

# **Aufbau und Stabilisierung eines ECD-Lasers**

von

**Ansgar Schaefer**

Bachelorarbeit in Physik  
vorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik (FB 08)  
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz  
am 10.11.2015

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

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

Mainz, den [Datum] [Unterschrift]

Ansgar Schaefer  
QOQI  
Institut für Physik  
Staudingerweg 7  
Johannes Gutenberg-Universität D-55099 Mainz  
ascha08@students.uni-mainz.de

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Aufbau des ECDL</b>	<b>3</b>
2.1. Theorie: Laserprozess in einem Diodenlaser . . . . .	3
2.1.1. Zustände in einer Diode . . . . .	3
2.1.2. Lasermoden . . . . .	3
2.1.3. Laserbetrieb und Moden-Auswahl . . . . .	5
2.1.4. Theorie: Reflektionssgitter und Littrow-Design . . . . .	5
2.2. Aufbau des ECDL . . . . .	7
<b>3. Charakterisierung</b>	<b>11</b>
3.1. Spektrum der frei laufenden Diode . . . . .	11
3.1.1. Aufbau und Durchführung . . . . .	11
3.1.2. Beobachtungen . . . . .	11
3.2. Aufbau und Durchführung . . . . .	13
3.2.1. Generelles zu Messungen und Fehlerbetrachtung . . . . .	13
3.2.2. Verwendete Gitter . . . . .	14
3.2.3. Justage . . . . .	15
3.3. Modenlandschaft des Lasers . . . . .	16
3.3.1. Theorie: Moden im ECDL . . . . .	16
3.3.2. Die Charakterisierungs-Messung . . . . .	18
3.3.3. Ergebnis der Messung . . . . .	20
3.4. Temperaturabhängigkeit des Laserprozesses . . . . .	20
3.5. Einfluss der Reflektivität verschiedener Gitter . . . . .	21
3.5.1. Thesen . . . . .	21
3.5.2. Laserschwellen der einzelnen Gitter . . . . .	21
3.5.3. gemessene Lasermoden . . . . .	22
3.6. Verstimmbarkeit des Lasers . . . . .	25
3.6.1. Bedingungen für optimale Frequenzverstimmung . . . . .	25
3.6.2. Ergebnisse . . . . .	25
3.7. Feed-Forward Regelung bei der Frequenzverstimmung . . . . .	27
3.7.1. Feed-Forward . . . . .	27
3.7.2. Überprüfung . . . . .	28
3.8. Ergebnisse des Kapitels und finaler Aufbau des Lasers . . . . .	30
3.8.1. Eigenschaften des fertigen Laseraufbaus . . . . .	30

*Inhaltsverzeichnis*

<b>4. Stabilisierung des Lasers auf den Hochfinesse-Resonator</b>	<b>32</b>
4.1. Gaußmoden . . . . .	32
4.1.1. Theorie: Gaußsche Strahlen als Lösung der Wellengleichung . .	32
4.1.2. Theorie: Gaußsche Strahlen im Resonator . . . . .	33
4.2. Stabilisierung und Pound-Drever-Hall-Fehlersignal . . . . .	34
4.2.1. Einkopplung . . . . .	34
4.2.2. Aufbau . . . . .	35
4.2.3. Rückreflex und Pound-Drever-Hall Verfahren . . . . .	35
4.2.4. Pound-Drever-Hall Verfahren und abschließende Messung . . .	36
4.2.5. Stabilisierung . . . . .	37
<b>5. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>40</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>41</b>
A.1. Tabellen und Abbildungen . . . . .	41
A.1.1. Spektren der freilaufenden Diode . . . . .	41
A.1.2. Polarisaton und Wechsel der Gitter . . . . .	41
A.2. Moden für verschiedene Gitter, Reflektivitäten und Temperaturen . .	42
A.3. Durchstimmen des Piezo-Elementes . . . . .	45
A.4. Datenblätter . . . . .	50
A.5. Reflektivitäten der Reflektionsgitter . . . . .	58
<b>B. Literaturverzeichnis</b>	<b>62</b>
<b>C. Danksagung</b>	<b>64</b>

# 1. Einleitung

Die Arbeitsgruppe QOQI der Universität Mainz arbeitet an einem Experiment, in dem ein dipolares Quantengas aus dem Element Dysprosium erzeugt werden soll. Um ein solches Quantengas herzustellen, muss ein Gas aus Dysprosium mit Laserlicht dopplergekühlt werden. Dafür benötigt man Laserlicht, was in der Größenordnung einer Linienbreite um die Wellenlänge von etwa 421 nm, einem atomaren Übergang in Dysprosium, verstimmt ist. Es gab zu Beginn der Arbeit keine Laserdioden, die bei dieser Frequenz genug Leistung, also mindestens 100 mW emittieren konnten. Vor allem gibt es bei dieser Frequenz derzeit keine optischen Verstärker, die Licht entsprechend verstärken könnten. Deshalb verwendet man Laserlicht halber Frequenz, und frequenzverdoppelt dieses in einem nichtlinearen Kristall. Dieses Licht muss sowohl verstimmbar als auch extrem stabil sein. Man erreicht das, indem man die Frequenz des Lasers mittels Offset-Stabilisierung um eine wählbare Frequenz von der Frequenz eines Referenz-Lasers verschoben stabilisiert.

Der Referenzlaser muss entsprechend stabil sein, und sollte eine Ausgangsleistung von mindestens 15 bis 20 mW haben. Diesen Referenz-Laser aufzubauen und anschließend auf einen Resonator zu stabilisieren, soll das Thema dieser Arbeit sein. Um den Laser auf einen Resonator stabilisieren zu können, muss die Frequenz mindestens um einen freien Spektralbereich des Resonators, also 1.5 GHz, verstimmt werden können, ohne dass es zu Modensprüngen kommt. Deshalb wird der Laser vor dem finalen Aufbau charakterisiert. Dabei soll insbesondere der Frage nachgegangen werden, wann Modensprünge bei diesem Lasertyp auftreten, und wie sie sich verhindern lassen. Der aufzubauende Laser ist ein External-Cavity-Diode-Laser, also ein Laser, der als Verstärkungsmedium eine Halbleiterdiode besitzt. Der Resonator besteht aus der Rückseite der Diode sowie einem externen Spiegel. Bei dem verwendeten Littrow-Design besteht der externe Spiegel aus einem Reflektionsgitter, was Licht abhängig von der Frequenz besser oder schlechter reflektiert. Die Auswirkung der Wahl des Gittertyps auf die Frequenzverstimmbarkeit und die Wellenlänge soll ebenfalls untersucht werden. Die ersten beiden Kapitel dieser Arbeit befassen sich mit der Theorie und dem Aufbau des Lasers sowie dann anschließend mit der beschriebenen Charakterisierung. Abschließend werden die Ergebnisse zusammengefasst und angewandt, um die Verstimmbarkeit des aufgebauten Lasers zu vergrößern.

Im dritten Kapitel soll der Laser stabilisiert werden, dafür wird er in einen Resonator eingekoppelt. Das Licht wird also so in den Resonator eingestrahlt, dass in diesem ein Lichtfeld angeregt wird. Der Rückreflex des Lichtfeldes aus dem Resonator macht es dann möglich, mittels des sogenannten Pound-Drever-Hall

## *1. Einleitung*

Verfahrens den Laser auf eine Resonanzfrequenz des Resonators zu stabilisieren. Der verwendete Resonator hierfür besteht aus einem Ultra-Low-Expansion Material mit extrem kleinem thermischen Ausdehnungskoeffizienten, um zu garantieren, dass die Resonanzfrequenz des Resonators stabil ist. Das angestrebte Ergebnis der Arbeit ist ein bei 842 nm stabilisierter Laser mit einer Ausgangsleistung von 15 bis 20 mW, der über mindestens 1.5 GHz verstimmbar ist.

## 2. Aufbau des ECDL

### 2.1. Theorie: Laserprozess in einem Diodenlaser

#### 2.1.1. Zustände in einer Diode

Das Grundprinzip eines Lasers ist es, dass Licht ein Medium viele Male durchquert und dabei in dem Medium verstärkt wird. In einem Diodenlaser ist dieses Medium eine Diode, also ein Halbleiter mit polierten Endflächen. In dieser Arbeit wird eine Gallium-Arsenid Diode der Firma eagleyard Photonics verwendet, deren Endflächen nachträglich antireflexbeschichtet wurden.

Die quantenmechanischen Elektronenzustände im Halbleiter sind die Lösung eines periodischen Gitterpotentials, ihre Gesamt-Energie variiert je nach Ort und Impuls der Zustände. Aufgetragen auf gegen Ort und den Impuls entstehen so Energiebänder, in denen Elektronen Zustände besetzen können. Da es mehrere solcher Energiebänder gibt [2, p. 109], können Elektronen unter Absorption oder Emission von Licht zwischen diesen Bändern wechseln. Damit ein Elektron Licht emittieren kann, muss es unbesetzte Zustände niedrigerer Energie geben. Die Elektronen können dann entweder spontan in den Zustand niedrigerer Energie fallen und dabei ein Lichtfeld emittieren (spontane Emission), oder bei Anwesenheit eines Lichtfeldes dieses Lichtfeld kohärent verstärken (stimulierte Emission). Die Wahrscheinlichkeit für einen solchen Prozess der stimulierten Emission ist nach [7, p. 236] proportional zur Intensität des Lichtfeldes, was kohärent verstärkt wird. Umgekehrt kann ein Lichtfeld aber auch abgeschwächt werden, wenn es Elektronen in einen höheren Zustand anregt. Damit also Licht in der Diode Verstärkung erfahren kann, muss eine Besetzungs-Inversion vorherrschen. In Dioden realisiert man diese durch verschiedene Dotierung und der Injektion von Ladungsträgern [7, p. 266], zum Beispiel in einem P-N-Übergang. Das Spektrum der spontanen Emission, also welche Frequenzen wie stark emittiert werden, gibt Auskunft über die Verstärkungsleistung der Diode.

#### 2.1.2. Lasermoden

Der folgende Abschnitt orientiert sich lose an [7, p. 160]. Eine Lasermode ist die Anregung eines elektrischen Feldes in einem Resonator, die durch die Frequenz der Welle sowie die Wellenform eindeutig bestimmt ist.

