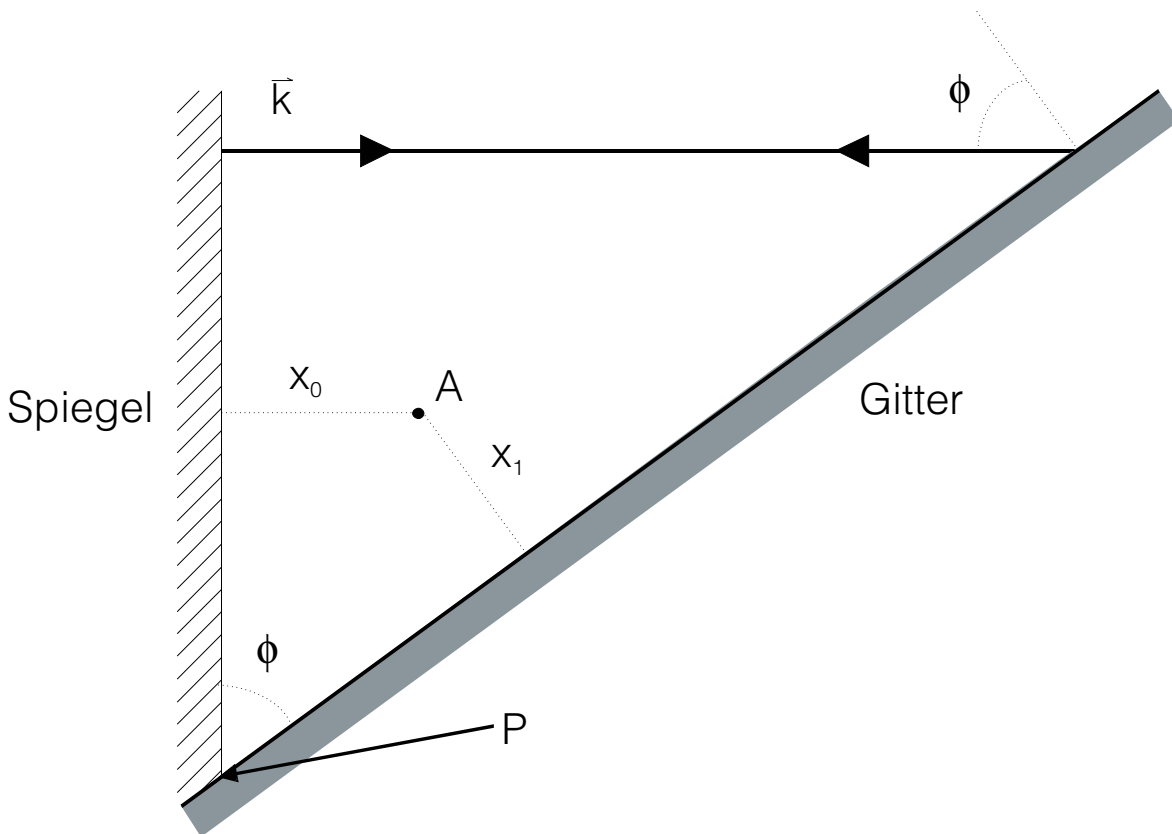


Abbildung 2.6: Allgemeine Konfiguration eines Littrow-Resonators. A bezeichnet die Rotationsachse, um die die Drehung des Gitters erfolgt. Von der Laserdiode ist die Spiegelebene der hinteren Facette angedeutet.

Modensprungfreies Abstimmen ist genau dann möglich, wenn die Phasenänderung unabhängig von ϕ ist. In diesem Fall werden Gitterwellenlänge und Eigenmodenstruktur synchron verändert, da die zurückgelaufene Welle auch während einer Frequenzänderung eine konstante Phasenbeziehung zur einfallenden Welle behält. Dies ist nach (2.10) genau dann möglich, wenn $x_0 = x_1 = 0$ gilt, d. h. wenn die Drehachse des Gitters mit der Schnittlinie der gedachten Verlängerungen des Gitters und des Endspiegels zusammenfällt.

In der Praxis müssen Littrow-Resonatoren für stabilen kontinuierlichen Einfrequenzbetrieb sehr kurz aufgebaut werden, da das Gitter in dieser Anordnung ein geringes Auflösungsvermögen hat, wie die folgende Betrachtung veranschaulicht. Die Beschreibung des Littrow-Resonator erfolgt durch (2.9), $\phi(\lambda)$ ist dabei die frequenz- bzw. wellenlängenabhängige Winkelverteilung für die vom Gitter gebeugte Strahlung. Ein Frequenzintervall $\nu_0 \pm \Delta\nu$ wird in das zugehörige Winkelintervall $\phi_0 \pm \Delta\phi$ gebeugt. Unter der Annahme einer optimalen Kollimierung wird je nach Kollimatorbrennweite und Größe der emittierenden Fläche der Laserdiode nur ein Teil des Lichtes in die Laserdiode zurückgekoppelt. Bei einer typischen Größe der aktiven Zone der Laserdiode von

$3\mu\text{m}^2$ und einer Brennweite von $f' = 4.5\text{ mm}$ wird Licht mit einem Divergenzwinkel von kleiner 0.03° in die Laserdiode eingekoppelt. Diese Winkelverteilung entspricht einem Frequenzauflösungsvermögen von 100 GHz bei 780 nm. Ist der Littrow-Resonator zu lang, liegen zu viele Resonatormoden unterhalb der Dispersionskurve des Gitters. Bei einer Verkürzung des Resonators steigt der Resonatormodenabstand an, jedoch wird gleichzeitig die Linienbreite des Lasers vergrößert. Eine Steigerung des Auflösungsvermögens unter Beibehaltung der Linienbreite ist durch eine resonatorinterne Strahlaufweitung mit weiteren optischen Elementen, wie z. B. ein anamorphotisches Prismenpaar, ist möglich [36].

Eine andere Möglichkeit zur Steigerung des Auflösungsvermögens des Gitters zu steigern, besteht darin, das Gitter streifenden auszuleuchten, wie dies bei der Littman-Anordnung auftritt.

2.2.3 Littman-Anordnung

Bei der Littrow-Anordnung ist der Gitterwinkel nicht frei wählbar, sondern wird durch die Kombination von Wellenlänge und Gitterkonstante vorgegeben. Bei einem Gitter in Littman-Anordnung kann der Gittereinfallswinkel im Rahmen der allgemeinen Gittergleichung

$$\begin{aligned}\lambda_g(\beta) &= \frac{d}{m}(\sin\alpha + \sin\beta) \\ \beta(\lambda_g) &= \arcsin\left(\frac{m\lambda_g}{d} - \sin\alpha\right)\end{aligned}\quad (2.11)$$

frei gewählt werden. α ist hierbei der Einfallswinkel, β der Beugungswinkel, m die Beugungsordnung und d die Gitterkonstante. Abb. 2.7 zeigt den schematischen Aufbau einer Laserdiode im externen Resonator mit einem Gitter in Littman-Anordnung als Abstimmelement. Die durch die Linse kollimierte Strahlung der Laserdiode trifft unter einem Winkel α auf das Gitter. Der Gitterwinkel liegt typischerweise zwischen 75° und 89° , es liegt ein streifender Einfall vor, bei dem das Gitter komplett ausgeleuchtet wird. Ein Teil des Lichtes wird in Richtung der nullten Ordnung unter dem Winkel $-\alpha$ geometrisch reflektiert und aus dem Resonator ausgekoppelt. Die erste Beugungsordnung wird vom Gitter spektral zerlegt und verläßt das Gitter unter dem Winkel $\beta(\lambda_g)$ gemäß (2.11). Die Frequenzkomponente, die senkrecht auf den ebenen HR-Spiegel fällt, wird in sich zurück auf das Gitter reflektiert und erneut gebeugt. Ein Teil wird in Richtung des Winkels $-\beta$ aus dem Resonator ausgekoppelt, der andere Teil wird unter dem Winkel α in die Laserdiode zurückgekoppelt und damit der externe Resonator für diese Wellenlänge geschlossen.

Von den drei aus dem externen Resonator ausgekoppelten Strahlen kann in der Regel nur ein Strahl für Experimente genutzt werden, da

- die Rückseite der Laserdiode i. A. nicht zugänglich ist; hier befindet sich oft eine in die Laserdiode integrierte Photodiode,

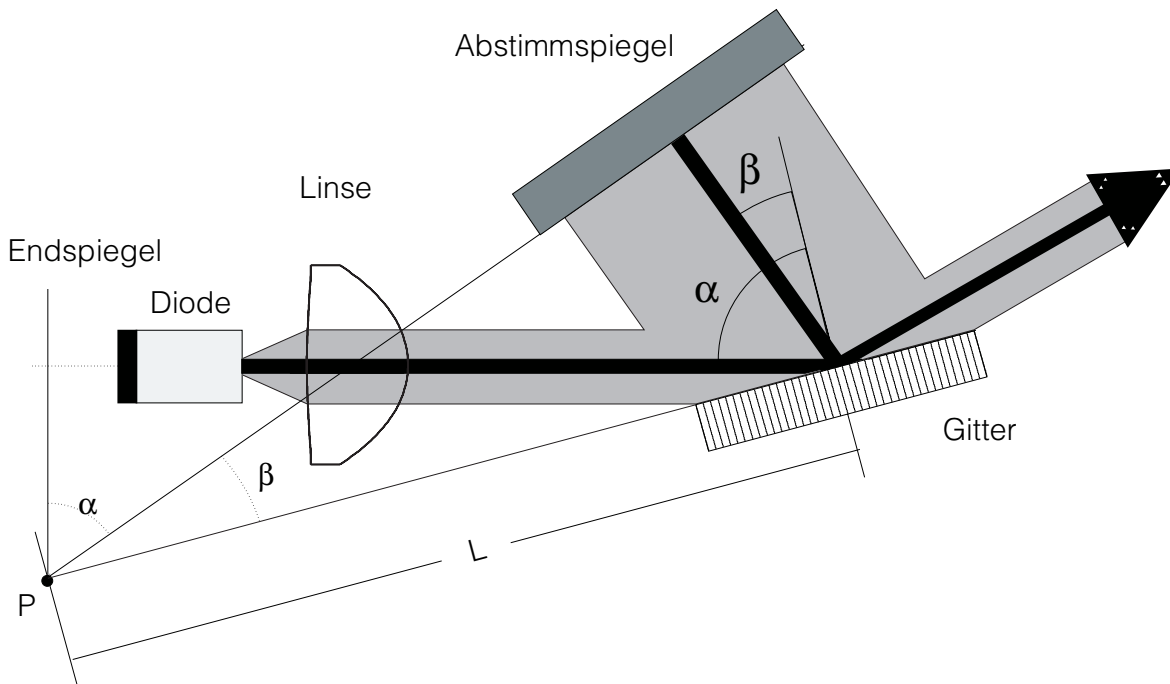


Abbildung 2.7: Diodenlaser mit externem Resonator in Littman-Anordnung.

- die Auskopplung unter dem Winkel $-\beta(\lambda)$ ist nicht ortsfest und weist außerdem ein sehr breites Strahlprofil durch den streifenden Einfall auf das Gitter auf.
- Die einzig sinnvolle Auskopplung erfolgt unter dem Winkel $-\alpha$. Dieser Strahl ist zum einen ortsfest und zum anderen entspricht sein Strahlprofil dem Strahlprofil der kollimierten Laserdiode.

Das Abstimmen der Wellenlänge erfolgt durch Drehen des Spiegels. Wird der Spiegel um die Achse gedreht, die senkrecht durch den ausgezeichneten Punkt P aus Abb. 2.7 verläuft, ist sogar modensprungfreies Abstimmen möglich, da die Gitterwellenlänge synchron zur Modenstruktur des Resonators verändert wird. Dies macht eine phasentheoretische Betrachtung der Propagationsphase analog der Littrow-Berechnung deutlich. Für die Propagationsphase ψ ergibt sich folgende Beziehung:

$$\psi = 2k \{x_0 + x_2 + x_1 (\cos \alpha + \cos \beta)\} . \quad (2.12)$$

Die Definition der Größen x_0 , x_1 und x_2 zeigt Abb. 2.8. Modensprungfreies Abstimmen erfordert eine Unabhängigkeit der Propagationsphase ψ vom Abstimmwinkel β . Diese Bedingung ist für 2 Fälle erfüllt.

Im 1. Fall gilt:

$$x_1 = 0 \quad \text{und} \quad x_0 + x_2 = 0 . \quad (2.13)$$

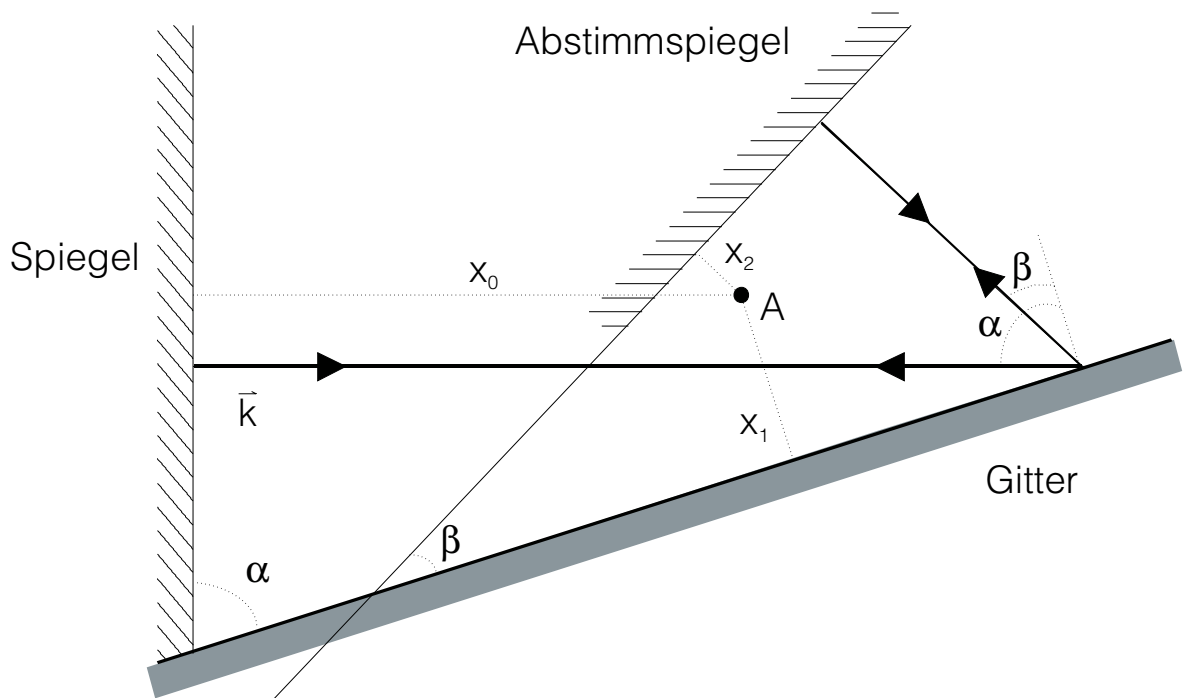


Abbildung 2.8: Allgemeine Konfiguration eines Littman-Resonators mit der Rotationsachse A des Abstimmspiegels.

Für Konfigurationen, die diese Bedingung erfüllen, liegt der Drehpunkt in der Verlängerung der Gitteroberfläche, jedoch können Spiegel und Laserdiode beliebig antiparallel senkrecht zur Drehachse verschoben werden. In Kapitel 6.1 wird ein externer Resonator vorgestellt, der diese Verschiebung ausnutzt. Die 2. Lösung erhält man für $x_0 = x_1 = x_2 = 0$. Dieser Spezialfall ist die klassische Littman-Anordnung, die Liu und Littman durch eine einfache geometrische Betrachtung gefunden haben [37]. In diesem Fall liegt die Spiegeldrehachse in der Verlängerung der äußeren Diodenendfläche, des Gitters und des Abstimmspiegels. In diesem einfachen Modell wurden optische Elemente innerhalb des Resonators vernachlässigt. Beim Einfügen von transmittierenden optischen Komponenten muß zwischen der optischen und der geometrischen Länge unterschieden werden. Formal muß x_0 um die Differenz zwischen geometrischer und optischer Länge korrigiert werden, um die Dispersion erster Ordnung zu kompensieren. Eine Korrektur der Dispersion zweiter Ordnung war bei den untersuchten Systemen nicht notwendig. Das Auflösungsvermögen einer Littman-Anordnung ist in der Regel größer als bei einer Littrow-Anordnung ohne zusätzliche strahlaufweitende Elemente, da die Strahlung zwei mal am Gitter gebeugt und zusätzlich die Anzahl der ausgeleuchteten Linien größer ist. Es ist eine Größenordnung besser als im Littrow-Fall und liegt bei typischerweise 13 GHz. Dies erlaubt bei gleicher Modenanzahl unterhalb der Dispersionskurve des Gitters eine größere Länge des Resonators und somit eine Reduzierung der Linienbreite.

Wird ein weiteres Gitter in den Littman-Aufbau integriert, kann das Auflösungsvermögen noch weiter erhöht werden. Eine solche Konfiguration wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

2.2.4 Littman-Littrow-Anordnung

Bei der Littman-Littrow Anordnung wird der Rückkopplungsspiegel durch ein Gitter in Littrow-Anordnung ersetzt. Sie wurde theoretisch von Littman [38] und zeitgleich experimentell von Shoshan [39] zur Optimierung von gepulsten Farbstofflasern untersucht. In Abb. 2.9 ist schema-

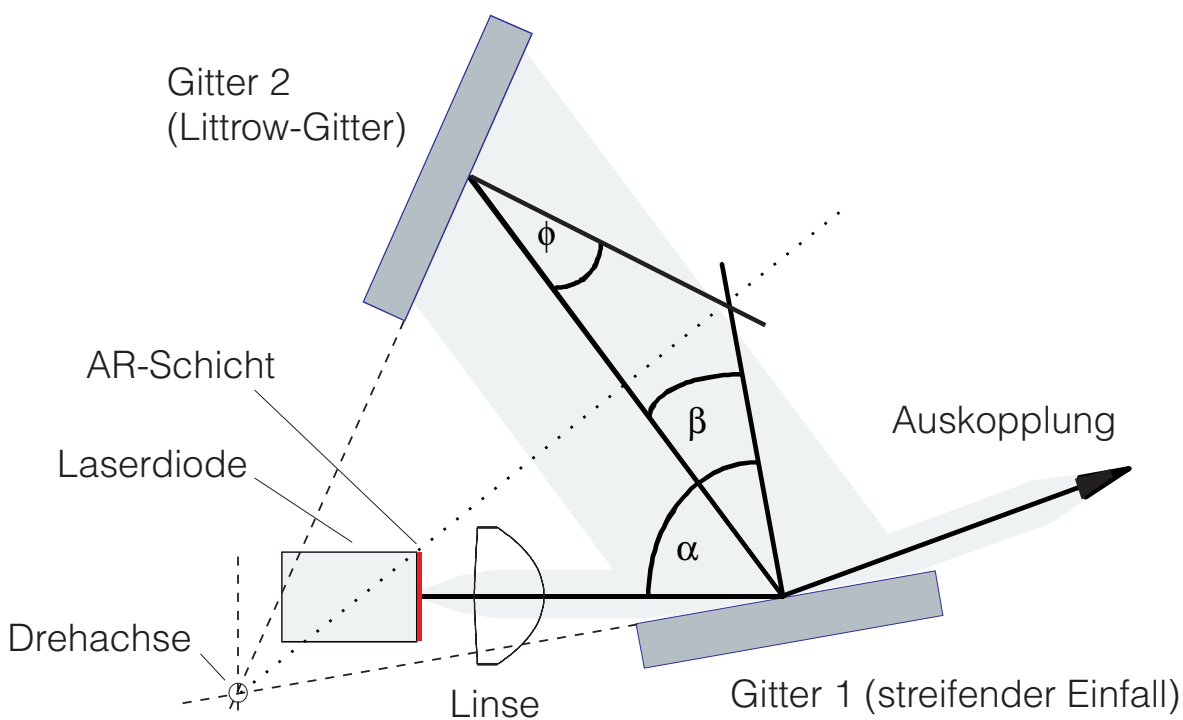


Abbildung 2.9: Schematischer Aufbau eines externen Resonators mit einer Doppelgitterkonfiguration. Die ursprüngliche Spiegelebene der Littman-Anordnung symbolisiert die gepunktete Linie.

tisch der Aufbau einer Littman-Littrow Anordnung für eine Laserdiode im externen Resonator dargestellt [40]. Das Littrow-Gitter ist so angeordnet, daß zwischen der ursprünglichen Spiegeoberfläche (gepunktete Linie) und der Gitteroberfläche der Winkel ϕ auftritt. Licht, das am Littman-Gitter gebeugt wird, trifft unter dem Winkel ϕ auf das Littrow-Gitter. Dadurch wird die Wellenlängenkomponente $\lambda(\phi)$ zurück auf das Littman-Gitter gebeugt. Ein Teil des Lichtes geht dem Resonator als geometrische Reflexion (0. Beugungsordnung) am Littrow-Gitter verloren. Ist die Effizienz der 1. Ordnung des Littrow-Gitters hoch, können zusätzliche Verluste vernachlässigt werden [41], Schwelle und Ausgangsleistung entsprechen dann dem Littman-Fall. Formal gelten

die folgenden Beziehungen:

$$\lambda(\beta, \phi) = \frac{2L(\beta, \phi)}{q} \quad (2.14)$$

$$\lambda(\beta) = \frac{d_1}{m_1} (\sin \alpha + \sin \beta) \quad (2.15)$$

$$\lambda(\phi) = 2 \frac{d_2}{m_2} \sin \phi. \quad (2.16)$$

Hierbei sind m_1 und m_2 die betrachteten Ordnungen des Littman- bzw. Littrow-Gitters und d_1 bzw. d_2 die jeweiligen Furchenabstände der Gitter. Der Aufbau ist derart ausgelegt, daß jeweils nur die 1. Beugungsordnung betrachtet wird, d. h. $m_1 = m_2 = 1$. Für kontinuierliches Abstimmen müssen alle 3 Gleichungen synchron erfüllt werden. In analoger Betrachtung zum Littrow- und Littman-Fall erhält man den folgenden Ausdruck für die Propagationsphase ψ ,

$$\psi = 2k \{x_0 + x_2 \cos \phi + x_1 (\cos \alpha + \cos \beta)\} \quad (2.17)$$

ϕ ist dabei der Littrow-Winkel des 2. Gitter. In Gegensatz zur Littman-Anordnung existiert nur

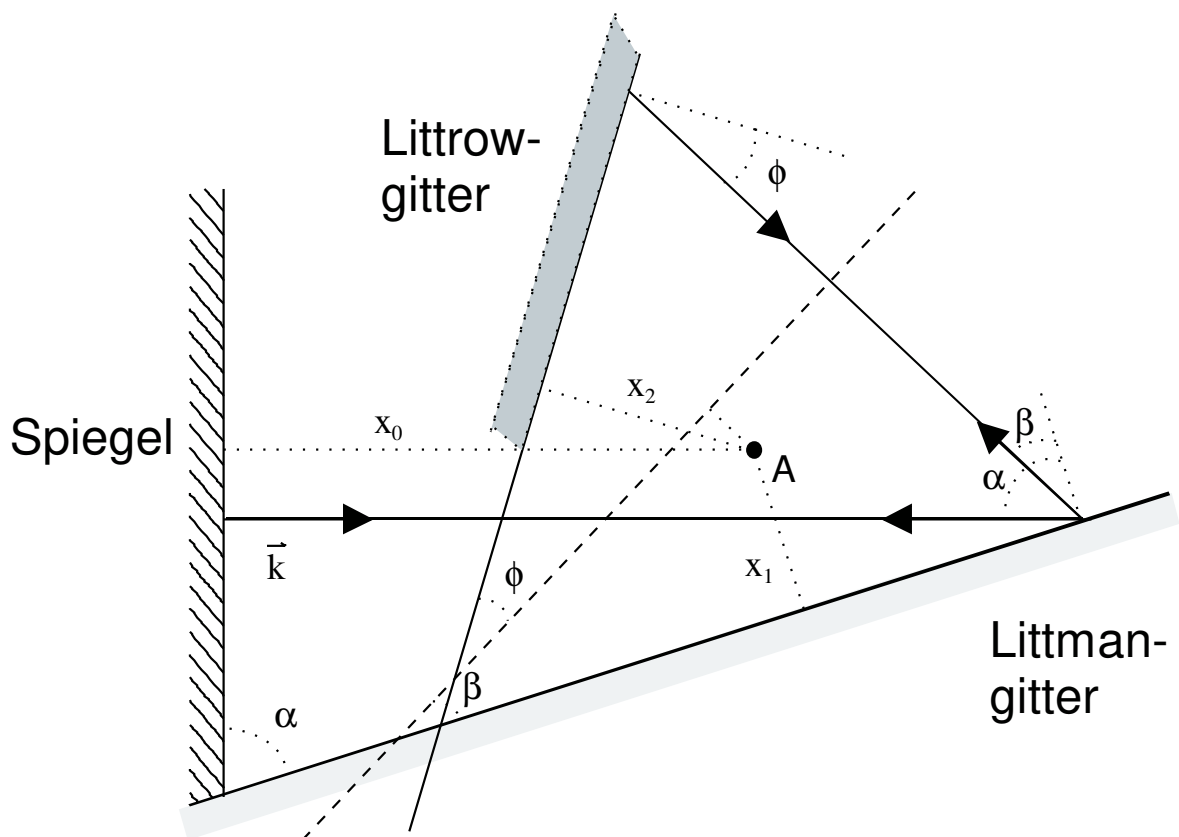


Abbildung 2.10: Schematischer Littman-Littrow Resonator mit beliebigen Drehachse senkrecht durch Punkt A. Für $\phi \rightarrow 0$ geht die Anordnung in den Littman-Fall über.

noch die triviale Lösung $x_1 = x_2 = x_0 = 0$ für die Unabhängigkeit der Umlaufphase von der Wellenlänge. Der einzige erlaubte Drehachse ist die Schnittlinie der Verlängerungen der Oberflächen

der Gitter sowie des Endspiegels der Laserdiode. Die genaue Bezeichnung der Variablen kann der Abb. 2.10 entnommen werden.

Im Kapitel 2.3 wird durch numerische Simulationen der Propagationsphase untersucht, wie sich das Modensprungverhalten in der Umgebung der optimalen Drehachse verhält.

Mit der Littman-Littrow Anordnung kann das Auflösungsvermögen gegenüber der einfachen Littman-Anordnung noch weiter gesteigert werden, abhängig von der Wahl der Gitterparameter des 2. Gitters. Für die passive Linienbreite $\delta\nu_{\text{Doppel}}$ der Doppelgitter Anordnung gilt nach Shoshan und Oppenheim [39]:

$$\delta\nu_{\text{Doppel}} = \frac{2c}{\pi w \lambda \left(2 \frac{m_1}{d_1 \cos \beta} + \frac{m_2}{d_2 \cos \phi} \right) \frac{\cos \beta}{\cos \alpha}}. \quad (2.18)$$

c ist hierbei die Lichtgeschwindigkeit, w der Strahlradius. Läßt man den Littrow-Winkel ϕ und die Gitterordnung m_2 gegen Null gehen, so erhält man

$$\delta\nu_{\text{Littman}} = \frac{cd_1}{\pi m_1 w \lambda} \cos \alpha \quad (2.19)$$

als passive Bandbreite $\delta\nu_{\text{Littman}}$ für den Littman-Fall.

Vergleicht man (2.18) mit (2.19) und betrachtet jeweils nur die ersten Ordnungen ($m_1 = m_2 = 1$) so ist die Bandbreite der Doppelgitteranordnung um den Faktor $1 + \frac{d_1 \cos \beta}{2d_2 \cos \phi}$ kleiner als im Littman-Fall. Je nach der Wahl der Parameter gewinnt man an Gitterauflösung [41]. Zum Vergleich der beiden Anordnungen darf jedoch nicht nur allein das Auflösungsvermögen der Gitter betrachtet werden, da durch den Austausch des Abstimmspiegels durch das Littrow-Gitter die Resonatorlänge anwächst. Für die gleiche Modenstabilität ist das Verhältnis von Gitterauflösung (passiver Bandbreite) zu Resonatormodenabstand wichtig. In der Littman-Anordnung aus Abb. 2.7 gilt für die Resonatorlänge $L_{\text{Resonator}}(\beta)$:

$$L_{\text{Resonator}}(\beta) = L(\sin \alpha + \sin \beta) \quad (2.20)$$

mit dem Abstand L zwischen Gitter und Drehachse. Im Fall des Doppelgitters ergibt sich die Resonatorlänge zu:

$$L_{\text{Doppelgitter}}(\beta, \phi(d_2, \lambda(\beta))) = L(\sin \alpha + \sin \beta) + (L \cos \beta) \sin \phi(d_2, \lambda(\beta)), \quad (2.21)$$

wobei sich der Littrow-Winkel $\phi(d_2, \lambda(\beta))$ aus der Gitterkonstante d_2 und der in Richtung β abgestrahlten Wellenlänge $\lambda(\beta)$ ergibt. Abb. 2.11 zeigt die relative Änderung der passiven Bandbreite (Kurve **A**, $\delta\nu_{\text{Littman}}/\delta\nu_{\text{Doppelgitter}}$) sowie des freien Spektralbereichs (Kurve **B**, $\Delta\nu_{\text{Doppelgitter}}/\delta\nu_{\text{Littman}}$) für die Doppelgitteranordnung gegenüber dem Littman-Fall in Abhängigkeit von verschiedenen Gitterkonstanten d_2 . So kann die passive Bandbreite durch Verwendung

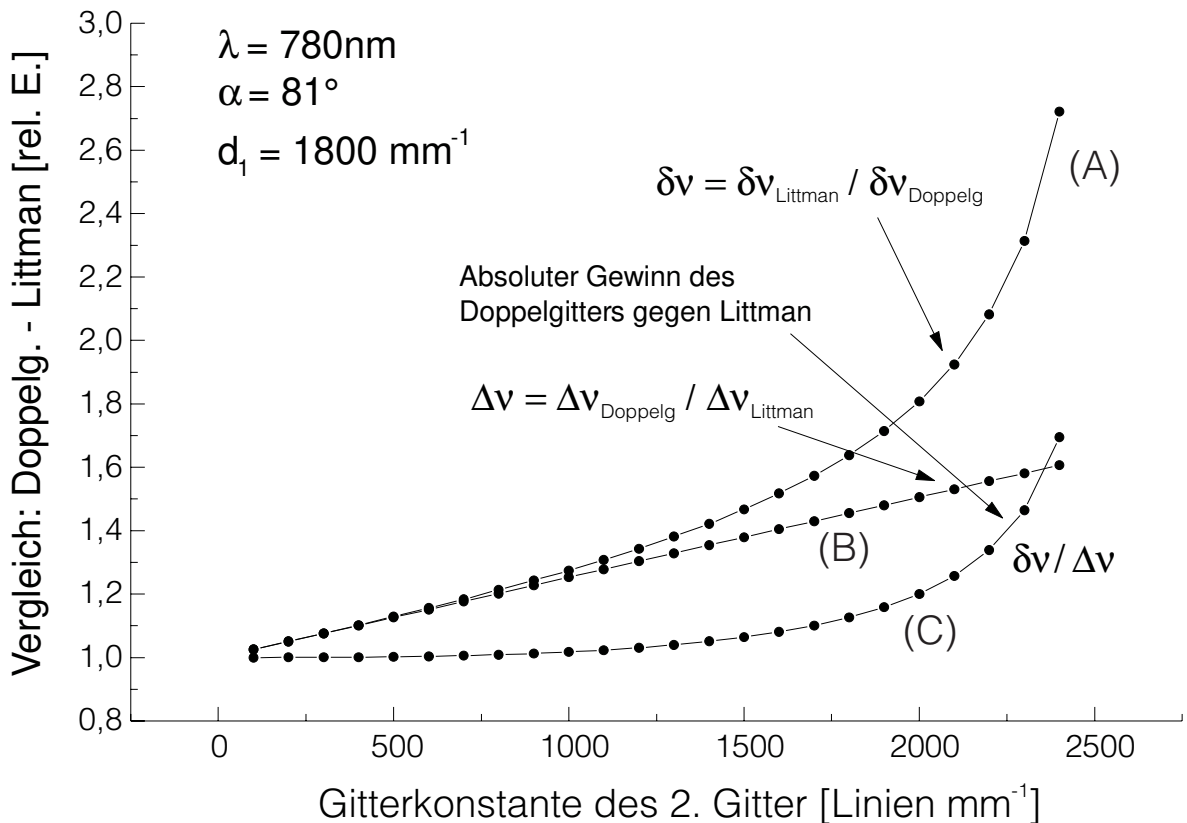


Abbildung 2.11: Gewinn an effektivem Auflösungsvermögen durch Verwendung einer Doppelgitteranordnung gegenüber einer Littman-Anordnung.

eines Gitters mit 2400 Linien pro Millimeter um das 3-fache gesteigert werden (Kurve **A**). Gleichzeitig sinkt der freie Spektralbereich des Resonator um einen Faktor von 1.6 (Kurve **B**). Der effektive Gewinn an Auflösungsvermögen kann Kurve **C** entnommen werden, er beträgt für obigen Fall 1.8. Der Gewinn kann entweder zu Einmodenbetrieb genutzt werden (kein Anschwingen von Nebenmoden bei kritischer Justierung bzw. bessere Nebenmodenunterdrückung) oder zur Steigerung der Lasereffizienz durch geringere Verluste am Littman-Gitter, indem der Winkel α derart reduziert wird, so daß sich der ursprüngliche passive Bandbreitenwert wieder einstellt. Damit kann der Abstimmbereich dieser Anordnung vergrößert werden.

Für die modensprungfreie Abstimmung des Lasers ist neben der ausreichenden Wellenlängenselektivität der dispersiven Abstimmeinheit vor allem eine exakte Einstellung des Drehpunktes entscheidend, da somit die synchrone Veränderung der Rückkoppelwellenlänge mit der Resonatormodenstruktur erreicht wird. Für verschiedene Drehpunktskoordinaten wurden modensprungfreie Abstimmungsbereiche mittels der vorgestellten Phasentheorie numerisch ermittelt. Die Ergebnisse werden im nächsten Abschnitt erläutert.

2.3 Theoretisch optimale Drehpunkte für modensprungfreie Abstimmung

In diesem Kapitel soll für die verschiedenen Laseranordnungen die Abhängigkeit des modensprungfreien Abstimmbereich von der Drehachse theoretisch untersucht werden. Als Grundlage dienen die in Abschnitt 2.2.2 erarbeiteten Ausdrücke für die Umlaufphasen ((2.10), (2.12) und (2.17)).

2.3.1 Zweidimensionale Resonatorbeschreibungen

Die Analyse der Ausdrücke für die Umlaufphase hat gezeigt, daß für alle Gitter-Anordnungen kontinuierliche Abstimmung möglich ist, sofern die Drehachse mit der Schnittgeraden der Verlängerungen der Endflächen der optischen Elemente zusammenfällt. Für die experimentelle Realisierung eines External-Cavity Lasers ist es jedoch wichtig zu erfahren, wie sich der kontinuierliche Abstimmbereich bei einer Variation der Drehachse verhält. Dazu wurde die kontinuierliche Abstimmung des Lasers mittels eines Programmes simuliert. Dabei wird die zu untersuchende Fläche in ein 2-dimensionales Raster (parallel (x) und senkrecht (y) zur Abstrahlrichtung der Laserdiode) zerlegt und die senkrechten Abstände x_i ermittelt. Für die Zentralwellenlänge λ_0 wird der Wert der Umlaufphase ψ bestimmt. An den Rändern eines zur Zentralwellenlänge symmetrischen Intervalls von typischerweise 450 MHz¹ wird die Phase erneut bestimmt. Die Intervallgröße wird solange in 450 MHz Schritten erhöht, bis die Phasendifferenz zur Zentralwellenlänge größer als $\frac{2\pi}{10}$ ist [23]. Dieser Wert stellt eine konservative Abschätzung dar, da formal erst ab einer Phasenänderung von größer $\pm\frac{2\pi}{2}$ die benachbarte Mode wahrscheinlicher wird. Die Größe des Abstimmintervalls wird relativ zur Breite des Verstärkungsprofils der Laserdiode skaliert und dem Rasterpunkt zugeordnet. Diese Untersuchungen wurden für Littrow-, Doppelgitter- und Littman-Anordnung sowie verschiedene Wellenlängenbereiche durchgeführt. Die Ergebnisse sind beispielhaft für eine Littman-Anordnung bei der Zentralwellenlänge $\lambda_0 = 1.54\mu\text{m}$ dargestellt.

Bei diesem System liegt der Einfallswinkel bei $\alpha = 81^\circ$, die Breite des Verstärkungsprofils beträgt ca. 110 nm. Es wurde ein Gitter mit einer Gitterkonstante von 1050 Linien pro Millimeter eingesetzt. Symmetrisch zur optimalen Drehachse (alle $x_i = 0$) wurden 2 unterschiedlich große Bereiche untersucht. Abb. 2.12 stellt das Ergebnis der Simulation für eine $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$ große Fläche mit der optimalen Drehachse in der Mitte dar. In der Abbildung sind parallele Linien zu erkennen. Wird die Drehachse entlang der Linien verschoben, so ändert sich der erreichbare modensprungfreie Abstimmbereich nicht, eine senkrechte Verschiebung bewirkt jedoch einen

¹ 1 nm bei 780 nm entspricht 492 GHz

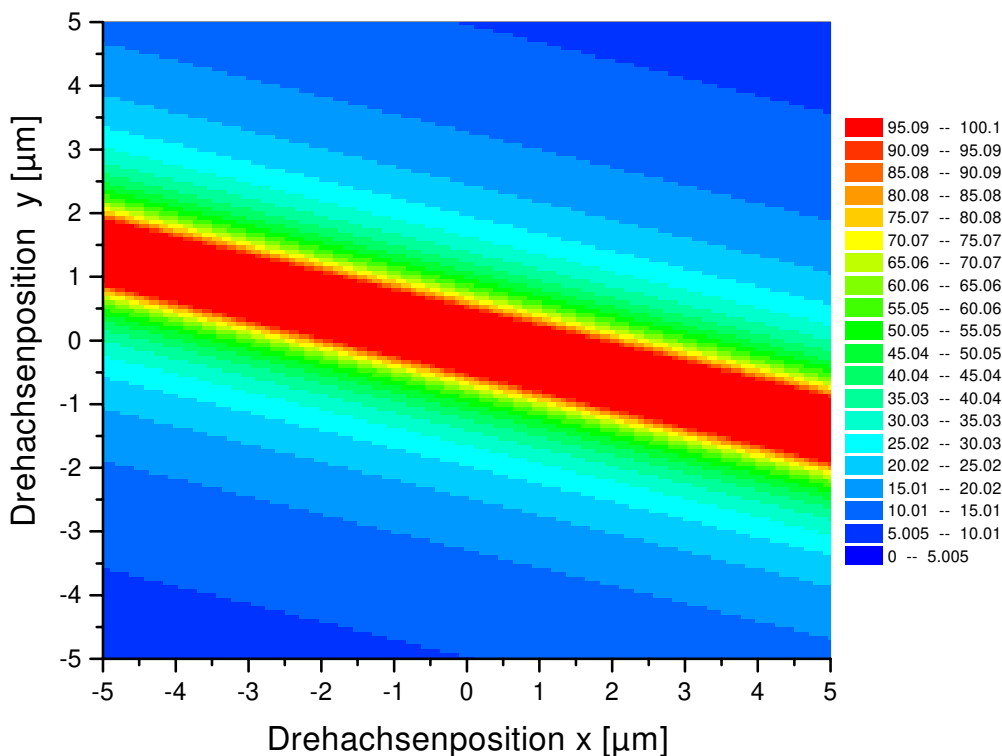


Abbildung 2.12: Berechnete Abstimmbereiche für ein Gebiet von $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$ um die optimale Drehachsenposition.

Abfall auf 0% innerhalb von wenigen Mikrometern. Die folgende Abbildung zeigt das Ergebnis der Simulation für einen Bereich vom $8\text{ mm} \times 8\text{ mm}$ Größe. Die optimale Drehachse befindet sich im Koordinatenursprung. Die dargestellte Fläche zeigt eine ähnliche parallele Linienstruktur wie Abb. 2.12. Die dadurch gebildete Gerade \mathbf{G} wird durch die Gleichung $y = -0.28x$ beschrieben. Die Existenz dieser Geraden hat praktische Bedeutung für die Justierung eines External-Cavity Lasers. Werden die mechanischen Komponenten des Lasers so angeordnet, daß die Drehachse nur parallel und senkrecht zu \mathbf{G} verschoben werden kann, so kann die optimale Drehachse auf einfache Art gefunden werden. Die Drehachse wird solange mit großer Verschieberate (bis zu 0.5 mm) parallel zur Geraden \mathbf{G} verschoben bis die Anzahl der Modensprünge beim Abstimmen minimal ist. Anschließend wird der Vorgang mit geringer Verschieberate senkrecht zur Geraden \mathbf{G} (typ. $50\mu\text{m}$) durchgeführt. Durch iterative Wiederholung mit geringeren Verschieberaten wird der optimale Punkt gefunden. Durch die Entkopplung der senkrechten und parallelen Verschiebung sind die Meßsignale (Anzahl der Modensprünge) gut interpretierbar und durch die große Toleranz parallel zu \mathbf{G} ist die Methode zeitunkritisch. Die Existenz der Geraden \mathbf{G} kann auch analytisch erklärt werden. Entwickelt man die Änderung der Propagationsphase $\Delta\psi$ nach der Frequenzänderung $\Delta\nu$,

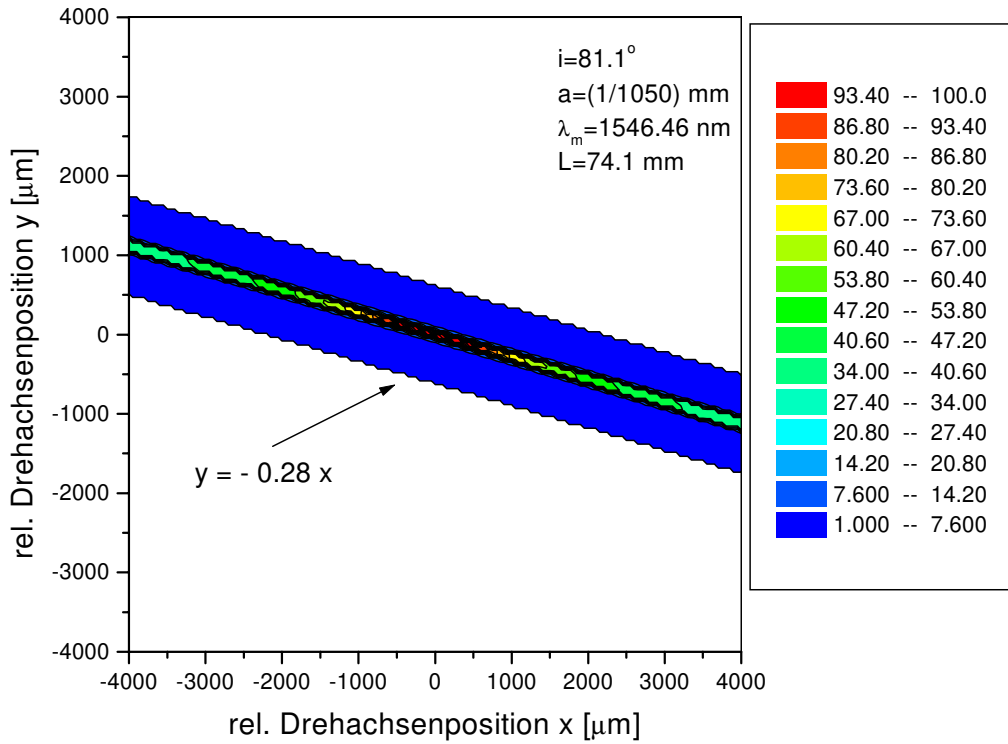


Abbildung 2.13: Numerisch berechnete Durchstimmbereiche in Abhängigkeit von der Wahl der Rotationsachsenposition des Spiegels für ein Bereich von 8 mm*8 mm.

so gilt für den Littman-Fall bis zur 2. Ordnung [23]:

$$\Delta\psi = \frac{4\pi}{c}\Delta x\Delta\nu - 2\pi x_1 c (d^2\nu_0 \cos^3 \beta_0)^{-1} \left(\frac{\Delta\nu}{\nu_0}\right)^2 \quad \text{mit} \quad (2.22)$$

$$\Delta x = x_0 + x_2 + x_1 \frac{1 + \cos(\beta_0 - \alpha)}{\cos \beta_0} \quad (2.23)$$

β_0 bezeichnet den Beugungswinkel am Gitter für die Mittenfrequenz ν_0 . Aus (2.22) folgt, daß synchrones Durchstimmen in erster Näherung dann möglich ist, wenn $\Delta x = 0$ gilt. Die senkrechten Abstände x_1 und x_0 lassen sich durch die kartesischen Koordinaten x und y wie folgt ausdrücken:

$$x_1 = y \sin \alpha - x \cos \alpha, \quad x_0 = x. \quad (2.24)$$

Einsetzen von x_1 und x_0 in (2.23) und die Forderung, daß Δx Null wird, liefert mit der Nebenbedingung $x_2 = 0$, das heißt die Abstimm Spiegelverlängerung verläuft durch die Drehachse, die folgende Gleichung:

$$y = \left[\cot \alpha - \frac{\cos \beta_0}{\sin \alpha \{1 + \cos(\beta_0 - \alpha)\}} \right] x \quad (2.25)$$

Der Wert der eckigen Klammer aus (2.25) beträgt -0.288 für den obigen Fall von $\lambda_0 = 1.54\mu\text{m}$.

Bei der experimentellen Umsetzung des Lasersystems bei $1.54\mu\text{m}$ wurden diese theoretischen Werte bestätigt. Abb. 2.14 stellt die relativen kontinuierlichen Abstimmweiten bezogen auf das Verstärkungsprofil der Laserdiode für verschiedene Dejustierungen der Spiegeldrehachse dar. Der

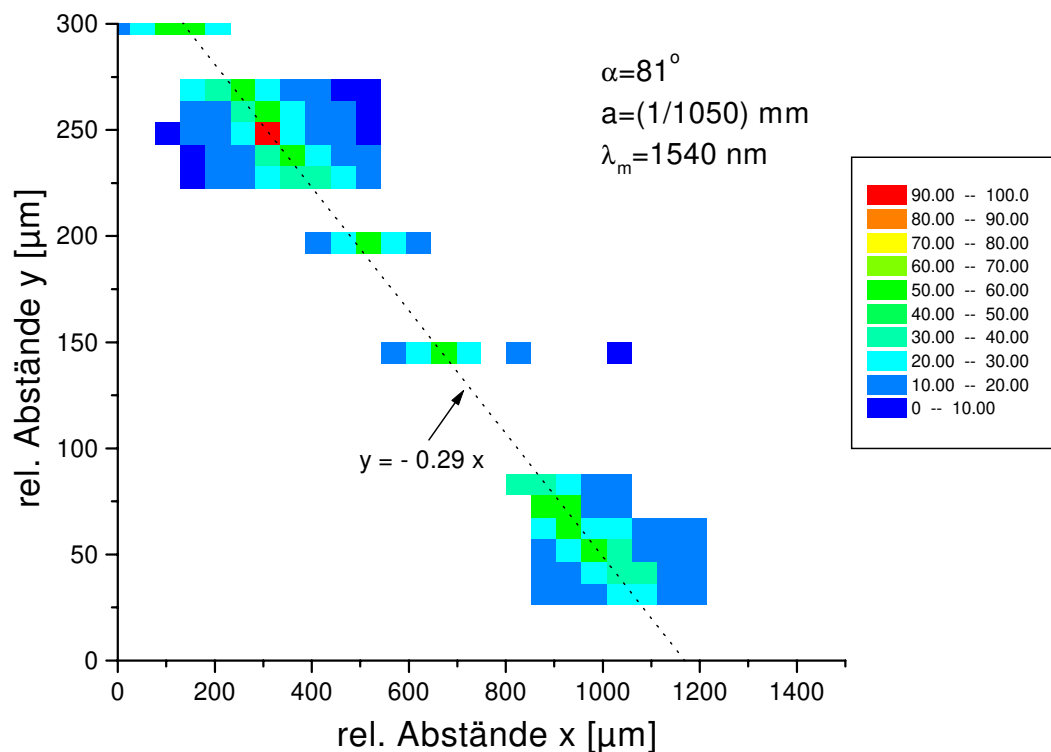


Abbildung 2.14: Experimentell bestimmte modensprungfreie Durchstimmbereiche in Abhängigkeit von der Drehachsenposition.

Wert, der aus den experimentellen Daten für die Steigung ermittelt wurde, beträgt -0.29 und stimmt mit den theoretischen Werten überein.

Für die experimentelle Umsetzung und Optimierung eines External-Cavity Lasers wurden weitere Modelle entwickelt, die es erlauben, die unterschiedlichen Fertigungstoleranzen der Komponenten und Dejustierungen beim Zusammenbau, wie Verkippung des Abstimmspiegels bei gleichzeitiger Verkippung der Drehachse sowie deren Auswirkungen auf das Abstimmverhalten zu untersuchen. Wichtig zur Erzielung eines modensprungfreien Abstimmbereichs war jedoch vor allem die Ergebnisse der phasentheoretischen Simulationen der Umlaufphase, die besagen, daß eine Gerade existiert und daß eine Verschiebung der Drehachse auf dieser Geraden die Modensprungfreiheit beim Abstimmen in erster Ordnung nicht verändert.

Alle Simulationen lassen sich zu einem realen 3 dimensionalen External-Cavity Lasermodell mit

Betrachtung der Umlaufphase zusammenfassen, sofern die Kollimatorlinse als reales 3 dimensionales Objekt betrachtet wird. Damit kann innerhalb des abstimmbaren Resonators ein 3 dimensionales Raytracing durchgeführt werden. Hierauf wurde verzichtet, da der externe Resonator mit dem beschriebenen phasentheoretischen Modell bezüglich der modensprungfreien Abstimmung hinreichend beschrieben werden konnte.

In diesem Kapitel wurden ferner unterschiedliche dispersive Komponenten als frequenzselektive Elemente innerhalb eines externen Resonators vorgestellt. Durch Einsatz eines Interferenzfilters mit einer Halbwertsbreite von 0.15 nm konnte zwar stabiler Einfrequenzbetrieb des externen Resonators bei 830 nm erreicht werden, die Modenselektivität war jedoch für kontinuierliche Abstimmung über weite Bereiche zu gering. Bessere Abstimmbereiche konnten durch Verwendung von Gitterresonatoren erzielt werden. Mit einem Gitter in Littrow-Anordnung konnte bei einer Resonatorlänge von 77 mm ein kontinuierlicher Abstimmbereich von 620 GHz bei 830 nm erreicht werden. Eine Erweiterung des kontinuierlichen Abstimmbereichs wurde durch die zu geringe Gitterdispersion verhindert.

Erst durch Anordnungen mit Gittern im streifenden Einfall konnten kontinuierliche Abstimmbereiche im Terahertz-Bereich realisiert werden. Diese Durchstimmbereiche wurden sowohl für externe Resonatoren in Littman- also auch in Doppelgitter-Anordnung erreicht. Durch die Littman-Littrow Anordnung konnte die effektive Auflösung, d. h. das Verhältnis von passiver Bandbreite zu Resonatormodenabstand verdoppelt werden. Die Systemeigenschaften von Littman- und Doppelgitteraufbau sind sehr ähnlich. Beide sind in Bezug auf ihren kontinuierlichen Abstimmbereich dem Littrowgitter und Interferenzfilter überlegen. Um die Lasersysteme in Hinsicht auf eine spätere Anwendung möglichst einfach, kompakt und kostengünstig zu halten, wurden für die Experimente überwiegend Laserdioden im externen Resonator mit Gitter in Littman-Anordnung eingesetzt.

Nachdem die mechanischen und optischen Grundlagen eines kontinuierlich abstimmbaren Lasersystems mit externem Resonator vorgestellt wurden, wird im nächsten Abschnitt die für diese Laser notwendige antireflex-Beschichtung von Laserdioden behandelt.

Kapitel 3

Antireflexbeschichtung von Laserdioden

In Abschnitt 2.2 wurde gezeigt, daß zum modensprungfreien Abstimmen über Bereiche, die in der Größenordnung der Verstärkungsprofils der Laserdiode liegen, bei einem External-Cavity Laser eine antireflex-Beschichtung der Laserdiode besser als 10^{-3} notwendig ist [17, 43]. Eine experimentelle Verifizierung dieses Wertes erfolgt Kapitel 5.

Kommerzielle Laserdioden haben je nach Diodentyp eine Facettenreflektivität von etwa 31% für unbeschichtete Systeme oder im Bereich von 1 - 10% für gegebenenfalls notwendige Teilentspiegelung der Facette. Mit solchen Laserdioden können ECL-Systeme mit kontinuierlichen Abstimmbereichen zwischen 10 bis 20GHz [43] realisiert werden. Für viele Anwendungen sind jedoch wesentlich weiter abstimmbare ECL-Systeme interessant, die nur mit entspiegelten Laserdioden aufgebaut werden können. In diesem Kapitel sollen die theoretischen Grundlagen für die notwendigen Antireflex-Beschichtungen kurz zusammengefaßt werden. Weiter werden die experimentelle Durchführung und die Methoden der Charakterisierung von Antireflex-Schichten mit Restreflektivitäten kleiner 10^{-4} beschrieben.

3.1 Grundlagen der Entspiegelung

Betrachtet man eine ebene Welle der Wellenlänge λ_E , die sich senkrecht von einem Medium mit dem Brechungsindex n_o durch die Grenzfläche in das benachbarte Medium mit dem Brechungsindex n_s fortpflanzt, so kann durch eine dielektrische Schicht mit Brechungsindex n_1 und Dicke t für die Wellenlänge λ_E eine ideale Vergütung erreicht werden, wenn die folgenden Beziehungen

eingehalten werden:

$$n_1 = \sqrt{n_0 n_s} \quad (3.1)$$

und

$$t = \frac{\lambda_E}{4n_1}. \quad (3.2)$$

Bei dieser speziellen Schicht wird ausgenutzt, daß die von der Vorder- und Rückseite der dielektrischen Schicht zurück reflektierten Wellen vollständig destruktiv interferieren. Für Laserdioden ist diese Betrachtung lediglich näherungsweise korrekt, weil aufgrund der kleinen Ausdehnung der emittierenden Fläche ($\sim 1\mu\text{m}^2$) keine idealen ebenen Wellen vorliegen. Bei der Anwendung von (3.1) und (3.2) auf die Laserdiode ist für n_s der „modal refractive Index“ der aktiven Wellenleiterregion der Laserdiode einzusetzen [17]. Der modale Brechungsindex n_{Mod} hängt von der vertikalen und lateralen Struktur der Laserdiode ab und liegt zwischen dem Brechungsindex der aktiven Laserstruktur sowie dem des umgebenden Deckmaterials.

Für Einzelschicht-Entspiegelungen mit Restreflektivitäten in der Größenordnung von 10^{-4} sind die Fertigungstoleranzen bezüglich der Schichtdicken mit Werten im Bereich von wenigen Nanometern sehr klein zu halten [44]. Durch den Einsatz angepaßter online-Schichtdickenkontrollsysteme kann diese Anforderung in der Regel zuverlässig erfüllt werden [45]. Wesentlich problematischer ist jedoch die Wahl des Beschichtungsmaterials für Einzelschicht-Vergütungen: Für die in der Praxis eingesetzten Halbleitermaterialien steht kein reines Beschichtungsmaterial zur Verfügung, das die Brechungsindex-Bedingung (3.1) erfüllt. Notwendig sind hier spezielle Beschichtungsprozesse zur Herstellung von Mischschichten, die in den meisten Fällen aus Siliziumoxinitrid $[(\text{SiO}_2)_x (\text{Si}_3\text{N}_4)_{1-x}]$ bestehen. Die Brechwerte solcher $(\text{SiO}_2)_x (\text{Si}_3\text{N}_4)_{1-x}$ -Mischschichten können in den Beschichtungsverfahren prinzipiell durch eine hochpräzise Steuerung der O_2 - und N_2 -Reaktivgaspartialdrücke im Bereich von 1,46 bis 1,98 eingestellt werden [46].

Eine weitere interessante Möglichkeit, das Materialproblem zu umgehen, besteht in der Herstellung von Mehrschichtsystemen. Darüber hinaus haben Mehrschicht-Entspiegelungen hier neben einer großen erzielbaren spektralen Breite Vorteile bezüglich der Genauigkeitsanforderungen im Herstellungsprozess: Durch geschickte Wahl des Schichtdesigns können die Toleranzbreiten sowohl für den Brechungsindex als auch für die Dicken der konstituierenden Einzelschichten gegenüber den Anforderungen einer Einzelschicht-Vergütung vergrößert werden. Im einfachsten Fall kann ein optimiertes Doppelschichtsystem für die Vergütung der Endfacetten eingesetzt werden. Unter der Voraussetzung eines senkrechten Lichtaustritts und absorptionsfreier Schichten können die Bedingungen für den Fall 100 prozentiger Transmission, d. h. $T = 1$ bzw. $R = 0$, analytisch

geschlossen angegeben werden:

$$\tan \phi_1 \tan \phi_2 = \pm \frac{(n_o - n_s)}{n_o n_2 / n_1 - n_s n_1 / n_2} \quad (3.3)$$

$$\frac{\tan \phi_1}{\tan \phi_2} = \pm \frac{n_2 - n_o n_s / n_2}{n_1 - n_o n_s / n_1} . \quad (3.4)$$

Hier sind n_1 und n_2 die Brechungsindizes der ersten bzw. zweiten Schicht, n_s der Substratbrechungsindex und n_o der Brechungsindex der Umgebung; λ_0 ist die Zentralwellenlänge des Schichtsystems und ϕ_n ist die Phasendicke der n-ten Schicht, die sich für senkrechten Einfall und Licht der Wellenlänge λ_0 aus

$$\phi_n = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_n d \quad (3.5)$$

mit der geometrischen Schichtdicke d bestimmen läßt. Eine weitere Vereinfachung ist möglich für Doppelschicht-Vergütungen wenn die optischen Schichtdicken einer viertel Wellenlänge entsprechen.

$$\frac{n_1}{n_2} = \sqrt{\frac{n_s}{n_o}} \quad \text{und} \quad \phi_1 = \phi_2 = \frac{\pi}{2} \quad (3.6)$$

Für die begrenzte Anzahl von zur Verfügung stehenden praktikablen Beschichtungsmaterialien gibt es im allgemeinen nur unbefriedigende Lösungen nach (3.6) bei den gegenwärtig eingesetzten Halbleitermaterialien. Verschiedene Lösungen gemäß den Gleichungen (3.3), (3.4) und (3.5) sind auffindbar, wenn eine beliebige Schichtdicke (Phasendicke) zugelassen wird.

Um eine noch weitreichendere Vergrößerung des Spektralbereichs hoher Transmission zu erreichen, ist es möglich, reflexionsmindernde Schichtsysteme mit einer größeren Schichtanzahl aufzubringen. Auch in diesen Fällen können über einen systematischen Ansatz mögliche Dünnschichtdesigns bestimmt werden [47]. Bevorzugt werden hier jedoch numerische Optimierungsverfahren, die bei vorgegebenen Randbedingungen eine automatische Anpassung von Schichtdesigns durchführen und zusätzlich die Berechnung wesentlicher Kontrollparameter für den Beschichtungsprozeß erlauben. Hierzu wird das Dünnschichtdesignprogramm „Spektrum“ [48] verwendet, das den besonderen Anforderungen stetig wechselnder Designanforderungen und Beschichtungsprozessen angepaßt ist. In Abb. 3.1 sind beispielhaft spektrale Verläufe der Restreflektivität für ausgewählte Schichtsysteme dargestellt. Für die Berechnungen wurde das im Herstellungsprozeß zu erwartende Dispersionsverhalten der Schichten berücksichtigt. Während für die Mehrschichtsysteme (Kurve 1, 2 und 4) Ta_2O_5 und SiO_2 als in der optischen Dünnschichttechnologie weit verbreitete dielektrische Materialien ausgesucht wurden, ist das Material für die Einzelschicht (Kurve 3) als ideal bezüglich der Brechungsindexbedingung aus (3.1) angenommen. Für alle Schichtsysteme kann die Restreflektivität auf unter $2 \cdot 10^{-4}$ bei der Zentralwellenlänge reduziert werden. Erwartungsgemäß wird die größte Bandbreite mit gleichzeitig geringer Restreflektivität durch das Vierfach-Schichtsystem erreicht (charakteristischer w-Verlauf, Kurve 1), die mithin

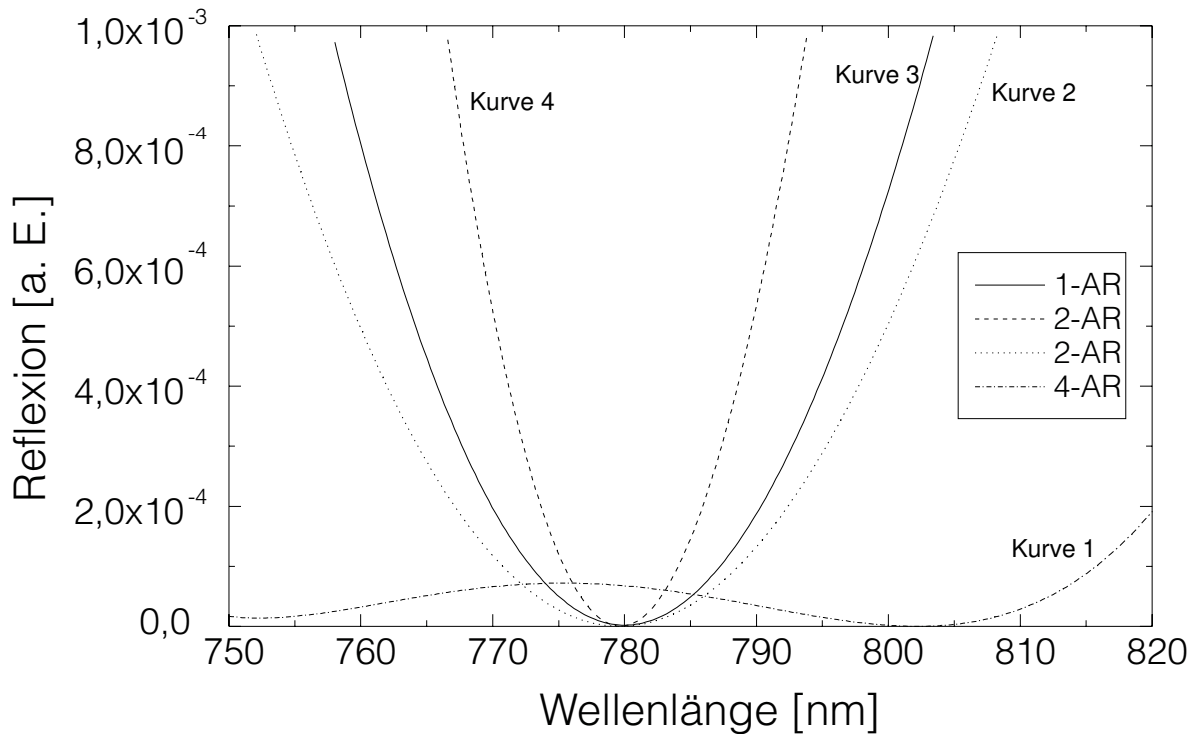


Abbildung 3.1: Numerische Simulation der Restreflektivität für verschiedene Schichtdesigns. Die Einzelschicht besteht aus optimalen SiO_xN_4 , die Doppel- und Vierfachsicht bestehen aus dickenangepaßten Ta_2O_5 als high- und SiO_2 als low-Material.

auch eine Verringerung der Ausgangsleistungs-Modulation durch die Resonanzen mit dem rudimentären Laserdiodenresonator in den Flanken des Verstärkungsprofils der Laserdiode ermöglicht. Dieses Schichtsystem erfordert jedoch einen komplizierten Beschichtungsverlauf und einen höheren Aufwand, was zu hohen Stückkosten für die beschichteten Laserdioden führt.

In der Herstellung hat das Design der Doppelschicht (Kurve 4) entscheidende Vorteile, die eine Realisierung trotz der gegenüber der Einzelschichtentspiegelung geringeren spektralen Breite als besonders aussichtsreich erscheinen lassen. Aufgrund der großen Schichtdicken des Schichtdesigns kann während des Beschichtungsvorganges eine direkte Eichung der online-Schichtdickenmeßeinrichtung erreicht werden.

3.2 Beschichtungsverfahren

Für die Auswahl geeigneter Beschichtungsverfahren steht heutzutage ein umfangreiches Spektrum verschiedener Herstellungsprozesse für optische Funktionsschichten zur Verfügung. Das einer Beschichtung von Laserdioden angepaßte Herstellungsverfahren definiert sich aus den speziellen

Anforderungen dieser Halbleiterstrukturen an den Prozeß. Offensichtlich sind hier eine bei vielen konventionellen thermischen Beschichtungsprozessen übliche hohe Substrattemperatur oder eine durch die thermischen Quellen bedingte strahlungsinduzierte Aufheizung zu vermeiden. Für den Einsatz von Ionenprozessen ergeben sich erhebliche Einschränkungen aus der Empfindlichkeit der Laserdiodenstrukturen gegenüber elektrischen Entladungen, die bei kritischer Prozeßführung grundsätzlich auftreten können und die Laserdiode instantan zerstören würden. Weitere Prozeßanforderungen sind durch die hohe Präzision und Reproduzierbarkeit der Schichtdicken gestellt, die für eine Vergütung von Laserdioden mit geringster Restreflektivität notwendig sind. Insgesamt ist daher ein präziser, reproduzierbarer und entladungsarmer Kaltbeschichtungsprozeß gefordert, der auch im Hinblick auf die Geometrie und die verschiedenen Wellenlängen der zu beschichtenden Laserdioden ein hohes Maß an Flexibilität mit sich bringen muß. Ein Verfahren, das diesen Anforderungen in nahezu idealer Weise genügt, ist das Ionenstrahl-Zerstäuben (Ion Beam Sputtering, IBS). Bei diesem Verfahren wird die Schicht von Admolekülen gebildet, die von einem Festkörpertarget mit einem Ionenstrahl abgetragen werden. Der Ionenstrahl wird hier in einer separaten Ionenstrahlquelle generiert, die aufgrund ihrer räumlichen Trennung vom eigentlichen Beschichtungsvorgang die Laserdioden weder thermisch noch durch elektrostatische Entladungen unzutraglich belastet. Bedingt durch die hohe kinetische Energie der Admoleküle, bietet das IBS-Verfahren darüber hinaus auch ein überragendes Qualitätsniveau für die hergestellten Schichten und damit eine sehr hohe Reproduzierbarkeit der Schichteigenschaften und optischen Schichtdicken.

3.2.1 Ionenstrahl-Zerstäubung zur Vergütung von Laserdioden

Für die Herstellung der Beschichtungen wurde das bereits am Laser Zentrum Hannover etablierte IBS-Verfahren modifiziert [49]. Die zum Abstäuben der Admoleküle notwendigen Edelgasionen (Argon oder Xenon) werden in einer Kaufman-Ionenquelle erzeugt und auf eine Energie von ungefähr 1 keV beschleunigt [50]. Der austretende Ionenstrahl trägt einen Ionenstrom im Bereich von 50 mA bis 100 mA. Eine Neutralisation des Ionenstrahls ist notwendig, um eine durch die Coulomb Wechselwirkung zwischen den Ionen hervorgerufene Aufweitung zu vermeiden und um einer Aufladung des Sputtertargets entgegen zu wirken. Die zur Neutralisation erforderlichen Elektronen werden aus einer neben der Ionenquelle angeordneten Hohlkathode über eine Plasma-Brücke in den Ionenstrahl eingekoppelt. Bei dem eingesetzten Prozeß werden hochreine metallische Targets aus Tantal und Silizium verwendet und die Oxidation durch in den Rezipienten eingelassenen molekularen Sauerstoff unterstützt. Mit optimierten Prozeßparametern kann auf diese Weise auch ohne oxidische Targets eine nahezu ideale Stöchiometrie der deponierten oxidischen Materialien erreicht werden. Typische kinetische Energien der vom Target abgestäubten Admo-

leküle liegen in einem Bereich von ca. 10 eV und sind somit um zwei Größenordnungen höher als die Teilchenenergien der konventionellen thermischen Prozesse. Beim IBS-Prozeß bestimmt die geometrische Orientierung des Ionenstrahls bezüglich des Targets, die Oberflächenstruktur des Targets und die Position des Beschichtungsgutes die Stromdichteverteilung der Admoleküle. Unvermeidbar ist hier die Ausbildung einer örtlich inhomogenen Charakteristik der Beschichtungsrate, die zu einer starken Variation der deponierten Schichtdicken auf dem Beschichtungsgut führen kann. Bei der herkömmlichen Beschichtung von optischen Komponenten wird durch die Rotation der Substrate über diese Inhomogenität gemittelt. Durch die Definition einer mittleren Beschichtungsrate an einem Testort können die Einzelschichtdicken dann anhand ihrer Depositionszeit sehr genau kontrolliert werden. Zu der hohen Präzision der Schichtdickenkontrolle tragen hier neben der Reproduzierbarkeit der optischen Schichteigenschaften insbesondere die gute Regelbarkeit der Prozeßparameter und die relativ geringe Wachstumsgeschwindigkeit der Schichten bei.

Alle für diese Arbeit beschichteten Laserdioden wurden mit dem Ionen Strahl Zerstäubungsverfahren beschichtet.

3.2.2 Online-Betrieb der Laserdiode in der Beschichtungskammer

Aufgrund der Anzahl von elektrischen Anschlüssen und den sehr hohen Sicherheitsansprüchen für den störungsfreien Betrieb¹ von Laserdioden wurde bisher auf die beschriebene Rotation der Laserdioden während der Beschichtung verzichtet. Das Schichtdickenwachstum kann daher nicht automatisch zeitgesteuert kontrolliert werden, sondern muß am Ort der Laserdiode direkt überwacht werden. Um die hohe geforderte Genauigkeit der Schichtdickenkontrolle zu erreichen, wird hier auf eine Methode zurückgegriffen, die auf der Messung der Ausgangsleistung der während des Beschichtungsvorganges betriebenen Laserdiode beruht. Vor Beginn der Beschichtung wird mittels eines speziellen Werkzeugs [51] das Gehäuse der Laserdiode entfernt. Abb. 3.2 zeigt die REM-Aufnahme der geöffneten Laserdiode. Der aktive Bereich ist oben links dargestellt. Er liegt an der Grenzfläche zwischen Laserkristall und Wärmesenke. Nach einer eingehenden Charakterisierung der Laserdiode bezüglich Laserwellenlänge, Schwellstrom und Emissionsspektrum wird die Laserdiode auf einen bei Raumtemperatur stabilisierten Messingblock montiert und in die Beschichtungsanlage eingebaut. Für die Messung der Ausgangsleistung wird die im Laserdiodengehäuse integrierte oder eine zusätzliche an der Laserdiodenrückseite angebrachte Photodiode benutzt. Die online Messung der Schichtdicke erfolgt nun auf der Grundlage der charakteristischen Leistungsvariation der Laserdiode während des Aufwachsens der Schichten.

¹„Catastrophic failure modes, or 1001 ways to kill a laser ... it is a highly unusual laser that can age gracefully and of the “natural causes“ ... more common ... to be abruptly destroyed.“ [52].

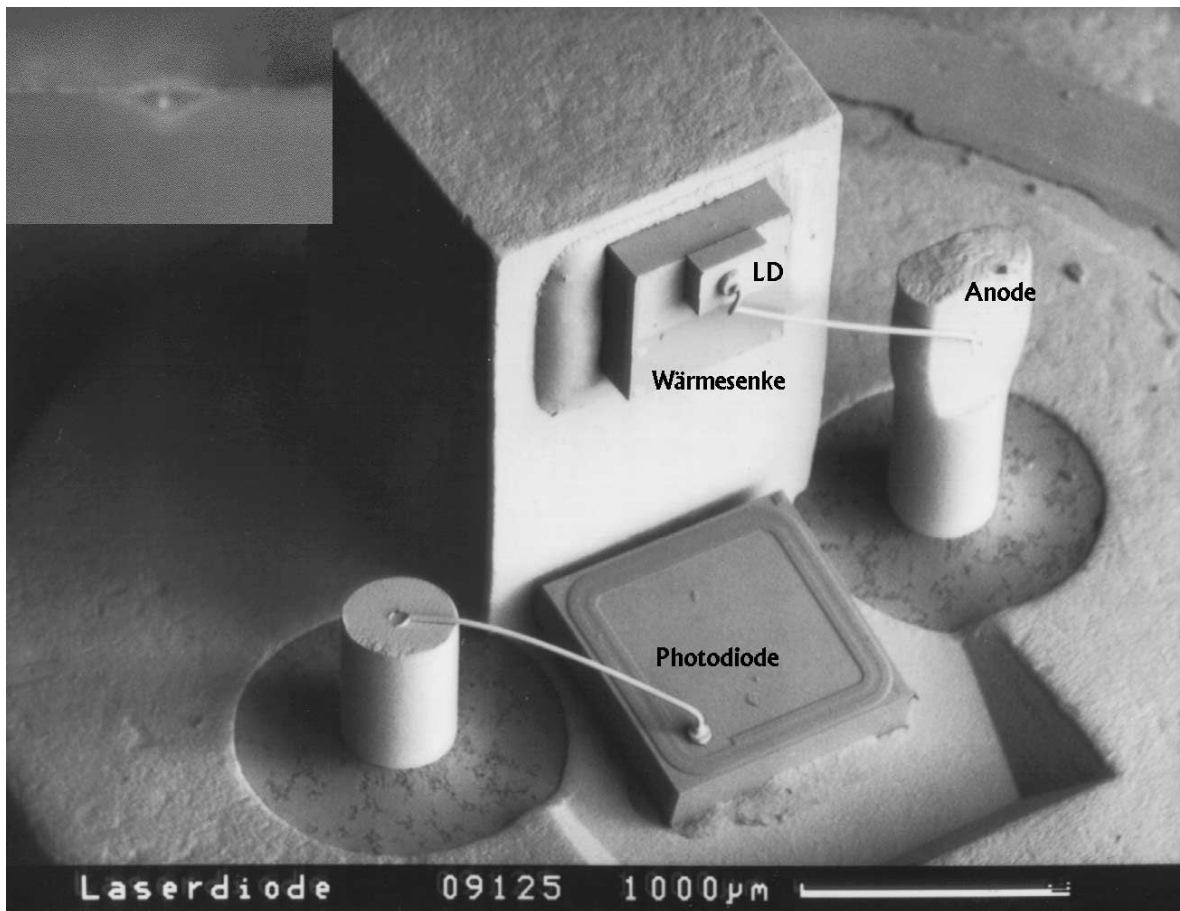


Abbildung 3.2: Raster-Elektronenmikroskopaufnahme einer Laserdiode. Die aktive Zone der Laserdiode befindet unmittelbar an der Grenzfläche zwischen Laserdiode und Wärmesenke.

Die Laserdiode wird zu Beginn der Beschichtung zunächst mit Maximalstrom betrieben. Durch das Aufbringen der ersten Schicht mit hochbrechendem Material sinkt die Reflektivität der Frontfacette und mit ihr bei gleichem Operationsstrom die Ausgangsleistung. Ein lokales Minimum des Monitorsignals wird bei einer $\lambda/4$ -Schichtdicke erreicht und dient als Eichmarke für die Beschichtungsrate zur Bestimmung der Schichtwechselzeit. Die Rate des Schichtdickenwachstums für verschiedene Laserdioden, Beschichtungsserien und Positionen innerhalb der Anlage zeigt Abb. 3.3. Die Schwankung liegt mit 7% deutlich über der erlaubten Toleranz von 1% und die Rate muß somit für jede Laserdiode individuell ermittelt werden. Für die individuelle Eichung der Beschichtungsrate kommt der bereits angesprochene Vorteil von Schichtsystemen zum Tragen, bei denen die erste Schicht eines Materials mindestens eine Dicke von $\lambda/4$ aufweist. Kurve 4 aus Abb. 3.1 erfüllt diese Bedingung, Kurve 2 nicht, da dort eine 0.7-fache $\lambda/4$ Schicht benötigt wird. Abb. 3.4 stellt den typischen Verlauf des Monitorsignals dar. Für die hochbrechende Schicht (A) dieses Designs beträgt die Dicke $1.272 * \lambda/4$, für das niederbrechende Material liegt die Dicke bei 1.468. Deutlich kann das lokale Minimum bei der $\lambda/4$ -Schichtdicke ermittelt werden. Der

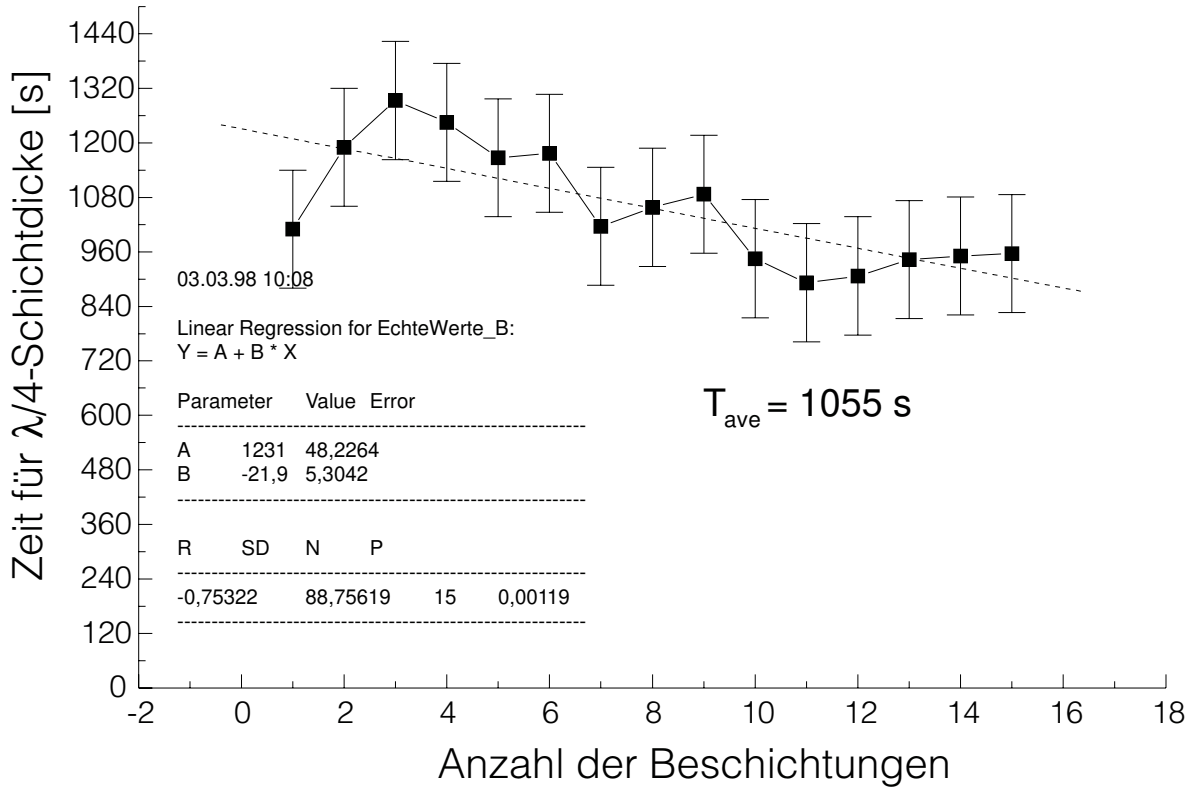


Abbildung 3.3: Schwankungen des Schichtdickenwachstums für verschiedene Laserdiode und Beschichtungsserien.

Sprung kurz nach dem Minimum ist eine Folge der Erhöhung des Laserdiodenstroms. Nach dem Schichtwechsel (kurzer waagrechter Strich (C)) wird die Beschichtung mit dem niederbrechenden Material (B) fortgesetzt. Eine Eichung der zweiten Auftragsrate ist nicht notwendig da die Beschichtung bis zum Erreichen des Minimums des Monitorsignals fortgesetzt wird. Dadurch können noch kleine Fehler in der Dicke der 1. Schicht ausgeglichen werden. Abb. 3.5 zeigt den simulierten theoretischen Verlauf der Reflektivität der beschichteten Facette. Wird die kleinere Auftragsrate für SiO₂ im Vergleich zu Ta₂O₅ berücksichtigt und die Skalierung der x-Achse aus Abb. 3.4 an diese Beschichtungsrate angepaßt, so ergibt der Vergleich mit dem experimentellen Verlauf des Monitorsignals eine gute Übereinstimmung mit der Simulation.

3.2.3 Bestimmung der Restreflektivitäten

In der Literatur werden verschiedene Verfahren zur Bestimmung der Restreflektivität vorgeschlagen. Wird die Reflektivität nur bis in den Prozentbereich reduziert, so kann das folgende Verfahren [53] genutzt werden.