Das einfachste Modell eines Resonators besteht aus 2 Spiegeln im Abstand  $L$  mit Reflektivitäten  $R_1$  und  $R_2$ , die ein Lichtfeld in sich selbst überführen können. Man nimmt an, dass zwischen diesen Spiegeln ein Lichtfeld  $E_0(\vec{x}) = \tilde{E}e^{i(\omega t - kz)}$  entsteht, entweder weil es eingestrahlt wird, oder weil es innerhalb des Resonators erzeugt wird,

## 2. Aufbau des ECDL

zum Beispiel durch ein strahlendes Medium. Nimmt man an, dass das System nach unendlich langer Zeit betrachtet wird, so wird durch die Spiegel das Feld  $E_0$  nach einer Zeit  $T$  in ein Feld  $E_1$  überführt.  $E_1$  unterscheidet sich von  $E_0$  um den Faktor  $R_1 \cdot R_2$  und die Phase  $e^{i2Lk}$ . Dieses wird wiederum nach  $T$  in ein Feld  $E_2$  überführt. Nach unendlich langer Zeit ist die Überlagerung aller Felder:

$$E(\vec{x}) = \sum_{n=1}^{\infty} (R_1 R_2)^n \tilde{E} e^{i2Lk} e^{i(\omega t - kz)} \quad \text{geometrische Reihe} = \tilde{E} \frac{e^{i(\omega t - kz)}}{1 - (R_1 R_2) e^{i2Lk}} \quad (2.1)$$

Das Feld, das im Resonator entsteht, insbesondere seine Intensität, ist von dem Wellenvektor  $\vec{k}$  des Feldes  $E_0$  abhängig:

$$I = \frac{\tilde{E} \tilde{E}^*}{|1 - R_1 R_2 e^{i2Lk}|^2} \quad (2.2)$$

$$= \frac{\tilde{E} \tilde{E}^*}{1 + (R_1 R_2)^2 - 2(R_1 R_2) \cos(2Lk)} \quad (2.3)$$

Mit

$$\cos(x) = 1 - 2 \sin^2\left(\frac{x}{2}\right) \quad (2.4)$$

ergibt sich:

$$I = \frac{\tilde{E} \tilde{E}^*}{(1 - R_1 R_2)^2 \left(1 + \frac{2\mathcal{F}^2}{\pi} \sin^2(Lk)\right)} \quad (2.5)$$

wobei

$$\mathcal{F} = \frac{\pi \sqrt{R_1 R_2}}{1 - (R_1 R_2)} \quad (2.6)$$

die Finesse ist. Abhängig von  $k$  kommt es im Resonator zu einer Überhöhung der Intensität. Die Maxima der Verteilung liegen bei den Frequenzen  $\nu_q$  beziehungsweise  $k_q$ , für die gilt:

$$Lk_q = q\pi \Rightarrow \frac{L2\pi n\nu_q}{c} = q\pi \Rightarrow \nu_q = \frac{qc}{2Ln} = q \cdot \nu_{FSR} \quad (2.7)$$

Hierbei ist  $n$  der Brechungsindex, und  $q$  eine beliebige ganze Zahl, die die Maxima der Verteilung durchzählt.  $\nu_{FSR}$  nennt man den freien Spektralbereich, der den Frequenzabstand zwischen zwei Intensitäts-Maxima angibt. Bei

$$\frac{2\mathcal{F}^2}{\pi} \sin^2\left(\frac{L2\pi\nu_H}{c}\right) = 1 \quad (2.8)$$

ist die Intensität auf die Hälfte abgesunken. Betrachtet man das nullte Maximum bei Frequenz  $\nu = 0$  Hz, so gibt  $\nu_H$  die Hälfte der Halbwertsbreite an. Eine Taylorentwicklung um 0 liefert nach [7, p. 163]:

$$\Delta\nu = \frac{\nu_{FSR}}{\mathcal{F}} \quad (2.9)$$

## 2. Aufbau des ECDL

Eine Mode  $k$  nennt man dann eine stabile Mode, wenn die Gesamtintensität möglichst groß wird, beziehungsweise wenn  $\sin(kL) = 0$  ist. Wären die Spiegel dann angenähert vollständig reflektierend sowie die Anfangs-Intensität angenähert 0, so würde sich an der Gesamt-Intensität trotzdem nichts ändern. Das entspricht dem Grenzfall einer stehenden Welle im Resonator. In den weiteren Teilen der Arbeit bezieht sich "Moden" immer auf stabile Moden.

Verwendet man nicht nur einen Resonator, sondern einen inneren und einen äußeren, wie es auch in einem ECDL der Fall ist, so ist die Überhöhung beider Resonatoren das Produkt der einzelnen Überhöhungen: Wird im inneren Resonator ein Feld angeregt, so interferiert das Licht konstruktiv und wird verstärkt. Die Überhöhung innerhalb des inneren Resonators kann dann für den äußeren Resonator als Quellenfeld angesehen werden, was nochmals überhört wird.

### 2.1.3. Laserbetrieb und Moden-Auswahl

In einem Laser ist die Annahme von einem initialen Feld  $E_0$ , was unendlich viele Umläufe im Resonator macht, eigentlich das falsche Modell für den Laserbetrieb: Stattdessen nimmt man an, dass zufällig Moden  $E_{0,k}$  spontan vom Medium emittiert werden und dann nur  $N$  Umläufe bestehen bleiben. Die Mode ist beim Umlaufen im Resonator realen Verlusten ausgesetzt, allerdings wird das Feld auch kohärent verstärkt. Nach Abschnitt 2.1.1 ist eine Verstärkung dabei umso wahrscheinlicher, je größer die Intensität ist. Das Feld wird also zusätzlich umso mehr verstärkt, je größer die Überlagerung von den  $N$  Umläufen des Feldes  $E_{0,k}$  ist. Je resonanter eine Mode ist, desto mehr Verstärkung erfährt sie folglich. Wenn die Verstärkung die Verluste ausgleichen kann, dann wird sich die Amplitude der Mode mit der Zeit erhöhen.

Sobald der Verstärkungsbetrieb einsetzt, werden Elektronen abgeregt, und die Besetzungsinversion wird geringer. Während die entstandenen Moden also verstärkt werden, sinkt gleichzeitig die Verstärkungsleistung ab, so dass die Moden, die am wenigsten Verstärkung erfahren haben, die Verluste nicht ausgleichen können und abklingen. Schlussendlich bleiben nur diese Moden übrig, die entweder sehr nah bei der Resonanz liegen, oder deren Frequenzen sehr gut von dem Medium verstärkt werden.

Der Resonator, der in dieser Arbeit verwendet werden soll, gebraucht als Spiegel ein Reflektionsgitter. Im Folgenden soll erklärt werden, wie dieser Spiegel ebene Welle wellenlängenselektiv in verschiedene Raumwinkel zurückreflektiert.

### 2.1.4. Theorie: Reflektionssgitter und Littrow-Design

Der Laser ist nach dem Littrow-Design aufgebaut. Die beiden Spiegel des äußeren Resonators bestehen hier aus der polierten Rückfacette der Diode und einem Reflektionsgitter, das so ausgerichtet ist, dass der Reflex erster Ordnung zurück in die Diode fällt. Der Reflex nullter Ordnung tritt aus der Anordnung aus und wird als erzeugtes Laserlicht verwendet. Die folgenden Überlegungen zu Reflektionssgittern orientieren sich an [4, p. 77]. Ein Reflektionssgitter ist eine reflektierende Oberfläche mit einem periodischen Profil. Aufgrund der Periodizität ergeben sich, ähnlich wie bei einem Spalt,

## 2. Aufbau des ECDL

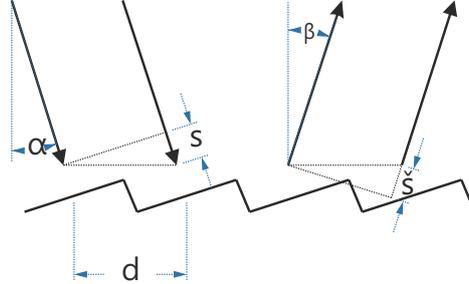


Abbildung 2.1.: Phasenversatz im Reflexionsgitter

Interferenzeffekte: Man nimmt an, dass Licht als eine ebene Welle im Winkel  $\alpha$  auf das Gitter trifft und  $N$  Gitterlinien ausleuchtet. Vereinfachend wird außerdem angenommen, dass von jeder Gitterlinie ein einzelner Lichtstrahl in jeden möglichen Winkel  $\beta$  ausgestrahlt wird, wie in Abbildung 2.1, dass also die Gitterlinien jeweils Quellen von Huygensschen Elementarwellen sind, und dass Strahlen, die dieselbe Richtung  $\beta$  haben, in genügend großer Entfernung interferieren. Die Amplitude der jeweiligen Strahlen hängt dabei von der Reflektivität  $R(\alpha, \beta)$  des Spiegels ab.

Der Phasenversatz zweier Strahlen ist dann

$$\phi = 2\pi \frac{s + \check{s}}{\lambda} = 2\pi \cdot d \frac{\sin(\alpha) + \sin(\beta)}{\lambda} \quad (2.10)$$

Wenn man annimmt, dass  $N$  Spalte ausgeleuchtet werden, so ist die Gesamt-Amplitude der interferierenden Strahlen:

$$A(\alpha, \beta) = R^{\frac{1}{2}}(\alpha, \beta) \sum_{m=0}^{N-1} A_0 e^{-im\phi} \stackrel{\text{geometrischen Reihe}}{=} R^{\frac{1}{2}}(\alpha, \beta) \frac{1 - e^{-iN\phi}}{1 - e^{-i\phi}} \quad (2.11)$$

Die Intensität ist dann das Betrags-Quadrat:

$$I(\alpha, \beta) = R(\alpha, \beta) I_0 \frac{\sin^2(N \frac{\pi}{\lambda} d (\sin(\alpha) + \sin(\beta)))}{\sin^2(\frac{\pi}{\lambda} d (\sin(\alpha) + \sin(\beta)))} \quad (2.12)$$

Im Laser soll dieses Reflexionsgitter als Spiegel des äußeren Resonators verwendet werden. Das Gitter wird dazu vor der Laserdiode fixiert, so dass für das Licht, das am Laserprozess beteiligt sein soll, die Winkel  $\alpha = \beta$  schon fixiert sind. Die Intensität des reflektierten Lichtes ist dann allein von der Wellenlänge abhängig. Ein Maximum der

## 2. Aufbau des ECDL

Intensität ist erreicht, wenn der Nenner null wird:

$$\frac{\pi}{\lambda_0} d(\sin(\alpha_m) + \sin(\beta_m)) = m \cdot \pi \quad (2.13)$$

$$2 \frac{\pi}{\lambda_0} d \sin(\alpha_m) = m \cdot \pi \quad (2.14)$$

$$\sin(\alpha) = \frac{\lambda_0}{2d} \quad (2.15)$$

Richtet man das Gitter also so aus, dass das Diodenlicht im Winkel  $\alpha$  auf das Gitter trifft, so hat man effektiv einen wellenlängenselektiven Spiegel mit dem Reflektionskoeffizienten

$$R(\lambda) \propto \frac{\sin(N\pi \frac{\lambda_0}{\lambda})}{\sin(\pi \frac{\lambda_0}{\lambda})} \quad (2.16)$$

Im Experiment erreicht man eine genaue Justage auf den Winkel  $\alpha$ , indem man den Reflex erster Ordnung manuell mit dem ankommenden Strahl überlagert.

### 2.2. Aufbau des ECDL

Alle benötigten Teile des Lasers befinden sich in einem Gehäuse und wurden auf einer Halterung aus Neusilber mit einem Festkörpergelenk befestigt, wie in Abbildung 2.2 zu sehen. Das Reflektionsgitter ist auf eine Halterung mit einem Festkörpergelenk geklebt worden, so dass es mit einer Stellschraube verkippt werden kann. Die Linien des Gitters sind vertikal orientiert. Innerhalb dieser Stellschraube, zu sehen in Abbildung 2.3, befindet sich auch ein Piezoelement, dessen Länge um bis zu  $9.2 \pm 1.3 \mu\text{m}$  veränderbar ist. Mit den drei vertikalen Stellschrauben lässt sich die Orientierung des Gitters verändern: Die beiden Schlitzschrauben an der Seite ziehen den Aufbau in Richtung der Bodenplatte, während die Stellschraube in der Mitte ihn nach oben drücken kann.

Die Längenangabe  $l_d$  stammt aus dem Datenblatt der Laserdiode 55, die Länge für den Abstand von Diode zu Reflektionsgitter  $l_f$  ergibt sich aus dem gemessenen Abstand von Gitter und Halterung von  $18.5 \pm 2.0 \text{ mm}$  sowie aus der CAD-Zeichnung der Linse auf Seite 51. Die Laserdiode selbst befindet sich in einem weiteren Block aus Neusilber, zu sehen in Abbildung 2.4(b), zusammen mit einem Thermistor, mit dessen Hilfe die Temperatur stabilisiert wird. Unter dem Aufbau befindet sich dafür ein Peltierelement. Die Rückseite der Diode ist verspiegelt, so dass sie zusammen mit dem Reflektionsgitter einen Resonator der optischen Länge  $l_D \cdot n_D + l_f \cdot n_f$  bildet.  $n_D$  bezeichnet den Brechungsindex von Gallium Arsenid. Da die Austrittsseite der Diode ebenfalls glatt poliert ist, bildet sie, trotz einer Antireflexbeschichtung, ebenfalls einen Resonator mit der spiegelnden Rückseite. Dieser hat die optische Länge  $n_D \cdot l_D$ . Das von der Diode emittierte Licht fällt durch eine Linse, zu sehen in Abbildung 2.4(a), die es kollimiert.

## 2. Aufbau des ECDL

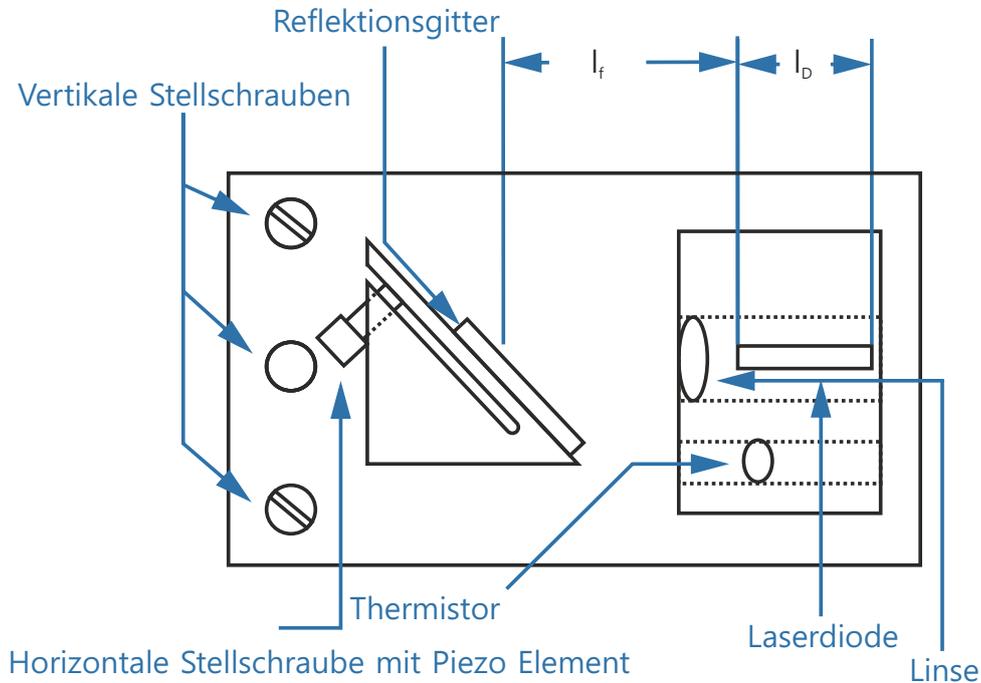


Abbildung 2.2.: Aufbau des External Cavity Diode Lasers:  $l_D$  und  $l_f + l_D$  geben die Längen der Resonatoren in dem Laser an:  $l_D = 1.5 \text{ mm}$  und  $l_f = 27.5 \pm 2.0 \text{ mm}$ . Die Verkabelung ist im Aufbau nicht eingezeichnet.

Die verwendete Diode ist eine Gallium-Arsenid-Diode<sup>1</sup> der Firma eagleyard Photonics, die Kollimationslinse<sup>2</sup> sowie das Piezo-Element<sup>3</sup> stammen von Thorlabs, ebenso wie die verwendeten optischen Gitter<sup>4</sup>. Alle anderen Teile des Aufbaus kommen aus der hauseigenen Werkstatt.

Die Diode und die Temperaturkontrolle wurden mit zwei Regelschaltungen angesteuert, die jeweils den Strom durch die Diode sowie die Temperatur des Aufbaus auf fest einstellbare Werte regeln. Die Temperaturregelung besteht aus einem PI-Regler. Die Stromsteuerung hat einen Modulationseingang, mit dem durch Anlegen einer Spannung der Soll-Wert des Stroms geändert werden kann. Die Stromsteuerung gibt darüberhinaus auf einem BNC-Ausgang eine Spannung aus, die proportional zum angelegten Strom ist. Die Spannung am Modulationseingang, sowie am Piezo-Eingang wird mit einem Funktionsgenerator<sup>5</sup> mit Computerschnittstelle kontrolliert.

Nachdem das Gitter eingebaut ist, muss es mit den Stellschrauben justiert werden. Das

<sup>1</sup>Produktbezeichnung: EYP-RWE-0860-06010-1500-SOT02-000, Produkt

<sup>2</sup>Produktbezeichnung: LT230P-B Collimation Tube

<sup>3</sup>Produktbezeichnung: PK4DMP1

<sup>4</sup>Produktbezeichnung: GR13-1203, GR13-1850, GH13-18U

<sup>5</sup>Produktbezeichnung Agilent 33522A

## 2. Aufbau des ECDL

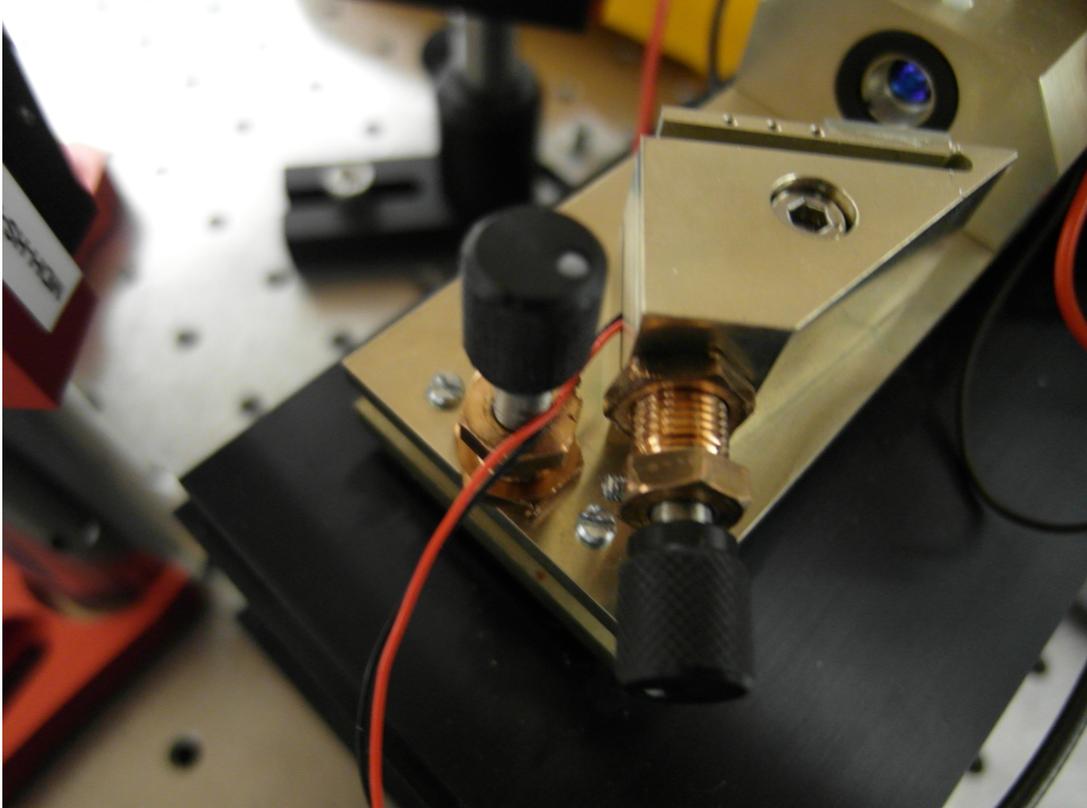


Abbildung 2.3.: Die Halterung für das Gitter. Zu sehen sind auch die Stellschrauben sowie die Verkabelung des Piezo-Elementes.

genaue Vorgehen hierzu findet sich in Abschnitt 3.2.3. Das nächste Kapitel beschäftigt sich mit der Charakterisierung dieses Lasers.