Hierbei wird der Effekt ausgenutzt, daß die optische Verstärkung proportional zur Ladungsträger-

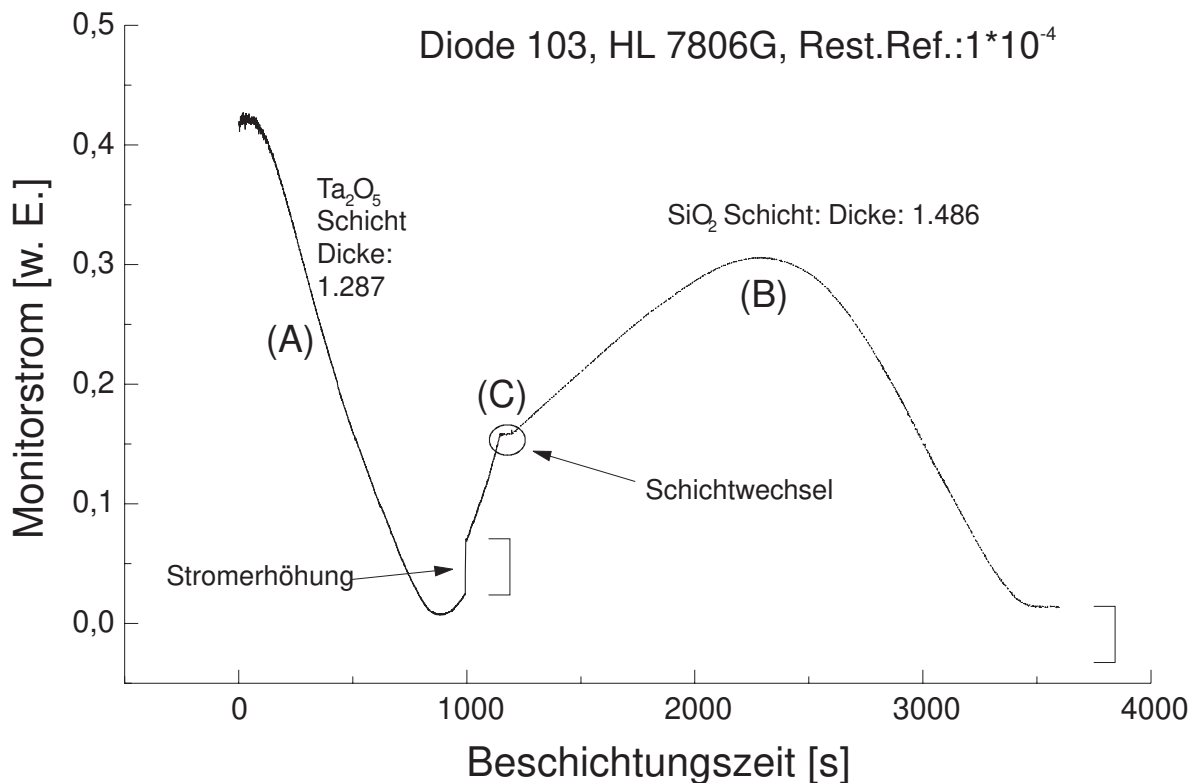


Abbildung 3.4: Gemessene Ausgangsleistung einer Laserdiode (Typ HL7806G) während der Beschichtung mit einem Doppelschichtdesign.

dichte ist, sofern die Laserdiode im linearen Bereich betrieben wird. Die differentielle Quanteneffizienz η

$$\eta = \frac{dP}{dI} \quad (3.7)$$

ist somit eine Konstante. P ist hierbei die Leistung und I der Operationsstrom der Laserdiode. η kann aus den Strom-Ausgangsleistungskennlinien der Laserdiode bestimmt werden. Bei unbeschichteten Laserdioden (d. h. gleiche Facettenreflektivitäten $R_1 = R_2$) wird durch die Vorder- und Rückseitenfacette gleichviel Leistung ausgekoppelt, die Steigung der Vorder- und Rückseitenkennlinie ist gleich. Nach einer Beschichtung wird die Laserschwelle bedingt durch die größeren Auskoppelverluste zu höheren Strömen verschoben. Durch die beschichtete Facette (Vorderseite) wird jetzt mehr Strahlung transmittiert ($1 - R_1$) als durch die unbeschichtete Rückseite ($1 - R_2$). Für das Verhältnis der ausgekoppelten Leistungen gilt nach [53, 54]:

$$\frac{\eta_2}{\eta_1} = \sqrt{\frac{R_1}{R_2} \frac{1 - R_2}{1 - R_1}} \quad (3.8)$$

Für die Bestimmung der Restreflektivität sind die Steigungen der Strom-Ausgangsleistungskennlinie für Vorder- und Rückseite einzusetzen und (3.8) nach R_1

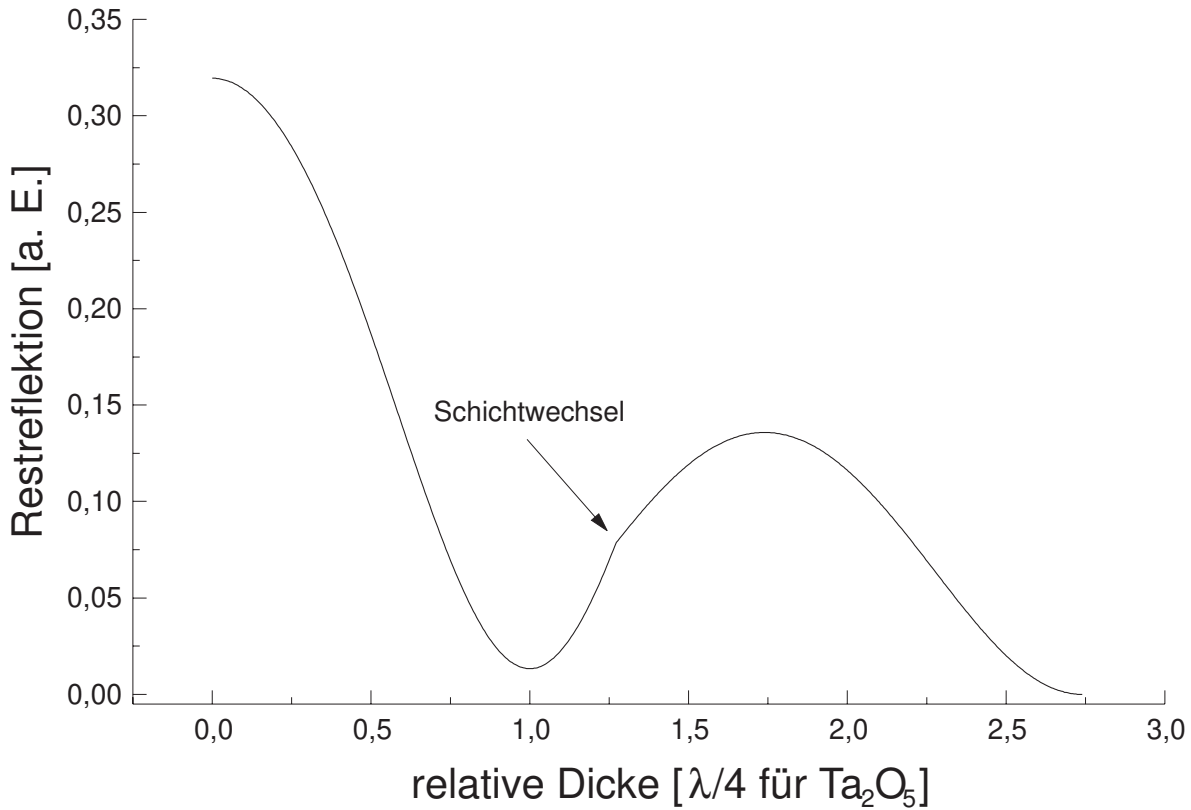


Abbildung 3.5: Simulierter Verlauf der Reflektivität während des Aufdampfens einer Ta₂O₅ / SiO₂ Doppelschicht mit Dicke 1,272 und 1,468.

aufzulösen. Dieses Verfahren eignet sich nicht mehr für Reflektivitäten kleiner als 1%. In diesem Fall knickt die Strom-Ausgangsleistungskennlinie nicht mehr deutlich ab, und die Steigung kann nicht mit hinreichender Genauigkeit ermittelt werden. Bei geringeren Reflektivitäten verschiebt sich die Schwelle so weit zu höheren Strömen (typischerweise 30 mA), daß der lineare Ast innerhalb des genutzten Strombereichs nicht mehr auftritt. Dieser Effekt ist in Abb. 3.6 illustriert. Zur Ermittlung von Restreflektivitäten kleiner als 1% wird üblicherweise auf das Verfahren von Kaminow, Eisenstein und Stulz [55] zurückgegriffen, das auf folgenden Überlegungen basiert.

An einen beliebigen Ort \bar{x} wird ein Photon durch spontane Emission erzeugt. Das zugehörige elektromagnetisch Lichtfeld E_{ASE} wird bei der Propagation zwischen den Spiegeln mit den Reflektivitäten R_1 und R_2 in der Laserdiode verstärkt und partiell ausgekoppelt. Für das optische Feld an der Stelle \bar{x} gilt im Grenzübergang für unendlich viele Umläufe:

$$E_{\text{ASE}}^{\infty}(\bar{x}) = E_{\text{ASE}}(\bar{x})(1 - a)^{-1} \quad (3.9)$$

mit

$$a = \sqrt{R_1 R_2} e^{ik \cdot 2L} e^{(g - \alpha)L} . \quad (3.10)$$

Dabei bezeichnen g und α die Verstärkung sowie die internen Verluste der Laserdiode, und k

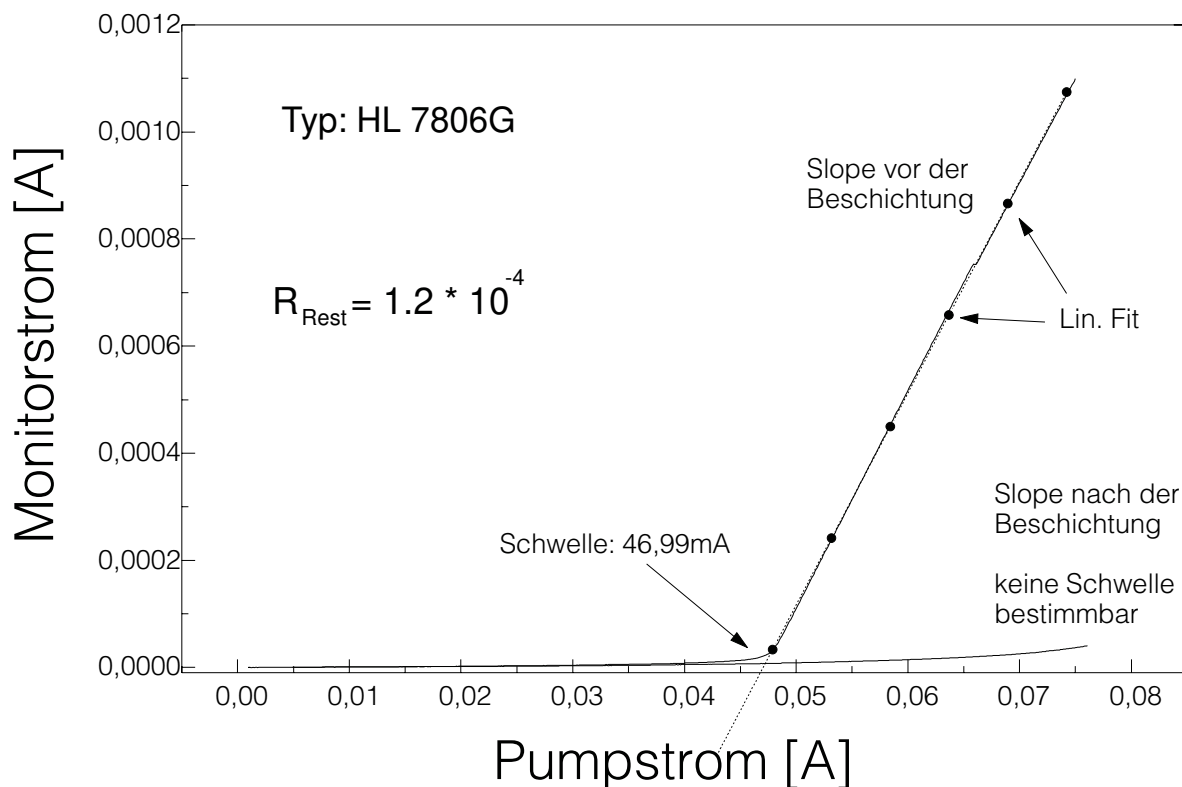


Abbildung 3.6: Strom- Ausgangsleistungskennlinie für eine Laserdiode vor (a) und nach der Beschichtung (b) mit $R_{\text{AR}}=1.2 \cdot 10^{-4}$.

ist der Wellenvektor. Der Faktor a in (3.9) kann dementsprechend als effektive Verstärkung des Feldes bei einem Umlauf der Länge L interpretiert werden. An der Schwelle gilt dann $a = 1$. Für die durch die Laserdiodenfacette transmittierte Leistung von (3.9) folgt:

$$P(\bar{x}) = |E_{\text{ASE}}(\bar{x})|^2 (1 - a)^{-2} (1 - R_1) . \quad (3.11)$$

Für das gesamte Spektrum der spontanen Emission muß die Leistung $P(\bar{x})$ über die Länge L der Laserdiode integriert werden. Anschaulich werden dabei die Beiträge der von jeder beliebigen Stelle durch spontan verstärkte Emission erzeugte Leistungsanteile zur Gesamtleistung des Systems zusammengefaßt. Dieses Spektrum wird durch die Fabry-Perot Resonanzen der Laserdiode moduliert. Dabei treten Intensitätsmaxima bei konstruktiver Interferenz ($k2L = 2q\pi$) und Intensitätsminima bei destruktiver Interferenz ($k2L = (q + 1/2) 2\pi = (2q + 1)\pi$), mit q als ganzer Zahl, auf. Wird der Modulationsindex m für das Verhältnis aufeinanderfolgender Intensitätsminima und Intensitätsmaxima jetzt definiert als:

$$m : = \frac{P_{\text{Max}} - P_{\text{Min}}}{P_{\text{Max}} + P_{\text{Min}}} , \quad (3.12)$$

so läßt sich m mit Hilfe von (3.9) - (3.11) wie folgt schreiben:

$$m = \frac{2|a|}{1 + |a|^2} \iff |a| = \frac{1}{m} (1 \pm \sqrt{1 - m^2}) . \quad (3.13)$$

Wird die beschichtete Laserdiode mit dem ursprünglichen Schwellstrom der unbeschichteten Laserdiode betrieben, d. h. $a_{\text{un}} = 1$ und bildet man das Verhältnis aus (3.10) für den be- und unbeschichteten Fall, so gilt:

$$|a|^2 R_1 R_2 = 1^2 R_{\text{AR}} R_2 . \quad (3.14)$$

Somit kann durch Messung des Modulationsindex beim Betriebsstrom $I = I_{\text{Th}}$ und unter Kenntnis der vorderseitigen Reflektivität R_1 vor der Vergütung die Reflektivität R_{AR} der beschichteten Facette ermittelt werden. Abb. 3.7 stellt die Messung der verstärkten spontanen Emission (ASE) dar.

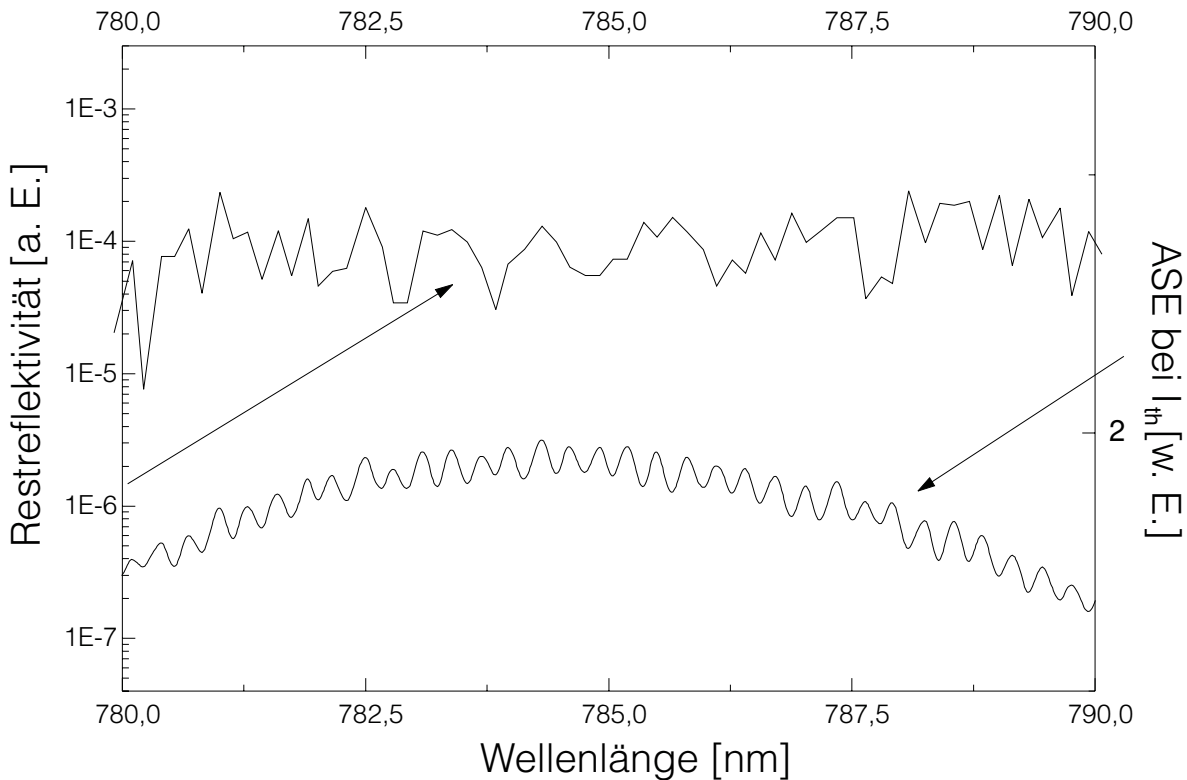


Abbildung 3.7: Emission einer beschichteten Laserdiode am Schwellstrom der unbeschichteten Laserdiode (unten) und erreichte Restreflektivität von $1 \cdot 10^{-4}$ bei der Zentralwellenlänge (oben).

der Laserdiode dar.

Für diese Beschichtung wurde eine Laserdiode von Typ Hitachi HL 7806G mit einer ursprünglichen Ausgangsleistung von 5 mW eingesetzt. Das ASE-Spektrum wurde mit einem fasergekoppelten optischen Spektrumanalysator (ANDO AQ 6315A) von 780 nm bis 790 nm vermessen. Bei einem Auflösungsvermögen von 0,05 nm wird die Fabry-Perot Modulation der Laserdiode von 0,26 nm bzw. 120 GHz deutlich registriert. Die Originalwellenlänge der Laserdiode betrug 785 nm. Für diese Wellenlänge kann der Modulationsindex aus den Minima und Maxima nach (3.12) zu 0,033 bestimmt werden. Die Facettenreflektivität der unbeschichteten Laserdiode HL 7806G beträgt ca. 31%. Somit ergibt sich nach (3.13) und (3.14) eine Restreflektivität von $1,0 \cdot 10^{-4}$ für

die Zentralwellenlänge. Diese Betrachtung ist streng genommen nur für die Wellenlänge richtig, die an der Laserschwelle vor der Beschichtung auftrat, weil nur für diese Mode die Bedingung $a = 1$ streng erfüllt ist [56]. Für eine gewisse Umgebung der ursprünglichen Emissionswellenlänge ist diese Betrachtung jedoch noch näherungsweise gültig. Hierbei ist die Vergrößerung der Restreflektivität für andere Werte als die Zentralwellenlänge der Vergütung zu berücksichtigen.

Eine Methode zur wellenlängenaufgelösten Bestimmung von R_{AR} wird in [57] beschrieben. Dies wird durch die Messung des Spektrums der unbeschichteten Laserdiode beim Schwellstrom erreicht. Dadurch kann aus dem Spektrum der wellenlängenabhängige Verlauf von a bestimmt werden. Über die Verstärkung und die Reflektivitäten wird die Umlaufverstärkung a für die unbeschichtete und entsprechend a' für die beschichtete Laserdiode definiert:

$$a = \sqrt{R_1 R_2} e^{(g-\alpha)L} e^{ik2L} \quad (3.15)$$

$$a' = \sqrt{R_{AR} R_2} e^{(g-\alpha)L} e^{ik2L}. \quad (3.16)$$

Mit Hilfe des Modulationsindex aus (3.12) lassen sich die spektralen Werte für $a(\lambda)$ und $a'(\lambda)$ bestimmen:

$$a(\lambda) = \frac{1 - \sqrt{1 - m^2}}{m} \quad (3.17)$$

$$a'(\lambda) = \frac{1 - \sqrt{1 - m_{AR}^2}}{m_{AR}} \quad (3.18)$$

Somit gilt:

$$R_{AR} R_2 = R_1 R_2 \left(\frac{a'(\lambda)}{a(\lambda)} \right)^2 \quad (3.19)$$

Durch eine weitere Messung des Emissionsspektrums der Laserdiode an der Schwelle, diesmal jedoch vor der Beschichtung der Laserdiode, besteht die Möglichkeit den wellenlängenabhängigen Verlauf der Restreflektivität zu bestimmen. Die experimentelle Einsatz der beschichteten Laserdioden im externen Resonator hat jedoch gezeigt, daß diese eingehende Charakterisierung der Laserdioden nicht notwendig ist. Hat die beschichtete Laserdiode bei der Zentralwellenlänge eine verbleibende Reflektivität in der Größenordnung von 10^{-4} so ist mit entsprechenden Aufbauten, die die Anforderungen bezüglich Drehachse aus Abschnitt 2 erfüllen, kontinuierliche Abstimmung ohne Modensprünge möglich.

In diesem Abschnitt wurden verschiedene, durch numerische Simulationen gewonnene, Beschichtungsentwürfe, die auf Mehrschichtsystemen mit Schichtdicken angepaßtem Tantalpentoxid und Siliziumdioxid basieren, beschrieben. Zur Durchführung der Beschichtung der Laserdioden wurden das Ionenstrahl-Zerstäubungsverfahren eingesetzt, da damit sehr homogene und kompakte Beschichtungen möglich sind. Zudem ermöglicht dieses Verfahren eine durch den Prozeß störungsfreie Online-Kontrolle der Laserdioden-Beschichtung. Durch das vorgestellte 4-fach

Schichtsystem konnte erstmalig eine breitbandige Entspiegelung von 60 nm bei einer Restreflektivität von kleiner $2 * 10^{-4}$ erreicht werden. Bei Doppelschichtentspiegelungen im Bereich von 760 nm, 780 nm, 830 nm und 1300 nm wurden Restreflektivitäten bei der Zentralwellenlänge von $1 * 10^{-4}$. Durch Integration dieser Laserdioden in externe Resonatoren, konnten modensprungfrei abstimmbare Lasersysteme aufgebaut werden, die im folgenden beschrieben werden.

Kapitel 4

Externe

Resonatoraufbauten-Systemeigenschaften

Ziel der vorliegenden Arbeit war die Realisierung und Untersuchung eines universell einsetzbaren, weit und modensprungfrei abstimmbaren Lasersystems mit großem Dynamikbereich der Frequenzabstimmung sowie geringer Linienbreite. Die dabei realisierten Wellenlängenbereiche sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Der kontinuierliche Abstimmbereich erstreckt sich über das

Tabelle 4.1: Wellenlängen- und kontinuierliche Abstimmbereiche der untersuchten ECLs für Littman- und Doppelgitter-Anordnung (Dp.).

Zentralwellenlänge [nm]	675	760	780	Dp. 780	830	Dp. 830	1550
Abstimmbereich [nm]	17	2	30	27	40	35	106
bzw. [GHz]	11300	900	14600	13100	17200	15100	13200
FSR der Laserdiode [GHz]	95	135	129	129	130	150	138.6

komplette Verstärkungsprofil der eingesetzten Laserdioden und liegt bei typisch 14THz. Für das System bei 760nm war der Abstimmbereich konstruktionsbedingt auf 2nm reduziert. Die maximal erzielten Ausgangsleistungen der Laserdioden in externen Resonatoren bei den Zentralwellenlängen faßt Tabelle 4.2 für die verschiedenen Wellenlängenbereichen zusammen. Bei der experimentellen Umsetzung wurden zwei unterschiedliche Richtungen verfolgt: Zum einen weit kontinuierlich abstimmbare Systeme und zum anderen Systeme, die einen beschränkten Abstimmbereich bei einer hohen Durchstimmrepetitionrate aufweisen. Die verschiedenen experimentellen Umsetzungen werden im folgenden Abschnitt beschrieben.

Tabelle 4.2: Maximale Laserausgangsleistung der verschiedenen Wellenlängenbereiche.

Wellenlängebereich [nm]	675	760	780	Dp. 780	830	Dp. 830	1550
Ausgangsleistung [mW]	3.8	2	6	4.5	6.5 ¹	6	0.5

¹ 10mW bei reduzierten Abstimmbereich mit Laserdioden hoher Leistung.

4.1 Experimenteller Aufbau

Der universelle Basisaufbau des weit abstimmbaren Lasersystems in Littman-Anordnung ist in Abb. 4.1 dargestellt.

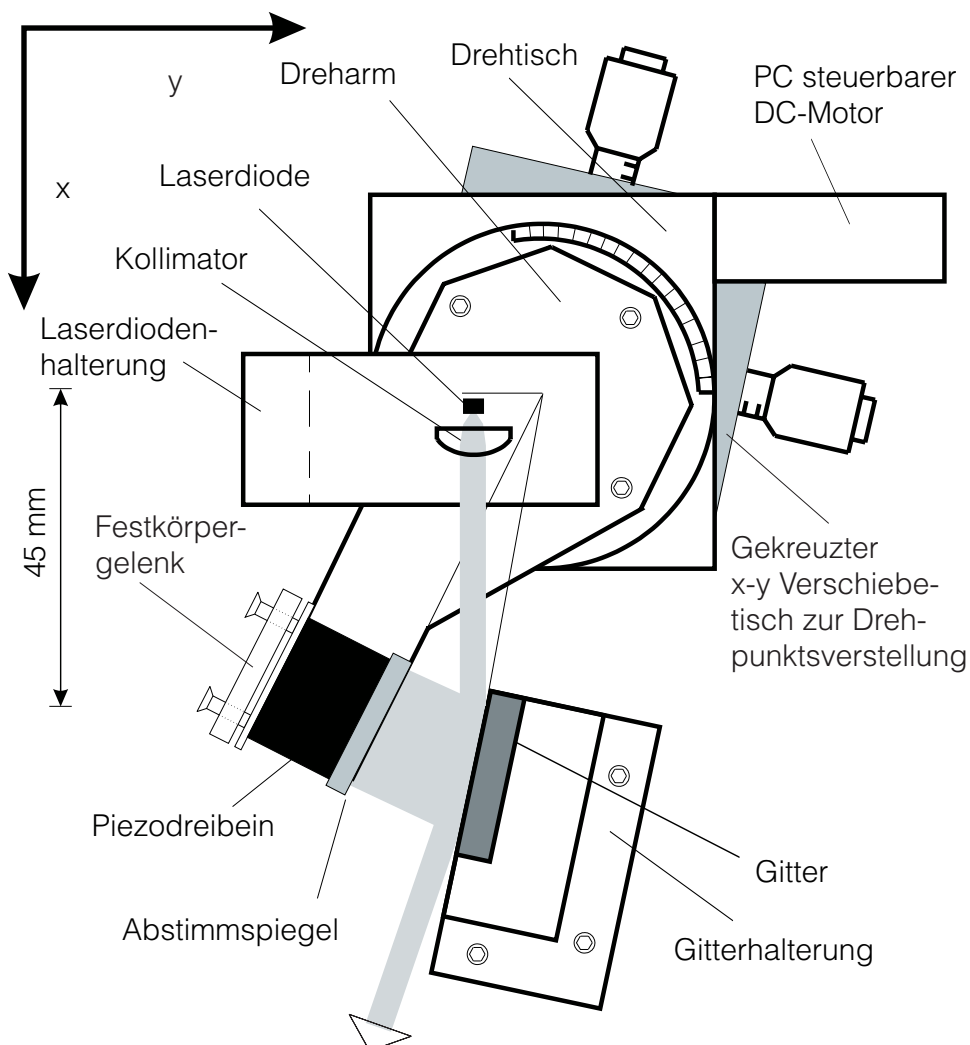


Abbildung 4.1: Gesamtaufbau des universal einsetzbaren Lasersystems.

Im Verlauf der Arbeit wurde die Laserlänge des Standardaufbaus fortlaufend verkürzt um die Stabilität und Kompaktheit zu erhöhen. Tabelle 4.3 gibt die Resonatorlängen sowie die damit verbundenen freien Spektralbereiche der Laser wieder. Die Werte beziehen sich auf eine Wellenlänge von 780nm bei Verwendung eines Gitters mit 1800 Furchen pro Millimeter für die Littman-Anordnung. Bei der Doppelgitter-Anordnung wurde noch ein weiteres Gitter mit einer Furchenzahl von 1200mm^{-1} eingesetzt. Unabhängig von der speziellen Resonatorlänge besteht

Tabelle 4.3: Unterschiedliche mittlere Resonatorlängen und entsprechende Modenabstände der aufgebauten Lasersysteme.

Resonatorlänge [mm]	94	75	70.1	51.8	39.9
Modenabstand [GHz]	1.6	2	2.13	2.89	3.75

der Aufbau aus den folgenden Komponenten: Die antireflex-beschichtete Laserdiode befindet sich in einem gekapselten Gehäuse (SK9620, Schäfter & Kirchhof), kann jedoch senkrecht zur Abstrahlrichtung um jeweils $\pm 0.5\text{mm}$ zentriert werden. In Abstrahlrichtung der Laserdiode schließt sich eine Röhre mit Innenpassung an, die zur Aufnahme der Kollimatoroptik in einer Hülse dient. Für die Kollimierung, die durch Verschiebung der Hülse erfolgt, wurden verschiedene asphärische Linsen mit Brennweiten zwischen $f = 1.45$ und $f = 8\text{mm}$ und numerischen Aperturen größer 0.5 eingesetzt, wobei die beste Performance mit $f = 4.5\text{mm}$ und $N.A. = 0.55$ erzielt wurde. Die Laserdiode wird samt Gehäuse mittels Thermistor und Peltierelement im Millikelvin-Bereich temperaturstabilisiert. Abhängig vom Strahldurchmesser wird ein Gitter mit 15mm oder 30mm Basislänge (Zeiss, Spektrogon) eingesetzt. Der Gittereinfallswinkel wurde zwischen 75° und 85° variiert, der typische Wert liegt bei ca. 81° .

Unterhalb der Laserdiode befindet sich ein gekreuzter x-y Verschiebetisch mit $5\text{mm} \times 5\text{mm}$ Verstellbereich. Hierüber wird die Drehachse eines Präzisionsdrehtisches (Physik Instrumente) optimal eingestellt. Der Verschiebetisch ist so angeordnet, daß die Translationen parallel und senkrecht zur Geraden **G** aus Abschnitt 2.3.1 erfolgt. Damit ist eine einfache Justage der modensprungfreien Abstimmung möglich. Bei Annäherung an die optimale Drehachse sinkt die Anzahl der gleichmäßig über das Verstärkungsprofil der Laserdiode verteilten Modensprünge und geht gegen Null.

Mit dem Drehtisch wird der Abstimm Spiegel über einen rechnergesteuerten Gleichstrommotor verstellt, wobei die Laserfrequenz im 120MHz-Bereich mittels eines Encoders überwacht wird. Da der Drehwinkel des Drehtisches beliebig ist, kann nach Austausch der spezifisch wellenlängenabhängigen optischen Komponenten (Gitter, Beschichtung der Linse) der Aufbau universell im Wellenlängenbereich von 660nm bis 1610nm eingesetzt werden kann. Durch den frei einstellbaren Spiegelwinkel β konnte auch die Doppelgitter-Anordnung mit dem gleichen Grundaufbau

realisiert werden.

Für schnelle Frequenzmodulationen mit geringen Abstimmweiten, wie sie für 2f-Spektroskopie notwendig ist, konnte ein piezoelektrischer Kipptisch (Piezo Systeme Jena) in das Lasersystem bei $1.55\mu\text{m}$ integriert werden. Damit konnte der Abstimm Spiegel bedingt durch eine 3 Punkt-Auflage des Kipptisches fiktiv um die optimale Drehachse mit einer Abstimmweite von 100GHz verkippt werden. Modensprungfreie Abstimmkurven über das komplette Verstärkungsprofil sind in Abb. 4.2 für den Wellenlängenbereich bei 670nm und 1550nm dargestellt. In den beiden Ausschnitten ist jeweils ein vergrößerter Bereich der Abstimmkurve dargestellt. Deutlich ist dabei, vor allem in den Vergrößerungen, die Modulation der Ausgangsleistung durch die Resonanzen des Strahlungsfeldes mit dem rudimentären Resonator der antireflex-beschichteten Laserdiode zu erkennen. Der Effekt tritt trotz der geringen Reflektivität von $1 * 10^{-4}$ so deutlich auf, da die in die Laserdiode reflektierte Strahlung erneut verstärkt wird. Der stetige sowie periodische Verlauf der Ausgangsleistung ist ein Hinweis auf modensprungfreie Abstimmung, da Modensprünge in der Regel mit deutlichen Unstetigkeiten in der Ausgangsleistung verbunden sind. Absolute Sicherheit über Modensprungfreiheit erhält man durch Beobachtung der gleichmäßigen Bewegung der Transmissionslinien eines Fabry Perot Étalons. Die Auswertung des Étalons kann elektronisch durch sogenannte Modehop-Detektoren erfolgen, die eine automatische Detektion der Modensprünge gewährleisten.

4.1.1 Lasersystem mit Festkörpergelenk als Abstimmereinheit

Neben weit abstimmbaren External-Cavity Lasern wurden auch Systeme mit reduzierten Abstimmbereich und Festkörpergelenken als Abstimmereinheit realisiert. Diese Systeme wurden ausschließlich im Wellenlängenbereich um die 765nm aufgebaut, da sie für spektroskopische Sauerstoffuntersuchungen eingesetzt werden sollten [58]. Abb. 4.3 zeigt den Aufbau eines solchen Systems. Der prinzipielle Aufbau gleicht dem weit abstimmbaren Littman-System, jedoch ist die Kombination aus x-y Verschiebetisch und Drehtisch durch ein Festkörpergelenk ersetzt worden. Das Festkörpergelenk kann über eine Niedervolt-Piezokeramik um $35\mu\text{m}$ gespreizt werden und dient somit zur Frequenzabstimmung. Die Drehachse des Festkörpergelenks, die neutrale Zone, fällt mit der Schnittlinie der Verlängerungen der Gitter- sowie Spiegeloberfläche zusammen. Die Modensprungfreiheit des Lasers wird durch Verschiebung der Laserdiode in Strahlrichtung erreicht, bis die Bedingung aus (2.13) erfüllt ist. Die Genauigkeitsanforderungen für die Drehachse sind gegenüber dem weit abstimmbaren System des letzten Abschnitts jedoch gesenkt, da der angestrebte modensprungfreie Abstimmbereich mit 2nm nur ca. 7% der Breite des Verstärkungsprofils der Laserdiode beträgt. Abb. 2.13 stellt diese reduzierten Genauigkeitsanforderungen für die Position der Drehachse anschaulich dar.

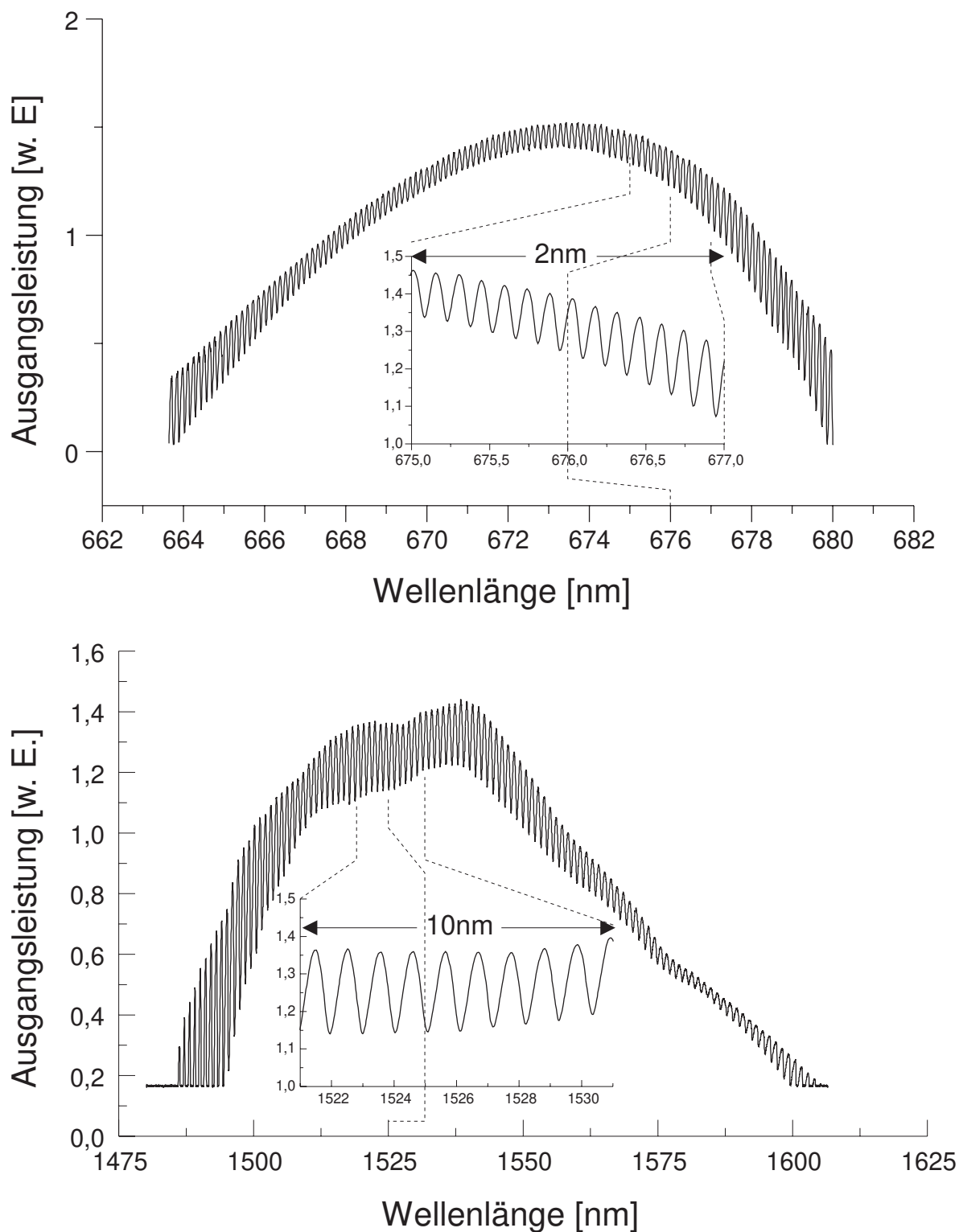


Abbildung 4.2: Ausgangsleistung in Abhängigkeit der Laserwellenlänge für einen ECL bei 670 nm (oben, HL 6714G) und 1550 nm (unten, SEL-Diode 144098).

Die Abstimmkurve eines optimierten Systems zeigt Abb. 4.4. In diesem Abstimmbereich liegen die stärksten Sauerstoffabsorptionen. Abb. 4.5 zeigt das gemessene sowie das theoretische Ab-

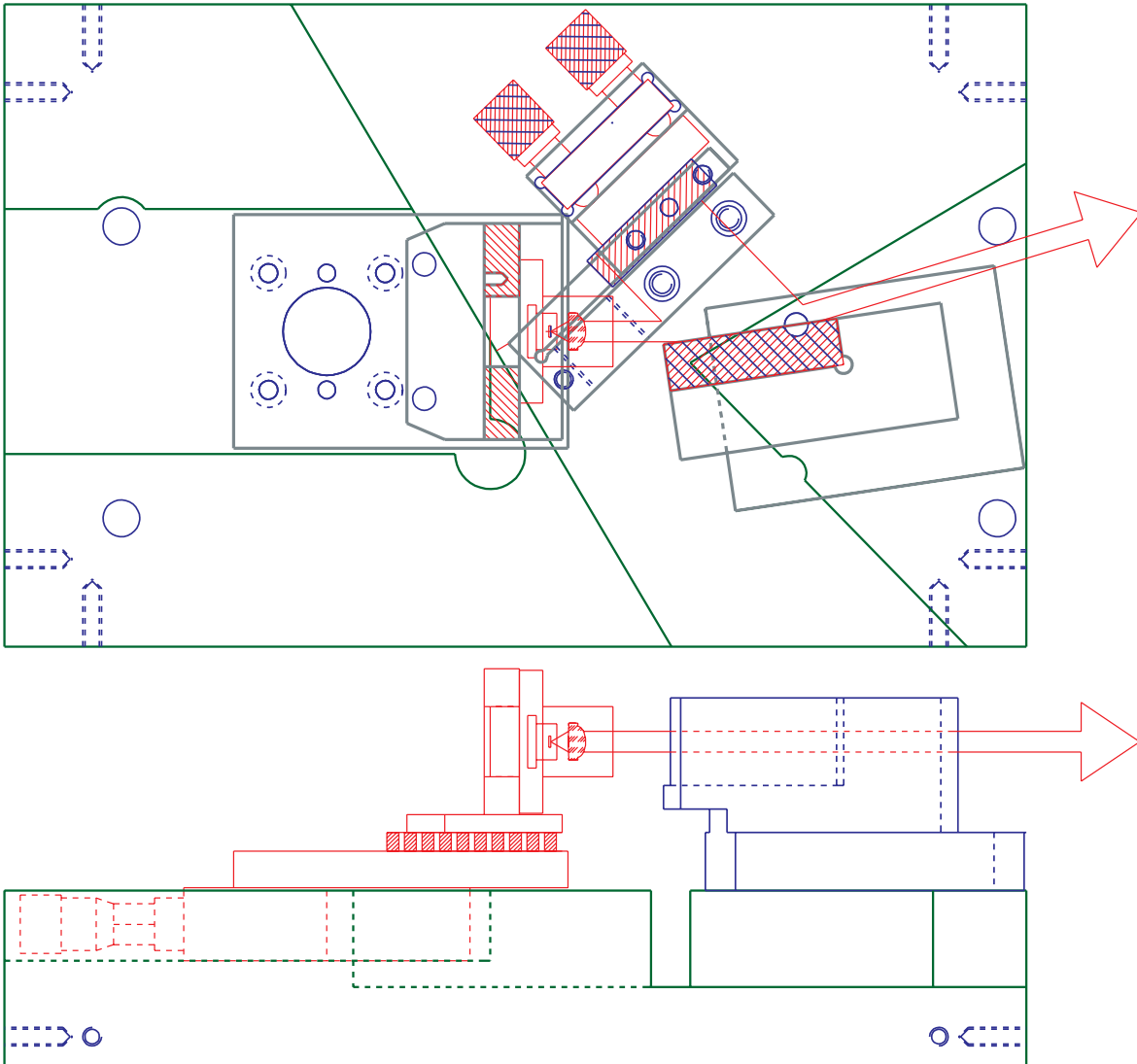


Abbildung 4.3: Vereinfachter External-Cavity Laseraufbau. Über ein piezoelektrisch spreizbares Festkörpergelenk wird ein kontinuierlicher Abstimmbereich von 2 nm im Wellenlängenbereich um 765 nm erreicht.

sorptionsspektrum. Die theoretische Beschreibung des Sauerstoff erfolgt in Abschnitt 7.2.2. Die erreichbaren Abstimmgeschwindigkeiten für ein Festkörpergelenk werden durch die zu beschleunigenden Massen, den maximalen Operationsstrom, die mechanische Resonanz und das spezielle Design des Festkörpergelenkes bestimmt. Abb. 4.6 zeigt einen Abstimmbereich über 48 GHz mit einer Wiederholrate von 100 Hz. Wird die Wiederholrate über 100 Hz gesteigert, tritt eine Reduzierung des Abstimmbereichs auf, wie Abb. 4.7 zeigt. Darüberhinaus müssen speziell entwickelte Festkörpergelenke eingesetzt werden [59].

Nachdem die unterschiedliche großen kontinuierlichen Abstimmbereiche der beiden Lasersystems vorgestellt worden, werden im folgenden die typischen Systemdaten vorgestellt, die für

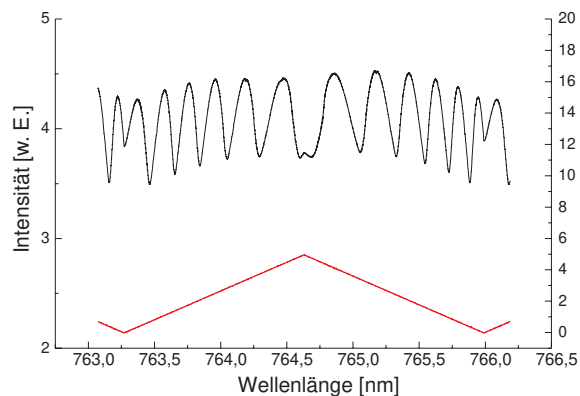


Abbildung 4.4: Kontinuierliche Abstimmung über 698 GHz. In diesem Abstimmbereich liegen die P13O12, P11Q12, P10O10 und P9P9 Sauerstoffabsorptionslinie.

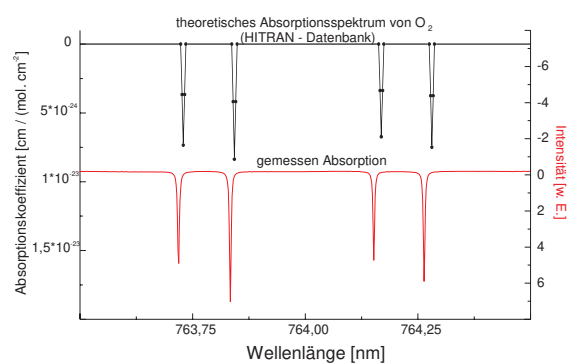


Abbildung 4.5: Gemessenes Sauerstoffabsorptionsspektrum im Abstimmbereich und theoretische Vergleichswerte.