## 2. Aufbau des ECDL

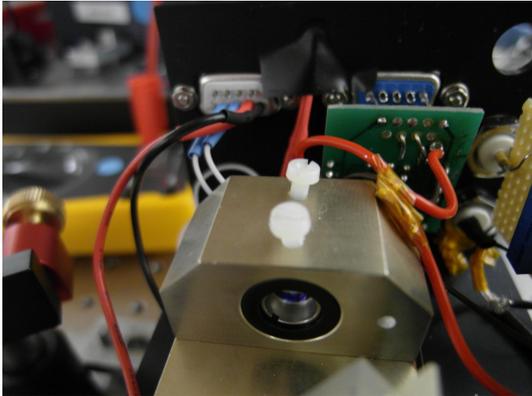


Abbildung 2.4(a) Kollimationslinse des Aufbaus. Durch Drehung lässt sich der Abstand der Linse zur Diode variieren.

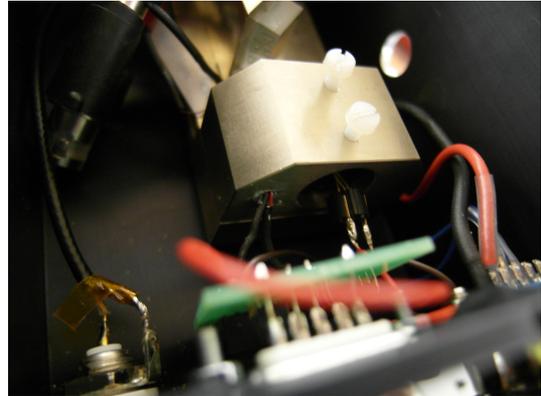


Abbildung 2.4(b) Anschlüsse der Regler, links an den Thermistor sowie rechts an die Diode. Ganz links ist außerdem der Anschluss des Piezo-Elementes zu sehen.

## 3. Charakterisierung

Zunächst soll in diesem Kapitel untersucht werden, welche Resonatoren innerhalb des Aufbaus eine Rolle für den Laserbetrieb spielen, welche Lasermoden also im Resonator existieren, und wie sie verteilt sind. Als Nächstes soll der Einfluss von Strom, Temperatur und Reflektivität des Gitters auf diese Moden untersucht werden. Die Ergebnisse dieser Messung sollen dann zusammenfließen, um im letzten Abschnitt die Verstimmbarkeit des Lasers zu optimieren. Außerdem soll entschieden werden, welches Gitter für das Ziel der Arbeit am besten geeignet ist, einen Diodenlaser mit einer Ausgangsleistung von mindestens 15 mW zu bauen, der über mindestens 1.5 GHz verstimmbar ist. Als Erstes wird in Abschnitt 3.1 ein Spektrum der verwendeten Diode aufgenommen, anhand dessen die Eignung der Diode für den Laser beurteilt wird. Abschnitt 3.2 stellt den Aufbau vor, mit dem die Charakterisierungen durchgeführt wurden. In den folgenden beiden Abschnitten wird dann nacheinander der Einfluss von Strom und von Temperatur auf die vorhandenen Moden auf Basis der Theorie aus Kapitel 2 zunächst theoretisch erklärt und anschließend nachgeprüft. Für die Abschnitte 3.5 und 3.6 wurden dann andere Gitter in den Laser eingebaut und die Messungen wiederholt.

### 3.1. Spektrum der frei laufenden Diode

#### 3.1.1. Aufbau und Durchführung

Um das Spektrum des Lasers aufzunehmen, verwendet man ein Spektrometer<sup>1</sup> mit einer Auflösung von 0.1 nm, in das eine optische Faser führt. Es wurden für zwei Temperaturen, für 23.9 °C sowie für 18.4 °C Spektren aufgenommen. Das Reflektionsgitter wurde dafür entfernt, so dass die Diode direkt in den Faser-Koppler in Abbildung 3.1(a) strahlen konnte. Um den Faser-Koppler genau zu treffen, ist ein Spiegel (Abbildung 3.1(b)) verwendet worden. Zusammen mit den beiden Stellschrauben des Faser-Kopplers ließen sich Strahlposition und Winkel also genau einstellen. Das Spektrum war nicht isotrop, so dass sich mit dem Winkel, mit dem in den Faser-Koppler gestrahlt wurde, auch die Form des Spektrums änderte. Die Messungen wurden dann willkürlich für einen der Winkel durchgeführt, bei dem am meisten Leistung eingestrahlt wurde.

#### 3.1.2. Beobachtungen

In Grafik 3.2 ist eines der aufgenommenen Spektren zu sehen. In den Farben der Kurven sind die Ströme kodiert. Die Diode ist offensichtlich nicht ideal, um einen Laser für den Bereich um 842 nm zu bauen, allerdings waren während des Beginns

---

<sup>1</sup>Produktbezeichnung: Ocean Optics USB2000+

### 3. Charakterisierung



Abbildung 3.1(a) Faserkoppler des Spektrometers

Abbildung 3.1(b) Spiegel mit 0.15 mm-Justage-Schrauben

der Arbeit keine geeigneteren Dioden verfügbar. Weitere Spektren befinden sich im Anhang auf Seite 41. In Grafik 3.3 ist ein drittes Spektrum bei 20.30 °C und einem

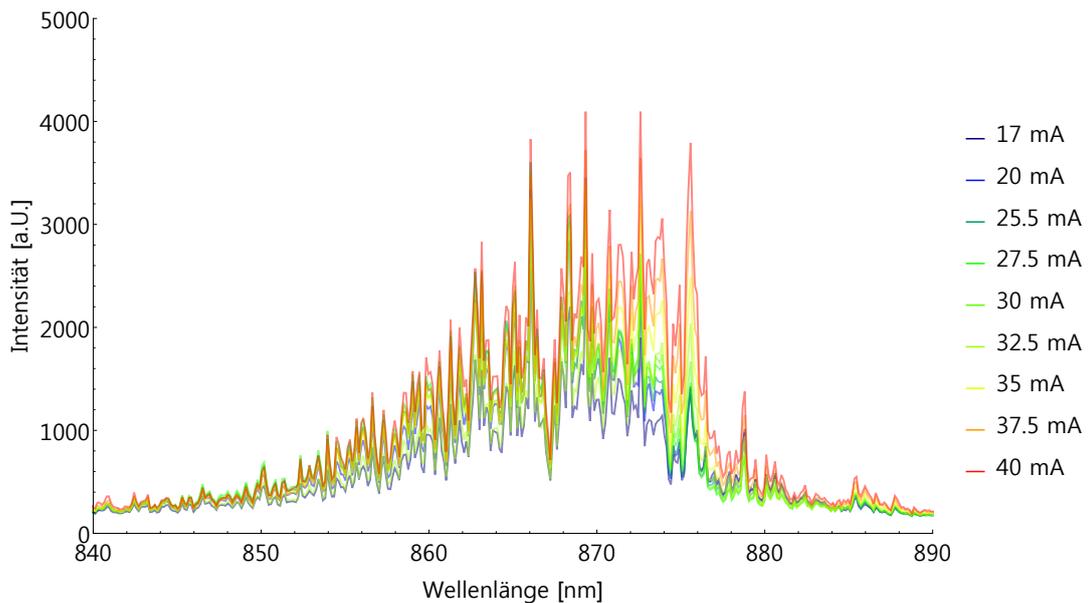


Abbildung 3.2.: Spektrum der freilaufenden Diode, bei einer Temperatur von 23.9 °C.

höheren Strom von 60 mA aufgenommen. Hier kann man eine geringe Abstrahlung auch bei 842 nm erkennen. Um das Spektrum aufzunehmen, wurde ein Abschwächer verwendet. Prinzipiell ist Laserbetrieb bei dieser Wellenlänge also möglich.

### 3. Charakterisierung

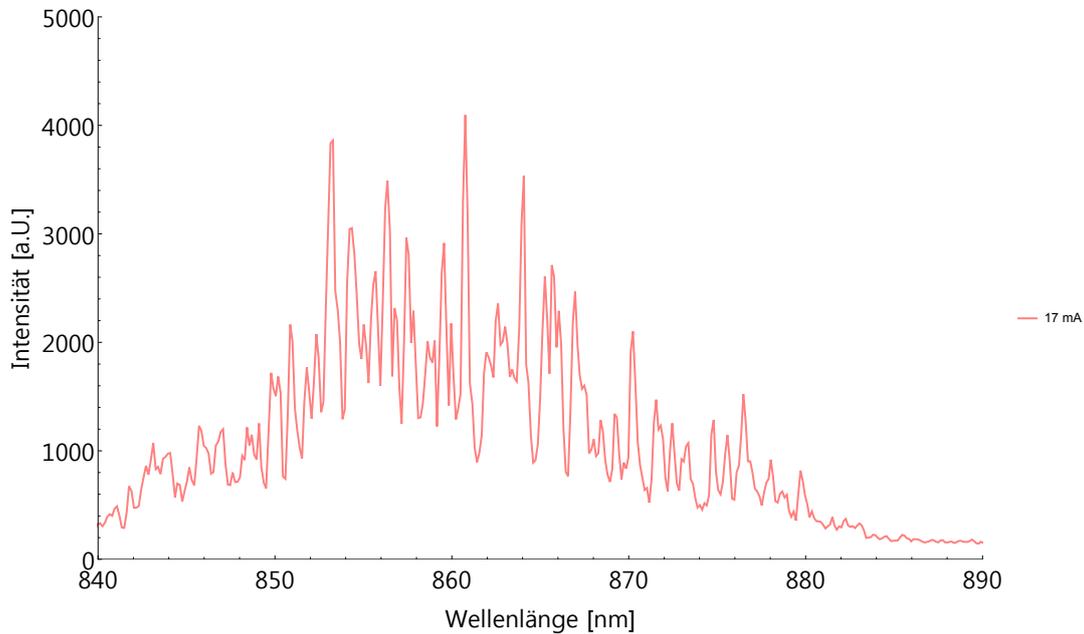


Abbildung 3.3.: Spektrum der freilaufenden Diode bei einer Temperatur von  $20.3\text{ }^{\circ}\text{C}$  und einem Diodenstrom von  $60\text{ mA}$ . Bei  $842\text{ nm}$  ist eine Intensitätsspitze zu sehen.

## 3.2. Aufbau und Durchführung

### 3.2.1. Generelles zu Messungen und Fehlerbetrachtung

Im Verlauf dieses Abschnittes sind eine Reihe von Messungen gemacht worden. Messgrößen waren dabei die Temperatur der Laserdiode, der Strom durch selbige, Spannungen, die an dem Modulationseingang des Stromreglers oder am Piezo-Ausgang anlagen, sowie die Frequenz des Laserlichtes. In diesem Abschnitt wird vorgestellt, auf welche Art und Weise diese gemessen wurden.