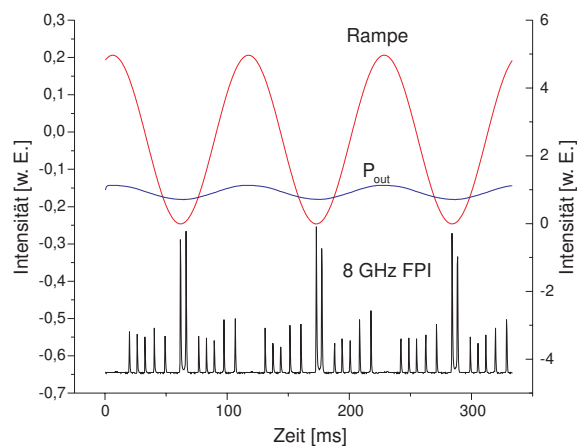


Abbildung 4.6: Kontinuierliche Abstimmung über 48 GHz mit 100 Hz Wiederholfrequenz. Die Abstimmrate beträgt 4800 GHz/s.

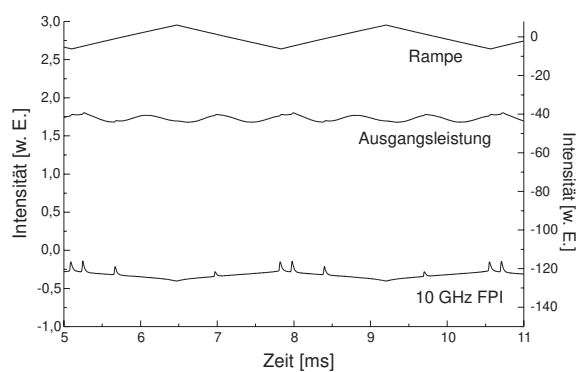


Abbildung 4.7: Kontinuierliche Abstimmung über 16 GHz mit 750 Hz Wiederholfrequenz. Die Abstimmrate beträgt 12000 GHz/s.

beide Systemtypen zutreffen.

4.2 Systemdaten

4.2.1 Linienbreite

Freilaufende Laserdioden haben typische Linienbreiten von einigen 10 Megahertz, bedingt durch die kurze Resonatorlänge in Verbindung mit geringen Resonatorgüten und verstärkungsabhängigen Fluktuationen des Brechungsindex der aktiven Region der Laserdiode. Durch die Rückkopplung des externen Resonator wird die Photonenlebensdauer, bzw. ihre Verweilzeit im Resonator gemäß der modifizierten Schawlow-Townes Formel [23] erhöht und somit die Linienbreite des emittierten Strahlung reduziert. Zur Bestimmung der Linienbreite wurden ein Überlagerungsverfahren mit zwei identischen External-Cavity Lasersystemen angewandt. Dazu wurden die Ausgangsstrahlen beider Laser identisch überlagert und auf eine annähernd gleiche Wellenlänge eingestellt. Zur Vermeidung von unerwünschten Rückkopplungen werden Faraday-Isolatoren mit einer Dämpfung von 60dB eingesetzt. Die Feldvektoren der beiden Laserstrahlen addieren sich und für die Gesamtintensität erhält man dann ein Schwebungssignal mit der schnellen Summen- und langsamen Differenzfrequenz der beiden Laserfrequenzen. Beobachtet man die Gesamtintensität mit einer Photodiode, so wird der schnellen Anteil ($\sim 10^{15}$ Hz) nur noch als Mittelwert gemessen. Spaltet man diesen Gleichstromanteil ab, so kann die Differenzfrequenz mit einem Spektrumanalysator betrachtet werden. Abb. 4.8 zeigt das Spektrum des Schwebungssignals für

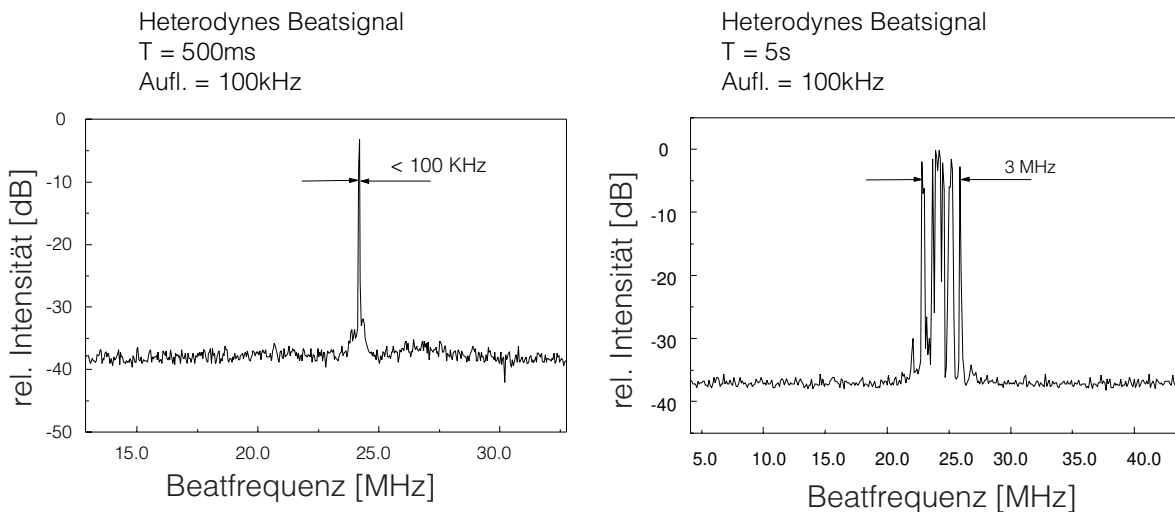


Abbildung 4.8: Spektrum des Schwebungssignals zweier identischer Laser für verschiedene Meßdauern.

ein Lasersystem bei $1.5\mu\text{m}$ für 2 verschiedene Meßdauern. Bei einer Meßzeit von 500ms liegt die 3dB Linienbreite des Beatsignals unterhalb des Auflösungsvermögens des Spektrumanalysators von 100kHz. Die spektrale Linienform des Schwebungssignal entsteht aus einer Faltung der

Linienformfunktion der beiden identischen Laser. Da die Linienbreite der homogen verbreiterten Laserdiode lorentzförmig ist [23], hat der einzelne Laser somit eine Linienbreite von weniger als 50kHz. Wird die Meßzeit des Spektrumanalysators verlängert, so ist eine durch technisches Rauschen verursachte Frequenzfluktuation zu bemerken.

Für den gesamten Wellenlängenbereich zwischen 660nm und 1.61 μm wurden Linienbreitenwerte kleiner als 200kHz ermittelt.

Neben einer geringen Linienbreite sollte eine ausreichende spektrale Reinheit vorliegen, d. h. die Energie der Strahlung soll ausschließlich im Frequenzintervall innerhalb der Linienbreite vorliegen.

4.2.2 Kontrast und der verstärkte spontane Emission (ASE)

Für den empfindlichen Nachweis von gasförmigen Substanzen ist eine große Nebenmodenunterdrückung sowie ein großes Verhältnis von Einfrequenzlaserleistung zum spektral breitbandigen Untergrund, der durch verstärkte spontane Emission (ASE) hervorgerufen wird, notwendig. Insbesondere die Empfindlichkeit der hochauflösenden 2f-Modulationsspektroskopie

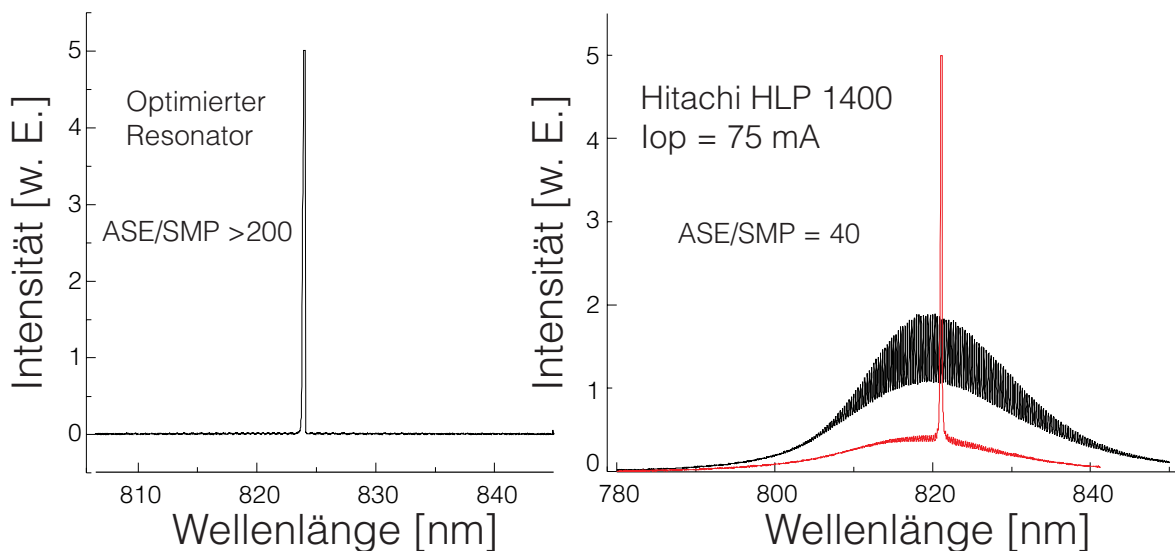


Abbildung 4.9: Verhältnis der Laserleistung (SML) zur Leistung der spontanen Emission (ASE) vor und nach der Optimierung des Laserresonator. Zur Optimierung wurde die Kollimierung und Höhe des Rückkopplungsspiegel verstellt.

wird durch einen kleinen Kontrast stark reduziert [58]. Untersuchungen zur ASE zeigen, daß der Kontrast sehr stark von der Justierung des Lasers, der Kollimationsoptik und der Wellenlänge innerhalb der Verstärkungsbereichs der Laserdiode abhängig ist. Das spektrale Verhalten von Laserdiodensystem und ASE ist für eine Hitachi HLP 1400 Laserdiode bei 820nm für einen Ope-

rationsstrom von 75 mA in Abb. 4.9 dargestellt. Für das Kontrastverhältnis, d. h. die Leistung in der Lasermode zur ASE Leistung, wurde ein Wert von 40:1 mit einer Nebenmodenunterdrückung von 35 dB ermittelt. Durch eine anschließende Optimierung konnte der Kontrast auf über 200 erhöht werden. Bei fehlerhafter Kollimierung kann trotz modensprungfreier Abstimmung der Kontrast in den Flanken des Verstärkungsprofils auf Werte von 3 zu 1 ansteigen, da dann Gitter und Abstimm Spiegel nicht mehr optimal an die Laserdiode angekoppelt sind.

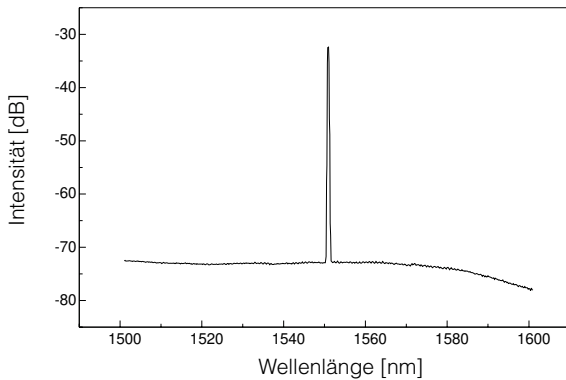


Abbildung 4.10: Emissionsspektrum des ECL-Systems in der Mitte des Verstärkungsprofils.

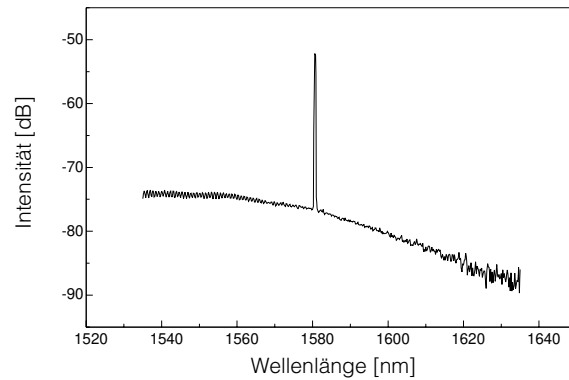


Abbildung 4.11: Emissionsspektrum am Rand des Durchstimmbereichs bei einem Operationsstrom der Diode JSL1500 von 60 mA.

Zur Bestimmung des ASE-Untergrunds ist das Emissionsspektrum des Diodenlasersystems im Einfrequenzbetrieb mit einem optischen Spektrumanalysator, der einen hohen Dynamikbereich von über 70 dB aufweist (AndoAQ-6315A), aufgenommen worden. Die Auflösung des Spektrumanalysators betrug dabei 0.5 nm. Abb. 4.10 und Abb. 4.2.2 verdeutlicht die prinzipielle Verringerung des Kontrastes des Lasers in den Rändern des Verstärkungsprofils.

Im Zentrum des Durchstimmbereichs hat das Diodenlasersystem eine Signalintensität, die etwa 40 dB über der parasitären Strahlung anderer Frequenzen liegt. Bei 1580 nm verringert sich dieser Abstand auf einen Wert von 25 dB. Ursache für diese Reduzierung ist sehr wahrscheinlich die Vergrößerung der Reflektivität der antireflex-beschichteten Frontfläche der Laserdiode bei größeren Wellenlängen.

4.2.3 Amplitudenstabilität bei Abstimmung

Ähnlich wie die ASE ist auch die Modulation der Ausgangsleistung des External-Cavity Lasers bei der Wellenlängenabstimmung ein limitierender Faktor zum Erreichen hoher spektroskopischer Nachweisempfindlichkeiten. Aus diesem Grund erfolgte eine Intensitätsstabilisierung, die im folgenden beschrieben wird. Ein Teil der Ausgangsleistung wird mittels eines Polarisationsstrahlteilers auf eine Photodiode zur Generierung eines Ist-Wertes geleitet. Über einen einstellbaren

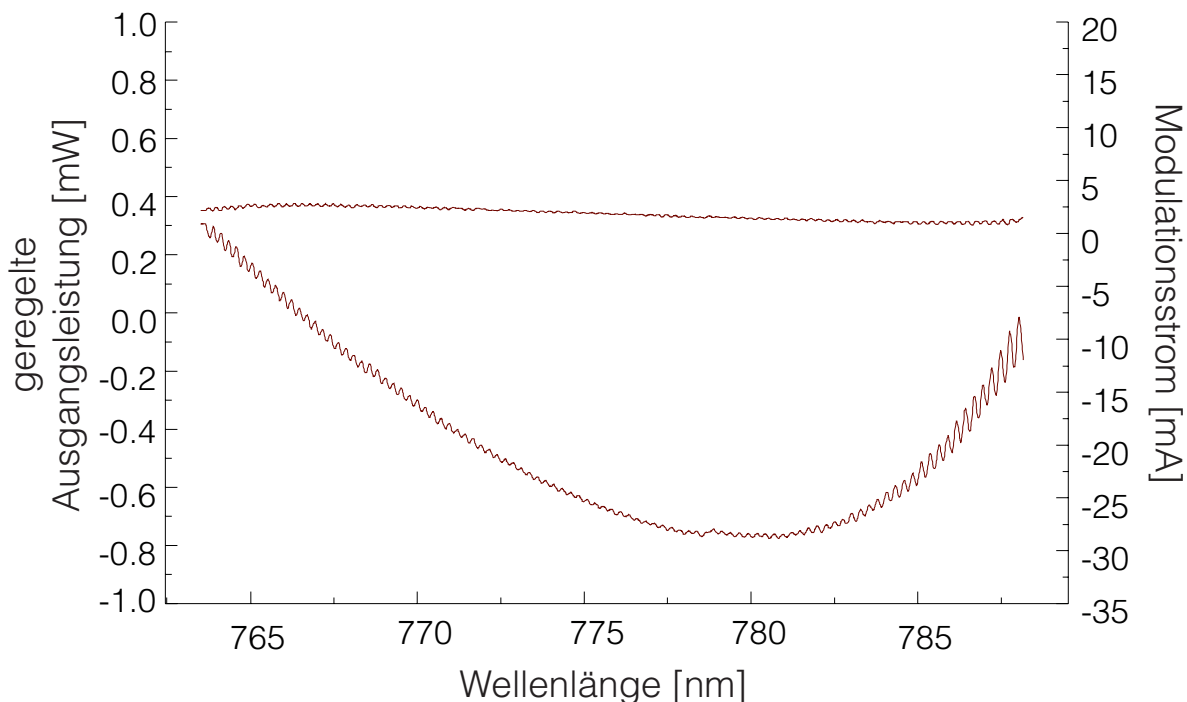


Abbildung 4.12: Stabilisierung der Ausgangsleistung des External-Cavity Lasers während einer kontinuierlichen Abstimmung über 24 nm. Die untere Kurve zeigt die Veränderung des Operationsstroms der Laserdiode.

Soll-Wert wird mit Hilfe eines PID-Reglers ein Regelsignal in Gegenkopplung auf den Stromeingang des Laserdiodentreibers gegeben. Da der External-Cavity Laser bei Maximalstrom betrieben wird, ist ausschließlich eine Reduzierung des Operationsstroms zur Stabilisierung erlaubt, um sicher zu stellen, daß in den Rändern des Abstimmereichs die Laserdiode nicht durch zu hohe Injektionsströme zerstört wird. Das Ergebnis dieser Messung zeigt Abb. 4.12. Die untere Kurve zeigt die Rücknahme des Operationsstroms zur Stabilisierung der Ausgangsleistung während die obere Kurve den spektralen Verlauf der stabilisierten Ausgangsleistung während der kontinuierlichen Frequenzabstimmung darstellt. Die somit erreichte relative Amplitudenstabilität über 24 nm beträgt 1%. Ein störender Faktor für die Intensitätstabilisierung besteht darin, daß während der Frequenzabstimmung das Verhältnis der Leistung von p- zu s-Polarisation nicht konstant ist (siehe Abschnitt 4.2.6). Die leichte Restwelligkeit aus Abb. 4.12 wird durch dieses variable Polarisationsverhältnis hervorgerufen.

4.2.4 Absolute Stabilisierung der Laserfrequenz

Für die absolute Wellenlängenstabilisierung im Spektralbereich um 765 nm können die starken Absorptionslinien des Luftsauerstoffs ($10^{-24} \text{ cm}^{-1} / \text{Mol.} / \text{cm}^{-2}$) als Frequenznormal verwendet

werden. Um eine schnelle Regulierung der Frequenz zu gewährleisten, wird dabei ein System mit piezoelektrischer Frequenzabstimmung über ein Festkörpergelenk eingesetzt. Den experimentellen Aufbau zur Frequenzstabilisierung zeigt Abb. 4.13. Die Strahlung des Lasers wird über 3

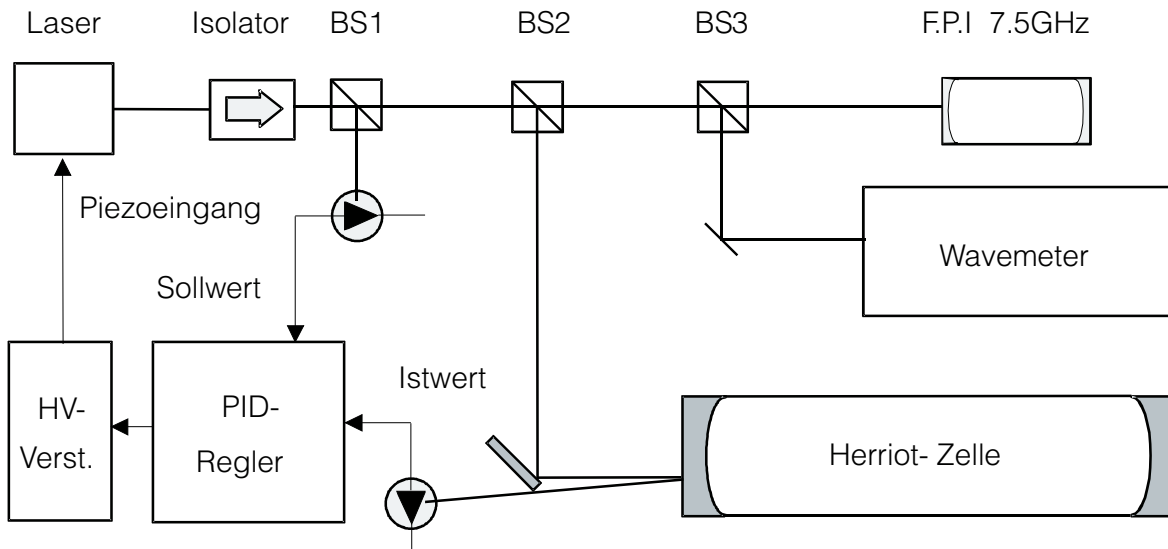


Abbildung 4.13: Versuchsaufbau zur absoluten Stabilisierung der Laserfrequenz durch eine molekulare Sauerstofflinie.

Strahlteiler (BS) in 4 Teilstrahlen aufgespalten. Am Strahlteiler BS1 wird hinter dem optischen Isolator, der Rückkopplungsstörungen in den External-Cavity Laser vermeiden soll, ein der tatsächlichen Laserleistung proportionaler Sollwert für den PID-Regler erzeugt. Am Strahlteiler BS2 wird ein Teilstrahl durch die offene Herriot-Absorptionszelle geleitet. Diese Zelle besteht aus 2 sphärischen, dielektrische beschichteten hochreflektierenden Spiegel, die in konfokaler Konfiguration angebracht sind [60]. Die Spiegel weisen einen Durchmesser von 50mm und einen Krümmungsradius von 1 m auf. Damit wird eine nutzbare Absorptionsstrecke von 40m Länge erreicht. Eine Photodiode detektierte die aus der Zelle austretende Strahlung und erzeugte den Istwert des PID-Reglers. Die beiden letzten Teilstrahlen, die am Strahlteiler BS3 entstehen, dienen zur Frequenzüberwachung des Lasers. Ein Teilstrahl wird zur absoluten Wellenlängenmessung in ein Wavemeter (Burleigh WA 4500) eingekoppelt. Der andere Teil wird zur relativen Frequenzmessung zwischen den einzelnen Absorptionslinie in ein Fabry-Perot Interferometer mit 8GHz freien Spektralbereich gelenkt. Der Sollwert wird am PID-Regler nun so eingestellt, daß die Laserwellenlänge auf die Mitte der Absorptionsflanke der Linie stabilisiert wird, da hierbei die maximale Frequenzempfindlichkeit der Stabilisierung erreicht wird. Das verstärkte Regelsignal des PID-Reglers steuert das Piezoelement an, welches über die Spreizung des Festkörpergelenks die Frequenz kontrolliert. Mit diesem Aufbau wurde eine absolute Frequenzstabilität von $8 \cdot 10^{-8}$, entsprechend 30MHz, in der Laborluft erreicht. Den zeitlichen Verlauf des Stabilisierungssignals

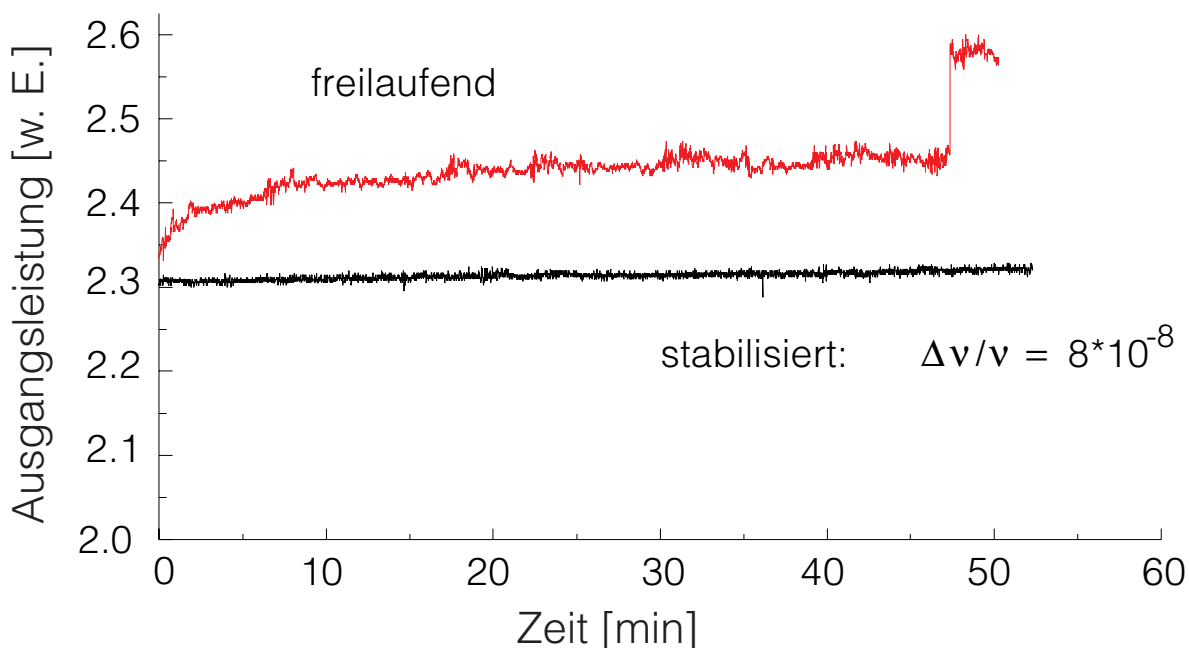


Abbildung 4.14: Absolute Frequenzstabilisierung auf eine 3 GHz druckverbreiterte Sauerstoffabsorptionslinie. Auf der y-Achse ist die Leistung der Strahlung hinter einer O₂-Absorptionszelle dargestellt.

gibt Abb. 4.14 wieder. Eine weitere Steigerung der Frequenzstabilität ist möglich, wenn zur Stabilisierung eine geschlossene Sauerstoffzelle mit niedrigerem Druck und damit deutlich kleinerer Linienbreite als 3 GHz verwendet wird.

4.2.5 Abstimmverhalten

Die kontinuierliche Abstimmung des Lasersystems erfolgt durch einen rechnergesteuerten Gleichstrommotor, der den Drehtisch antreibt. Die Drehbewegung der Motorachse wird mit Hilfe zweier Encoder auf der Welle überwacht. Durch die spielfreie Kombination von Encoder, Motor und Drehtisch kann der Winkel auf 0.1 sec genau eingestellt werden. Mit Hilfe eines PID-Reglers wird, von der Beschleunigungs- und Bremsphase abgesehen, eine konstante Winkelgeschwindigkeit erreicht. Bei der in Abb. 4.15 dargestellten Abstimmkurve eines External-Cavity Lasers sind die Beschleunigungseffekte an dem Rändern des Abstimmbereiches deutlich erkennbar. Die Abstimmung erfolgte über 33 nm bzw. 14190 GHz. Die gesamte Beschleunigungsphase findet innerhalb von 10 Modulationsperioden entsprechend 1300 GHz statt, während die restliche Durchstimmung linear erfolgt. Bei kleiner Abstimmgeschwindigkeiten als 11 nm/s ist der Bereich konstanter Endgeschwindigkeit entsprechend größer. Die Abstimmgeschwindigkeit von 11 nm/s entspricht einer Winkelgeschwindigkeit von 1.3 °/s und liegt aus Sicherheitsgründen deutlich unter dem Maximal-

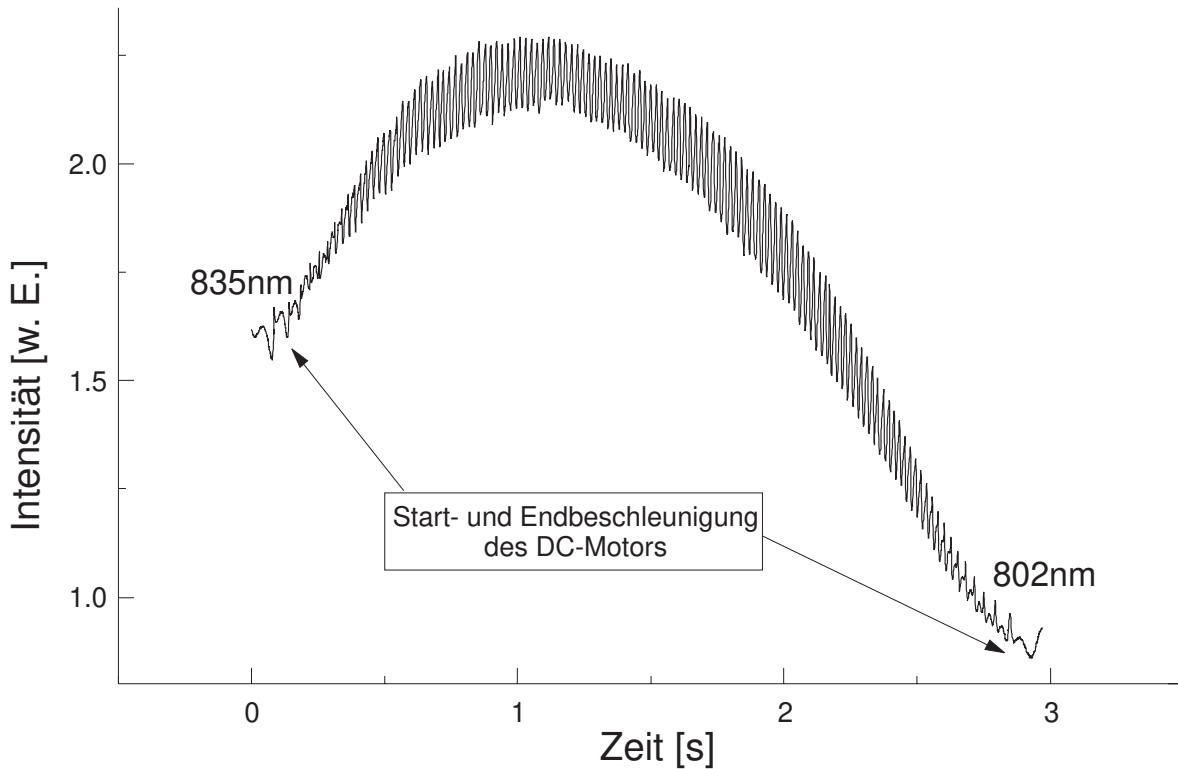


Abbildung 4.15: Darstellung eines schnellen Abstimmung mit 11 nm/s über einen kontinuierlichen Abstimmbereich von 33 nm bei der Zentralwellenlänge von 820 nm.

wert von $6^\circ/\text{s}$.

Den annähernd linearen und im Gegensatz zu piezoverstellbaren Lasersystemen hysteresefreien Zusammenhang zwischen Wellenlänge und Encoder-Motorposition zeigt Abb. 4.16. Eine absolut lineare Wellenlängenänderung ist wegen der sinusförmigen Abhängigkeit der Wellenlänge bei der beschriebenen Anordnung nur näherungsweise erreichbar, wie die folgende Abschätzung zeigt: Die Zeitabhängigkeit der Wellenlänge wird durch die Gittergleichung (2.11) mit einem entsprechenden zeitabhängigen Winkel $\beta(t)$ beschrieben.

$$\begin{aligned}\lambda(t) &= a(\sin\alpha + \sin\beta(t)) \\ \frac{\partial\lambda(t)}{\partial t} &= \dot{\beta}(t)a\cos\beta(t).\end{aligned}\quad (4.1)$$

Die Forderung nach einer gleichmäßigen zeitlichen Veränderung der Wellenlänge gemäß (4.1) führt zu folgender transzendenten Differentialgleichung:

$$\dot{\beta}(t) = \frac{\text{Konst.}}{a\cos\beta(t)}.\quad (4.2)$$

Diese Differentialgleichung besitzt keine geschlossene Lösung. Eine lineare Winkeländerung für den Abstimmwinkel $\beta(t) = \beta_0 + \omega t$, wie sie durch den PID-Regler gewährleistet wird, vereinfacht

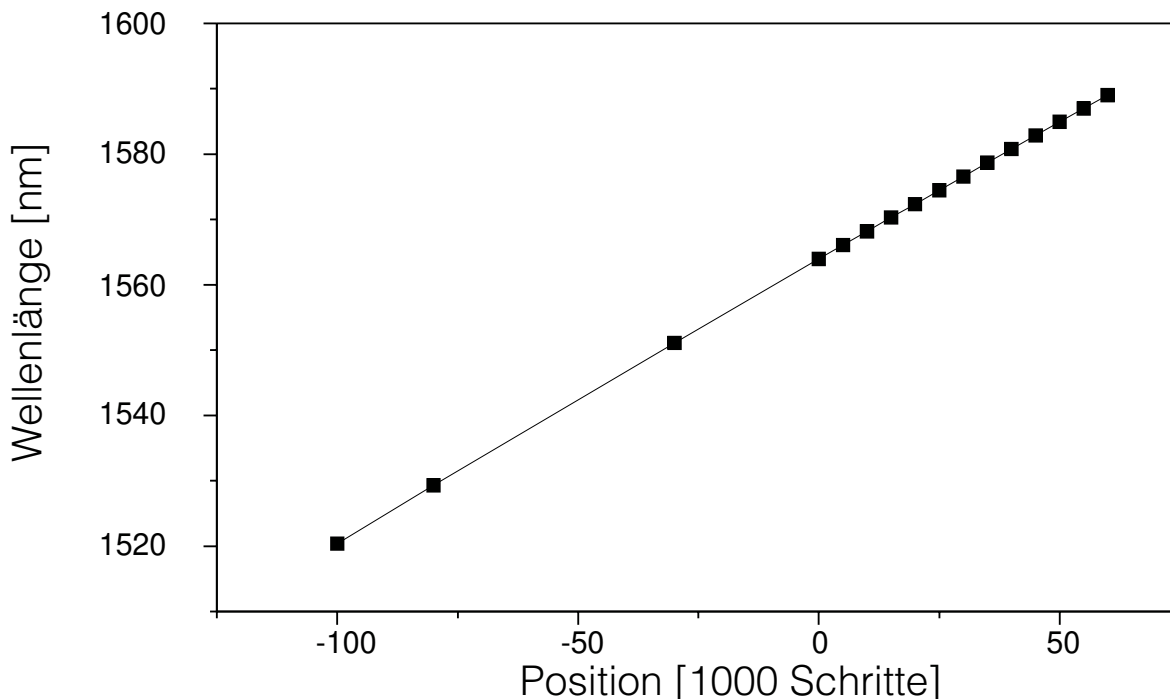


Abbildung 4.16: Lineare Abhängigkeit der Laserwellenlänge von der Motorposition des Gleichstrommotors am Drehtisch.

(4.2) zu

$$\frac{\partial \lambda(t)}{\partial t} = \omega a \left(1 + \frac{(\beta_0 + \omega t)^2}{2} + \dots \right).$$

Hieraus folgt, daß die Wellenlängenänderung in 0. und 1. Ordnung konstant ist. Die Zeitabhängigkeit tritt erst als Effekt 2. Ordnung auf. Wird PID-Kontroller so programmiert, daß die Winkeländerung nicht mehr linear ist, sondern der transzendenten Differentialgleichung (4.2) folgt, so kann eine absolut konstante Wellenlängenänderung erreicht werden. absolut konstant. Eine derart komplexe Ansteuerung ist allerdings nur für Anwendungen, die eine sehr konstante Abstimmung benötigen sinnvoll, da bereits bei einem typischen Gesamtabstimmwinkel von 4° bei der Zentralwellenlänge 780 nm die Abweichung von der linearen Abstimmung kleiner 0.01% beträgt.

4.2.6 Polarisationsverhalten

Die untersuchten External-Cavity Laser haben ein typisches Verhältnis der p- und s-Polarisation von 10 zu 1. Die p-Polarisation schwingt hierbei in Richtung der größeren Ausdehnung der aktiven Fläche. In dieser Richtung tritt der kleinere der beiden Divergenzwinkel auf. Im experimentellen Aufbau ist die Laserdiode so ausgerichtet, daß die p-Polarisation senkrecht zu den Gitterlinien steht. Abb. 4.17 zeigt den Verlauf der p- und s-Polarisation in Abhängigkeit von der Laserwellen-

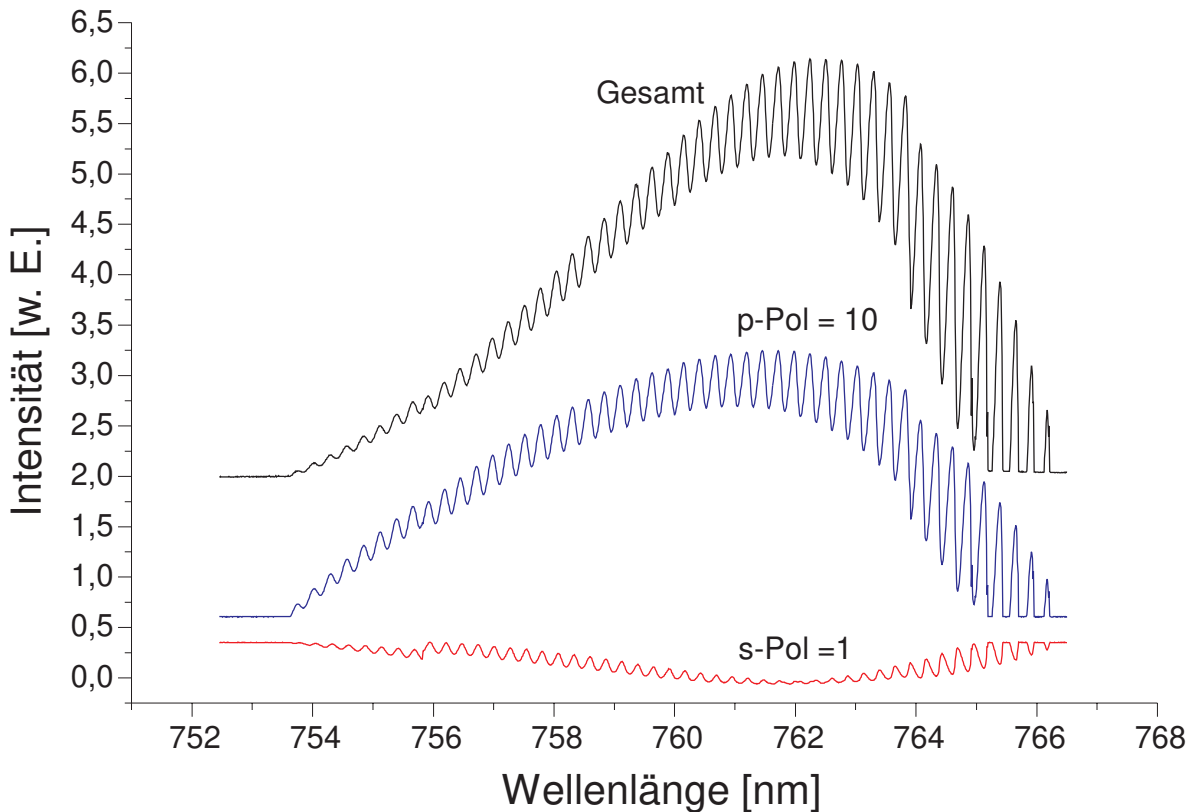


Abbildung 4.17: Verlauf der p- und s-Polarisation des Laserstrahlung während des kontinuierlichen Abstimmvorgangs.

länge. Bei dieser Messung wurde eine antireflex-beschichtete Laserdiode vom Typ Mitsubischi ML 4405 eingesetzt. Die Polarisationen werden mit einem Polarisator getrennt und der relative Verlauf der Leistungen mittels zweier Photodioden gemessen. Die Gesamtleistung wird am zweiten Ausgang des Lasers (Nullte Reflexion des Abstimmspiegels am Gitter) mit einer weiteren Photodiode detektiert. Da der 2. Ausgang beim Abstimmen wandert, ist die Gesamtleistung aus Abb. 4.17 im kürzerwelligen Wellenlängenbereich nicht die Summe aus p- und s-Polarisation.

Während des kontinuierlichen Abstimmens der Laserfrequenz ändert sich das Verhältnis der beiden Polarisationen zueinander. des Abstimmens. Die s-Polarisation wird bei maximaler Ausgangsleistung in der Mitte des Verstärkungsprofils der Laserdiode minimal, während sie trotz geringerer Ausgangsleistung zu den Rändern des Abstimbereich zunimmt. Aus dem Verlauf der Kurven für p- und s-Polarisation ergibt sich ein ca. 1% größerer Brechungsindex für die s-Polarisation, da diese Polarisationsrichtung eine halbe Modulationsperiode mehr aufweist als die p-Polarisation im 6106GHz breiten Abstimbereich.

Die in diesem Kapitel vorgestellten Systemdaten belegen die kontinuierliche und modensprungfreie Abstimmbarkeit der aufgebauten Laserdioden in externem Resonatoren. Allein durch den

Austausch der wellenlängenabhängigen optischen Komponenten, wie Laserdiode und Gitter, konnte ein System universell im Spektralbereich zwischen 660 und 1600nm kontinuierlich über typische 15THz abgestimmt werden. Dabei wurden Linienbreiten der External-Cavity Laser im Bereich von 100kHz erzielt.

Die folgenden Abschnitte stellen Erweiterungen des External-Cavity Laser Konzeptes zur Steigerung der Ausgangsleistung und der Frequenzmodulierbarkeit sowie exemplarische spektroskopische Anwendungen vor.

Kapitel 5

Diodenlasersysteme mit höherer Ausgangsleistung

Die im letzten Abschnitt vorgestellten Lasersysteme hatten im Zentrum des Abstimmbereich eine maximale Ausgangsleistung von ca. 7 mW. Dies entspricht der halben Nennleistung der eingesetzten single-mode Laserdioden vor ihrer antireflex-Beschichtung. Im folgenden werden zwei unterschiedliche Wege zur Erhöhung der Ausgangsleistung vorgestellt.

5.1 FP-Laserdioden mit höherer Leistung

Die naheliegendste Methode zur Vergrößerung der Laserleistung besteht im Einsatz von Laserdioden höherer Leistung im externen Resonator. Hierbei stößt man jedoch schnell auf technische Schwierigkeiten.