Die Temperatur wurde direkt an der Temperaturregelung als Widerstand des Thermistors abgelesen, und dann in eine Temperatur umgerechnet. Die Bestimmung der Temperatur war mit systematischen und statistischen Fehlern verbunden: Die Skala gibt die gemessenen Widerstände nur auf  $10\ \Omega$  genau an, und aufgrund der Regelungstechnik schwankte die Temperatur immer etwas um den angezeigten Wert. Darüberhinaus befand sich der Thermistor nicht genau bei der Laserdiode, sondern in einer separaten Bohrung im Aluminium-Block. Die Messung war also in jedem Fall mit einem systematischen Fehler behaftet, der im Rahmen dieser Arbeit nicht abgeschätzt werden kann. Allerdings wurde die Temperatur ausschließlich verwendet, um qualitative Aussagen über das Temperaturverhalten zu machen. Da für diese nur die Temperaturdifferenzen wichtig sind, hatten systematische Fehler keinen großen Einfluss. Betrachtet man

### 3. Charakterisierung

die Temperaturkurve des Thorlabs-Thermistors<sup>2</sup> und schätzt die statistischen Schwankungen um  $50 \Omega$  nach oben ab, so entsteht ein statistischer Fehler von maximal  $0.1 \text{ }^\circ\text{C}$ , der bei einer qualitativen Betrachtung vernachlässigt werden kann. Aus diesem Grund wird für die Temperatur in dieser Arbeit kein Fehler angegeben.

Ströme wurden an dem internen Monitorausgang des Stromreglers als Spannung gemessen, und dann in einen Strom umgerechnet. Dafür wurde ein Multimeter<sup>3</sup> mit Computerschnittstelle verwendet. Auch dieses Messgerät ist fehlerbehaftet, allerdings wird aus den selben Gründen, die für die Temperaturmessung gegolten haben, auch hier auf die Angabe von Messfehlern verzichtet: Im Bereich von bis zu einem Volt sind als relativer statistischer Fehler im Datenblatt auf Seite 52 maximal  $0.0075 \%$  angegeben.

Für die Wellenlängenmessung wurde in eine Multimode-Faser eingekoppelt, die in ein Wellenlängenmessgerät<sup>4</sup> mit einer absoluten Genauigkeit von  $200 \text{ MHz}$  führte. Da man auch über die Frequenzen nur relative Messergebnisse benötigt, wird dieser Fehler ebenfalls vernachlässigt.

Leistungen wurden mit einem Leistungsmessgerät gemessen<sup>5</sup>, indem dessen Sensorkopf, mit einer Blende geschützt, in den Strahl gehalten wurde.

Im gezeigten Aufbau (Abbildung 3.4) wird das Laserlicht in eine Faser eingekoppelt, die zum Wellenlängenmessgerät führt. Die Strahlteiler und die Wellenplatte werden verwendet, um die Leistung einstellen zu können. Das Spektrometer sowie die Fotodiode<sup>6</sup> sind Hilfsmittel, mit denen der Laser nach Einbauen des Gitters justiert wurde.

#### 3.2.2. Verwendete Gitter

Während der Arbeit waren drei Reflektionsgitter vorhanden, die alle hinsichtlich ihrer Eignung für den Laser untersucht werden sollen. In diesem Abschnitt sind sie der Reihe nach aufgelistet. Das erste Gitter, das eingebaut wurde, war ein holographisches Gitter<sup>7</sup> mit einer Gitterkonstante von  $1800 \text{ mm}^{-1}$ . Das Gitter wurde mit 2-Komponenten-Klebstoff auf die Halterung geklebt. Außerdem wurden zwei Blazegitter verwendet, eines<sup>8</sup> mit einer Gitterkonstanten von  $1200 \text{ mm}^{-1}$ , sowie eines<sup>9</sup> mit einer Gitterkonstanten von  $1800 \text{ mm}^{-1}$ . Der Übersichtlichkeit halber werden die Gitter in dieser Reihenfolge im weiteren Verlauf der Arbeit nur noch Gitter 1, Gitter 2 und Gitter 3 genannt. Während Gitter 1 wie beschrieben fest mit einem Neusilber-Block verklebt war, sind Gitter 2 und 3 mit Uhu-Patafix auf einem zweiten Neusilber-Block befestigt worden, um sie austauschen zu können.

---

$${}^2T(R) = \frac{1 \text{ K}}{3.35 \times 10^{-3} + 2.56 \times 10^{-4} \log\left(\frac{R}{10 \text{ k}\Omega}\right) + 2.14 \times 10^{-6} \log\left(\frac{R}{10 \text{ k}\Omega}\right)^2 + 7.24 \times 10^{-8} \log\left(\frac{R}{10 \text{ k}\Omega}\right)^3}$$

<sup>3</sup>Produktbezeichnung: Agilent 34410A

<sup>4</sup>Produktbezeichnung: High-Finesse WS2 Wavelength-Meter

<sup>5</sup>Produktbezeichnung: Thorlabs PM100A

<sup>6</sup>Produktbezeichnung: Thorlabs PDA 36A-EC

<sup>7</sup>Produktbezeichnung: GH13-18u

<sup>8</sup>Produktbezeichnung: GR13-1850

<sup>9</sup>Produktbezeichnung: GR13-1203

### 3. Charakterisierung

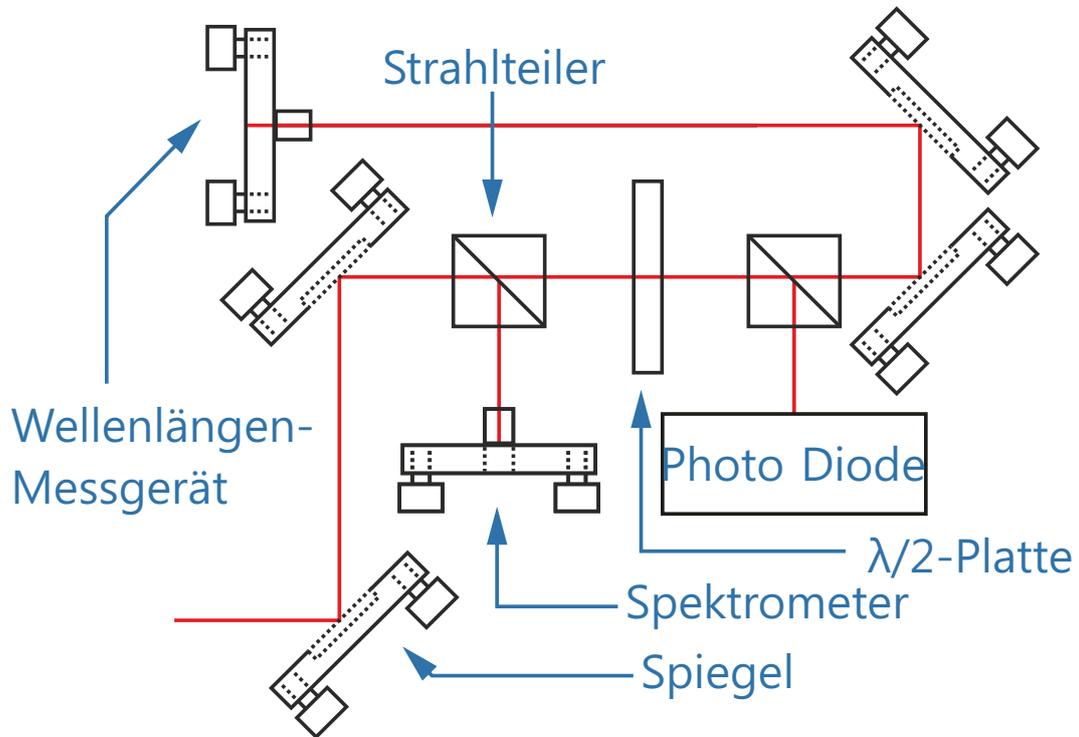


Abbildung 3.4.: Aufbau der verwendeten Messgeräte

#### 3.2.3. Justage

Nach Einbauen des Gitters wurde dieses so eingestellt, dass Laserbetrieb möglich ist. Das generelle Vorgehen bei dieser Aufgabe beginnt, indem bei relativ hohen Strömen von 100 mA eine Spiegel-Position gefunden wird, bei der überhaupt ein Laserbetrieb möglich ist. Dafür musste die vertikale Orientierung des Spiegels geändert werden. Sobald eine Position gefunden war, wurde die Halterung festgeschraubt und die Wellenlänge des Lichtes mit der horizontalen Stellschraube und dem Spektrometer auf 842 nm verschoben. Anschließend wurde die Laserschwelle mit allen Stellschrauben minimiert, um die bestmögliche Einstellung zu erhalten, indem am Modulationseingang des Stromreglers eine rampenförmige Spannung angelegt wurde. Mit der Fotodiode war dann die Zunahme der Intensität mit dem Strom sichtbar, insbesondere auch die Laserschwelle. Bei Gitter 1 wurde die Laserschwelle auf diese Weise auf 48.7 mA heruntergeregelt. Bei diesem Strom und einer Temperatur von 20.3 °C begann der Laserbetrieb bei 842.31 nm. Die Polarisation des Laserlichtes war horizontal, stand also senkrecht zum Profil des Reflektionsgitters. In Abbildung 3.5 findet sich die P-I Kennlinien des Lasers für dieses Gitter.

### 3. Charakterisierung

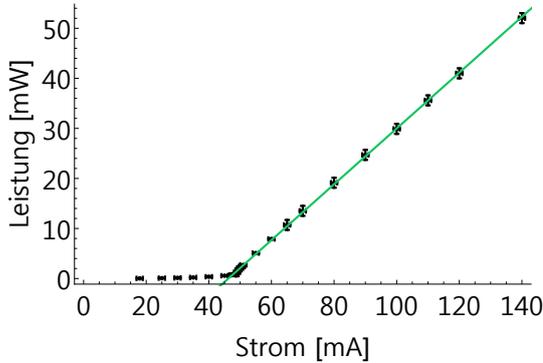


Abbildung 3.5.: Leistungskurve des justierten Lasers. Die Gerade wurde mit linearer Regression angepasst und hat eine Steigung von  $0.557 \pm 0.002 \text{ W A}^{-1}$ . Der Beginn des Laserbetriebes ist deutlich bei etwa 47 mA zu sehen.

## 3.3. Modenlandschaft des Lasers

### 3.3.1. Theorie: Moden im ECDL

Zunächst wird mit den Ergebnissen aus Abschnitt 2.1.2 überlegt, welche Lasermoden man in dem gebauten Laser erwarten würde. Es gibt zwei Resonatoren im ECDL. Der Innere wird von der Diode und deren Endflächen gebildet, die 1.5 mm auseinanderliegen. Der Äußere besteht aus der rückseitigen Endfläche der Diode, sowie dem Reflektionsgitter, und hat also eine optische Weglänge von  $(27.5 \pm 2.0 \text{ mm}) + (5.25 \pm 0.15 \text{ mm})$ .