Fabry-Perot Laserdioden mit Laseroszillation im Einfrequenz- und transversalen Grundmodebetrieb sind mit Leistungen zwischen 3 und 100 mW erhältlich. Bei Laserdioden im roten Spektralbereich sowie bei Laserdioden ab typisch 15 mW wird die Frontfacette der Laserdiode im allgemeinen von Laserdiodenhersteller mit einer Partialentspiegelung zur Optimierung der Ausgangsleistung vergütet. Die für den modensprungfreien Betrieb im External-Cavity Laser notwendige antireflex-Entspiegelung hoher Güte ist somit nur schwer möglich, da über die individuellen Materialien und Schichtdicken dieser Teilentspiegelung keine genauen Informationen vorliegen, die eine Schichtdesignoptimierung wie in Kapitel 3 beschrieben, vorliegen. Für die Experimente wurden 2 Laserdioden hoher Leistung eingesetzt:

Eine Laserdiode vom Typ Hitachi HL7851G mit einer Ausgangsleistung von 50 mW wurde kommerziell von der Firma Joachim Sacher Lasertechnik [61] entspiegelt, die zweite Laserdiode vom

Typ Sharp LT24 mit 30 mW Ausgangsleistung, wurde mit dem in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Verfahren mit einer Doppelschicht vergütet. Unter bestimmten Annahmen über die Schichtdicke, das Schichtmaterial und das eingesetzte Verfahren wurden Beschichtungsdesigns errechnet und entsprechende Beschichtungen durchgeführt. Da das Datenmaterial unvollständig ist, sind die Ergebnisse dieser Beschichtungen nicht mit den Ergebnissen bei unbeschichteten Laserdioden zu vergleichen. Die erzielte Restreflektivität der Entspiegelung lag bei 3×10^{-3} . Diese Laserdiode wurde in einem zuvor optimierten External-Cavity Laser eingesetzt und bei verschiedenen Operationsströmen betrieben. Die resultierenden Abstimmkurven sind in Abb. 5.1 dargestellt. Bei ge-

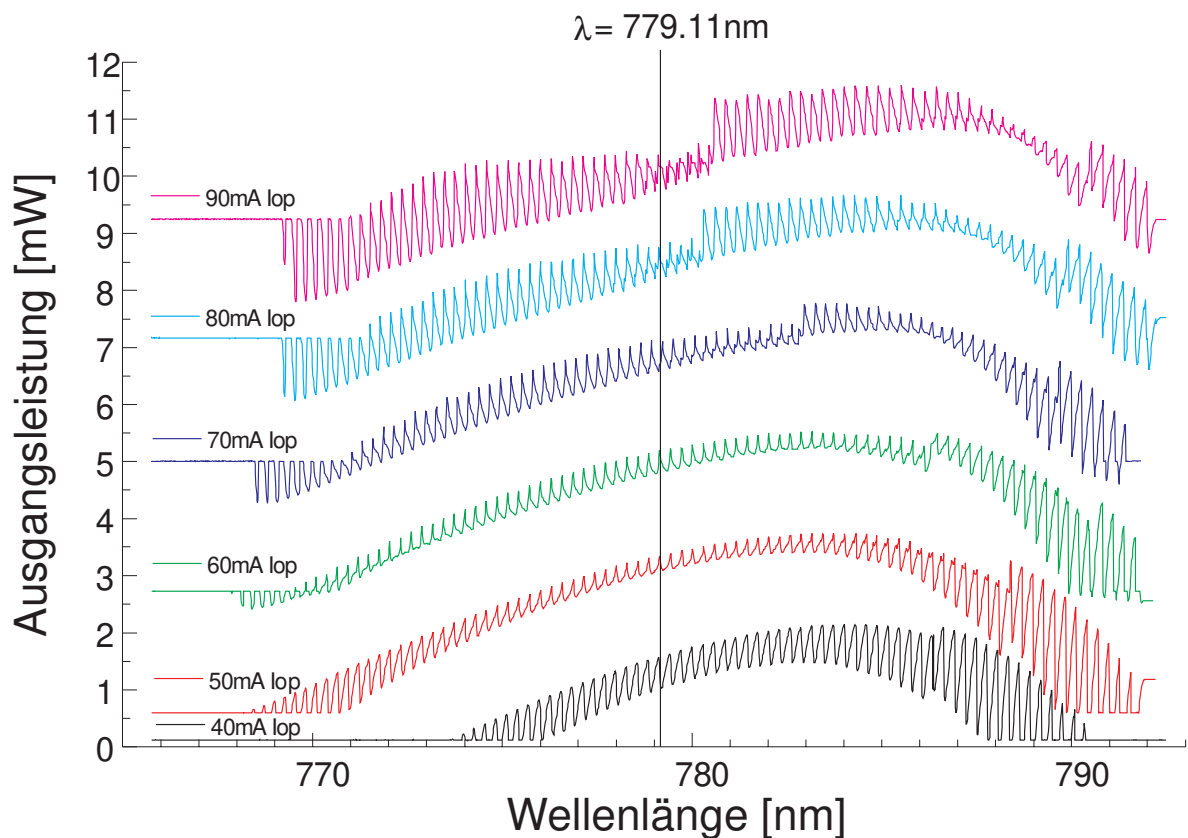


Abbildung 5.1: Abstimmkurven für eine antireflex-beschichtete 30 mW Laserdiode im externen Resonator für verschiedene Operationsströme.

ringen Operationsströmen war modensprungfreie Abstimmung möglich (unterste Kurve), jedoch ist der modensprungfreie Abstimmbereich etwa um den Faktor 2-3 kleiner als bei Laserdioden kleinerer Leistung mit hochwertiger Entspiegelung. Die Ausgangsleistung bei geringem Operationsstrom ist vergleichbar mit Lasersystemen mit hochwertig entspiegelten Laserdioden, jedoch ist eine vergrößerte Modulation der Ausgangsleistung zu beobachten. Bei höheren Operationsströmen sind vermehrt Modensprünge sowie eine Reduzierung des Abstimmbereichs feststellbar. An den Rändern des Verstärkungsprofils ist die Kopplung der Laserdiode an den externen Resonator

so schlecht, daß die Emissionswellenlänge des Lasersystems nicht mehr durch das Gitter sondern durch eine Fabry-Perot-Mode im Verstärkungsmaximum der Laserdiode bestimmt wird. Dieser Effekt nimmt mit steigenden Operationsströmen zu. In den Abstimmenspektren ist dies an den waagerechten Linien vor allem im linken Teil der Verstärkungskurve zu erkennen. Der Laser arbeitet in diesen Bereichen freilaufend, ohne externen Resonator, bei einer Wellenlänge von 779.1 nm. Bei der beschichteten 50 mW Laserdiode der Firma Sacher wurde ein ähnliches Verhalten beobachtet. Stabiler Einfrequenzbetrieb im externen Resonator war nur bis zu einer Ausgangsleistung von 3 mW möglich, bei höheren Operationsströmen oszillierte die Laserdiode eigenständig ohne externen Resonator.

Ohne die konstruktive Mithilfe der Halbleiterhersteller, die eine offene Informationspolitik betreiben müssen, scheint eine hochwertige antireflex-Beschichtung dieser Laserdioden, wie sie für den Einsatz im externen Resonator notwendig ist, nicht praktikierbar, zumal die Beschichtung der Laserdioden individuellen Schwankungen unterliegt.

Es wurde daher ein anderer Weg zur Vergrößerung der Ausgangsleistung beschritten. Diese Methode basiert auf der Nachverstärkung der Strahlung des External-Cavity Lasers durch einen weiteren Halbleiterlaser, die im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

5.2 Ein Oszillator – Verstärker System

Das Funktionsprinzip des Oszillator-Verstärker Systems entspricht dem Injection-Locking. Dabei werden die positiven Eigenschaften des External-Cavity Lasers, wie kontinuierliche Abstimmbarkeit, geringe Linienbreite, spektrale Reinheit und Nebenmodenunterdrückung auf die hohe Ausgangsleistung des Verstärkers übertragen. Der Versuchsaufbau für die Nachverstärkung des External-Cavity Lasers ist in Abb. 5.2 dargestellt. Der Oszillatorlaser entspricht dem Standardaufbau aus Abschnitt 4.1. Die im External-Cavity Laser eingesetzte Laserdiode ist vom Typ Hitachi HL 7806G und wird bei einem Operationsstrom von 95 mA sowie einer Temperatur von 20 °C betrieben. Damit ist der Oszillatorlaser ohne Modensprung von 765 nm bis 795 nm abstimmbare, die maximale Ausgangsleistung von 2.7 mW wird bei der Wellenlänge von 782 nm erreicht. Als Verstärker wurde ein trapezförmiger GaAs/GaAlAs Quantum Well Laser (SDL 8630 E) eingesetzt. Der Verstärkerchip hat eine Länge von etwa 2.5 mm, die Ein- und Austrittsfacette haben eine Größe von $1\mu\text{m} \cdot 5\mu\text{m}$ bzw. $1\mu\text{m} \cdot 150\mu\text{m}$ und sind mit 1% bzw. 0.1% antireflex-entspiegelt [62]. Bei geringen Operationsströmen weist diese Laserdiode ein breitbandiges ASE-Spektrum auf, bei hohen Operationsströmen setzt trotz der Entspiegelung Laseroszillation auf mehreren longitudinalen Moden ein. Die maximale Ausgangsleistung beträgt 500 mW [63]. Die Strahlung des Oszillatorlasers wird mit einer asphärischen Linse der Brennweite $f = 4.5\text{ mm}$ und numerischer Apertur

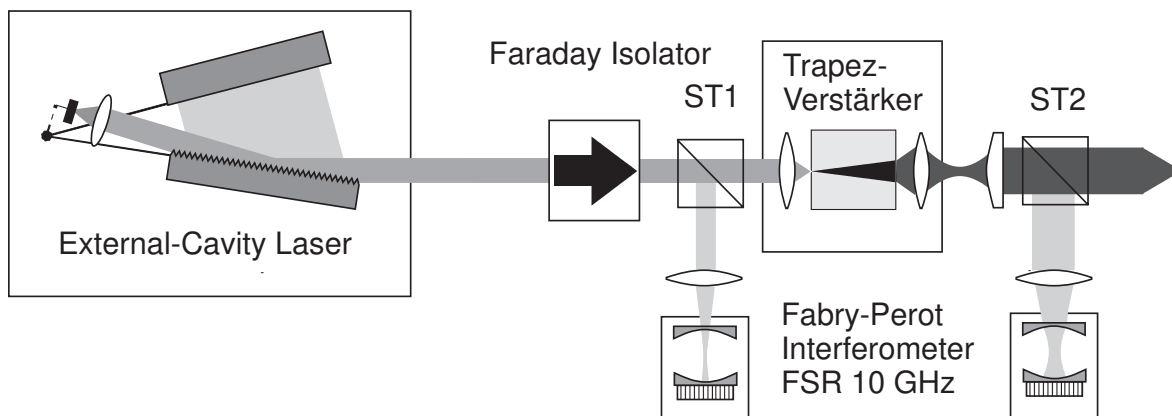


Abbildung 5.2: Versuchsaufbau zur Nachverstärkung eines modensprungfreien abstimmbaren External-Cavity Lasers auf 500 mW bei einer Zentralwellenlänge von 782 nm.

von $N.A. = 0.55$ in den Verstärkerlaser eingekoppelt, so daß der Überlapp der Strahlungsfelder im Verstärkerchip maximal wird. Dabei verhindert ein optischer Isolator mit 60 dB Dämpfung eine Einkopplung der rückseitigen Verstärkerstrahlung in den Oszillatorlaser. Für die Kollimation der Ausgangsstrahlung des Verstärker wird eine zweite asphärische Linse im Kombination mit einer Zylinderlinse von 100 mm Brennweite zur Astigmatismuskorrektur eingesetzt. Abb. 5.3

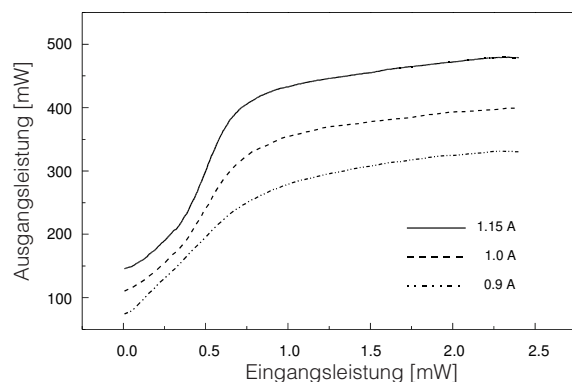


Abbildung 5.3: Verstärkungskurven für verschiedene Operationsströme des Verstärkers. Verstärkungssättigung tritt ab etwa 0.75 mW Eingangsleistung auf.

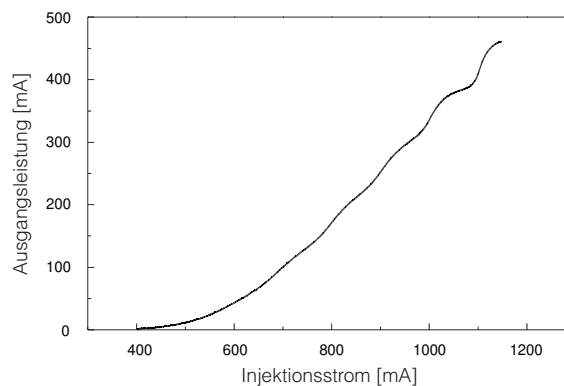


Abbildung 5.4: Ausgangsleistung der Verstärkers in Abhängigkeit vom Operationsstrom.

zeigt den Zusammenhang von Ausgangsleistung und Eingangsleistung des Verstärkers für verschiedene Operationsströme. Sättigung erfolgt bei einer Eingangsleistung von etwa 0.75 mW. Bei einer maximalen Eingangsleistung von 2.4 mW und einem Operationsstrom von 1.15 A wird eine Ausgangsleistung von 500 mW bei 782 nm erreicht. Dies entspricht einer Verstärkung um das 208-fache. Abb. 5.4 zeigt die Abhängigkeit der Ausgangsleistung vom Operationsstrom. Die leichte Modulation der Geraden wird durch ladungsträgerinduzierte Brechungsindexschwankungen im

Verstärker verursacht.

Bei einem optimalen Lasersystem liegt die single-mode Leistung mehr als 40 dB über dem Untergrund der spontanen Emission. Die Modensprungfreiheit von Oszillator und Verstärker bei der Frequenzabstimmung wird mit zwei Fabry Perot Interferometer mit jeweils 10 GHz freien Spekralbereich kontrolliert. Die modensprungfreie Abstimmbarkeit der Strahlung ist in Abb. 5.5 darge-

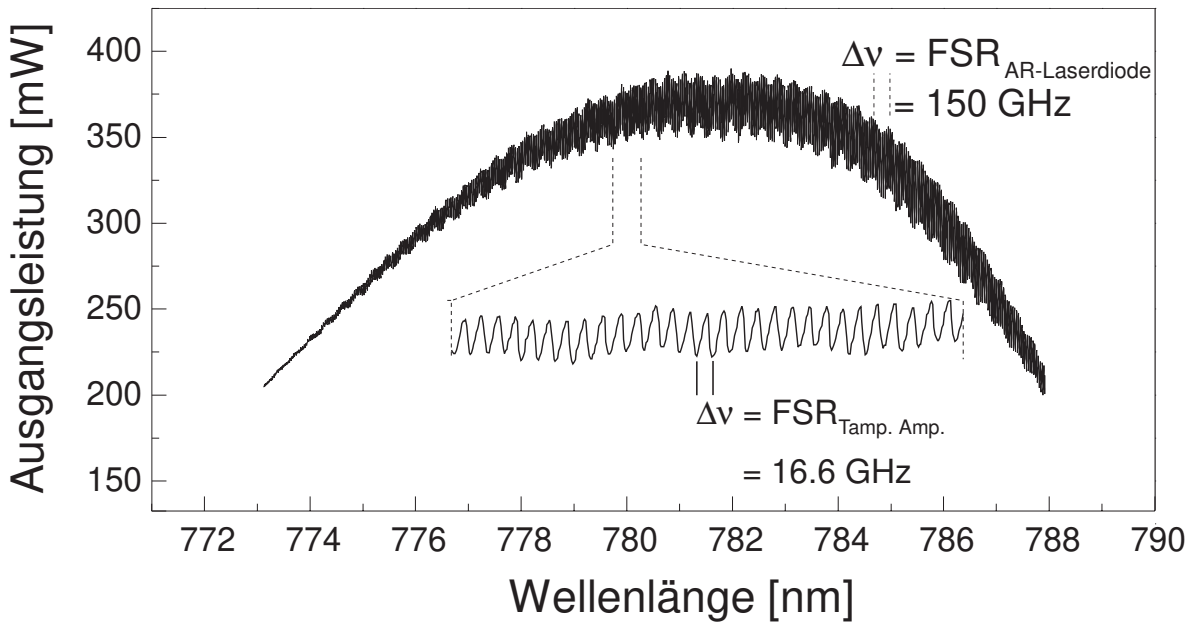


Abbildung 5.5: Kontinuierliche Abstimmkurve des Oszillator-Verstärker Systems über 20 nm von 771 nm bis 791 nm mit 500 mW maximaler Ausgangsleistung.

stellt. Der parabelförmige Verlauf der Ausgangsleistung wird durch zwei Étaloneffekte moduliert. Zum einen erfolgt eine Modulation durch den Étaloneffekt der nicht vollständig entspiegelten Laserdiode im Oszillatorlaser mit 150 GHz Periodenlänge. Zum anderen tritt der gleiche Effekt auch in der Verstärkerlaserdiode auf, jedoch liegt die Periodenlänge hier bei 16.6 GHz, bedingt durch die ca. 9-fache Chiplänge des Verstärkerlasers von etwa 2.5 mm gegenüber der Laserdiode im Oszillator.

Ein Vergleich der beiden Anordnungen hoher Leistung zeigt ihre spezifischen Vor- und Nachteile. Der mechanische und optische Aufbau für eine Laserdiode höherer Leistung im externen Resonator ist geringer als für ein Oszillator-Verstärker System. Neben den zusätzlichen optischen Komponenten wie vor allem optischer Isolator und Verstärkerlaser muß beim Oszillator-Verstärker System eine mechanische Stabilität erreicht werden, die eine dauerhafte Einkopplung in aktive Fläche ($5 \mu\text{m}^2$) des Verstärkerlasers gewährleistet, die auch bei Transport bestehen bleibt. Sollten für Laserdioden hoher Leistung hochwertige antireflex-Beschichtungen verfügbar werden, so sollte modensprungfrei abstimmbare Strahlung mit halber Diodennennleistung möglich sein,

Leistungen über 500mW sind jedoch Oszillator-Verstärker Anordnungen vorbehalten [64, 65]. Obwohl die Schwankungen der Ausgangsleistung von bis zu 30mW beim Abstimmen, bedingt durch die erwähnte Teilentspiegelung, für Anwendungen störend sind, haben diese kontinuierlich abstimmbaren Lasersysteme hoher Leistung ein hohes Anwendungspotential.

Beispielhaft ist dafür die Ausdehnung des Abstimmereich von External-Cavity Lasern in den mittleren Infrarotbereich ($3\mu\text{m}$ bis $5\mu\text{m}$) durch Differenzfrequenzmischung mit Nd:YAG Lasern [66] oder in den sichtbaren und ultravioletten Bereich durch Summenfrequenzmischung [67, 68] unter Verwendung speziell designer periodisch gepolten nichtlinearen Kristallen (PPNL) zu nennen.

Kapitel 6

Schnelle Frequenzmodulation

Eine hochfrequente Modulation der Laserfrequenz ist für viele Anwendungen in der Meßtechnik, speziell der Online Analytik von Vorteil, da somit viele Meßzyklen pro Sekunde erzielt werden können und zudem zu hohen Frequenzen das $1/f$ -Rauschen sinkt. Derzeitig bekannte External-Cavity Lasersysteme werden über piezoelektrische Verstellelemente schnell abgestimmt und haben bedingt durch die mechanische Natur des Abstimmmechanismus Grenz- bzw. Resonanzfrequenzen von einigen kHz. Der derzeit beste bekannte Wert für mit Piezokeramik abstimmbare Systeme liegt bei 4kHz Modulationsfrequenz [69]. Allerdings besitzen diese Systeme eine feste Zentralwellenlänge.

Für die resonatorexterne Frequenzmodulation von Lasern haben sich akusto-optische und elektro-optische Modulatoren als vorteilhaft erwiesen. Beim elektro-optischen Modulator wird die Phase des Lichtfeldes moduliert und somit Seitenbänder im Frequenzspektrum mit Abständen der Modulationsfrequenz von der Trägerfrequenz erzeugt [70]. Die typischen Modulationsfrequenzen bzw. Seitenbandabstände liegen bei einigen MHz. Sie genügen damit den Anforderungen für die Spektroskopie an molekularen Absorptionen mit typischen Linienbreiten von 2 - 3 GHz nicht [58].

Im folgenden Kapitel wird ein externer Resonator-Laser mit integriertem elektro-optischen Modulator vorgestellt. Grundlage sind die in Kapitel 4 beschriebenen External-Cavity Laser. Zunächst wird eine kurze Einführung in die theoretischen Grundlagen der elektro-optischen Frequenzabstimmung gegeben. Dabei wird u. a. auf die charakteristischen Eigenschaften des für diese Anwendung besonders geeigneten Materials Lithiumtantalat (LiTaO_3) eingegangen. Abschließend wird die experimentelle Realisierung eines elektro-optisch abstimmbaren External-Cavity Lasern mit longitudinaler Geometrie erläutert und die wesentlichen experimentellen Parameter dieses Systems vorgestellt.

6.1 Grundlagen der elektro-optischen Frequenzabstimmung

Der elektro-optische Effekt beschreibt allgemein die Änderung der optischen Eigenschaften eines Mediums durch die Anwesenheit eines elektrischen Feldes. Je nach Medium und elektrischer Feldstärke wird zwischen linearem und nichtlinearem (i. d. R. quadratischen) elektro-optischen Effekt unterschieden. In praktischen Fällen liegen in Kristallen elektrische Felder mit Feldstärken kleiner als der inneratomaren Feldstärke von ca. 10^8 V/cm vor, und der quadratische elektro-optische Effekt kann hierbei vernachlässigt werden.

Der lineare elektro-optische Effekt

Für eine vollständige theoretische Beschreibung des elektro-optischen Effektes müssen die Maxwell-Gleichungen in Materie gelöst werden (siehe [70]). Aus der Lösung folgt, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit eines Strahls mit fester Ausbreitungsrichtung im Kristall von seiner Polarisation abhängt. Für jede Ausbreitungsrichtung der Strahlung ergeben sich zwei Eigenmoden für die orthogonalen Polarisationsrichtungen. Die entsprechenden Strahlen erfahren i. a. unterschiedliche Brechungsindizes und propagieren somit unterschiedlich schnell durch den Kristall, es kommt zur Doppelbrechung. Die Strahlausbreitung im Kristall wird durch das Indexellipsoid beschrieben:

$$\eta_{ij}x_i x_j = 1. \quad (6.1)$$

η ist dabei der Permeabilitätstensor des Kristalls, und x_i sind die Ortskoordinaten. Im Hauptachsensystem des Kristalls hat (6.1) die folgende Form:

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} = 1. \quad (6.2)$$

Hierbei liegen die Hauptachsen des Kristalls entlang der Achsen x , y und z . Daher sind in diesen Richtungen die elektrische Flußdichte \vec{D} und die elektrische Feldstärke \vec{E} parallel. Die n_i mit $i = 1, 2, 3$ entsprechen den Brechungsindices entlang der Hauptachsen mit $\frac{1}{n_i^2}$ als Eigenwert von η .

Es werden die folgenden Kristalltypen unterschieden:

$$\begin{array}{ll} \text{optisch isotroper Kristall} & n_1 = n_2 = n_3 \\ \text{optisch einachsiger Kristall} & n_1 = n_2 = n_o \text{ und } n_3 = n_e \\ \text{optisch zweiachsiger Kristall} & n_1 \neq n_2 \neq n_3 \end{array} \quad (6.3)$$

In optisch isotropen Medien beschreibt (6.2) eine Kugeloberfläche, die Ausbreitungsrichtung ist für alle Raum- und Polarisationsrichtungen konstant. In einem optisch einachsigen Kristall sind die

Brechungsindizes entlang zweier Hauptachsen gleich. Licht, das sich entlang der 3. Kristallachse ausbreitet, „sieht“ ein homogenes Medium, Doppelbrechung findet entlang dieser als optische Achse ausgezeichneten Richtung nicht statt. Bei optisch zweiachsigen Kristallen sind die Brechungsindizes entlang aller 3 Hauptachsen verschieden, und die Lichtausbreitung ist entlang jeder Kristallachse polarisationsabhängig.

Die Form des Indexellipsoids korrespondiert mit der Elektronenverteilung im Kristall. Durch Anlegen einer elektrischen Spannung vorzugsweise entlang einer Kristallachse wird die Elektronenverteilung verschoben. Als Folge der spannungsinduzierten Ladungsverteilung können sich sowohl Länge als auch Richtung der Hauptachsen im Kristall ändern, man spricht vom elektro-optischen Effekt. Die Beschreibung bei einer angelegten elektrischen Feldstärke $\vec{E} = (E_1, E_2, E_3)$ erfolgt durch

$$\Delta\eta_{ij} = r_{ijk}E_k \quad (6.4)$$

mit \mathbf{r} als Tensor 2. Stufe mit den elektro-optischen Koeffizienten r_{ijk} des Kristalls. Unter Ausnutzung der Permutationssymmetrien des Tensors \mathbf{r} und der folgenden Abkürzung

$$\begin{aligned} 1 &= (11) \Rightarrow r_{1j} = r_{11j} \\ 2 &= (22) \Rightarrow r_{2j} = r_{22j} \\ 3 &= (33) \Rightarrow r_{3j} = r_{33j} \\ 4 &= (23) = (32) \Rightarrow r_{4j} = r_{23j} = r_{32} \\ 5 &= (13) = (31) \Rightarrow r_{5j} = r_{13j} = r_{31j} \\ 6 &= (12) = (21) \Rightarrow r_{6j} = r_{12j} = r_{21j} \\ \text{mit } j &= 1, 2, 3 \end{aligned} \quad (6.5)$$

wird die Anzahl der unabhängigen Tensorelemente r_{ijk} von 27 auf 18 reduziert. In der verkürzten Form hat (6.4) die folgende Form:

$$\Delta\eta_{ij} = \sum_{j=1}^3 r_{ij}E_j, \quad i = 1, 2, 3, \quad (6.6)$$

Typische Werte der r_{ij} liegen bei 1 - 100 pm/V. Der elektro-optische Effekt kann nur in ein- und zweiachsigen Kristallen auftreten, da hier die $r_{ij} \neq 0$ sein können, in isotropen Kristallen fordert die Inversionssymmetrie $r_{ij} = 0$. Das Indexellipsoid aus (6.2) hat bei vorhandenem elektrischen Feld die Form:

$$\eta_{ij}(E)x_i x_j = 1. \quad (6.7)$$

Mit den verkürzten Koeffizienten aus (6.5) läßt sich (6.7) bei vorhandenen elektrischen Feld als

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{n_1^2} + r_{1j}E_j\right)x_1^2 + \left(\frac{1}{n_2^2} + r_{2j}E_j\right)x_2^2 + \left(\frac{1}{n_3^2} + r_{3j}E_j\right)x_3^2 + \\ 2x_2x_3r_{4j}E_j + 2x_3x_1r_{5j}E_j + 2x_1x_2r_{6j}E_j = 1 \end{aligned} \quad (6.8)$$

schreiben, mit $\vec{x} = (x_1, x_2, x_3)$ als Ortskoordinaten. Für $\vec{E} = \vec{0}$ geht (6.8) in den ungestörten Fall (6.2) über. Die feldabhängigen optischen Achsen und feldabhängigen Brechungsindizes können durch eine erneute Hauptachsentransformation ermittelt werden.

Der LiTaO₃-Kristall

Im Rahmen dieser Arbeit wurde Lithiumtantalat als elektro-optischer Modulatorkristall eingesetzt, da er folgende Eigenschaften hat: LiTaO₃ ist ein optisch einachsiger Kristall, der sich durch eine geringe Doppelbrechung (die von LiNbO₃ ist 20-fach größer) auszeichnet. Dadurch sind die Depolarisationseffekt durch den Kristall im External-Cavity Laser minimal. Weiterhin zeichnet sich LiTaO₃ durch einen großen elektro-optischen Koeffizienten von 30.3 pm/V aus [71]. Abb. 6.1

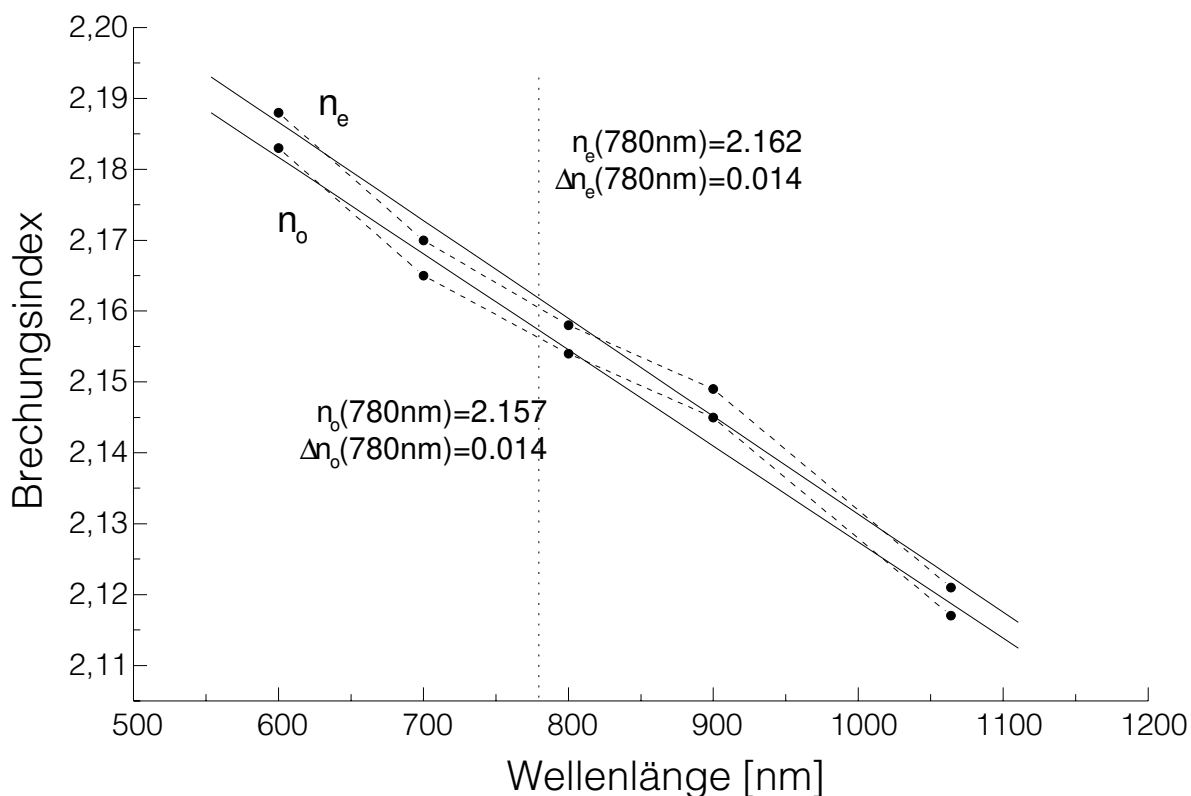


Abbildung 6.1: Dispersiver Verlauf von n_e und n_o für LiTaO₃ [72].

zeigt die Dispersion von LiTaO₃. Für die Arbeitswellenlänge von 780nm beträgt der Wert von n_e 2.162 und von n_o 2.157. Aufgrund der 3m Kristallsymmetrie von LiTaO₃ hat der verkürzte Tensor

r_{ij} die Form

$$r_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (6.9)$$

Die linearen elektro-optischen Koeffizienten wurden für die Wellenlänge von 632.99 nm bestimmt [70] und haben die folgenden Werte:

$$\begin{aligned} r_{13} &= 7.0 * 10^{-12} \text{ m/V} \\ r_{22} &= 1.0 * 10^{-12} \text{ m/V} \\ r_{33} &= 30.0 * 10^{-12} \text{ m/V} \\ r_{51} &= 20 * 10^{-12} \text{ m/V} . \end{aligned} \quad (6.10)$$

Aus (6.5), (6.8) und (6.9) folgt, daß ein signifikanter elektro-optischer Effekt für LiTaO₃ nur bei Parallelität von \vec{E} und optischer Achse auftreten kann. Dabei muß zwischen 3 Anordnungen unterschieden werden, die in Abb. 6.2 dargestellt sind. In jedem Fall erfolgt die Ausbreitung des linear polarisierten Lichtes in eine Richtung (z-Richtung). Die Polarisationsrichtung des elektromagnetischen Lichtfeldes soll dabei in Pfeilrichtung in der xy-Ebene (kleiner Pfeil) vorliegen. Die optische Achse des Kristalls kann nun in jede Raumrichtung gelegt werden. Sind Ausbreitungsrichtung, optische Achse und elektrische Feldrichtung externen Feldes parallel so liegt der elektro-optische Effekt in longitudinaler Geometrie vor (Fall 1). Das Lichtfeld erfährt unabhängig von der Polarisationsrichtung nur den ordentlichen Brechungsindex n_o . Daher tritt weder Doppelbrechung noch Depolarisation auf. In den beiden anderen Fällen liegen optische Achse und elektrische Feldrichtung in x- oder y-Richtung. Je nach Polarisationsrichtung des Lichtfeldes findet eine Wechselwirkung mit dem ordentlichen n_o , außerordentlichen n_e oder beiden Brechungsindizes statt. In Fall 2 und 3 wird der Vorgang als elektro-optischer Effekt mit transversaler Geometrie bezeichnet. Das externe elektrische Feld ist wieder parallel zur optischen Achse, die jetzt wahlweise in x- oder y-Richtung liegt. Dabei treten Depolarisations- und Doppelbrechungseffekte auf. Hat der Kristall eine Größe von $h*b*l$ so gilt für die Variation des Brechungsindex in Abhängigkeit von der angelegten Spannung U im longitudinalen Fall:

$$\Delta n_o = \frac{1}{2} n_o^3 r_{13} \frac{U}{l}. \quad (6.11)$$

Für die transversalen Fälle gilt:

$$\Delta n_o = \frac{1}{2} n_o^3 r_{13} \frac{U}{b} \quad (6.12)$$

$$\Delta n_e = \frac{1}{2} n_e^3 r_{33} \frac{U}{b} \quad (6.13)$$

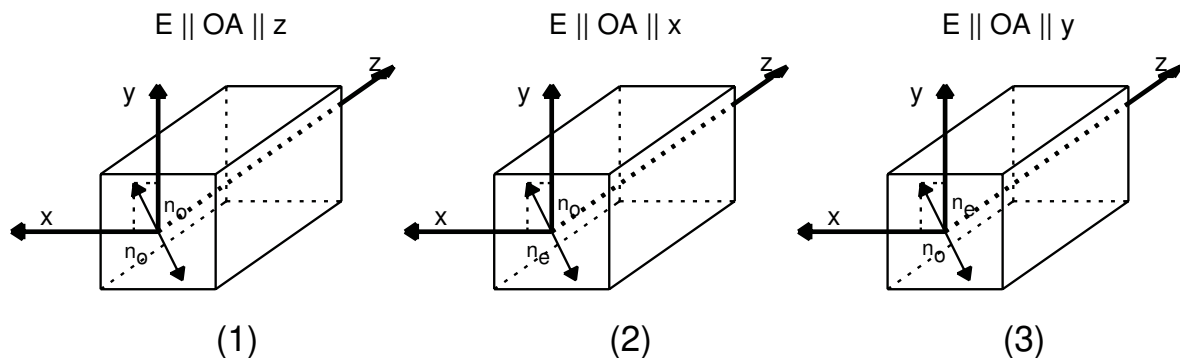


Abbildung 6.2: Elektro-optischer Effekt in longitudinaler (1) und transversaler (2),(3) Geometrie.

je nach Polarisationszustand des Lichtes in y- und z-Richtung.

Für die Resonanzfrequenzen $\nu(n)$ eines Laserresonators der Länge $L_{opt}(n)$ gilt

$$\nu(n) = \frac{qc}{2L_{opt}(n)} \iff L_{opt}(n) = q \frac{\lambda(n)}{2} \quad q \in \mathbf{N}. \quad (6.14)$$

Als Folge der Variation des Brechungsindex durch das angelegte elektrische Feld \vec{E} verschieben sich die Resonanzfrequenzen des Resonators gemäß

$$\Delta\nu(n) = \frac{\partial\nu(n)}{\partial n} \Delta n(E) = \nu(n) \frac{-2l}{L_{opt}} \Delta n(E). \quad (6.15)$$

Im allgemeinen skaliert die Frequenzverschiebung nach (6.15) mit dem Verhältnis von Kristall- zu Resonatorgesamtlänge. Im longitudinalen Fall verändert sich der Brechungsindex umgekehrt proportional zur Kristalllänge, daher wird in diesem Fall die Frequenzverschiebung unabhängig von der Kristalllänge und einzig durch die Materialkonstanten sowie die angelegte Spannung $U = El$ bestimmt.

Für die elektro-optische Modulation wurde in dieser Arbeit der transversale Effekt von LiTaO₃ ausgenutzt, da zum einen der Koeffizient r_{33} groß gegenüber r_{13} ist und zum anderen die optische Ein- und Austrittsfläche des Kristalls nicht gleichzeitig eine Antireflex-Entspiegelung für die Laserwellenlänge und einen elektrischen Kontakt für die Kondensatorplatten aufweisen müssen¹.

Die erreichbare Modulationsfrequenz eines elektro-optischen Modulators liegt in GHz-Bereich und wird durch die Grenzfrequenz des Ansteuerschwingkreises bzw. die Wechselwirkungszeit der Strahlung mit dem elektrischen Wechselfeld im Kristall beschränkt.

Die elektrische Kapazität eines Kristalles mit der Fläche der Kondensatorplatten $A = bh$, dem Plattenabstand l sowie der Dielektrizitätskonstanten $\eta = 0.38 \cdot 10^{-9} \text{ F/m}$ ergibt sich zu [73]:

$$C = \eta \frac{A}{l}. \quad (6.16)$$

¹Bei externen EOMs wird dies durch ein kleines optisches Fenster in der Kondensatorplatte erreicht, die Apertur kann aber nur klein sein, um die Homogenität des elektrischen Feldes nicht zu stören.

Für den eingesetzten Kristall von $3\text{ mm} \cdot 3\text{ mm} \cdot 4\text{ mm}$ beträgt die Kapazität $C = 1.5\text{ pF}$. Wird der Wechselstromwiderstand des Kondensators $R_C(\omega) = 1/\omega C$ kleiner als der Innenwiderstand R_i der Hochspannungsquelle, so fällt die komplette Spannung am Innenwiderstand ab. Für die somit erreichbare elektronische Grenzfrequenz ν_{el} bzw. deren Kreisfrequenz ω gilt somit:

$$\nu_{\text{el}} \approx \frac{1}{2\pi R_i C} \quad (6.17)$$

Für einen Innenwiderstand von $50\ \Omega$ liegt die Grenzfrequenz bei 2.1 GHz . Durch spezielle Resonanzschwingkreise kann die Grenzfrequenz noch erhöht werden, bis sie durch die Wechselwirkungszeit der Strahlung mit dem elektrischen Wechselfeld im Kristall beschränkt wird. In diesem Fall ist die Periodendauer $T = 1/\nu$ der Ansteuerwechselspannung kleiner als die Verweildauer $\tau = nl/c$ des Lichtes im Kristall. Diese physikalisch bedingte Grenzfrequenz

$$\nu_{\text{phys}} \approx \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{c}{2\pi nl} \quad (6.18)$$

beträgt bei dem verwendeten Kristall 5.5 GHz .

Diese theoretischen Abschätzungen für die maximale Modulationsfrequenz belegen das Potential der elektro-optischen Abstimmung, deren Abstimmgeschwindigkeiten um Größenordnungen über den Abstimmgeschwindigkeiten von mechanischen Verstellelementen und Piezoaktoren ($\sim\text{ kHz}$) liegen und zudem keiner Erwärmung oder Verschleiß unterliegen. In den meisten praktischen Anwendungen ist die maximale Modulationsfrequenz zwar durch die Bandbreite der Signalquelle auf Werte beschränkt, die unterhalb der theoretisch erreichbaren Grenzfrequenz liegen, jedoch liegen die Modulationsfrequenzen über denen von mechanischen Systemen.

Aufbau und Ergebnisse

Für die Ausführung des resonatorinternen elektro-optischen Modulators müssen alle Laserparameter sorgsam aufeinander abgestimmt werden. Die Frequenzabstimmung über den linearen transversalen elektro-optischen Effekt skaliert mit dem Verhältnis l/L_{opt} . Die Länge l muß somit maximiert werden, jedoch muß innerhalb des Resonator ein ausreichender Sicherheitsabstand zur Vermeidung von elektrischen Überschlügen zwischen Kristall und anderen optischen Komponenten eingehalten werden, was in einer Vergrößerung von L_{opt} resultiert. Wird l und L_{opt} um den gleichen Betrag erhöht, so verbessert sich zwar das Verhältnis von l zu L_{opt} , jedoch wird auch der freie Spektralbereich $\Delta\nu$ des Resonators gemäß (6.14) kleiner. Hiermit reduziert sich der mögliche elektro-optische Abstimmbereich, da die Laserfrequenz ohne Modensprung idealerweise zwischen $\nu - \frac{1}{2}\Delta\nu$ und $\nu + \frac{1}{2}\Delta\nu$ verschoben werden soll.