Man kombiniert die beiden Resonatoren nach Abschnitt 2.1.2, indem man ihre Resonanzüberhöhungen  $\frac{I}{I_0}$  miteinander multipliziert. Plot 3.6 zeigt die theoretischen Resonanzüberhöhungen der einzelnen Resonatoren, die Formel (2.5) folgen. Für die Reflektivitäten der Spiegel wurden der Darstellung wegen willkürlich Werte gewählt. In Grün sind die Moden des externen Resonators sowie in Blau die Moden des internen Resonators zu erkennen. Dass die Moden des externen Resonators zu beiden Seiten des Grafen geringere Resonanzüberhöhungen haben, liegt daran, dass die Reflektivität des Gitters nach (2.16) frequenzabhängig ist. Die Kombination beider Resonatoren ist in Abbildung 3.7 zu sehen.

Um diese Modenverteilung nachweisen zu können, wird im nächsten Abschnitt die Laserfrequenz als Funktion des Diodenstroms gemessen. Modensprünge sollten nach der Theorie zwischen den Moden der Resonatoren erfolgen, also so groß sein wie die freien Spektralbereiche der Resonatoren. Der freie Spektralbereich des äußeren Resonators ist  $\nu_{FSR,f} = 4.57 \pm 0.27 \text{ GHz}$ . Für den inneren Resonator ergibt sich zusammen mit dem Brechungsindex von etwa  $3.5 \pm 0.1$  für GaAs [9] eine optische Länge von  $5.25 \pm 0.15 \text{ mm}$  und daraus ein freier Spektralbereich  $\nu_{FSR,D} = 28.55 \pm 0.81 \text{ GHz}$ .

In den Bereichen ohne Modensprung sollte die Frequenz gerade die Resonanzfrequenz der Resonatoren  $\nu_{D,q}$  beziehungsweise  $\nu_{f,q}$  sein. Die Frequenzzunahme mit dem Strom entspricht bis auf einen Faktor der Ableitung  $\frac{d\nu_{D,q}}{dn_D}$  beziehungsweise  $\frac{d\nu_{f,q}}{dn_D}$ , wenn man davon ausgeht, dass sich der Brechungsindex  $n_D$  linear mit dem Strom

### 3. Charakterisierung

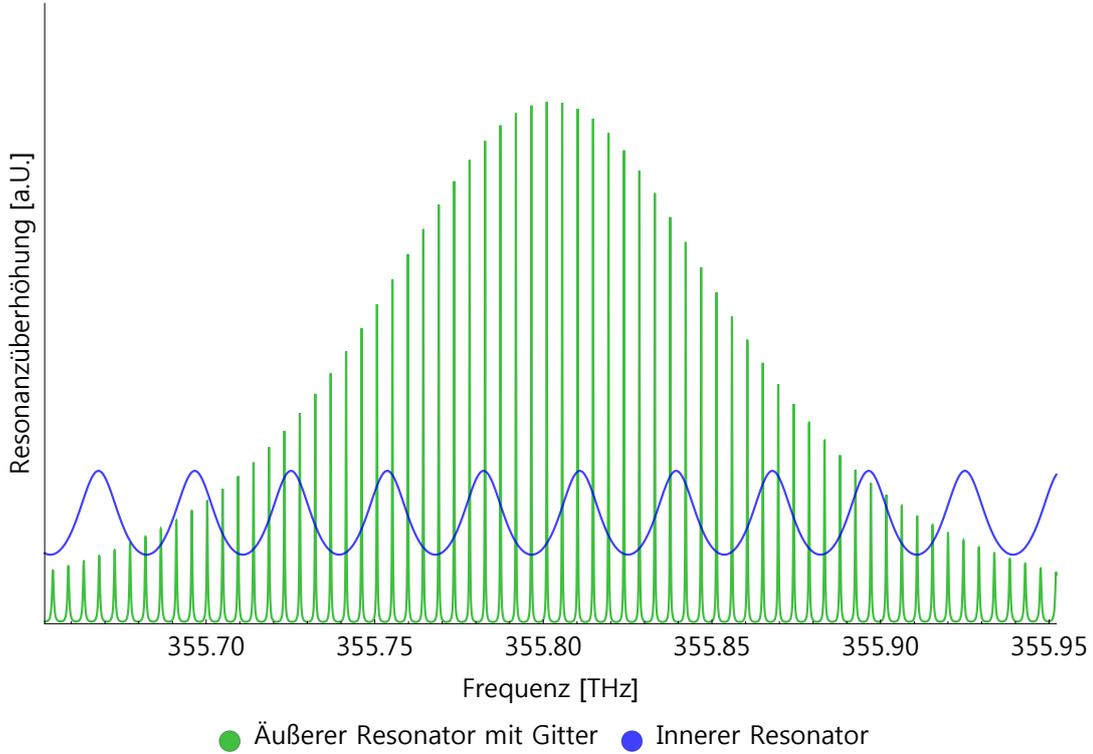


Abbildung 3.6.: Resonanzüberhöhungen des inneren Resonators, der aus den Endflächen der Laserdiode besteht, und des äußeren Resonators, der aus der rückseitigen Endfläche der Diode und dem Reflektionsgitter besteht. Die Resonanzüberhöhung folgt der Formel  $\frac{I}{I_0} = \frac{1}{(1-R_1 R_2(\nu)^2 (1 + \frac{2F^2}{\pi} \sin^2(Lk(\nu)))}$  mit  $R_2(\nu) = R_0 \frac{\sin(\frac{N\pi}{\lambda} d(\sin(\alpha) + \sin(\beta)))}{\sin(\frac{\pi}{\lambda} d(\sin(\alpha) + \sin(\beta)))}$ .

ändert.

$$\frac{d\nu_{D,q}}{dn_D} = q * \frac{-c}{2 * n_D^2 L_D} = \nu \frac{-1}{n_D^2 l_D} \quad (3.1)$$

$$\frac{d\nu_{F,q}}{dn_D} = q * \frac{-c D_F}{2 * (n_D l_D + l_F)^2} = \nu \frac{-l_D}{n_D l_D + l_F} \quad (3.2)$$

$$\frac{\frac{d\nu_D}{dn_D}}{\frac{d\nu_F}{dn_D}} = 1 + \frac{l_F}{n_D l_D} \quad (3.3)$$

Gleichung (3.3) beschreibt das Verhältnis der Steigungen, die die Frequenz erfährt, wenn man den Strom ändert. Einsetzen ergibt  $6.23 \pm 0.40$ . Dieses wird ebenfalls im nächsten Abschnitt gemessen, um Moden, die in 3.7 gezeigt sind, nachzuweisen.

### 3. Charakterisierung

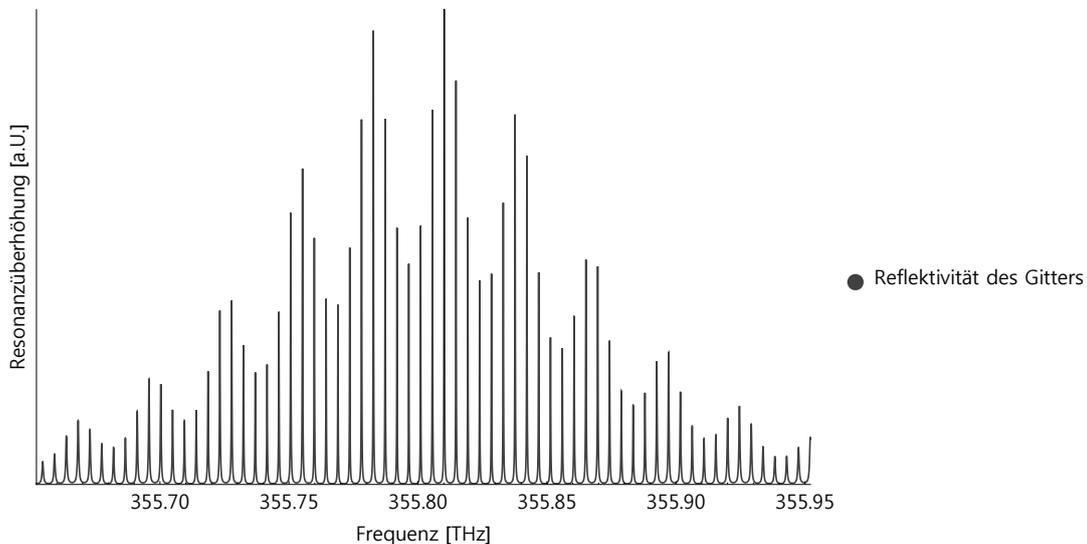


Abbildung 3.7.: Kombinierte Resonanzkurve der beiden Resonanzüberhöhungen aus Abbildung 3.6

#### 3.3.2. Die Charakterisierungs-Messung

Gemessen wurde bei einer Temperatur von  $23.9^{\circ}\text{C}$ . Der Strom wird in diskreten Schritten erhöht, und nach jeder Erhöhung wird 3 Sekunden gewartet, damit sich der Laser an den höheren Strom anpassen kann. Nach dieser Zeit wird mit dem Multimeter der Diodenstrom und mit dem Wellenlängenmessgerät die Frequenz gemessen. Der Strom wurde über den Modulationseingang des Stromreglers gesteuert. Um die Messung zu automatisieren, sind Wellenlängenmessgerät, Funktionsgenerator sowie Multimeter an einen Computer angeschlossen worden. Der Funktionsgenerator wurde als eine programmierbare Spannungsquelle verwendet und mit einem eigens dafür geschriebenen Labview-Programm angesteuert. Alle folgenden Grafiken, in denen die Frequenz gegen den Strom aufgetragen worden ist, kamen auf dieselbe Weise zustande.

In Grafik 3.8 sind die Moden und deren Strom-Abhängigkeit deutlich sichtbar. Man erkennt größere und kleinere Strukturen, die mit den Resonanzfrequenzen der Moden des vorherigen Abschnitts in Abbildung 3.7 identifiziert werden können. Jenseits eines Bereiches von 80 GHz Breite sind keine Moden mehr möglich, unabhängig von dem Diodenstrom. Deshalb führt man diese Breite auf die Frequenzselektivität des Reflektionsgitters und die Breite der Verstärkungskurve des Mediums zurück. Ob die gemessene Breite mit der theoretischen übereinstimmt, lässt sich nicht angeben, da man kein genaues Kriterium kennt, um wieviel die Verstärkung abgenommen haben muss, damit kein Laserbetrieb mehr möglich ist.