Der experimentelle Aufbau ist in Abb. 6.3 dargestellt. Er basiert auf dem in Kapitel 4 beschriebenen Littman-Aufbau. Zur Optimierung der elektro-optischen Abstimmung wurden demgegenüber einige Parameter verändert. Die effektive optische Länge des Resonators wurde auf $L_{\text{opt}} = 39.9\text{ mm}$

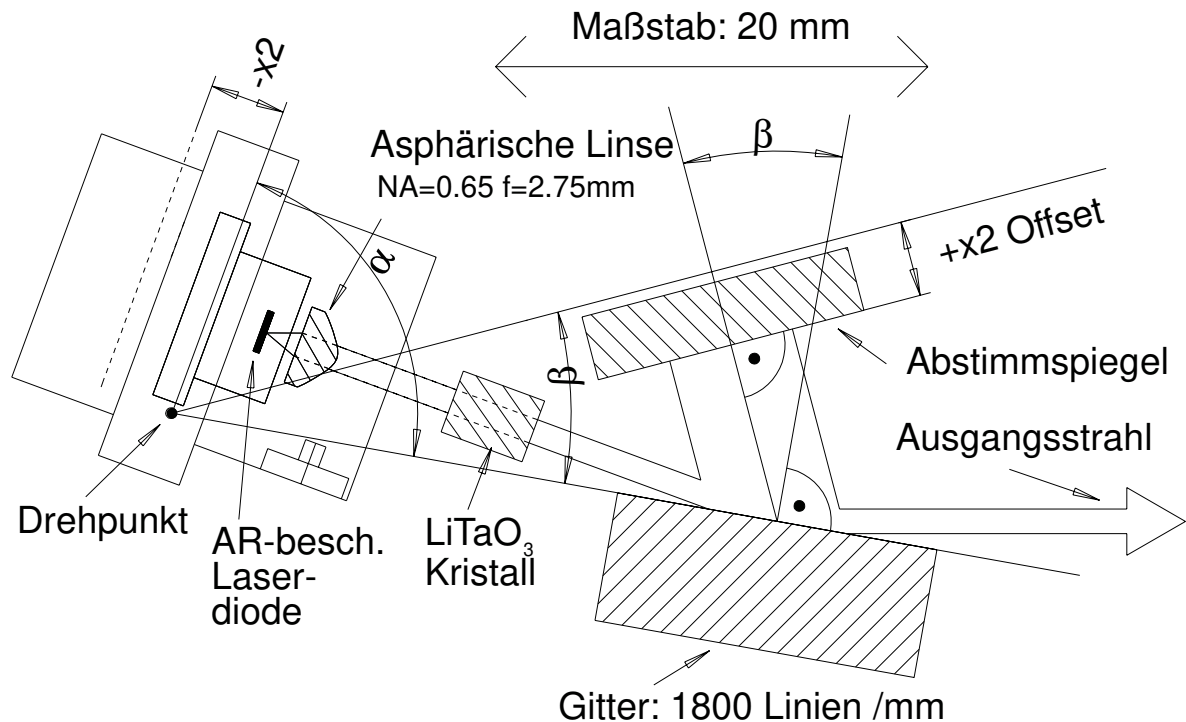


Abbildung 6.3: Schema eines External-Cavity Lasers mit integriertem elektro-optischen Kristall. Um innerhalb des Resonators Raum für den Kristall zu schaffen, werden Abstimmspiegel und Laserdiode gemäß (2.13) parallelverschoben.

reduziert. Das Gitter hat eine Basislänge von 15 mm. Durch Verwendung einer kurzbrennweitigen asphärischen Linse mit einer Brennweite von $f = 2.75$ mm und numerischen Apertur von 0.65 zur Kollimierung wird der Strahldurchmesser der Apertur des elektro-optischen Kristalls von 3 mm angepaßt. Der freie Spektralbereich des verkürzten Aufbaus beträgt 3.75 GHz. Die Laserfrequenz kann somit idealerweise um ± 1.875 GHz elektro-optisch verschoben werden, bevor der Laser von der Mode q auf die benachbarte Mode $q \pm 1$ springt. Laserdiode und Abstimmspiegel wurden gemäß Gl. (2.13) antiparallel verschoben, damit zwischen Laserdiode und Gitter ausreichend Raum für den Kristall entsteht. Die Wechselwirkungslänge des Kristalls mit dem Laserstrahl beträgt 4 mm, die optische Achse liegt in der 3×3 mm² großen Fläche und ist parallel zur Kante ausgerichtet. Das elektrische Feld wird senkrecht zum Strahl in der Papierebene aus Abb. 6.3 angelegt. Die Elektroden sind dabei den Kristallfläche angepaßt und werden durch 2 kupferkaschierte Epoxidleiterplatten gebildet, die gleichzeitig eine Schutzisolierung für die übrigen Komponenten darstellen. Die Strahleintritts- und Austrittsseite des Kristalls ist mit einer breitbandigen antireflex-Beschichtung vergütet, die Reflektivität beträgt 0.12% bei einer Wellenlänge von 780 nm. Die Polarisation des Lasers liegt in der Papierebene, somit wird der transversale elektro-optische Effekt mit dem größten Koeffizienten r_{33} ausgenutzt. Für die Frequenzverschiebung folgt

aus (6.15) und (6.13):

$$\Delta\nu(U) = \nu_0 \frac{-2l}{L_{\text{opt}}} \Delta n_e = -\nu_0 \frac{l}{L_{\text{opt}}} n_e^3 r_{33} \frac{U}{b}. \quad (6.19)$$

Vor dem Einbau des nichtlinearen Kristalls in den Laserresonator konnte der Lasers modensprungfrei über 20 nm abgestimmt werden. Die Abstimmkurve ist in Abb. 6.4 dargestellt. Durch den Ein-

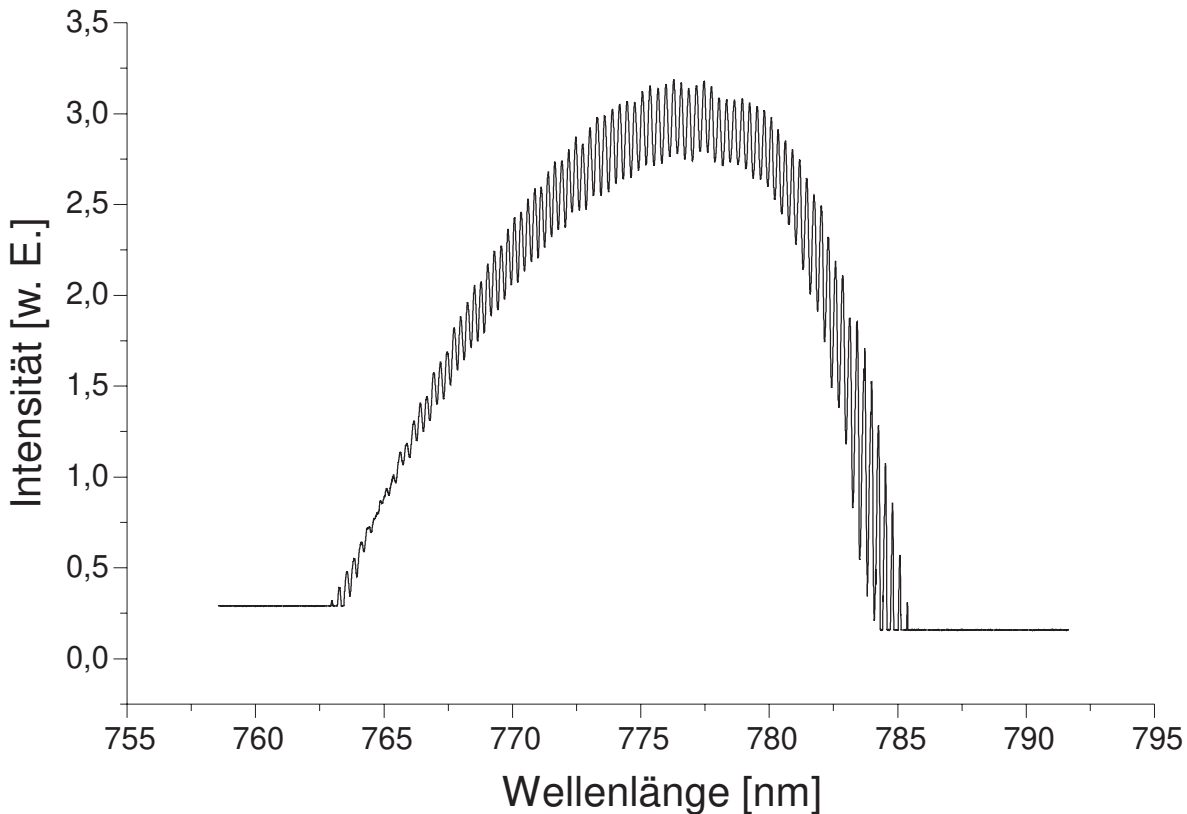


Abbildung 6.4: Modensprungfreie Abstimmkurve des kurzen Resonators ohne elektro-optischen Kristall.

bau des Kristall in den Resonator steigt die Laserschwelle geringfügig an. Dies kann eine Folge der Streu- und Absorptionsverluste des LiTaO_3 Kristalls sein. Der maximale modensprungfreie Abstimmbereich mit elektro-optischen Kristall betrug 4 nm in der Nähe der Zentralwellenlänge bei 780 nm. In den Randbereichen des Verstärkungsprofils treten verstärkt Modensprünge auf, die jedoch nicht äquidistant verteilt sind wie beim einfachen Littman-Laser (Kapitel 4.1), wenn der Drehpunkt dejustiert ist. Die genaue Ursache für die Zunahme der Modensprünge in den Flanken des Verstärkungsprofils ist bisher nicht bekannt. In Abb. 6.5 ist ein Teilbereich des kontinuierlichen Abstimmintervalls dargestellt. Der Verlauf der Ausgangsleistungskurve ist mit Kristall stärker moduliert als ohne Kristall. Die Ursache dafür liegt in den optischen Resonanzen zwischen den entspiegelten Kristalloberflächen mit der Oberflächenfacetten der Laserdiode. Drei unterschiedliche Effekte treten dabei auf:

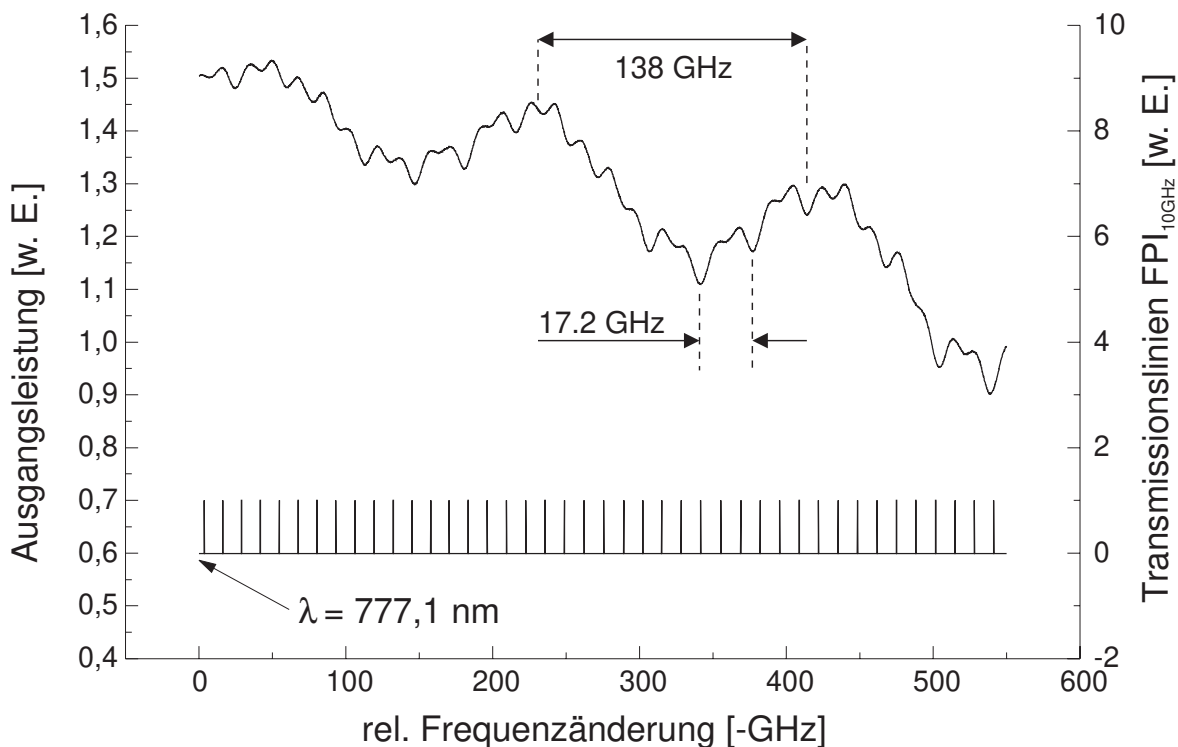


Abbildung 6.5: Ausgangsleistung des Lasersystems in Abhängigkeit der Laserfrequenz (obere Kurve) sowie die Transmissionlinien des Marker Fabry-Perot Étalons (untere Kurve). Der freie Spektralbereich des Étalons beträgt 10 GHz.

- Die Resonanzen der Laserdiode, die durch Vielfachreflektionen zwischen der Rückseite der Laserdiode ($R \sim 31\%$) und der resonatorinternen Vorderseite ($R \approx 1 \cdot 10^{-4}$) gebildet wird, führen zu einer Modulierung der Ausgangsleistung mit einer Periodenlänge von 138 GHz. Diese Modulation ist typisch für einen External-Cavity Laser. Anhang A beschreibt die Transmission- und Reflektionskoeffizienten für Fabry-Perot Étalons mit unterschiedlichen Spiegelreflektivitäten.
- Durch Vielfachreflektionen zwischen Kristall-Vorderseite und -Rückseite ($R = 1.2 \cdot 10^{-3}$) wird die Ausgangsleistung mit einer Periodenlänge von etwa 17 GHz moduliert.
- Der 3. Effekt ist auf Vielfachreflektionen zwischen Laserdiodenfacette und Kristalloberfläche zurückzuführen. Die Reflektionskoeffizienten sind kleiner als im Fall 2, jedoch wird in die Laserdiode reflektiertes Licht erneut verstärkt. Die Periodenlänge dieser Resonanz liegt bei ca. 7.8 GHz.

Diese 3 Effekte führen zu den in Abb. 6.5 dargestellten Verlauf der Ausgangsleistung. Zwischen Effekt 2 und 3 tritt ein Schwebungssignal auf, das den modulierten Verlauf der Amplitude der kurzen Modulation aus Abb. 6.5 erklärt. Die Eichmarken im unteren Teil der Abbildung wurden

mit einem Fabry-Perot Étalon mit einem freien Spektralbereich von 10 GHz und einer Finesse von 160 erzeugt. Die Modensprungfreiheit der Abstimmung kann sowohl der äquidistanten Lage der Eichmarken als auch dem stetigen Verlauf der Ausgangsleistungskurve entnommen werden.

Mittels eines programmierbaren Funktionsgenerators und nachgeschaltetem Hochspannungsverstärker (Linear Amplifier LA 10A, Vero Electronics Ltd.) mit einem Verstärkungsfaktor von 1000 bei einer maximalen Ausgangsspannung von 1.5 kV wird die am Kristall anliegende Spannung moduliert. Bei einem sinusförmigen Verlauf der Spannung mit einer Amplitude von 1.5 kV wurde ein maximaler Abstimmbereich von 1.5 GHz bei einer Wiederholrate von 20 kHz erreicht. Höhere Wiederholraten bei maximaler Amplitude wurden durch die Bandbreite des eingesetzten Verstärkers begrenzt. In Abb. 6.6 ist eine Frequenzabstimmung über 1.5 GHz mit einer Wieder-

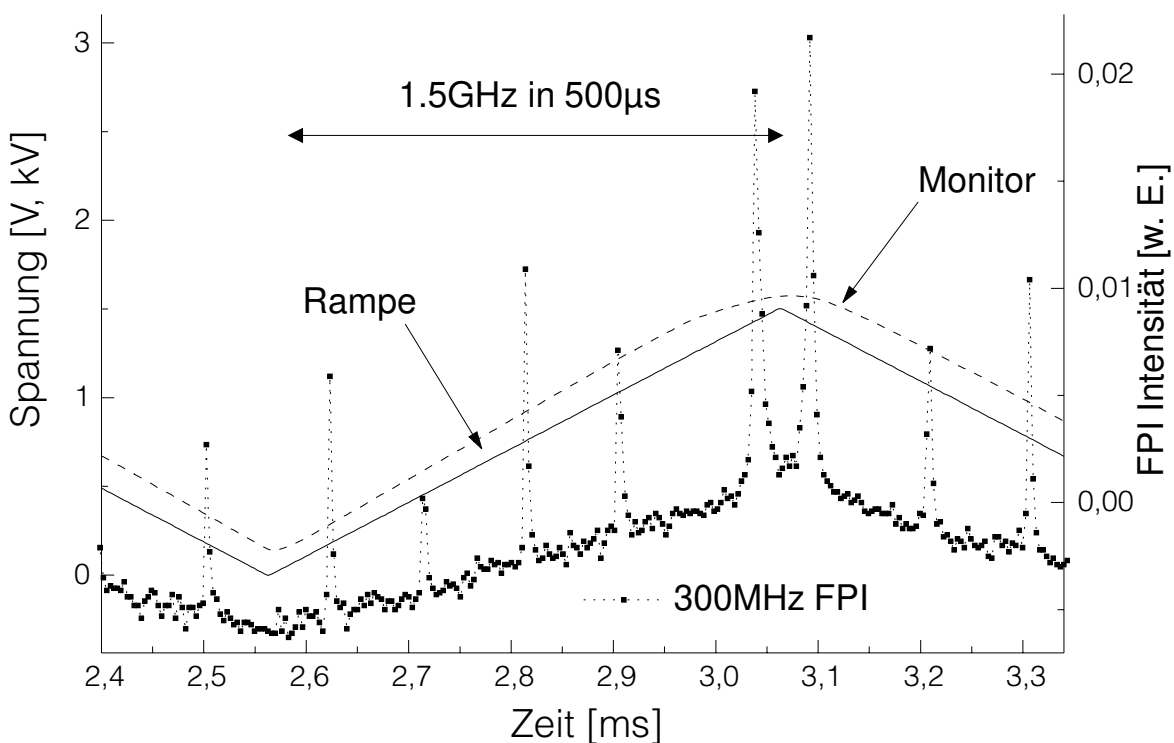


Abbildung 6.6: Hochfrequente Modulation eines External-Cavity Laser mit integriertem elektro-optischen Kristall. Die durchgezogene Linie zeigt den Verlauf der Modulationsrampe. Die gestrichelte Linie stellt das verstärkte Hochspannungssignal dar. Die gepunktete Kurve zeigt die Transmissionslinien eines Fabry-Perot Étalons mit 300 MHz freien Spektralbereich.

holffrequenz von 1 kHz dargestellt. Die unterschiedliche Höhe der Transmissionslinien des Étalons werden durch die zu kleine Abtastrate der Meßdatenerfassung verursacht. Breitbandige Verstärker, die höhere Wiederholraten zulassen, standen für die Messungen nicht zur Verfügung.

In diesem Abschnitt wurde die erstmalige experimentelle Umsetzung eines kontinuierlich abstimmbaren Diodenlasers mit externem Resonator mit integrierten elektro-optischen Modulator

beschrieben. Dazu wurde die theoretische Beschreibung des linearen elektro-optischen Effektes sowie die erstmalige Realisierung innerhalb eines kontinuierlich abstimmbaren External-Cavity Lasers dargestellt. Für die Frequenzmodulation wurde ein LiTaO_3 Kristall unter Ausnutzung des elektro-optischen Effekts in transversaler Geometrie eingesetzt. Mit diesem System wurde eine Abstimmung über 1.5GHz bei einer Wiederholfrequenz von mehr als 20kHz demonstriert. Durch speziell für elektro-optische Modulatoren geeignete Ansteuergeräte höherer Bandbreite sollte die Wiederholfrequenz bis in den Gigahertz-Bereich steigerbar sein.

Kapitel 7

Spektroskopische Anwendungen

Zur weiteren Qualifizierung der Diodenlasersysteme wurden spektroskopische Messungen an Molekülen und Atomen in den verschiedenen Wellenlängenbereichen durchgeführt. Dazu wurden Methoden der hochauflösenden Spektroskopie, einfacher Absorptionsspektroskopie und der Frequenzmodulationsspektroskopie angewandt. Bevor die spektroskopischen Messungen dargestellt werden, erfolgt eine kurze Beschreibung der einzelnen Verfahren.

7.1 Eingesetzte Methoden der Spektroskopie

7.1.1 Einfache Absorptionsspektroskopie

Die eigentliche Meßgröße in einem Absorptionsexperiment ist in der Regel die spektrale Transmission $T(\omega)$, da es nur mit wenigen Methoden gelingt, die spektrale Absorption $A(\omega)$ direkt zu bestimmen [58]. Wird in ein zu untersuchendes Medium die optische Leistung $I_0(\omega)$ eingestrahlt und durch das Medium auf $I(\omega)$ abgeschwächt so gilt für die spektrale Transmission und Absorption unter Vernachlässigung von Streuung und Verstärkung:

$$T(\omega) = \frac{I(\omega)}{I_0(\omega)}, \quad A(\omega) = \frac{I_0(\omega) - I(\omega)}{I_0(\omega)} \quad \text{und} \quad A(\omega) = 1 - T(\omega). \quad (7.1)$$

Werden nichtlineare Effekte vernachlässigt und liegt monochromatische Strahlung vor (d. h. Laserlinienbreite klein gegen die spektrale Breite der Absorption) so wird der Verlauf der Intensität durch das Lambert Beer'sche Gesetz

$$I_T(\omega) = I_0(\omega) \cdot \exp \left[- \int_{z_1}^{z_2} \alpha(\omega, z) dz \right] = I_0(\omega) \cdot e^{-\alpha(\omega)z} \quad (7.2)$$

beschrieben. z stellt dabei die Wechselwirkungslänge der optischen Strahlung mit dem homogen absorbierenden Medium dar, und $\alpha(\omega)$ ist dessen linearer Absorptionskoeffizient. Für die spek-

trale Transmission und Absorption gilt somit:

$$T(\omega) = e^{-\alpha(\omega)z} \simeq 1 - \alpha(\omega)z \implies A(\omega) = 1 - T(\omega) \simeq \alpha(\omega)z. \quad (7.3)$$

Die Stärke der Absorption ist somit für optisch dünne Medien oder schwache Absorptionskoeffizienten proportional dem Produkt aus Länge des Absorptionsweges und Absorptionskoeffizient.

Bei einem typischen Experiment zur Absorptionsspektroskopie wird der abstimmbare Laser in 2 gleichintensive Teilstrahlen aufgespalten. Ein Teilstrahl passiert das absorbierende Medium, welches sich zur Erhöhung der Absorptionslänge vorzugsweise in einer Vielfachreflexionszelle befindet, und die transmittierte Intensität wird (mittels einer Photodiode) gemessen. Die Intensität des 2. Teilstrahls dient zur Normierung des Transmissionssignals durch Differenz- oder Quotientenbildung. Findet keine lineare Frequenzabstimmung wie bei den eingesetzten External-Cavity Lasern statt, müssen Frequenzmarken simultan zur Absorptionsmessung erzeugt werden.

Mit dieser Methode wurden die relativen Absorptionen von Jod, Sauerstoff und Wasser untersucht. Für schwächere Absorptionen, wie die von Kohlendioxid im Spektralbereich bei $1.55\mu\text{m}$, ist die Methode der Frequenzmodulationsspektroskopie vorzuziehen.

7.1.2 Frequenzmodulationsspektroskopie

Bei dieser Technik wird die Laserfrequenz ω_L periodisch moduliert. Für eine sinusförmige Modulation der Laserfrequenz

$$\omega_L(t) = \omega_0 + a \sin \Omega t \quad (7.4)$$

kann die transmittierte Strahlungsintensität in eine Taylorreihe mit verschiedenen Frequenzkomponenten entwickelt werden [19].

$$I_T(\omega_L) = I_T(\omega_0) + \sum_n \frac{a^n}{n!} \sin^n \Omega t \left(\frac{d^n I_T(\omega)}{d\omega^n} \right)_{\omega=\omega_0}. \quad (7.5)$$

Falls die Ausgangsleistung des Lasers unabhängig von der Frequenz ist und $\alpha z \ll 1$ gilt, erhält man aus (7.2) und (7.3):

$$\left(\frac{d^n I_T(\omega)}{d\omega^n} \right)_{\omega=\omega_0} = -I_0 z \left(\frac{d^n \alpha(\omega)}{d\omega^n} \right)_{\omega=\omega_0}. \quad (7.6)$$

Für kleine Modulationsamplituden $a/\omega_0 \ll 1$ läßt sich damit die transmittierte Intensität schreiben als:

$$I_T(\omega_L) = I_T(\omega_0) - I_0 a z \left\{ \frac{a}{4} \frac{d^2 \alpha(\omega)}{d\omega^2} + \frac{d\alpha(\omega)}{d\omega} \sin(\Omega t) - \frac{a}{4} \frac{d^2 \alpha(\omega)}{d\omega^2} \cos(2\Omega t) - \frac{a^2}{24} \frac{d^3 \alpha(\omega)}{d\omega^3} \sin(3\Omega t) + \dots \right\}_{\omega=\omega_0} \quad (7.7)$$

Diese Intensität wird mit Hilfe eines Lock-In-Verstärkers gemessen, der auf die Frequenz $n\Omega$ eingestellt ist. Stimmt man die Laserfrequenz ω_0 nun langsam gegen die Modulationsfrequenz durch, so ergibt sich am Ausgang des phasenempfindlichen Verstärkers ein Signal:

$$S(n\Omega) \sim I_0 z a^n \frac{d^n \alpha(\omega)}{d\omega^n}. \quad (7.8)$$

Man mißt also bis auf konstante Faktoren die n-te Ableitung des Absorptionskoeffizienten.

Der Vorteil der Frequenz-Modulationsspektroskopie liegt in der phasenempfindlichen Detektion. Dadurch wird lediglich ein schmales Frequenzintervall um die Modulationsfrequenz verstärkt und der Rauschanteil des Signals wesentlich reduziert, zumal die Messung bei höheren Frequenzen mit geringeren $1/f$ Rauschen stattfindet.

Neben molekularen Absorptionen, die eine Druckverbreiterung von mehreren Gigahertz aufweisen, wurde auch die Eignung der External-Cavity Laser für spektral sehr schmale Strukturen untersucht. Dazu wurde dopplerfreie Sättigungsspektroskopie am Rubidium durchgeführt.

7.1.3 Sättigungsspektroskopie

Sättigungsspektroskopie beruht auf der selektiven Sättigung eines inhomogen verbreiterten Übergangs durch optisches Pumpen und stellt somit ein nichtlineares spektroskopisches Verfahren dar. Einen Versuchsaufbau für Sättigungsspektroskopie zeigt die Abb. 7.1. Der Laserstrahl wird in

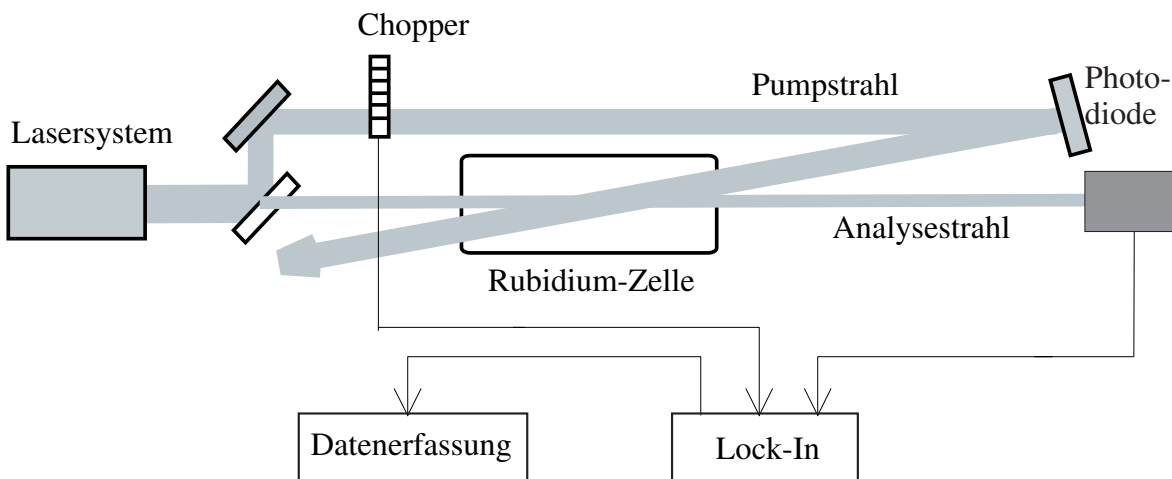


Abbildung 7.1: Experimenteller Aufbau zur Sättigungsspektroskopie am Rubidium.

einen Pump- und einen schwächeren Analysestrahl aufgespalten, die fast kollinear die Meßzelle durchlaufen. Der Pumpstrahl wird mit einem Zerkhacker periodisch unterbrochen. Die transmittierte Leistung des Analysestrahls wird mit einer Photodiode gemessen. Das Signal der Photodiode

wird über einen Lock-In Verstärker phasenempfindlich nachgewiesen. Die Atome in der Meßzelle haben eine Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung. Im Bezugssystem der Atome hängt die Laserfrequenz von deren Geschwindigkeit in Strahlrichtung v_z ab. Die dopplerverschobene Laserfrequenz ist: $\omega' = \omega - v_z k_z$, mit der z-Komponente des Wellenvektors \vec{k} des Laserstrahls. Betrachtet man ein Zweiniveausystem der Atome in der Zelle mit der Übergangsfrequenz ω_0 , so tragen Atome mit der Geschwindigkeitsklasse $v_z = (\omega_0 - \omega) / k_z$ zur Absorption des Pumpstrahls und Atome mit der Geschwindigkeitsklasse $v_z = -(\omega_0 - \omega) / k_z$ zur Absorption des Analysestrahls bei. Bei Gleichheit der Laserfrequenz mit der Übergangsfrequenz ($\omega = \omega_0$) tragen Atome derselben Geschwindigkeitsklasse ($v_z = 0$) zur Absorption beider Strahlen bei. In diesem Fall wird durch die periodische Unterbrechung des Pumpstrahls die Transmission des Analysestrahls moduliert. Eine phasenempfindliche Detektion des Analysestrahls liefert eine dopplerfreie Linie. Bei der Detektion mehrerer Spektrallinien, die ein gemeinsames unteres oder oberes Niveau haben und deren Frequenzabstand kleiner ist als die Dopplerbreite, treten im Spektrum sogenannte cross-over Resonanzen auf, die in der Mitte zwischen je zwei Linien liegen [19, 74].

7.2 Spektroskopische Untersuchungen

7.2.1 Sättigungs-Spektroskopie an Rubidium

Die Übergangswellenlänge der D₂-Spektrallinie des Rubidiums liegt bei einer Wellenlänge von 780 nm [75]. Sie resultiert aus dem Übergang zwischen dem Grundzustand 5S_{1/2} und dem Zustand 5P_{3/2}. In der Natur liegt Rubidium zu 72% als Isotop ⁸⁵Rb und zu 28% als ⁸⁷Rb vor, mit einer Isotopieverschiebung von 1.0 bzw. 2.5 GHz. Die nichtverschwindenden Kernspins der beiden Isotope führen zu einer Hyperfeinstrukturaufspaltung der Zustände. Der Kernspin **I** koppelt mit dem Drehimpuls der Hülle **J** zum Gesamtdrehimpuls: $\mathbf{F} = \mathbf{I} + \mathbf{J}$. Dabei kann die Quantenzahl des Gesamtdrehimpulses F die Werte annehmen: $F = |I + J|, |I + J - 1|, \dots, |I - J|$, mit den Quantenzahlen für den Kernspin I und für den Gesamtdrehimpuls der Elektronen J . Für optische Übergänge gilt die Auswahlregel: $F = 0, 1$. Der Kernspin für ⁸⁵Rb ist 5/2 und für ⁸⁷Rb 3/2. Die daraus resultierenden Hyperfeinstrukturaufspaltungen der Niveaus 5S_{1/2} und 5P_{3/2} für beide Rubidiumisotope und die erlaubten Übergänge sind in Abb. 7.2 dargestellt. Der Grundzustand 5S_{1/2} spaltet in zwei Niveaus auf mit $F = 2, 3$ für ⁸⁵Rb und mit $F = 1, 2$ für ⁸⁷Rb. Der Zustand 5P_{3/2} spaltet in je vier Niveaus auf mit $F = 1, 2, 3, 4$ für ⁸⁵Rb und mit $F = 0, 1, 2, 3$ für ⁸⁷Rb. Die Frequenzabstände zwischen benachbarten Hyperfeinniveaus des Grundzustandes betragen 3036 bzw. 6834 MHz und die des angeregten Zustandes liegen im Bereich von 29 bis 267 MHz [74]. Die Halbwertsbreite der dopplerverbreiterten Spektrallinien beträgt bei 20 °C etwa 500 MHz [76]. Die komplette Hyperfeinstruktur kann daher mit der linearen Absorptionsspektroskopie nicht aufge-

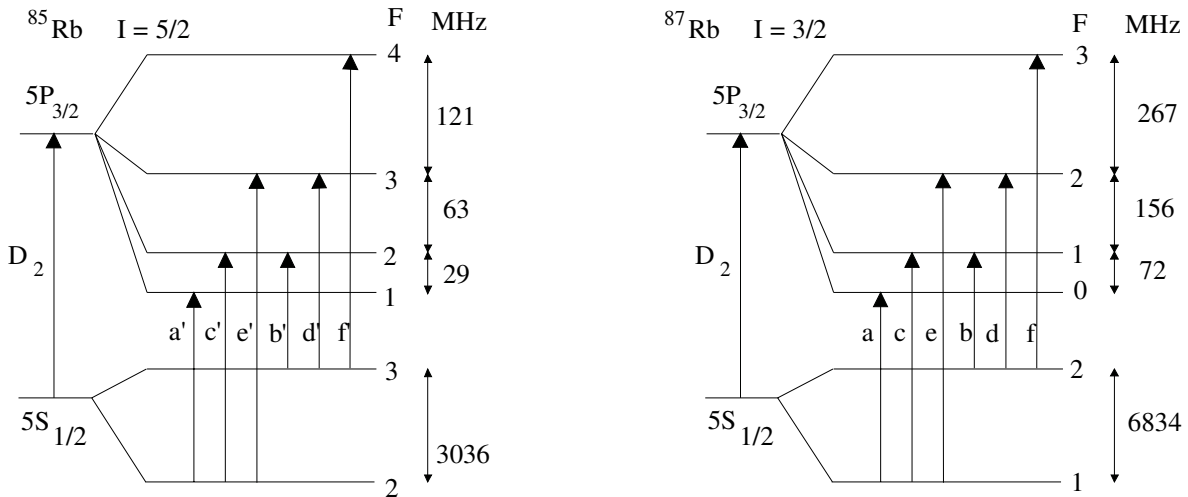


Abbildung 7.2: Hyperfeinstrukturaufspaltung der Niveaus $5S_{1/2}$ und $5P_{3/2}$ für ^{85}Rb und ^{87}Rb mit den erlaubten Übergängen.

löst werden, einzig eine Trennung der 3 bzw. 6.8GHz breiten Aufspaltung der Grundzustände ist möglich, wie Abb. 7.3 zeigt. Um alle Hyperfeinstrukturkomponenten aufzulösen, wurde das

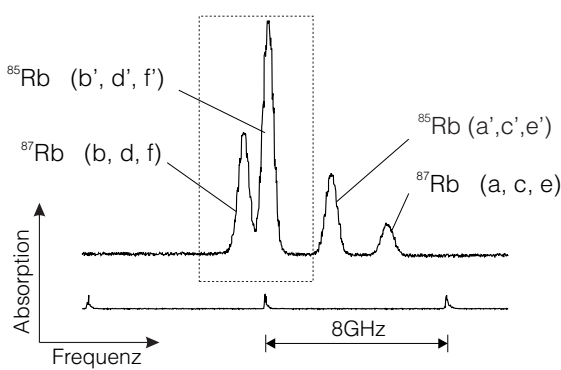


Abbildung 7.3: Dopplerverbreitertes Absorptionsspektrum der D_2 -Linie des Rubidium.

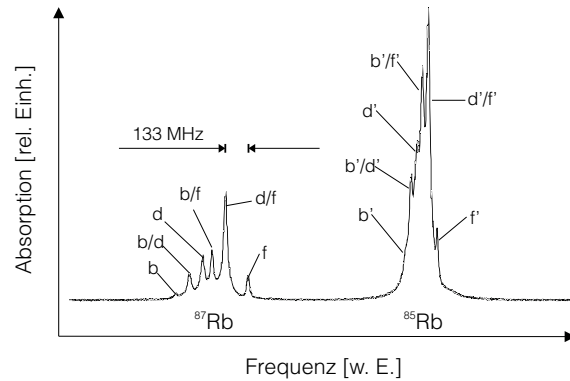


Abbildung 7.4: Hyperfeinstrukturkomponenten der D_2 -Linie der Rubidiumisotope ^{87}Rb : $5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}, F = 1, 2, 3 (b, d, f)$ und ^{85}Rb : $5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}, F = 2, 3, 4 (b', d', f')$ mit den cross-over Resonanzen $b/d, d/f$ usw.

Verfahren der Sättigungsspektroskopie angewandt. Abb. 7.4 zeigt das Hyperfeinstrukturspektrum des Rubidium für den markierten Bereich aus Abb. 7.3 für eine 60mm lange Zelle mit gesättigten Rubidiumdampfdruck bei 20°C . Das gesamte Spektrum erstreckt sich über einen Bereich von ca. 7GHz. Die einzelnen Linien haben eine Breite von 1.2GHz und beinhalten je drei Hyperfeinstrukturkomponenten. Die cross-over Resonanzen sind an den doppelten Indices erkennbar. Die

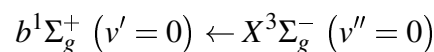
Breite der Linien beträgt etwa 20 MHz und ist durch die Druckverbreiterung bestimmt [77].

Die gute Auflösung aller Hyperfeinstrukturkomponenten belegt das gleichmäßige Abstimmverhalten des External-Cavity Lasers durch den Gleichstrommotor samt Drehtisch auch im 10 Megahertzbereich.

7.2.2 Absorptionsspektroskopie an Sauerstoff in Luft

Molekularer Sauerstoff ist ein Hauptbestandteil der meisten tierischen und pflanzlichen Stoffwechselfvorgänge sowie das Oxidationsmittel fast aller Verbrennungsprozesse auf der Erde. Für medizinische Untersuchungen sowie für die Kontrolle und Optimierung von Verbrennungsprozessen ist eine schnelle orts aufgelöste Sauerstoffkonzentrationsmessung wünschenswert [58].

Im Wellenlängenbereich um 760 nm liegt ein spinverbotener magnetischer Übergang des Sauerstoffmoleküls. Es handelt sich dabei um die A-Bande mit einem Übergang zwischen dem elektronischen Grundzustand X und der Schwingungsquantenzahl $v'' = 0$ und dem angeregten Zustand b mit $v' = 0$ [79, 80]. Dabei wird auf die Nomenklatur zurückgegriffen, daß der angeregte Zustand mit ' und der Grundzustand mit '' bei der Quantenzahl gekennzeichnet wird. Die vollständige Bezeichnung des Übergangs ist:



Hierbei werden folgende Bezeichnungen zur Charakterisierung der Zustände verwendet:

- Σ Projektion des Gesamtbahndrehimpulses auf die Kernverbindungsachse,
 $\Lambda = 0 \rightarrow \Sigma, \Lambda = 1 \rightarrow \Pi$.
- 1, 3 Multiplizität $2S + 1$ des elektronischen Gesamtspins S , hier $S = 0$ bzw. $S = 1$.
- g Wellenfunktion geht bei Punktspiegelung um den Molekülmittelpunkt in sich selbst über. Die Po-
- $+, -$ Bei der Spiegelung der Wellenfunktion an einer Ebene, die durch beide Kerne verläuft, geht die Funktion in sich selbst (+) bzw. in ihr Negatives (-) über.
- v Schwingungsquantenzahl des Moleküls.

tentialkurven der beiden Zustände sind in Abb. 7.5 dargestellt. Der energetische Abstand der Niveaus im Schwingungsgrundzustand beträgt 13121 cm^{-1} , das entspricht einer Wellenlänge von 762,14 nm [78]. Das Molekül kann unterschiedliche Rotationsenergien annehmen, die zu einer Aufspaltung der Niveaus führen. Der Bahndrehimpuls, der mit der Quantenzahl N bezeichnet wird, koppelt mit dem Elektronenspin S zum Gesamtdrehimpuls J . Der Elektronenspin des angeregten Zustands b des O_2 Moleküls ist null, so daß hier der Gesamtdrehimpuls dem Bahndrehimpuls entspricht: $J' = N'$, wobei N' aus Symmetriegründen nur gerade Werte annehmen kann. Da der Grundzustand X den Spin eins hat, kann der Gesamtdrehimpuls die Werte $J'' =$

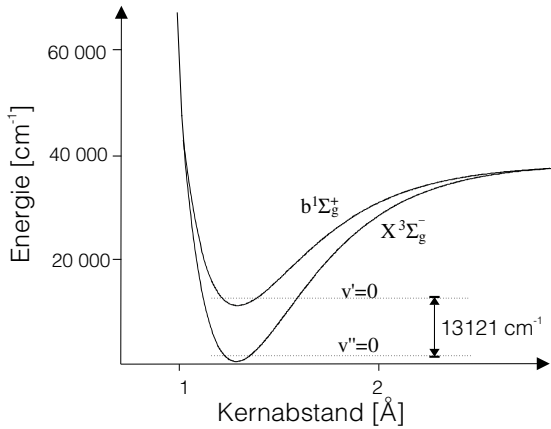


Abbildung 7.5: Potentialkurven der Zustände $X^3\Sigma_g^-$ und $b^1\Sigma_g^+$ von O_2 .

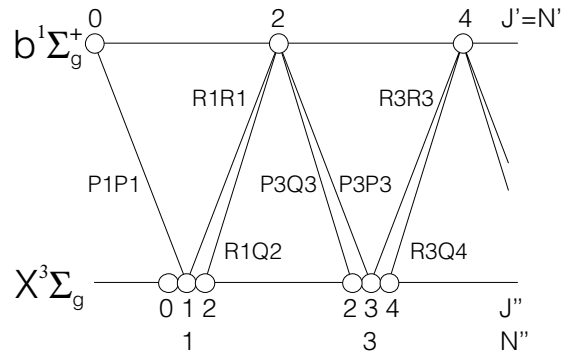


Abbildung 7.6: Veranschaulichung der Auswahlregeln für die Rotationsübergänge.

$N'' - 1, N'', N'' + 1$ annehmen mit geraden N'' . Auswahlregeln und Symmetriebetrachtungen lassen vier Typen von Übergängen zu, die mit $\Delta N(N'')\Delta J(J'') = P(N)P(J = N)$, $P(N)Q(J = N - 1)$, $R(N)Q(J = N + 1)$ und $R(N)R(J = N)$ bezeichnet werden, wobei $\Delta N = N' - N''$ und $\Delta J = J' - J''$ ist. Die Bezeichnungen P, Q, R entsprechen den Übergängen $\Delta = -1, 0, +1$. In Abb. 7.6 sind die Auswahlregeln für die Übergänge zwischen den elektronischen Niveaus X und b mit unterschiedlichen Rotationsenergien am Beispiel der untersten Rotationsniveaus veranschaulicht. Die PP- und

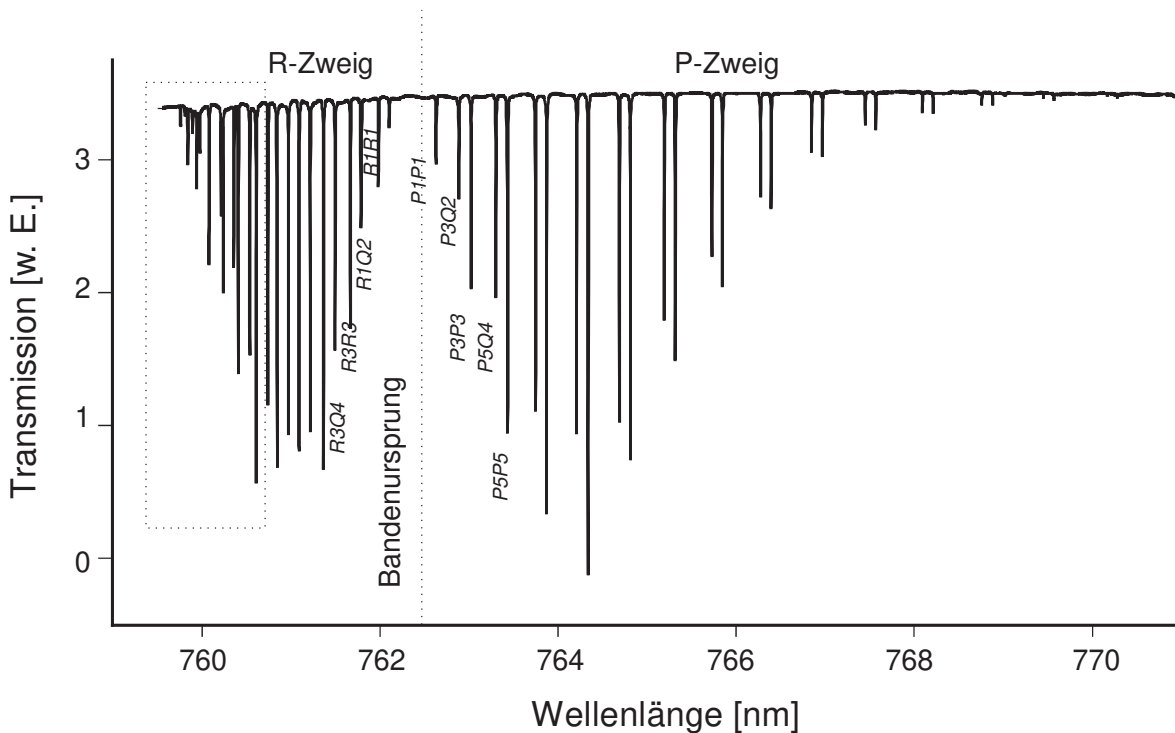


Abbildung 7.7: Absorptionsspektrum der A-Bande des Sauerstoffs.

PQ-Linien bilden den P-Zweig und die RQ- und RR-Linien den R-Zweig der Bande. Die Übergangsfrequenz, für die $J' = 0$ und $J'' = 0$ gilt, wird als Bandenursprung bezeichnet. Die A-Bande des Sauerstoffmoleküls $^{16}\text{O}^{16}\text{O}$ liegt im Wellenlängenbereich zwischen 759.35 und 775.25 nm, mit dem Bandenursprung bei 762.19 nm. Sie beinhaltet 91 Linien, deren Stärken bei 20°C zwischen $3.5 \cdot 10^{-29}$ und $7.7 \cdot 10^{-24} \text{cm}^{-1}/(\text{Mol} \cdot \text{cm}^{-2})$ liegen [81].

Für die Messung des Spektrums wurde einfache Absorptionsspektroskopie eingesetzt. Dabei wurde eine offene Vielfachreflexionszelle mit 40m optischer Weglänge eingesetzt, wie sie in Abb. 4.13 beschrieben ist. Die Messung wurde bei einer Raumtemperatur von 20°C und einem atmosphärischen Druck von 1 atm durchgeführt. Der Laser wurde innerhalb von 4min zwischen 759 und 771 nm im Einfrequenzbetrieb abgestimmt. Die Abb. 7.7 zeigt das in diesem Bereich aufgenommene Spektrum. Es konnten Linien mit einer minimalen Stärke von etwa $1 \cdot 10^{-25} \text{cm}^{-1}/(\text{Mol} \cdot \text{cm}^{-2})$ detektiert werden. Der P-Zweig des Spektrums beinhaltet 29 Linien, von $J'' = 1$ bis $J'' = 29$, (J'' nimmt nach rechts zu). Die Linien des P-Zweigs treten in Paaren mit gleichen N'' auf. Der R-Zweig beinhaltet 25 Linien, von $J'' = 1$ bis $J'' = 25$. Hier gehören

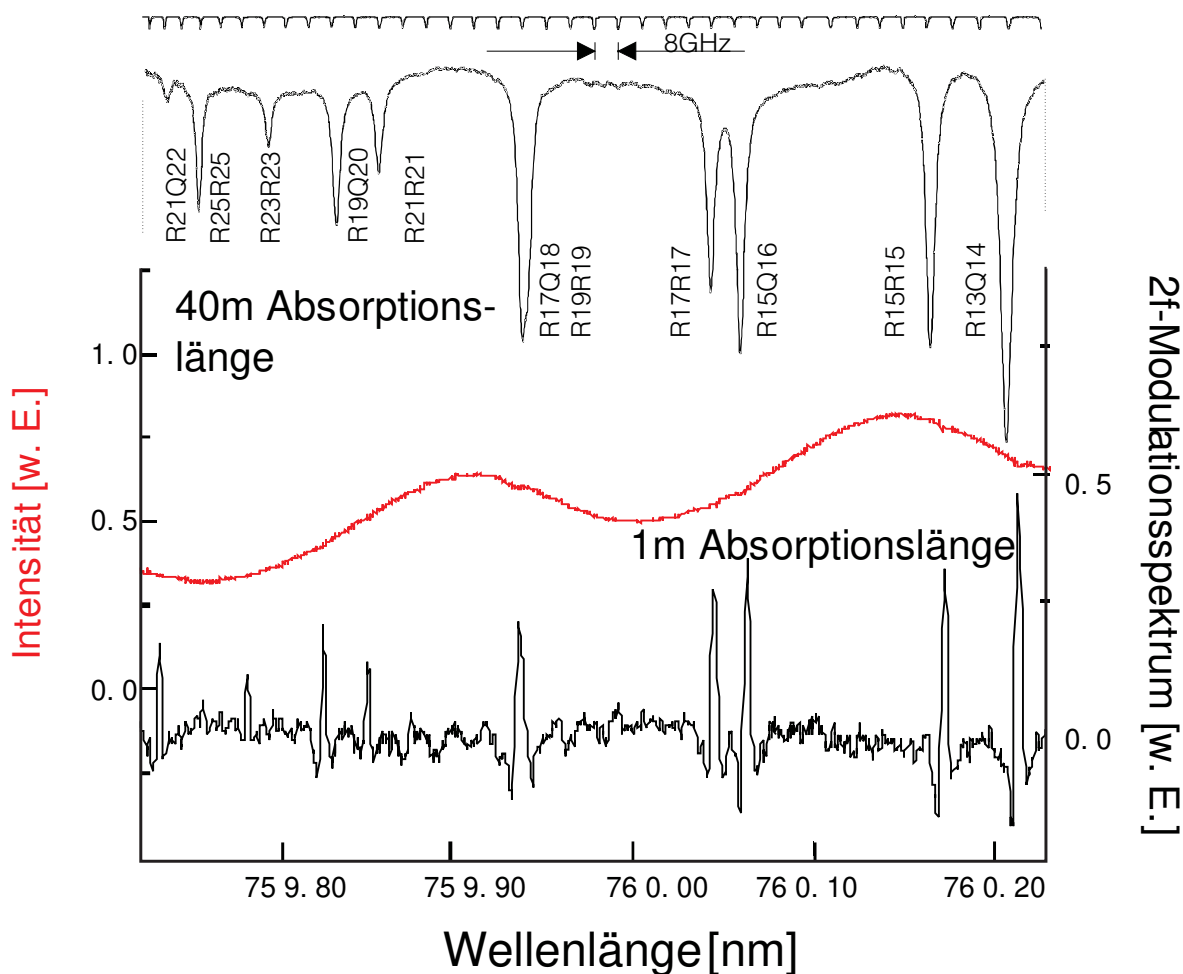


Abbildung 7.8: Linien des R-Zweigs von $J'' = 14$ bis 25.

ebenfalls zwei benachbarte Linien zum gleichen N'' , die Paarbildung im Spektrum ist jedoch nur bei den ersten vier Linien zu erkennen. In der P-Bande nimmt J'' vom Bandenursprung nach außen hin zu, so daß die Bezeichnung aller Linien eindeutig ist. In der R-Bande gilt dies nur bis $J'' = 17$ (R17R17). Die Zuordnung der Linien des R-Zweiges ab $J'' = 13$ zeigt die Abb. 7.8 (entspricht den eingerahmten Linien in Abb. 7.7). Die Breite der Linien, die durch die Druckverbreiterung bestimmt wird, beträgt 3 GHz. Die Linien R19R19 und R17Q18 können nicht aufgelöst werden, da deren Linienabstand 1.8 GHz beträgt [74]. Die beiden unter Graphen stellen die gleiche Messung mit einer auf 1 Meter reduzierten Absorptionslänge dar. Die obere Kurve zeigt den Verlauf der Abstimmkurve mit fast nicht zu erkennenden Absorptionen. Für die Messung der unteren Kurve wurde 2f-Modulationsspektroskopie eingesetzt (siehe Abschnitt 7.2.4. Diese Methode ist deutlich empfindlicher, jedoch konnten die A-Banden der Moleküleisotope $^{16}\text{O}^{18}\text{O}$ und $^{16}\text{O}^{17}\text{O}$ in diesem Wellenlängenbereich aufgrund ihrer geringen relativen Häufigkeit von 0,2% und 0,4% nicht detektiert werden.

7.2.3 Absorptionsspektroskopie an Wasser in Luft

Wasser ist ähnlich wie Sauerstoff an den meisten Verbrennungen als Prozeßgas beteiligt. Für Wasser gilt, daß es fast „überall in der Luft“ zu finden ist. Damit wird eine für die Molekülspektroskopie sehr wichtige Eigenschaft umschrieben. Die Potentiale der Atome im Molekül sind Morse-Potentiale und haben den typischen Verlauf aus Abb. 7.5. Das Potential ist anharmonisch, und die Energieeigenwerte sind nicht mehr ausschließlich die des harmonischen Oszillators. Der Schwingungszustand des Wassers kann durch seine 3 möglichen Normalschwingungen beschrieben werden. Die Eigenfrequenzen ν_1 , ν_2 und ν_3 mit den entsprechenden Wellenzahlen $\bar{\nu}_1 = 3657 \text{ cm}^{-1}$, $\bar{\nu}_2 = 1595 \text{ cm}^{-1}$ und $\bar{\nu}_3 = 3756 \text{ cm}^{-1}$ [23] sind in Abb. 7.9 dargestellt. Betrachtet

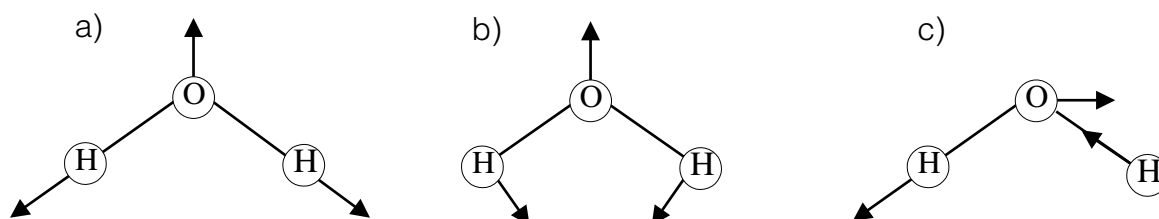


Abbildung 7.9: Normalschwingungen des H_2O -Moleküls.

man lediglich kleine Auslenkungen, so kann in guter Näherung vorausgesetzt werden, daß die drei unterschiedlichen Schwingungsformen voneinander entkoppelt sind. Der Schwingungszustand eines Wassermoleküls läßt sich dann durch Quantenzahlen (n_1, n_2, n_3) beschreiben, die die Anzahl der Quanten der Energie $E = h\nu_i$ mit $i = 1, 2, 3$ angeben. Die gesamte Vibrationsenergie des Wassermoleküls ist gegeben durch:

$$E_{\text{vib}} = \sum_{i=1}^3 h\nu_i \left(n_i + \frac{1}{2} \right) - x_e h\nu_i \left(n_i + \frac{1}{2} \right)^2 + y_e h\nu_i \left(n_i + \frac{1}{2} \right)^3 + \dots \quad (7.9)$$

Dabei sind die Anharmonizitätskonstanten x_e und y_e kleine Zahlen, und es gilt: $y_e \ll x_e \ll 1$. Durch die Anharmonizität des Potentials werden Übergänge mit höheren Frequenzen als die Normalschwingungen ν_i (Obertöne: z. B. $3\nu_2$) oder beliebige Linearkombinationen der Grundschnwingungen (Kombinationsschwingungen: z. B. $2\nu_2 + \nu_1$) möglich. Durch diese Oberton- und Kombinationsschwingungen weist Wasser praktisch überall Absorptionen auf, wobei der Absorptionskoeffizient mit zunehmender Ordnung an Kombinationsschwingungen und Obertönen typischerweise um eine Größenordnung kleiner wird.

Wasser stellt einen asymmetrischen Kreisel dar, alle Hauptträgheitsmomente sind voneinander verschieden. Die Rotationsenergie hängt damit von der Quantenzahl der Gesamtdrehimpulses \mathbf{J} und dessen Komponente k senkrecht zur Molekülebene ab, je nach \mathbf{J} und k -Wert tritt eine Aufspaltung der Vibrationsniveaus auf. Statt einer einzelnen Linie im Absorptionsspektrum kann

man daher einem Schwingungsübergang eine ganze Rotations-Schwingungsbande zuordnen. Die Rotations-Schwingungsbanden werden abhängig von ΔJ in verschiedene Zweige eingeteilt. Die Bezeichnung für P-, Q- und R-Zweig ist analog zum Sauerstoffmolekül.

Mit dem aufgebauten Diodenlasersystem wurden die Absorptionen der Wassermoleküle in der Luft im Bereich um 1475 nm bestimmt. Dazu wurde die Laserwellenlänge von 1457 nm bis 1496 nm modensprungfrei abgestimmt. Die Intensität wurde mit einer Germanium-Photodiode gemessen. Das Absorptionssignal über eine Meßstrecke von 5 m, das bei einer relativen Luftfeuchtigkeit von 26% registriert wurde, ist in Abb. 7.10 (a) auf Seite 87 dargestellt. Teil (b) zeigt die errechneten Werte der Hitran-Datenbank für H₂O in der Atmosphäre. Teil (c) zeigt eine um 2 Größenordnungen kleinere Kombinationsschwingung von Wasser bei 830 nm mit einer Absorptionslänge von 100 m sowie die entsprechenden Hitran Datenbankwerte (d). In dem dargestellten Spektralbereich bei 1.48 μm überlagern sich die Banden mehrerer Oberton- und Kombinationsschwingungen, die in der Tabelle 7.1 mit den zugehörigen Bandenstärken aufgelistet sind. Für die stärkste der gemessenen Absorptionen bei 1469.63 nm wird eine Linienstärke von

Tabelle 7.1: Rotations-Schwingungsbanden mit Absorptionen im Bereich von 1457 nm bis 1496 nm.

Bandenursprg. [nm]	oberes Vib.-Niveau	unteres Vib.-Niveau	λ_{\min} [nm]	λ_{\max} [nm]	Anzahl Linien	Bandenstärke [$\text{cm}^{-1}/\text{M} \cdot \text{cm}^{-2}$]
1630.250	040	000	1390.8	1693.8	215	$1.785 \cdot 10^{-23}$
1475.993	120	000	1329.4	1605.9	610	$3.047 \cdot 10^{-21}$
1455.284	021	000	1281.4	1611.6	930	$5.061 \cdot 10^{-20}$
1388.592	200	000	1259.4	1551.3	976	$4.579 \cdot 10^{-20}$
1379.346	101	000	1242.1	1541.1	1361	$6.431 \cdot 10^{-19}$
1341.369	002	000	1222.0	1462.7	813	$5.837 \cdot 10^{-21}$

$9.679 \cdot 10^{-22} [\text{cm}^{-1}/\text{Mol} \cdot \text{cm}^{-2}]$ angegeben, während die kleinsten noch eindeutig detektierten Signale eine Stärke von etwa $1 \cdot 10^{-23} [\text{cm}^{-1}/\text{Mol} \cdot \text{cm}^{-2}]$ haben. Die stärksten Absorptionslinien des gemessenen Spektrums lassen sich anhand der Hitran-Absorptionen als Rotations-Schwingungsübergänge der Kombinationsschwingung $(0, 0, 0) \rightarrow (0, 2, 1)$ identifizieren. Da der Ursprung bei 1455.3 nm liegt, gehören die registrierten Übergänge alle zum P-Zweig der Bande. Die Linien, die den oberen Schwingungsniveaus $(1, 0, 1)$ und $(2, 0, 0)$ zugeordnet werden können, sind ebenfalls Übergänge mit $J = -1$. Dagegen sind für $(0, 0, 0) \rightarrow (1, 2, 0)$ Absorptionen des P- und des R-Zweigs um den Bandenursprung bei 1476.0 nm zu beobachten.

Der Vergleich mit den Angaben der Hitran-Datenbank erlaubt eine eindeutige Zuordnung der gemessenen Absorptionen zu bestimmten Rotations-Schwingungsübergängen.

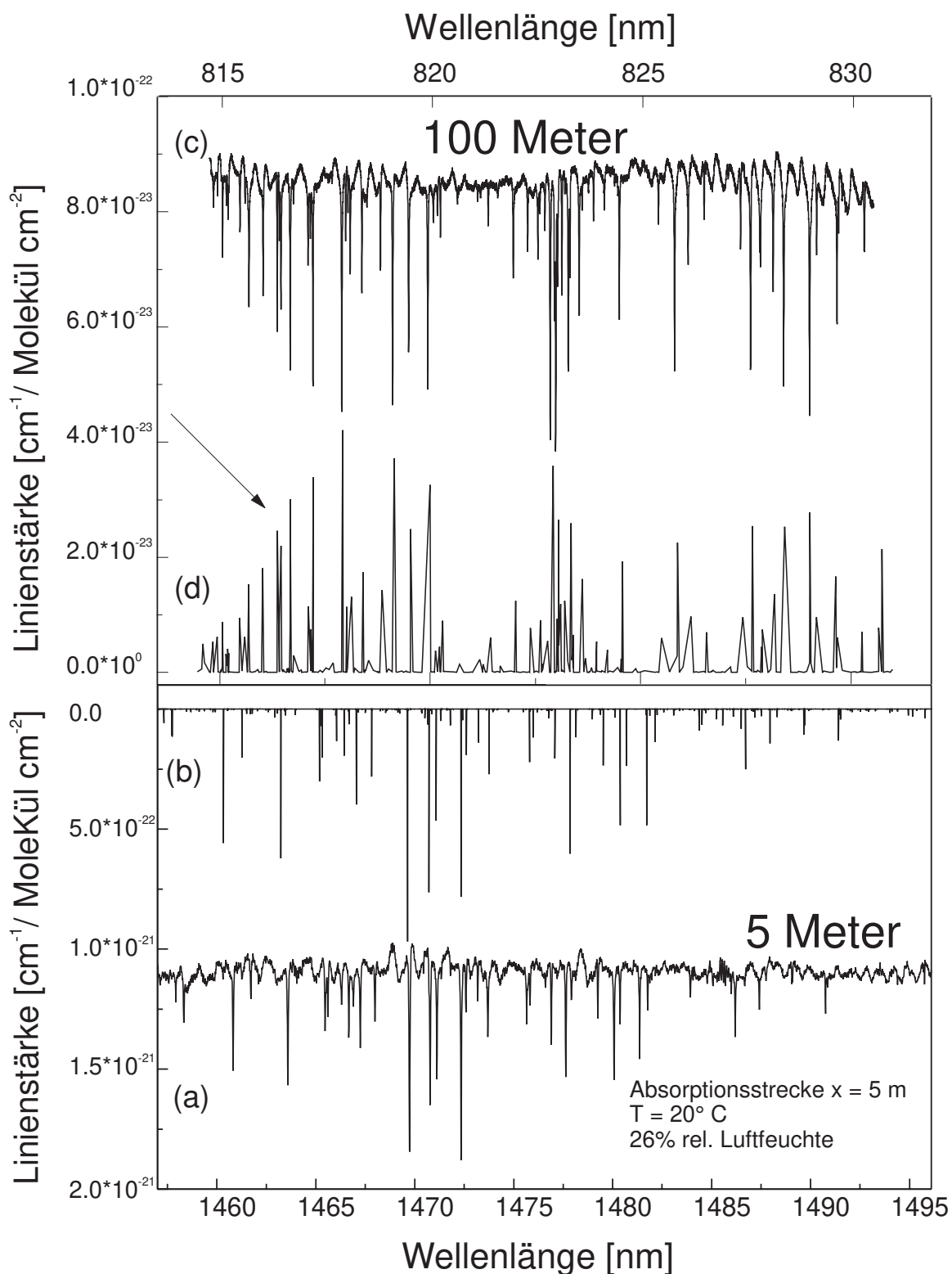


Abbildung 7.10: Theoretische Wasserabsorptionen (b) nach der Hitran-Datenbank sowie Wasserabsorptionen bei 1475 nm (a) aufgenommen über eine Absorptionsstrecke von 5 Metern und Wasserabsorption bei 830 nm mit 100 m Absorptionsweg (c) sowie die entsprechende Hitran Datenbankwerte (d).

7.2.4 Frequenzmodulationsspektroskopie an Kohlendioxid

Kohlenstoffdioxid hat als lineares Molekül vier Schwingungsfreiheitsgrade wovon zwei miteinander entartet sind. Die verschiedenen Normalschwingungen sind in Abb. 7.11 dargestellt. Der Schwingungszustand eines CO₂-Moleküls wird charakterisiert durch die Quantenzahlen der

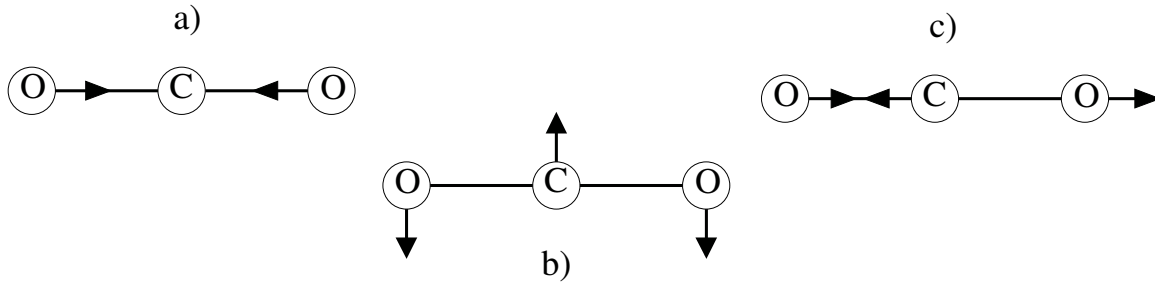


Abbildung 7.11: Normalschwingungen des CO₂-Moleküls.

drei fundamentalen Vibrationsmoden n_1 , n_2 und n_3 . Die Knickschwingung mit der Wellenzahl $\bar{\nu}_2 = 667 \text{ cm}^{-1}$ ist zweifach entartet, weil eine Biegung in der Zeichenebene und senkrecht dazu möglich ist. Durch die Überlagerung der beiden zueinander senkrechten Eigenschwingungen ergibt sich ein Drehimpuls um die Symmetrieachse, für dessen Quantenzahl $l = n_2, n_2 - 2 \dots 1$ gilt. Bei den beiden anderen Moden schwingt das Molekül in Bindungsrichtung, ohne daß sich die Bindungswinkel ändern. Die symmetrische Streckschwingung weist eine Energie auf, die $\bar{\nu}_1 = 1337 \text{ cm}^{-1}$ entspricht. Für die asymmetrische Streckschwingung aus Abb. 7.11 (c) wird die höchste Anregungsenergie mit $\bar{\nu}_3 = 2349 \text{ cm}^{-1}$ benötigt. Es existiert beim CO₂-Molekül eine zufällige Resonanz der Schwingungsenergien $h\nu_1 = 2h\nu_2$. Diese sogenannte Fermi-Resonanz führt zu einer Kopplung der entsprechenden Eigenzustände, die eine Aufspaltung der Schwingungsenergie in $\nu_1 + 1$ verschiedene Niveaus verursacht. Für die Zustandsbeschreibung wird daher ein Rangindex r eingeführt, der im höchsten Energieniveau der Fermi-Resonanz-Gruppe gleich eins ist und die Werte $1, 2, \dots, n_1 + 1$ annehmen kann. Die Vibrationszustände des CO₂-Moleküls werden vollständig durch (n_1, n_2, l, n_3, r) beschrieben.

Für die Rotationsenergie E_{rot} eines linearen Moleküls wie CO₂ gilt näherungsweise [82]:

$$E_{\text{rot}}(J) = J(J+1) \frac{\hbar^2}{2\Theta_n}. \quad (7.10)$$

Dabei ist Θ_n das Trägheitsmoment in beliebiger Richtung senkrecht zur Molekülachse. Als Auswahlregel gilt bei elektrischer Dipolstrahlung für die Banden der möglichen Streckschwingungen $\Delta J = \pm 1$ aber $\Delta J = \pm 1$ und $\Delta J = 0$ für die Biegeschwingungen eines linearen Moleküls. Kohlenstoffdioxid hat im Bereich von $1.5 \mu\text{m}$ wesentlich schwächere Absorptionslinien als Wasser, daher wurde Frequenzmodulationsspektroskopie eingesetzt.

Zur Frequenzmodulation wurde die Spannung am Piezokipptisch mit der Frequenz so moduliert, daß der Spiegel dadurch eine effektive Drehung um die optimale Achse P (siehe Abschnitt 4.1) ausführte.

Um ein optimales 2Ω -Signal zu erhalten, sollte die Modulationsbreite $2a$ die gleiche Größenordnung haben wie die Breite γ der Absorptionen [83]. Die Halbwertsbreite der Absorptionslinien von CO_2 ist bei 1.013 bar in Luft etwa 1.5 GHz [84].

Die natürliche Kohlendioxidkonzentration in Luft liegt nur bei einem Volumenanteil von 330 ppm [85], daher wurde eine Absorptionzelle von 24 cm Länge mit 100% CO_2 bei 1.013 bar verwendet. Die effektive Absorptionslänge betrug durch Vielfachumläufe 120 cm. Das Ausgangssignal des Lock-In-Verstärkers, der auf die zweite Harmonische der Modulationsfrequenz eingestellt war, ist in Abb. 7.12 gezeigt. Für den analysierten Wellenlängenbereich sind Absorptionen von den

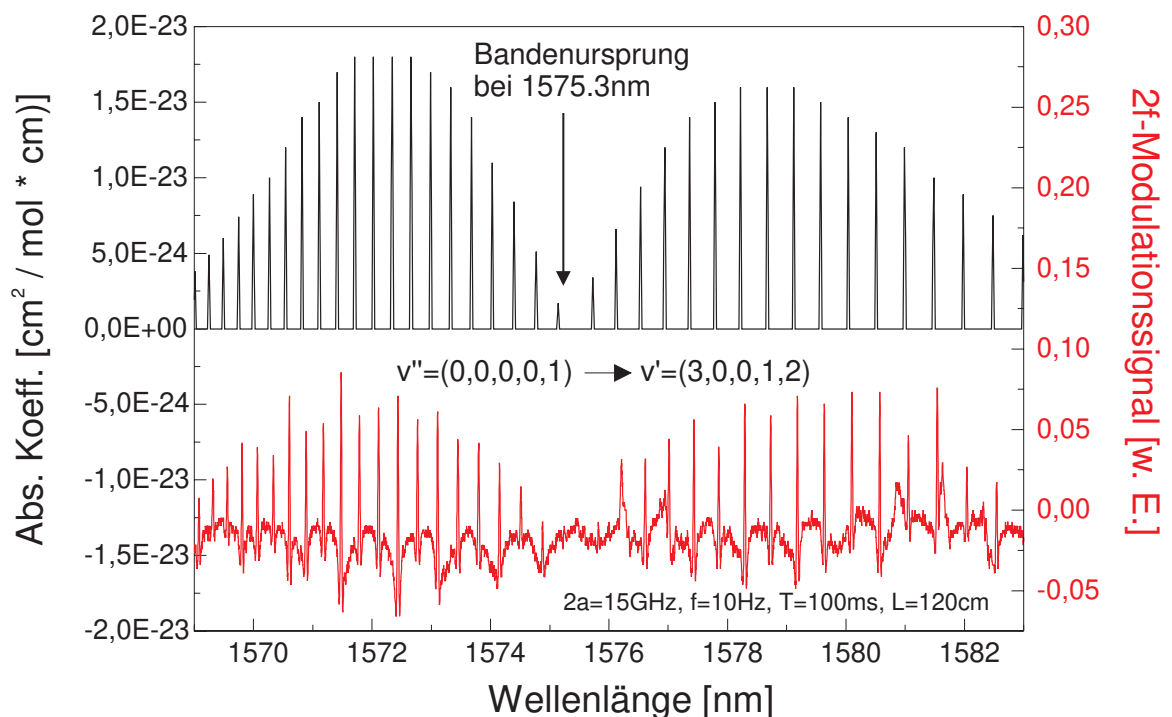


Abbildung 7.12: Zweite Ableitung des Absorptionssignals von CO_2 bei 1575 nm für eine Modulationsamplitude von 15 GHz, eine Mittelungszeit von 100 ms und eine Meßdauer von cirka 6 min. sowie das theoretische Vergleichsspektrum.

Rotations-Schwingungsbanden berechnet worden [86], die in Tabelle 7.2 zusammengefaßt sind. Die hohen Spitzen des Meßsignals aus Abb. 7.12 lassen sich damit als P- und R-Zweig der Absorptionsbande $v'' = (0, 0, 0, 0, 1) \rightarrow v' = (3, 0, 0, 1, 2)$ identifizieren. Die Übergänge mit $\Delta J = 0$ fehlen, da bei dieser Bande nur die Streckschwingungen ν_1 und ν_3 angeregt sind.

Eine Abschätzung der Empfindlichkeit der verwendeten Meßmethode erhält man, wenn man

Tabelle 7.2: Rotations-Schwingungsbanden von CO₂ mit Absorptionen im Bereich von 1569 nm bis 1584 nm [86].

Banden- ursprg. [nm]	oberes Vib.- Niveau	unteres Vib.- Niveau	λ_{\min} [nm]	λ_{\min} [nm]	Anzahl Linien	Bandenstärke [$cm^{-1}/M \cdot cm^{-2}$]
1585.218	40013	10002	1578.5	1597.4	49	$0.02050 * 10^{-22}$
1575.730	40012	10001	1568.4	1586.5	47	$0.01282 * 10^{-22}$
1575.336	30012	00001	1565.9	1594.1	73	$4.57936 * 10^{-22}$
1573.243	31112	01101	1564.2	1588.1	137	$0.34437 * 10^{-22}$
1572.504	32212	02201	1565.7	1582.0	82	$0.01239 * 10^{-22}$
1571.434	30011	00001	1564.0	1581.5	46	$0.01249 * 10^{-22}$
1565.414	41101	00001	1556.7	1573.6	30	$0.00213 * 10^{-22}$

die angegebenen Bandenstärken mit denen des Wassers vergleicht. Die stärkste dieser CO₂-Absorptionsbanden ist insgesamt nur etwa halb so stark wie die stärkste einzelne Absorptionslinie des Wasserspektrums aus Abb. 7.10.

7.3 Frequenzmodulationsspektroskopie an Ethin

Acetylen (C₂H₂) ist ebenso wie Kohlendioxid ein lineares Molekül. Für die 4 Atome gibt es sieben mögliche Normalschwingungen, von denen fünf in Abb. 7.13 dargestellt werden. Die beiden Knickschwingungsformen ν_4 und ν_5 sind durch die möglichen Schwingungen in der Zeichenebene und senkrecht dazu entartet. Durch die Überlagerung der miteinander entarteten Eigenschwin-

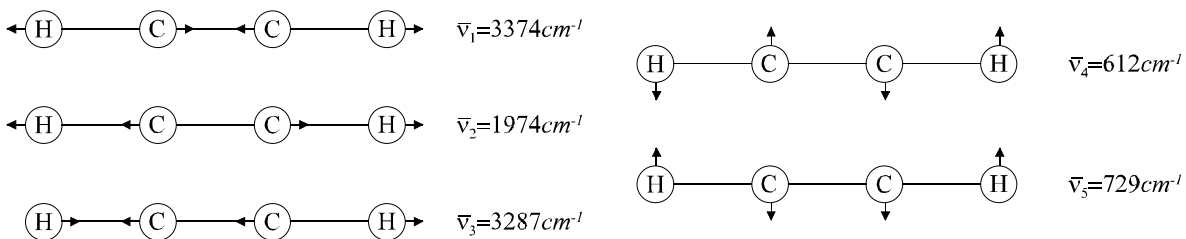


Abbildung 7.13: Normalschwingungen des C₂H₂-Moleküls [87].

gungen des Moleküls ergeben sich Drehimpulse, denen man die Quantenzahlen l_4 und l_5 zuordnet. Für sie gilt $l_i = n_i, n_i - 2, n_i - 4, \dots, 1$ oder 0. Falls ν_4 und ν_5 simultan angeregt sind, ist nur die Quantenzahl des resultierenden Schwingungs-Drehimpulses um die Molekülachse exakt definiert. Die einzelnen l_i sind aber immer noch näherungsweise als Drehimpulse definiert und lassen sich

für eine Näherung der Energieeigenwerte verwenden. Die Schwingungszustände des Acetylens können daher durch die Quantenzahlen $(n_1, n_2, n_3, n_4^I, n_5^I)$ beschrieben werden.

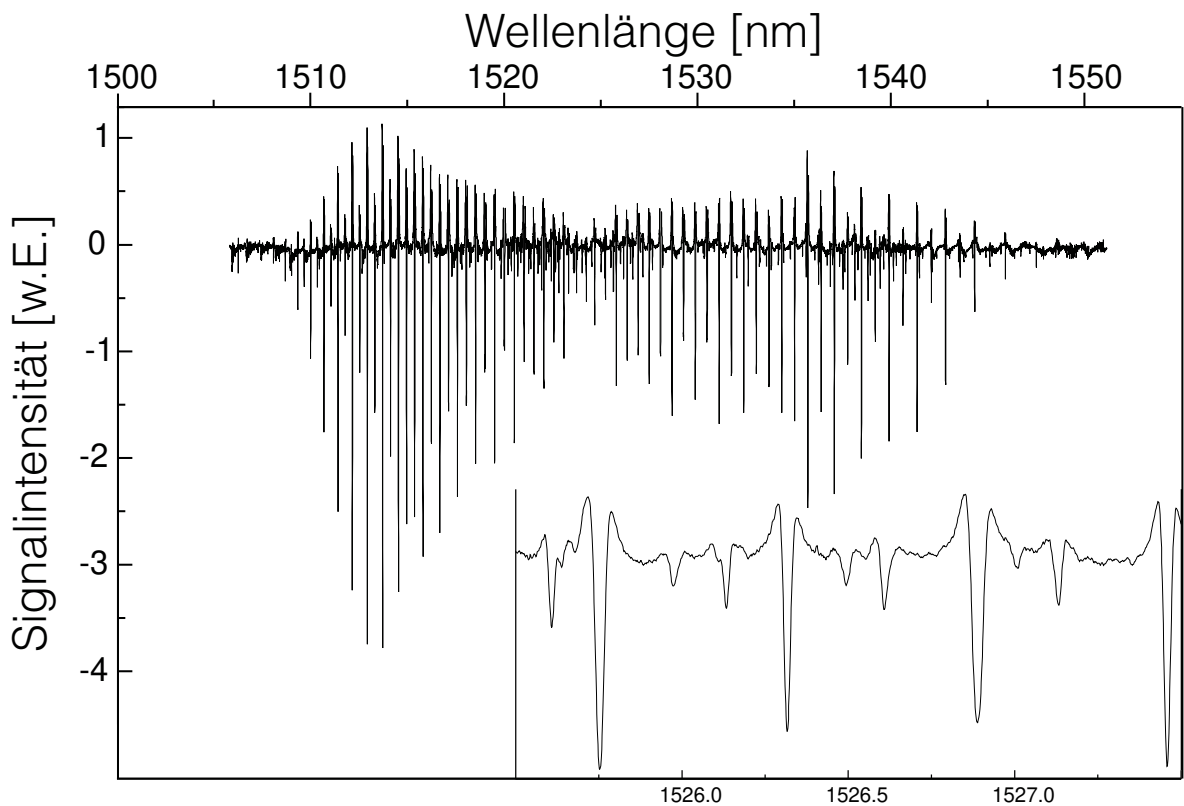


Abbildung 7.14: 2Ω -Absorptionssignal von C_2H_2 .

Die Rotationsenergie läßt sich wie beim CO_2 in der Form von (7.10) angeben. Die Rotations-Schwingungsbanden des Acetylens im Bereich von 1505 nm bis 1550 nm wurden mit der Technik der Frequenz-Modulationsspektroskopie aufgenommen. Für die in Abb. 7.14 gezeigten Absorptionen wurde eine 48 cm lange Absorptionzelle im einfachen Durchgang eingesetzt. In dem dargestellten Absorptionsspektrum überlagern sich die Banden $\nu_1 + \nu_3$ und $\nu_1 + \nu_3 + \nu_4^I - \nu_5^I$ des Acetylens [88]. Die starken Absorptionslinien sind der Bande $\nu_1 + \nu_3$ zuzuordnen, deren Ursprung sich bei 1525 nm befindet. Die Linien der „heißen“ Bande $\nu_1 + \nu_3 + \nu_4^I - \nu_5^I$ treten als Doubletts auf, wie es deutlich an dem Darstellungsausschnitt in Abb. 7.14 mit einer Breite von 2.5 nm zu sehen ist. Die Zelle war mit C_2H_2 und N_2 als Schutzgas gefüllt, der Druck in der Zelle betrug 1 atm. Die Meßdauer lag bei 21 min, während die Frequenzmodulation mit 50 Hz Wiederholfrequenz durchgeführt wurde. Der Modulationshub betrug $2a = 13.6$ GHz, die Mittelungszeit des Lock-In Verstärkers war 30 ms.

Die durchgeführten spektroskopischen Untersuchungen an Wasser, Kohlenstoffdioxid und Acetylen haben exemplarisch gezeigt, daß sich das realisierte Lasersystem gut für Anwendungen im Bereich der Molekülspektroskopie eignet. Die Ausgangsleistung war für die durchgeführten Absorp-

tionsmessungen ausreichend. Eine gute Unterdrückung der ASE konnte anhand der Nachweisempfindlichkeit des Systems bei der direkten Absorptionsmessung an Wasser bestätigt werden. Durch die Linearität des Abstimmverhaltens war ein Vergleich mit den Angaben aus der Hitran-Datenbank und somit die Identifizierung einzelner Absorptionslinien leicht möglich. Die schnelle Modulation der Laserfrequenz ermöglichte eine weitere Steigerung der Nachweisempfindlichkeit unter Anwendung der Methode der Modulationsspektroskopie, wie die Untersuchungen der Spektren von Kohlenstoffdioxid und Acetylen belegen.

Die in diesem Kapitel vorgestellten Untersuchungen an den Molekülen des Sauerstoffs, Wassers,

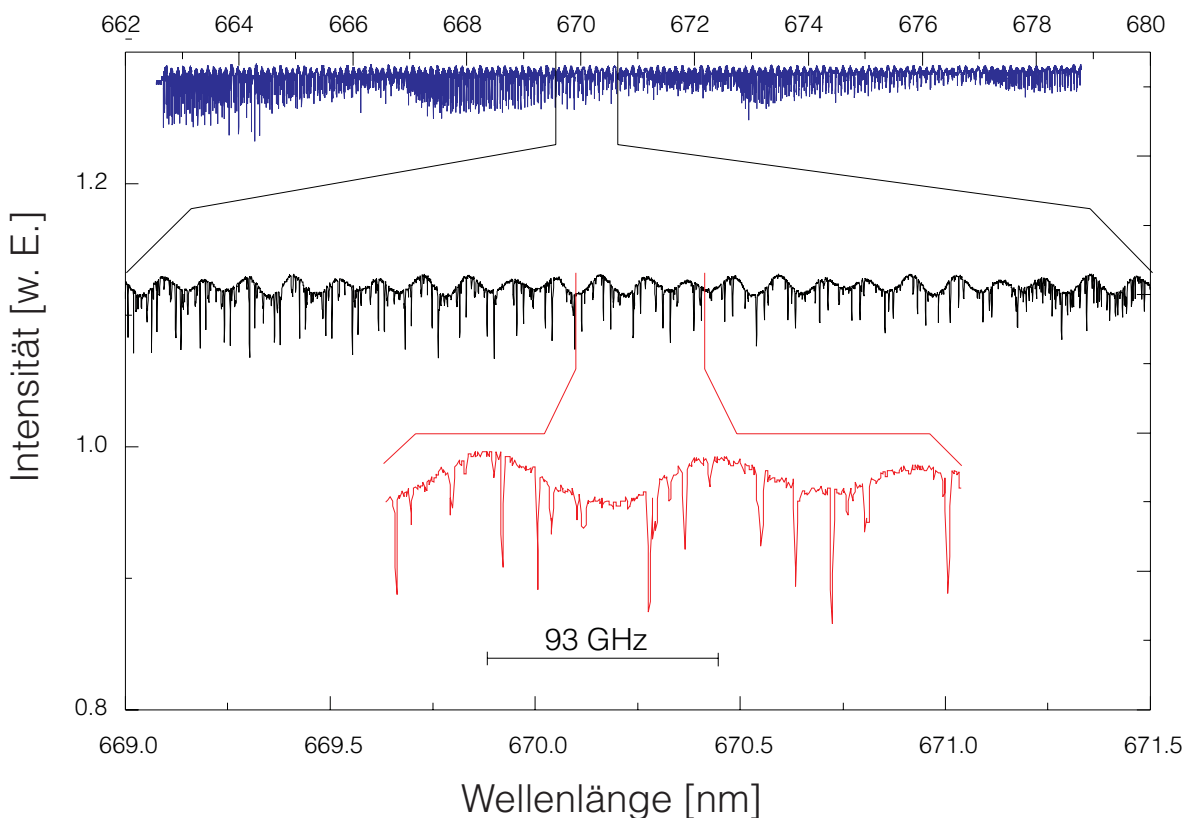


Abbildung 7.15: Jodabsorptionsspektrum zwischen 663 und 679 nm für eine 60 cm lange Jodzelle mit einem gesättigten Joddampfdruck von 27 Pa bei 20°C

Kohlendioxids und Ethins sowie an Rubidiumatomen belegen die Eignung der in dieser Arbeit realisierten Laserdioden mit externen Resonatoren für die verschiedenen spektroskopischen Anwendungen. Dabei wurden sowohl Verfahren der einfachen Absorptionsspektroskopie, der Frequenzmodulationsspektroskopie sowie der hochauflösenden Sättigungsspektroskopie erfolgreich eingesetzt. Mit den durchgeführten Absorptionmessungen können selektive Konzentrationsmessungen bzw. Spurengasanalytik durchgeführt werden. Eine weitere Anwendung besteht in der Anbindung an die optische Frequenzkette der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) zur Nutzung als sekundären Frequenzstandard [89]. Im roten Spektralbereich werden die Absorptions-

linien des Jodmoleküls als Frequenzstandard bei der Wellenlänge eingesetzt. Zur Anbindung des Spektralbereichs bei 670 nm wurden in einer einzigen Frequenzabstimmung über 16 nm ca. 2400 Jod Feinstrukturlinien aufgenommen, die als Referenzfrequenz genutzt werden können. Abb. 7.15 stellt die Messung des Übergangs $B^3\Pi_{0u}^+ \leftarrow X^1\Sigma_g^+$ bei 670 nm dar. Durch die Anbindung von Referenzfrequenzen [90] an die theoretischen Werte läßt sich deren Geltungsbereich auf andere Wellenlängenbereiche ausdehnen.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

In den letzten Jahren haben durchstimmbare Laser im verstärkten Maße Anwendung in der Spektroskopie, beim Spurengasnachweis von Schadstoffen und in der Meßtechnik gefunden [103]. Für mobile Anwendung ohne Laboranbindung, wie in der Prozeßgasdiagnostik und Umweltanalytik, werden vor allem kleine, kompakte und effiziente Lasersysteme, die zudem einfach zu bedienen und wartungsfrei sind, benötigt. Laserdioden in externen Resonatoren erfüllen diese Anforderungen weitgehend und haben daher vielfältige Anwendungen.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden die physikalischen und technischen Grundlagen für Laserdioden mit externem Resonatoren mit weiter, kontinuierlicher, schneller und schmalbandiger Wellenlängenabstimmung im Spektralbereich zwischen 660 nm und 1.6 μm erarbeitet.