Die Messpunkte, die man als Resonanzfrequenzen der beiden Resonatoren deutet, sind linear approximiert worden, die Ergebnisse finden sich in Tabelle 3.1. Die Geraden  $L_1$  und  $L_2$  approximieren eine Resonanzfrequenz des internen Resonators,

### 3. Charakterisierung

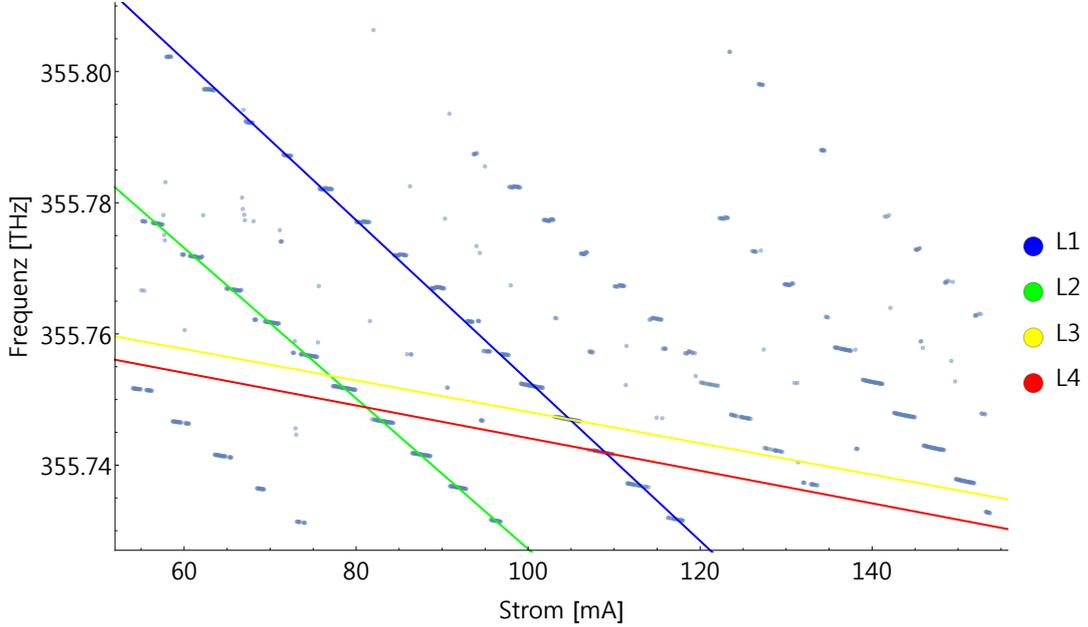


Abbildung 3.8.: Lasermoden im ECDL bei 23.9°C. Die Geraden sind lineare Modelle für die Resonanzfrequenzen der in 3.3.1 beschriebenen Moden als Funktion des Stroms, die mittels linearer Regression angepasst wurden.  $L_1$  und  $L_2$  sollen Resonanzfrequenzen von Moden  $\nu_{D,q}$  des internen Resonators darstellen,  $L_3$  und  $L_4$  Resonanzfrequenzen von Moden des externen Resonators  $\nu_{F,q}$

die Geraden  $L_3$  und  $L_4$  eine Resonanzfrequenz des externen.

	Name	b [GHz]	$\Delta b$ [GHz]	m [GHz mA <sup>-1</sup> ]	$\Delta m$ [GHz mA <sup>-1</sup> ]
■	$L_1$	$3.5588 \times 10^2$	$3.323 \times 10^{-4}$	$-1.2222 \times 10^{-3}$	$3.5524 \times 10^{-6}$
■	$L_2$	$3.5584 \times 10^2$	$2.9514 \times 10^{-4}$	$-1.1477 \times 10^{-3}$	$3.8716 \times 10^{-6}$
■	$L_3$	$3.5577 \times 10^2$	$3.1082 \times 10^{-4}$	$-2.3929 \times 10^{-4}$	$2.9708 \times 10^{-6}$
■	$L_4$	$3.5577 \times 10^2$	$6.8823 \times 10^{-4}$	$-2.4868 \times 10^{-4}$	$6.3387 \times 10^{-6}$

Tabelle 3.1.: Fit-Parameter der linear approximierten Moden  $\nu_D$  und  $\nu_F$

Aus den Geraden lässt sich auch der Abstand der Moden bestimmen, bei 75 mA haben die Geraden  $L_1$  und  $L_2$  einen Abstand von  $27.55 \pm 0.58$  GHz,  $L_3$  und  $L_4$  dagegen einen Abstand von  $4.05 \pm 1.05$  GHz. In beiden Fällen bestätigt sich die These, dass die linear approximierten Resonanzfrequenzen wirklich von den Resonatoren stammen, die von der Diode sowie deren Rückseite und Gitter gebildet werden:  $27.55 \pm 0.58$  GHz liegen innerhalb des Toleranzbereichs um den freien Spektralbereich  $\nu_D$ , genau so  $4.05 \pm 1.05$  GHz innerhalb des Toleranzbereiches um  $\nu_f$ .

Auch das Verhältnis von  $m_{L1}$  und  $m_{L3}$ ,  $5.10 \pm 0.06$ , passt zu dem vorhergesagten von  $6.23 \pm 0.40$ . Die Abweichung lässt sich nicht durch statistischen Fehlern erklären, al-

### 3. Charakterisierung

lerdings wurde eine Reihe von Vereinfachungen gemacht, aus denen sich systematische Fehler ergeben können. So wurde zum Beispiel bei der optischen Länge des äußeren Resonators die Linse aus Glas ignoriert.

#### 3.3.3. Ergebnis der Messung

Das Ergebnis ist insofern überraschend, als dass die Austritts-Seite der Diode anti-reflexbeschichtet ist, und im Datenblatt auf Seite 55 eine Reflektivität von höchstens  $10^{-3}$  angegeben wird. Bei dieser Reflektivität sollte der interne Resonator eigentlich keine Rolle mehr spielen. Es ist jedoch auch möglich, dass Licht nicht an der Frontseite der Diode, sondern an der Linse reflektiert wird. In jedem Fall kann man festhalten, dass beide Resonatoren Einfluss auf die stabilen Lasermoden haben, und deshalb auch beide bei der Überlegung zu beachten sind, wie man den modensprungfreien Bereich vergrößern kann. Der größte modensprungfrei durchstimmbare Bereich betrug 0.67 GHz. Der Diodenstrom alleine ist also nicht ausreichend, um den Laser den Anforderungen entsprechend ausreichend zu verstimmen.

### 3.4. Temperaturabhängigkeit des Laserprozesses

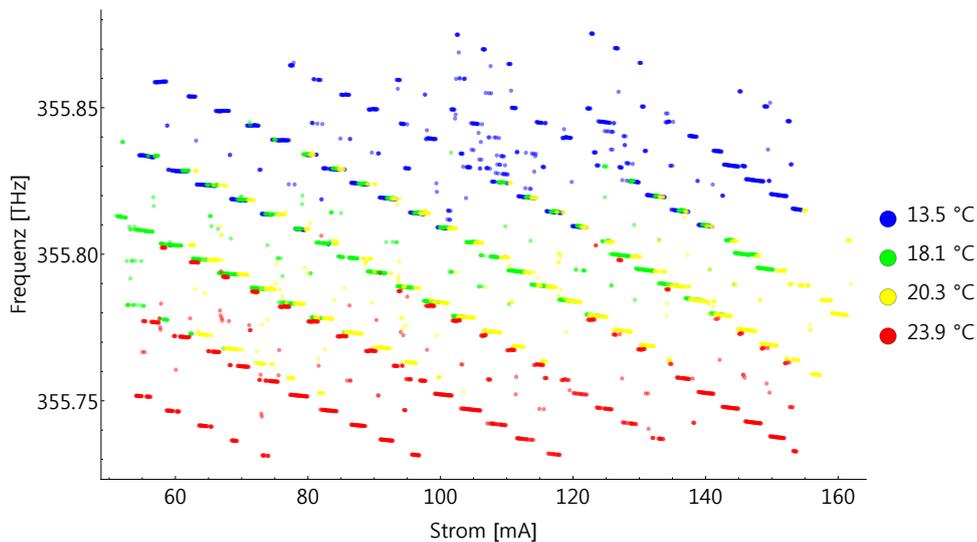


Abbildung 3.9.: Temperaturabhängigkeit der möglichen Lasermoden

Ein weiterer wichtiger Parameter bei den Geräteeigenschaften ist die Betriebstemperatur des Lasers. Die Temperatur in der Diode beeinflusst die Ladungsträgerdichte, die Länge von internem und externem Resonator sowie über Spannungen im Aufbau auch die Position des Gitters. Desweiteren können hohe Temperaturunterschiede Luft-Verwirbelungen im Aufbau verursachen, die zu Modensprüngen führen können. Um die Temperaturabhängigkeit des Laserprozesses zu überprüfen, ist die Messung

### 3. Charakterisierung

aus 3.3 wiederholt worden, allerdings für die Temperaturen von 13.5 °C, 18.1 °C und 20.3 °C. Es ist in Abbildung 3.9 deutlich zu sehen, dass sich der Bereich, in dem Moden genügend Verstärkung für den Laserbetrieb erfahren können, verschiebt: Je kälter die Diode, desto bevorzugter werden Moden höherer Frequenz ausgewählt. Eine Erklärung dafür ist, dass sich nach [6] das Verstärkungsspektrum in Gallium Arsenid zu niedrigeren Frequenzen verschiebt, wenn die Temperatur zunimmt.

Weiterhin kann man beobachten, dass sich die Frequenzen der vorhandenen Moden nur minimal ändern. Außer beim Schritt von 20.3 °C nach 23.9 °C ändern sich die Frequenzen der in Abschnitt 3.3 beschriebenen Moden überhaupt nicht.

#### 3.5. Einfluss der Reflektivität verschiedener Gitter

Ziel dieses Abschnittes ist die Klärung Frage, wie sich die veränderten Reflektivitäten auf die Frequenzselektivität des Lasers sowie den Laserbetrieb im Allgemeinen auswirken. Hierzu wurde die Diode gedreht, beziehungsweise die Gitter ausgetauscht, und im Wesentlichen die Messungen der letzten beiden Abschnitte wiederholt. Durch das Drehen der Diode verändert sich die Polarisation des Lichtes, und damit auch die Reflektivität des Gitters. In Tabelle 3.2 finden sich die jeweiligen Reflektivitäts-Werte für diesen Teil der Arbeit. In diesem Abschnitt wird exemplarisch nur eine Messung

Gitter	horizontale Polarisation	vertikale Polarisation
Gitter 1	29 %	5 %
Gitter 2	20 %	7 %
Gitter 3	65 %	12 %

Tabelle 3.2.: Die Reflektivitäten der verschiedenen Gitter. Horizontal bedeutet hier senkrecht zu den Gitterlinien. Die Werte sind aus den Datenblättern der Gitter in A.5 abgelesen worden.

zeigt, die restlichen befinden sich im Anhang.