Es wurden unterschiedliche Resonatorkonfigurationen mit verschiedenen optischen Elementen wie Interferenzfilter, Gitter in Littrow-Anordnung und Littman-Anordnung bzw. Doppelgitter-Anordnung aufgebaut und untersucht. Kontinuierliche Abstimmung über das komplette Verstärkungsprofil einer Laserdiode wurde mit Littman-Anordnungen sowie erstmals mit Doppelgitter-Anordnungen erzielt.

Derartige abstimmbare Lasersysteme können ausschließlich mit Laserdioden realisiert werden, deren Frontfacette eine antireflex-Vergütung mit einer Restreflektivität kleiner $1 * 10^{-3}$ aufweist, um eine Entkopplung der Teilresonatoren zu erreichen. Deshalb wurden die Grundlagen für eine effiziente Beschichtung von Laserdioden erarbeitet. Über numerische Simulationen wurden breitbandige Beschichtungsdesigns für ein- bis vierfach Schichtsysteme entworfen, die für eine Online-Kontrolle der Beschichtungsparameter geeignet sind. Die erreichte Restreflektivität lag in der Größenordnung von $1 * 10^{-4}$ und ist vergleichbar mit kommerziell beschichteten Laserdioden, die jedoch eine geringere Bandbreite der Beschichtung aufweisen. Mit diesen Laserdioden konnten modensprungfreie Abstimmbereiche über das komplette Verstärkungsprofil der Laserdiode im External-Cavity Laser erzielt werden. Neben der Entspiegelung ist der mechanische Aufbau von

grundlegender Bedeutung für die Eigenschaften eines External-Cavity Lasers. Durch eine Simulation der Umlaufphase der Strahlung im externen Resonator konnten spezielle Drehachsen, die eine modensprungfreie Abstimmung ermöglichen, bestimmt werden. Ferner wurden die Toleranzen der Drehachsen ermittelt und Konzepte zur Justierung der Lasersysteme erarbeitet.

Die aufgebauten Lasersysteme emittieren im roten und nahinfraroten Wellenlängenbereich. Der maximal erreichte modensprungfreie Abstimmbereich liegt bei 17 THz und ist annähernd doppelt so groß wie bei heute kommerziell erhältlichen External-Cavity Lasern [69]

Die Wellenlängenabstimmung erfolgt dabei über einen motorbetriebenen Drehtisch. Hiermit wurde erstmalig eine schnelle Wellenlängenabstimmung von 5000 GHz/s erreicht. Die Limitierung wird durch die maximalen Beschleunigungen beim Anfahren und Bremsen des Drehtischs hervorgerufen. Für die dynamische Frequenzmodulation im 100 GHz-Bereich wurden Abstimmseinheiten auf der Basis von Festkörpergelenken und Piezokeramik-Aktoren eingesetzt. Der Hub des Piezokeramik-Aktors begrenzt dabei den Abstimmbereich auf 2 nm. Für die Spektroskopie an molekularem Sauerstoff wurde ein solches System bei einer Wellenlänge von 762 nm realisiert. Es wurde eine dynamische Frequenzabstimmung von 16 GHz bei einer Repetitionsrate von 750 Hz erzielt. Diese Werte konnten auch auf eine kombinierte Abstimmseinheit aus Drehtisch mit integrierten Festkörpergelenk übertragen werden. Bei der Kombination Festkörpergelenk-Piezokeramik wird die maximale Abstimmungsgeschwindigkeit durch die mechanischen Resonanzen der Anordnung beschränkt.

Es wurde daher erstmalig das Konzept eines Diodenlasers mit externem Resonator mit integrierten elektro-optischen Modulator verwirklicht. Die Frequenzmodulation erfolgt masselos durch einen LiTaO₃ Kristall. Mit diesem System wurde eine Abstimmung über 1.5 GHz bei einer Wiederholfrequenz von mehr als 20 kHz demonstriert. Mit Ansteuergeräten höherer Bandbreite sollte die Wiederholfrequenz bis in den Gigahertz-Bereich gesteigert werden können.

Die Linienbreite der Lasersysteme wurde durch die Verwendung eines Heterodynverfahrens zu kleiner 100 kHz bestimmt. Die ermittelte Nebenmodenunterdrückung von mindestens 40 dB ist u. a. für störungsfreie 2f-Spektroskopie notwendig [58]. Es gelang, die Intensitätsmodulation beim Abstimmen der Wellenlänge auf kleiner 1% unter Beibehaltung der Modensprungfreiheit zu stabilisieren. Eine absolute Frequenzstabilisierung auf die Flanke einer 3 GHz breiten Sauerstoffabsorptionslinie wurde durchgeführt. Dabei wurde eine Stabilität von $8 \cdot 10^{-8}$ erreicht.

Um die Eignung der Lasersysteme für spektroskopische Messungen zu demonstrieren, wurden in den jeweiligen Wellenlängenbereichen spektroskopische Messungen durchgeführt. Die Laser wurden zur Vermessung der druckverbreiterten Absorptionsspektren von Sauerstoff und Wasser in Umgebungsluft verwendet. Im Wellenlängenbereich zwischen 759 und 770 nm konnten erstmalig in einer modensprungfreien Abstimmung 54 Linien des P- und R-Zweiges der Sauerstoff A-Bande gleichzeitig detektiert werden.

Das Absorptionsspektrum von Wasser wurde in dem Wellenlängenbereichen von 814 bis 831 nm sowie von 1.459 bis 1.496 μm jeweils in einem einzigen Wellenlängenscan ohne Modensprung erstmalig gemessen. Der Absorptionskoeffizient bei 1.47 μm ist um fast zwei Größenordnungen stärker als bei 820 nm.

Im sichtbaren Spektralbereich von 663 bis 679 nm wurden das Absorptionsspektrum des Jodmoleküls aufgezeichnet. Dabei konnten mehr als 2400 Feinstrukturlinien des Jodmoleküls, die zur Ankopplung dieses Wellenlängenbereichs an die Frequenzkette dienen, aufgenommen werden. Für den Nachweis von Molekülen mit geringen Absorptionskoeffizienten (Kohlendioxid, Acetylen) wurde erfolgreich die Methode der Frequenzmodulationsspektroskopie bei den External-Cavity Lasern angewandt. Die hohe spektrale Auflösung des Lasersystems wurde durch die Aufnahme der Hyperfeinstruktur des Rubidiumatoms bei 780 nm belegt. Die dabei gemessene Halbwertsbreite der Hyperfeinstrukturkomponenten von etwa 20 MHz stimmt sehr gut mit Literaturangaben überein.

Die Ausgangsleistung des Lasersystems bei 780 nm konnte erstmalig unter Beibehaltung der Modensprungfreiheit beim Abstimmen der Wellenlänge auf 500 mW gesteigert werden. Dazu wurde ein Oszillator-Verstärkersystem mit einem External-Cavity Laser als Master-Laser und einem trapezförmigen Halbleiterlaser als Slave-Verstärkerlaser aufgebaut. Der kontinuierliche Abstimmbereich betrug ca. 10 THz bzw. 20 nm. Neuartige, kommerzielle Lasersysteme, die das gleiche Verfahren zur Nachverstärkung anwenden, weisen kontinuierliche Abstimmbereiche etwa 100 GHz [104] auf. Dies entspricht ca. 1% des in dieser Arbeit erzielten kontinuierlichen Abstimmbereichs bei 500 mW Ausgangsleistung.

Die dargestellten Ergebnisse dieser Arbeit belegen, daß kontinuierlich weit abstimmbare Laser für vielfältige Anwendungen in der Spektroskopie, Meßtechnik bzw. Sensorik hervorragend geeignet sind. Durch eine weitere Miniaturisierung der External-Cavity Laser läßt sich ihr Anwendungspotential gegenüber den anderen Laserdiodenlichtquellen erhöhen, da somit eine Senkung der Systemkosten und Vergrößerung der Zuverlässigkeit möglich wird. So sind integrierte Systeme mit Laserdiode, Kollimatoroptik und Beugungsgitter auf einem gemeinsamen Träger durch Ausnutzung der Mikrosystemtechnik denkbar. Eine Ausweitung des Wellenlängenbereichs durch eine Übertragung der in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse über External-Cavity Laser im roten und nahinfraroten Spektralbereich auf neue Wellenlängenbereiche sollte problemlos möglich sein, sofern cw-Lichtquellen bei Raumtemperatur im blauen, grünen und mittelinfraroten Wellenlängenbereichen kommerziell verfügbar sind. Bis zur direkten Verfügbarkeit solcher Laserdioden, die derzeit Gegenstand aktueller Forschungen [105–110] sind, kann dieser Wellenlängenbereich indirekt über Summen- und Differenzfrequenzmischung von abstimmbaren Systemen hoher Leistung mit einfrequenzen Festkörperlasern in speziell designten periodisch gepolten nichtlinearen

Kristallen (PPNL) erreicht werden .

Damit werden dann direkt und indirekt kontinuierlich abstimmbare Lasersysteme mit Wellenlängen zwischen 200 nm und 6 μ m zur Verfügung stehen, die das Anwendungspotential der Laserdioden mit externem Resonator für die Spektroskopie, Sensorik und Meßtechnik erweitern.

Literaturverzeichnis

- [1] F. J. Duarte, and L. W. Hillman: *Dye Laser Principles*; chap. 5, Academic Press, Boston, (1990).
- [2] D. Wandt, W. Gellermann, F. Luty, and H. Welling: *Tunable cw laser operation in the 1.45 – 2.16 μm range based on F_2^+ -like centers in O_2^- doped NaCl, KCl and KBr crystals*; J. Appl. Phys. **61**(3), p. 864 (1987).
- [3] A. Sanchez, R. E. Fahey, A. J. Strauss, and R. L. Agarwal: *Room temperature cw operation of the Ti:Al₂O₃ laser*; in Tunable Solid State Lasers II (A. B. Budgor, L. Esterowitz, and L. G. DeShazer, Eds.) Springer Verlag, Berlin, (1986).
- [4] Ch. Breant, T. Baer, D. Nesbitt, and J. L. Hall: *Laser Spectroscopy VI*; p. 138, Springer-Verlag, Berlin, (1983).
- [5] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson: *Coherent light emission from GaAs junctions*; Phys. Rev. Lett., Vol. **9**, p. 366 (1962).
- [6] N. Holonyak, Jr.: *The Semiconductor Laser: A Thirty-Five-Year Perspective*; Proc. IEEE, Vol. **85**, No. 11, p. 1678, (1997).
- [7] *Review and Forecast of Laser Markets: 1998–Part II*; Laser Focus World, Vol. **34**, No. 2, p. 72, (1998).
- [8] W. W. Chow, S. W. Koch, and M. Sargent III: *Semiconductor-Laser Physics*; Springer-Verlag, Berlin, (1994), chap. 9
- [9] B. Dahmani, L. Hollberg, and R. Drullinger: *Frequency stabilization of semiconductor lasers by resonant optical feedback*; Opt. Lett., Vol. **12**, p. 876, (1987).
- [10] G. P. Barwood, P. Gill, and W. R. C. Rowley: *An optically narrowed diode laser for Rb saturation spectroscopy*; J. Mod. Opt., Vol. **37**, No. 4, p. 749, (1990).
- [11] M. W. Fleming, and A. Mooradian: *Spectral characteristics of external-cavity controlled semiconductor Lasers*; IEEE J. Quantum Electron. QE-**17**, p. 44, (1981).

- [12] F. Favre, D. Le Guen, J. C. Simon, and B. Landousiers: *External-Cavity semiconductor laser with 15 nm continuous tuning range*; Electron. Lett. Vol. **22**, p. 795 (1986).
- [13] F. Favre, and D. Le Guen: *82 nm continuous tunability for an external cavity semiconductor laser*; Electron. Lett. **27**, p. 184 (1991).
- [14] M. G. Littman, and H. J. Metcalf: *Spectrally narrow pulsed dye laser without beam expander*; Appl. Opt. Vol. **17**, p. 2224 (1978).
- [15] I. Shoshan, and U. P. Oppenheim: ; Opt. Commun. Vol. **25**, p. 375 (1978).
- [16] Catalog Supplement 1994, New Focus Inc., Santa Clara, CA.
- [17] F. J. Duarte (P. Zorabedian): *Tunable lasers handbook*; Academic Press, Inc., San Diego, (1995).
- [18] K. J. Ebeling: *Integrierte Optoelektronik*; Springer-Verlag, (1989).
- [19] W. Demtröder: *Laserspektroskopie*; Springer-Verlag, (1993).
- [20] F. K. Kneubühl, M. W. Sigrist: *Laser*; Teubner Studienbücher Physik, 2. erw. Auflage (1989).
- [21] O. Dölle: *Entwurf und Aufbau einer Temperaturregelung für die heterodyne Laserinterferometrie*; Diplomarbeit Institut für Regelungstechnik, Universität Hannover, (1995).
- [22] Hitachi Optodevice: *User's manual, Data Book*; Hitachi Ltd. (1995).
- [23] A. Kohrs: *Schmalbandiges Laserdiodensystem mit weitem kontinuierlichen Abstimmbereich bei 1.5 μm* ; Diplomarbeit, Laser Zentrum Hannover e. V., Hannover, (1996).
- [24] A. Olsson, and C. L. Tang: *Coherent Optical Interference Effects in External-cavity semiconductor lasers*; IEEE J. Quantum Electronics, Vol. **17**, p. 1320, (1981).
- [25] D. M. Kane, and A. P. Willis: *External-cavity diode lasers with different devices and collimating optics*; Applied Optics, Vol. **34**, No. 21, p. 4316, (1995).
- [26] M. Ito, and T. Kimura: *Oscillation properties of AlGaAs DH lasers with an external grating*; IEEE J. Quantum Electron., Vol. **16**, p. 170, (1980).
- [27] D. Mehuys, M. Mittelstein, and A. Yariv: *Optimized Fabry-Perot (AlGa)As quantum well lasers tunable over 105 nm*; Electron. Lett., Vol. **25**, p. 143, (1989).
- [28] G. Agrawal: *Longitudinal-mode stabilization in semiconductor lasers with wavelength-selective feedback*; J. Appl. Phys., Vol. **59**(12), p. 3958, (1986).

- [29] H. Asakura, K. Hagiwara, M. Iida, K. Eda: *External cavity semiconductor laser with a Fourier grating and an aspheric lens*; *App. Opt.*, Vol. **32**, No. 12, p. 2031, April (1993).
- [30] W. Kaenders: *private Mitteilung*; TUI-Laser, München, (1997).
- [31] *Melles Griot Katalog*; Melles Griot GmbH (1997).
- [32] T. Day, M. Brownell, and I-F. Wu: *Widely tunable external cavity diode lasers*; *SPIE*, Vol. 2378, (1995).
- [33] K. C. Harvey, and C. J. Myatt: *External-cavity diode laser using a grazing-incidence diffraction grating*; *Opt. Lett.*, Vol. **16**, p. 910 (1991).
- [34] W. R. Trutna, Jr., and L. F. Stokes: *Continuously tuned external cavity semiconductor laser*; *J. Lightwave Technol.*, Vol. **11**, No. 8, p. 1279, (1993).
- [35] P. McNicholl, and H. J. Metcalf: *Synchronous cavity mode and feedback wavelength scanning in dye laser oscillators with gratings*; *Appl. Opt.*, Vol. **24**, No. 17, (1985).
- [36] P. Zorabedian: *Characteristics of a Grating-External-Cavity Semiconductor Laser Containing Intracavity Prism Beam Expanders*; *IEEE J. Lightwave Technol.*, Vol. **10**, 330-335 (1992).
- [37] K. Liu, and M. G. Littman: *Novel geometry for single-mode scanning of tunable lasers*; *Opt. Lett.*, Vol. **6**, No. 3, (1981).
- [38] M. G. Littman: *Single-mode operation of grazing-incidence pulsed dye laser*; *Opt. Lett.*, Vol. **3**, No. 4, p. 138-140, (1978).
- [39] I. Shoshan, N. Danon, and U. Oppenheim: *Narrowband operation of a pulsed dye laser without intracavity beam expansion*; *J. Appl. Phys.*, Vol. **48**, No. 11, p. 4495, (1977).
- [40] D. Wandt: *Patentanmeldung*; Laser Zentrum Hannover e. V., Hannover, (1997).
- [41] D. Wandt, M. Laschek, A. Tünnermann, and H. Welling: *Continuously tunable external-cavity diode laser with a double-grating arrangement*; *Opt. Lett.*, Vol. **22**, No. 6, March (1997).
- [42] H. Wenz, R. Grosskloss, W. Demtröder, *Kontinuierliche durchstimmbare Halbleiterlaser*, *Laser und Optoelektronik*, **27**(1), p. 58 (1996).
- [43] M. Ohtsu (L. Hollberg): *Frequency Control of Semiconductor Lasers*; Chap. 3, John Wiley & Sons, Inc., New York, (1996).

- [44] J. Chen, D. Li, and Y. Lu: *Experimental and Theoretical Studies on Monitored Signals from Semiconductor Diodes Undergoing Antireflection Coating*; Appl. Opt., Vol. **30**, p. 4554, (1991).
- [45] I.-F. Wu, J. B. Dottellis, and M. Dagenais: *Real-time in situ ellipsometric control of antireflection coatings for semiconductor laser amplifiers using SiO_x* ; J. Vac. Sci. Technol. A, Vol. **11**(5), p. 2398, (1993).
- [46] Y. Katagiri, and H. Ukita: *Ion beam sputtered $(\text{SiO}_2)_x (\text{Si}_3\text{N}_4)_{1-x}$ antireflection coatings on laser facets produced using $\text{O}_2\text{-N}_2$ discharges*; Applied Optics, Vol. **29**, No. 34, p. 5074, (1990).
- [47] A. Thelen: *Design of optical interference coatings*; ISBN 0-07-063786-5 Mc. Graw Hill (1989).
- [48] M. Dieckmann: *Spektum*; Programm zur Berechnung von Dünnschichtdesigns, © Laser Zentrum Hannover e. V. (1987-1998).
- [49] R. Henking: *Entwicklung verlustarmer IBS-Beschichtungen für die Lasertechnik*; Dissertation, Universität Hannover, (1995).
- [50] R. Henking, D. Ristau, F. von Alvensleben: *IBS für Laserkomponenten der Zukunft*; Laser und Optoelektronik, Vol. **28**(2), p. 43, (1996).
- [51] *Can Opener for Diode Laser*; Thorlabs Inc., Newton, USA.
- [52] C. E. Wieman, and L. Hollberg: *Using diode lasers for atomic physics*; Rev. Sci. Instrum., Vol. **62**(1), p. 1, (1991).
- [53] R. Wyatt, W. J. Devlin: *10kHz linewidth $1.5\mu\text{m}$ InGaAsP external cavity laser with 55 nm tuning range*; Electron. Lett., Vol. **19**, No. 3, (1983).
- [54] H. Higuchi, H. Namizaki, E. Oomura, R. Hirano, Y. Sakibara, W. Susaski, and K. Fujikawa: *Internal loss of InGaAsP/InP buried crescent ($1.3\mu\text{m}$) laser*; Appl. Phys. Lett., Vol. **41**, p. 320, (1982).
- [55] I. P. Kaminow, G. Eisenstein, and L. W. Stulz: *Measurement of the Modal Reflectivity of an Antireflection Coating on a Superluminescent Diode*; IEEE J. Quantum Electronics, Vol. **19**, No. 4, p. 493, (1983).
- [56] G. Eisenstein, G. Raybon, and L. W. Stulz: *Deposition and measurement of electron-beam-evaporated SiO_x antireflection coatings on InGaAsP injection laser facets*; J. Lightwave Technol., Vol **6**, p. 12, (1988).

- [57] B. Luo, L. Wu, J. Chen, and Y. Lu: *Determination of Wavelength Dependence of the Reflectivity at AR Coated Diode Facets*; IEEE Photonics Technol. Lett., Vol **5**, No. 11, p. 1279, (1993).
- [58] V. Ebert: *Entwicklung eines Diodenlaserspektrometers zum on-line Sauerstoffnachweis in der Prozeßgasanalyse*; Dissertation, Universität Heidelberg, (1997).
- [59] H. Welling, Projektantrag: *Laserdioden mit externen Resonatoren für die Gasanalyse im Verbund Einsatz von Diodenlasern in der Gasanalytik*; FKZ.: 13N7160, (1997).
- [60] D. Wandt, M. Laschek, K. Przyklenk, A. Tünnermann, and H. Welling *External cavity laser diode with 40 nm continuous tuning range around 825 nm* Optics Comm. **130** p. 81 (1996).
- [61] *Datenblatt HL7851G-AR*, Sacher Lasertechnik, Hannah Arendt Str. 3-7, 35037 Marburg
- [62] SDL-8630: *Tunable Laser Diode, Operator's Manual*; SDL Inc., 80 Rose Orchard Way, San Jose, CA 95134-1365.
- [63] D. Wandt, M. Laschek, F. v. Alvensleben, A. Tünnermann, and H. Welling: *Continuously tunable 0.5 W single-frequency diode laser source*; Optics Comm., **in press**, (1998).
- [64] S. O'Brien, A. Schoenfelder, and R. J. Lang: *5-W CW Diffraction-Limited InGaAs Broad-Area Flared Amplifier at 970 nm*; IEEE Photo. Technol. Lett., Vol. **9**, No. 9, p. 1217, (1997).
- [65] J. Braunstein, M. Mikulla, G. Weimann: *Abschlußbericht zum Forschungsvorhaben „Monolithische MOPA-Leistungslaserdioden aus GaAs-Substrat für hohe optische Ausgangsleistung“*; unter dem Förderkennzeichen 13N6378 des Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie, Fraunhofer Institut für Angewandte Festkörperphysik, Freiburg, (1997).
- [66] K. P. Petrov, S. Waltman, E. J. Dlugokencky, M. Arbore, M. M. Fejer, F. K. Tittel, and L. W. Hollberg: *Precise measurement of methane in air using diode-pumped 3.4- μ m difference-frequency generation in PPLN*, Appl. Phys. B, Vol. **64**, p. 567 (1997).
- [67] D. A. V. Kliner, J. P. Koplow, and L. Goldberg: *Narrow-band, tunable, semiconductor-laser-based source for deep-UV absorption spectroscopy*; Opt. Lett., Vol. **22**, No. 18, p. 1418, (1997).
- [68] J. Webjörn, S. Siala, D. W. Nam, R. G. Waarts, and R. J. Lang: *Visible Laser Sources Based on Frequency Doubling in Nonlinear Waveguides*; IEEE J. Quant. Electr., Vol. **33**, No. 10, p. 1673, (1997).
- [69] Catalog Supplement 1998, New Focus Inc., Santa Clara, CA.

- [70] A. Yariv, P. Yeh: *Optical Waves in Crystals, Propagation and Control of Laser Radiation*; John Wiley & Sons, Inc., New York (1984).
- [71] I. Freitag: *Entwicklung und Charakterisierung einer Laserstrahlquelle für den interferometrischen Nachweis von Gravitationswellen*; Dissertation, Universität Hannover, (1994).
- [72] *Herstellerangaben*; CRYSTAL GmbH, Ostendstraße 2 - 14, 12459 Berlin.
- [73] I. Freitag, I. Kröpke, A. Tünnermann and H. Welling: *Electrooptically fast tunable miniature diode-pumped Nd:YAG ring laser*;, Opt. Commun., Vol. **101**, p. 371, (1993).
- [74] K. Przyklenk: *Kontinuierlich abstimmbares Laserdiodensystem bei 780 nm*; Diplomarbeit, Laser Zentrum Hannover e. V., Hannover, (1995).
- [75] M. Poulin, C. Latrasse, M. Têtu and M. Breton: *Second-harmonic generation of a 1560 nm Distributed-Feedback Laser by use of a KNbO₃ Crystal for Frequency Locking to the ⁸⁷Rb D₂ Line at 780 nm*; Opt. Lett., Vol. **19**, p. 1183, (1994).
- [76] U. Tanaka, and T. Yabuzaki: *Frequency stabilization of diode laser using external cavity and doppler-free atomic spectra*; Jpn. J. Appl. Phys., Vol. **33**, No. 3B, (1994).
- [77] G. P. Barwood, P. Gill, and W. R. C. Rowley: *Rb saturation spectroscopy with an optically narrowed FM diode laser*; Opt. Commun., Vol. **80**, No. 5, p. 6, (1991).
- [78] G. Herzberg: *Molecular spectra and molecular structure: I. Spectra of diatomic molecules*; D. Van Nostrand Company, New York, (1959).
- [79] K. J. Ritter, and T. D. Wilkerson: *High-resolution spectroscopy of the oxygen A band*; J. Mol. Spectrosc., Vol. **121**, p. 1, (1987).
- [80] J. H. Van Vleck: *Magnetic dipole radiation and the atmospheric absorption bands of oxygen*; Astrophys. J., Vol. **80**, No. 3, (1934).
- [81] L. S. Rothman: *HITRAN 1996*; Hitran database on CD-ROM, ©ONTAR Corporation (1996).
- [82] K. H. Hellwege: *Einführung in die Physik der Moleküle*; Springer Verlag, Heidelberg (1990).
- [83] Q.-V. Nguyen, R. W. Dibble, and T. Day: *High-resolution oxygen absorption spectrum obtained with an external-cavity continuously tunable diode laser*; Opt. Lett., Vol. **19**, No. 24, (1994).
- [84] D. E. Cooper, and R. U. Martinelli: *Near-infrared diode lasers monitor molecular species*; Laser Focus World, p. 133, Nov. (1992).

- [85] L. S. Rothman, and L. D. G. Young: *Infrarred energy levels and intensities of carbon dioxide-II*; Journal of Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, Vol **25**, 505-524, (1981).
- [86] L. S. Rothman, R. R. Gamache, A. Goldman, L. R. Brown, R. A. Toth, H. M. Pickett, R. L. Poynter, J.-M. Flaud, C. Camy-Peyret, A. Barbe, N. Husson, C. P. Rinsland, and M. A. H. Smith: *The HITRAN database: 1986 edition*; Applied Optics, Vol. **26**, No. 19, (1987).
- [87] G. Herzberg: *Molecular spectra and molecular structure: II. Infrared and raman spectra of polyatomic molecules*; D. Van Nostrand Company, New York, (1947).
- [88] P. Varansi and B. R. P. Bangaru: *Intensity and half-width measurements in the 1.525 μ m band of acetylene*; J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, Vol. **15**, p. 267, (1975).
- [89] M. Ohtsu (D. J. E. Knight): *Frequency Control of Semiconductor Lasers*; Chap. 6, John Wiley & Sons, Inc., New York, (1996).
- [90] B. Bodemann, M. Klug, H. Knöckel, E. Tiemann, G. Bönsch, A. Nicolaus und H. R. Telle: *Präzisionsmessungen von Übergangsfrequenzen des $^{127}\text{I}_2$ -Moleküls im nahen IR*; DPG Frühjahrstagung, Konstanz, Vortrag **Q32.3**, (1998).
- [91] M. Laschek, D. Wandt, W. Arens und D. Ristau: *Verlustarme Vergütung von Laserdioden für die Meßtechnik*; Laser und Optoelektronik, Nr. **30**(2) p. 50, (1998).
- [92] M. Laschek, D. Wandt, A. Tünnermann, and H. Welling: *Electro-optical frequency modulation of an external-cavity diode laser*; Optics Comm., **in press**, (1998).
- [93] K. Przyklenk, M. Laschek, A. Tünnermann, D. Wandt und H. Welling: *Abstimmbarer Diodenlaser mit Gitter im steifenden Einfall um 780nm*; DPG Frühjahrstagung, Innsbruck, Vortrag **Q 3C.4**, (1995).
- [94] M. Laschek, A. Kohrs, K. Przyklenk, A. Tünnermann, D. Wandt und H. Welling: *Modensprungfrei abstimmbare Diodenlaser mit externem Resonator mit Emissionen im nahinfraroten Spektralbereich*; 6. Norddeutscher Lasertag, Hannover, (1995).
- [95] A. Kohrs, M. Laschek, A. Tünnermann, D. Wandt und H. Welling: *Abstimmbarer Diodenlaser mit externem Resonator bei 1.55 μ m mit hoher Intensitätsstabilität*; DPG Frühjahrstagung, Jena, Vortrag **Q 24.3**, (1996).
- [96] M. Laschek, K. Przyklenk, A. Tünnermann, D. Wandt und H. Welling: *Schnell abstimmbarer externer Diodenlaser für Spektroskopie an H_2O* ; DPG Frühjahrstagung, Jena, Vortrag **Q33.12**, (1996).

- [97] M. Laschek, A. Kohrs, A. Tünnermann, D. Wandt, and H. Welling: 30nm *continuous tuning range with an external cavity diode laser at 770nm*; CLEO Europe, Hamburg, paper **CTH126**, (1996).
- [98] M. Laschek, A. Kohrs, A. Tünnermann, D. Wandt und H. Welling: 30nm *continuous tuning range with an external cavity diode laser at 770nm*; 7. Norddeutscher Lasertag, Hannover, (1996).
- [99] M. Laschek, A. Tünnermann, D. Wandt und H. Welling: 18 nm *kontinuierlich abstimmbarer Extended Cavity Laser bei 670nm*; DPG Frühjahrstagung, Mainz, Vortrag **Q34.4**, (1997).
- [100] M. Laschek, A. Tünnermann, D. Wandt, and H. Welling: *Novel external-cavity diode laser with a double-grating design*; CLEO US, Baltimore, paper **CTuH3**, (1997).
- [101] D. Wandt, M. Laschek, A. Tünnermann und H. Welling: *Grundlagenuntersuchungen zu NIR-Diodenlasern mit externem Resonator*; LASER 97, München, **VDI-TZ** (1997).
- [102] M. Laschek, D. Wandt, A. Tünnermann, H. Welling: *Abschlußbericht zum Teilvorhaben „Untersuchung der Grundlagen eines NIR-Laserspektrometers mit schmalbandiger Wellenlängenabstimmung“ im Forscherverbund „NIR-Diodenlasersysteme mit externem Resonator“*; unter dem Förderkennzeichen 13N6152 des Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie, Laser Zentrum Hannover e. V., Hannover, (1998).
- [103] M. Tacke, R. Grisar: *Laserphotometer für die Gasanalyse: Absehbare Eigenschaften und Entwicklungen*; Laser und Optoelektronik, **27**(4), p. 51 (1995).
- [104] *Product Catalog 96/97 Second Edition*; Spectra Diode Labs Inc., San Jose, U.S.A
- [105] S. Nakamura: *Blue-output laser diode draws a crowd on the way to 10.000 hours*; Laser Focus World, Vol. **33**, No. 12, p. 9 (1997).
- [106] S. Nakamura: *InGaN-Based Blue Laser Diodes*; IEEE J. Selected Topics Quant. Electr., Vol. **3**, No. 3, p. 712, (1997).
- [107] S. P. Denbaars: *Gallium-Nitride-Based Materials for Blue to Ultraviolet Optoelectronics Devices*; Proc. IEEE, Vol. **85**, No. 11, p. 1740, (1997).
- [108] A. A. Popov, V. V. Sherstnev, Y. P. Yakovlev, A. N. Baranov, and C. Alibert: *Powerful mid-infrared light emitting diodes for pollution monitoring*; Elect. Lett., Vol. **33**, No. 1, p. 86, January (1997).

- [109] R. M. Biefeld, S. R. Kurtz, and A. A. Allerman: *The Metal-Organic Chemical Vapor Deposition Growth and Properties of InAsSb Mid-Infrared (3-6 μ m) Lasers and LED's*; IEEE J. Selected Topics Quant. Electr., Vol. **3**, No. 3, p. 739, (1997).
- [110] R. M. Biefeld, S. R. Kurtz, and A. A. Allerman: *Novel materials and device design by metal-organic chemical vapour deposition for use in IR emitters*; IEE Proc.-Optoelectron., Vol. **144**, No. 5, p. 271, (1997).

Teilergebnisse dieser Arbeit wurden aus Prioritätsgründen vorveröffentlicht oder zur Veröffentlichung eingereicht:

[74], [93], [94], [95], [60], [96], [97], [41], [98], [100], [99], [101], [63], [92], [102] und [91].

Anhang A

Airy-Funktionen bei unterschiedliche Reflektivitäten R_1 und R_2

Eine ebene Welle $E = A_0 \exp[i(\omega t - kx)]$ fällt auf ein optisch dichteres Medium. Die Fresnel-reflektivität der Vorderseite beträgt R_1 , die der Rückseite R_2 . Je nach Dicke des Medium, Einfallswinkel und Wellenlänge des Lichtes erfährt die Welle pro doppelten Durchgang durch das Medium eine Phasenverschiebung δ . Die Gesamtamplitude der reflektierten Strahlung ergibt sich aus der Superposition der Einzelamplituden ¹. Es gilt:

$$A_R^p = A_0 \sqrt{R_1} e^{i\pi} + A_0(1 - R_1) \sqrt{R_2} \sum_{m=0}^{p-2} (\sqrt{R_1} \sqrt{R_2})^m e^{im\delta} \quad . \quad (\text{A.1})$$

Für senkrechten Einfall oder unendlich große Platte geht $p \rightarrow \infty$ und es gilt:

$$A_R = A_0 \frac{-\sqrt{R_1} + \sqrt{R_2} e^{i\delta}}{1 - \sqrt{R_1} \sqrt{R_2} e^{i\delta}} \quad . \quad (\text{A.2})$$

Für die reflektierte Intensität folgt

$$I_R = 2c\epsilon_0 A_R A_R^* = I_0 \frac{R_1 + R_2 - 2\sqrt{R_1} \sqrt{R_2} \cos \delta}{1 + R_1 R_2 - 2\sqrt{R_1} \sqrt{R_2} \cos \delta} \quad . \quad (\text{A.3})$$

Für die transmittierte Welle erhält man analog:

$$A_T^p = A_0 \sqrt{1 - R_1} \sqrt{1 - R_2} \sum_{m=0}^p (\sqrt{R_1} \sqrt{R_2})^m e^{im\delta} \quad . \quad (\text{A.4})$$

Für senkrechten Einfall oder unendlich große Platte geht $p \rightarrow \infty$ und es gilt:

$$A_T = A_0 \sqrt{1 - R_1} \sqrt{1 - R_2} \frac{1}{1 - \sqrt{R_1} \sqrt{R_2} e^{i\delta}} \quad . \quad (\text{A.5})$$

¹Die erste Reflexion macht wegen dem Übergang vom optisch dünneren zum dickeren Medium einen Phasensprung von π

Für die transmittierte Intensität folgt

$$I_T = 2c\epsilon_0 A_T A_T^* = I_0 \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)}{1 + R_1 R_2 - 2\sqrt{R_1}\sqrt{R_2} \cos \delta} \quad . \quad (\text{A.6})$$

In Abb. A ist der Verlauf der Transmission von Laserdiode und Modulatorkristall dargestellt.

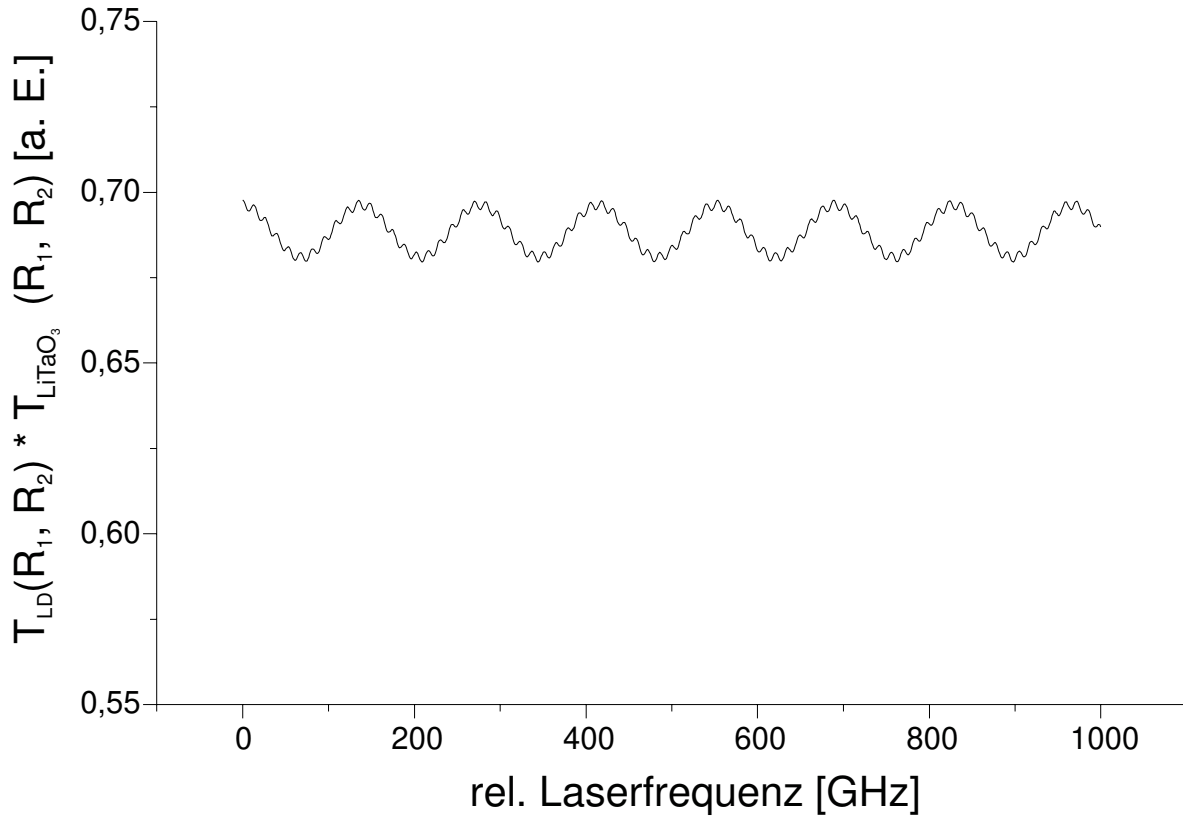


Abbildung A.1: Spektraler Verlauf der Transmission der Laserdiode mit $R_1 = 0.0001$ und $R_2 = 0.31$ gefaltet mit der Transmission des Modulatorkristalls mit $R_1 = R_2 = 0.0012$.

Danksagung

An dieser Stelle will ich all den vielen guten Geistern danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, auch wenn nicht alle explizit erwähnt werden.

Vorab gilt mein besonderer Dank meinen Eltern, die mich beide durch die Ermöglichung meines Studiums in die Lage versetzt haben, überhaupt eine Promotion beginnen zu können. Danke dafür.

Ich danke Herrn Prof. Dr. Herbert Welling für die Möglichkeit, diese interessante Arbeit am Laser Zentrum Hannover e. V. durchführen zu können. Besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Andreas Tünnermann (Atü) für die vielen hilfreichen Diskussionen und Anregungen zu meinem Thema. Ferner gilt mein Dank den Mitarbeitern der Abteilung Entwicklung für das angenehme Umfeld in der Gruppe. Besonders gilt dies für Dr. Dieter Wandt für die Zusammenarbeit und die vielen guten Tips, Infos und Formulierungen (Wenn ich an die Korrekturphase denke . . .). Nicht zu vergessen sind auch noch Dipl. Phys. Alexander Kohrs und Dipl. Phys. Karin Przyklenk, die die durchgeführten Arbeiten tatkräftig unterstützt haben.

Bei den Dipl. Phys. Winfried Arens (ohne H) und Jürgen Kohlhaas aus der Abteilung Laserkomponenten oder ketzerisch „Aufdampfer“ möchte ich mich für die Hilfe bei der Beschichtung der Laserdioden, die auch mal so dazwischengerutscht sind, bedanken.

Bei den Mitarbeitern der Werkstatt, besonders André Massow, bedanke ich mich, daß sie meine nicht immer ganz einsichtigen und normgerechten Zeichnungen in oft filigrane, reale dreidimensionale Objekt umgewandelt haben.

Ansonsten gilt mein Dank Kai-Martin, äh Dipl. Phys. Kai-Martin Knaak, für die erfrischenden Diskussionen um Promotion allgemein und speziell diese. Ina Berg danke ich dafür, daß sie mich den größten Teil dieser Arbeit „ertragen“ hat sowie daß sie mir die Möglichkeit bot, durch echte handwerkliche Arbeit einen Ausgleich für die Physik zu schaffen.

Also: **Vielen DANK!!**

Lebenslauf

Name: Michael Laschek
Anschrift Harenberger Meile 3
30926 Seelze
Geburtsdatum: 22.04.1967
Geburtsort: Hünfeld
Familienstand: ledig
1973 - 1977 Grundschule „An der Sommerseite“, Bad Hersfeld
1977 - 1983 Gymnasialer Zweig der „Konrad-Duden Schule“, Bad Hersfeld
1983 - 1986 Gymnasiale Oberstufe, „Modellschule Obersberg“, Bad Hersfeld
10/86 - 5/88 Zivildienst beim DRK in Bad Hersfeld, Abt.: Rettungsdienst
9/90 Abschlußprüfung als Rettungsassistent an der DRK-Schule, Braunfels
10/88 - 10/94 Studium der Physik an der Universität Hannover
Abschluß: 10/94 Diplom Physiker
Note: sehr gut
seit 12/94 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Laser Zentrum Hannover e. V.