##### 3.5.1. Thesen

Je stärker das Gitter in die erste Beugungsordnung reflektiert, desto größer ist die Verstärkung, die eine resonante Lasermode erfährt, und desto weniger Verstärkung vom Medium braucht es, um Laserbetrieb zu ermöglichen. Daher sollte die Laserschwelle mit steigender Reflektivität sinken. Außerdem sollte die Frequenzselektivität schmaler werden: Erinnert man sich an Abschnitt 3.3.1, so war dort die Breite der Frequenzselektivität des Gitters durch die Reflektivität des Gitters bestimmt. Wie in Abbildung 3.10 dargestellt, ist sie um so breiter, je kleiner die Reflektivität ist.

##### 3.5.2. Laserschwellen der einzelnen Gitter

Nach Justage der jeweiligen Gitter ergaben sich folgende Laserschwellen, dargestellt in Abbildung 3.11. Tabelle A.1 listet sie im Anhang nochmals auf. Es ist deutlich

### 3. Charakterisierung

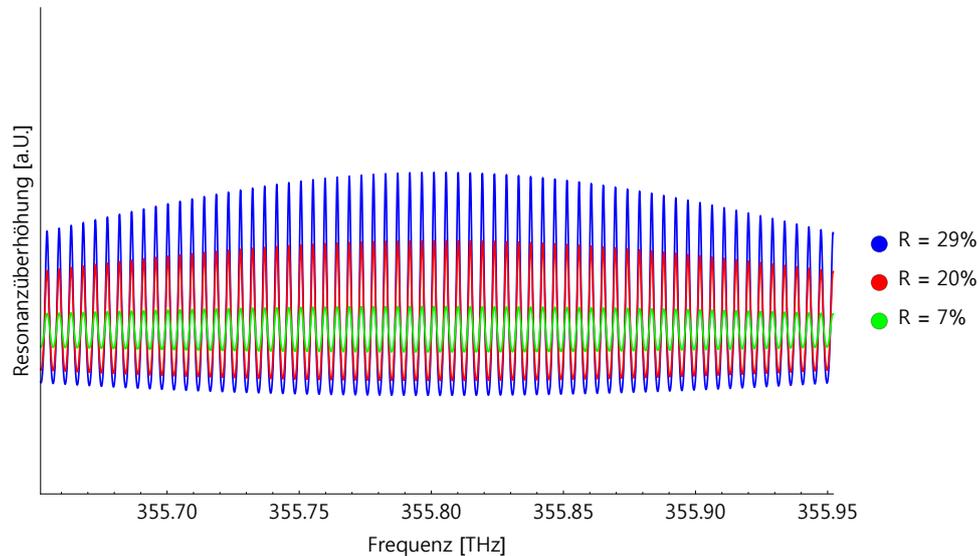


Abbildung 3.10.: Resonanzüberhöhung der externen Moden für verschiedene Reflektivitäten des Gitters. Sie folgen Formel (3.6). Man nimmt hier an, dass 1000 Spalte ausgeleuchtet werden, und die Rückseite in der Diode 90 % reflektiert. Die Farben geben unterschiedliche Reflektivitäten  $R_0$  des Gitters an.

zu sehen, dass die Laserschwelle mit der Reflektivität abnimmt. Damit bestätigt sich die zu Beginn aufgestellte These. Eine genauere Untersuchung des Zusammenhangs zwischen Laserschwelle und Reflektivität ist jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Die Laserschwel­len wurden alle bei 20.3 °C gemessen.

#### 3.5.3. gemessene Lasermoden

Die ausgewählte Messung in Abbildung 3.12 zeigt, dass es auch Lasermoden außerhalb des durch das Gitter abgesteckten Bereiches geben kann: Ein Grund dafür könnte sein, dass die Verstärkung durch die Diode stark Frequenzabhängig ist, und einzelne Spitzen im Spektrum aus Abschnitt 3.1 auch außerhalb der Breite der Frequenzselektivität des Gitters eine so hohe Verstärkungsleistung aufweisen können, dass Laserbetrieb möglich ist. Speziell bei Gitter 3 sprang der Laser bei einem Strom von über 90 mA zu Frequenzen von 356.3 THz. Das Auftreten von Frequenzen außerhalb des durch das Gitter bevorzugten Bereiches ist nicht weiter untersucht worden. Betrachtet man für die gemachten Messungen jedoch nur Messpunkte aus dem aus 3.3 bekannten Teil der vorkommenden Moden, so ist die Standardabweichung aller gemessenen Frequenzen ein Maß für die Breite der Frequenzselektivität. Trägt man für jede Messung die Standardabweichung gegen die Reflektivität auf, ergibt sich Abbildung 3.13. Tabelle A.2, die die Datenpunkte enthält, befindet sich im Anhang. Wie man sehen kann, ist auch die zweite These bestätigt worden, die Breite der Verteilung von stabilen Moden

### 3. Charakterisierung

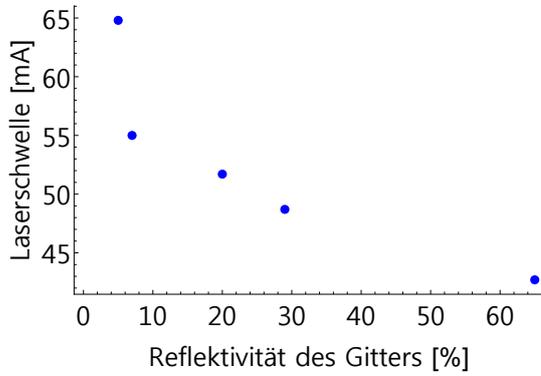


Abbildung 3.11.: Laserschwellen der einzelnen Gitter: Über Tabelle 3.2 lässt sich jeder Reflektivität eindeutig ein Gitter zuordnen.

ist also tatsächlich auch auf das Reflektionsgitter zurückzuführen, und nicht nur, wie in Abschnitt 3.4 gezeigt, auf die Temperaturabhängigkeit des verstärkenden Mediums.

### 3. Charakterisierung

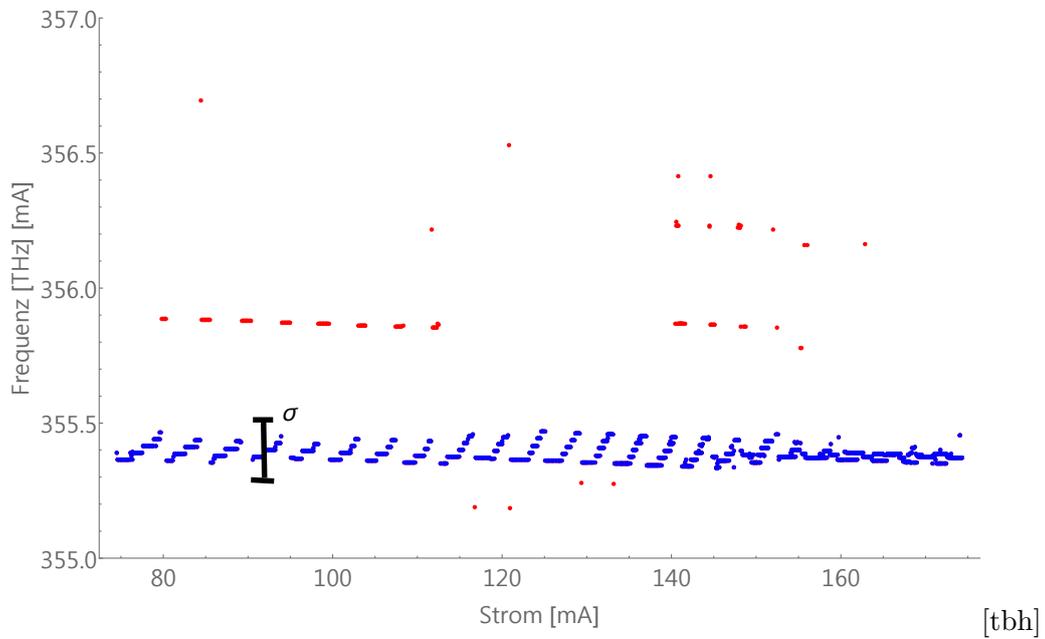


Abbildung 3.12.: Lasermoden bei 23.9°C und gedrehter Diode, das verwendete Gitter ist Gitter 1. Für jeden dieser Grafen wurde die Standardabweichung aller blau markierten Punkte  $\sigma$  bestimmt.

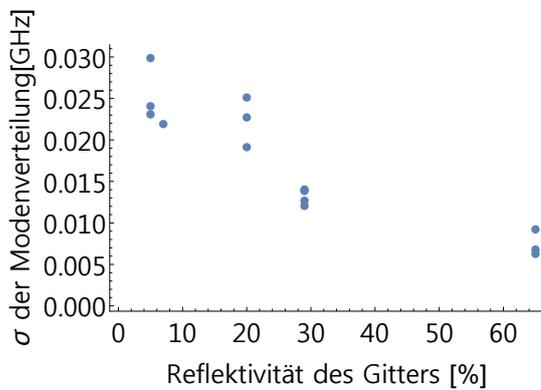


Abbildung 3.13.: Breite der Modenverteilung, abhängig von der Reflektivität des Gitters. Mit Zunahme der Reflektivität wird die Verteilung schärfer.

## 3.6. Verstimmbarkeit des Lasers

Außer über den Strom kann die Frequenz auch über die Verkippung des Gitters verstimmt werden. Über den Strom lassen sich die Lasermoden nach Abschnitt 3.3 um etwa 0.6 GHz verstimmen. Da der Laser über mindestens 1.5 GHz verstimmt werden soll, ist es nötig, das Gitter zur Frequenzverstimmung zu verwenden, und diese zu optimieren. In diesem Abschnitt soll daher eruiert werden, welches Gitter und welche Diodenposition am besten geeignet sind, um den Laser mittels des Piezo-Elementes möglichst weit verstimmen zu können, und wie sich eine Verkippung des Gitters überhaupt auf die Frequenz auswirkt. Die Messungen aus dem letzten Abschnitt werden wiederholt, nur wird statt des Stromes nun die Spannung am Piezo-Element verändert.

### 3.6.1. Bedingungen für optimale Frequenzverstimmung

Damit es nicht zu einem Modensprung kommt, müsste sich das komplette Verstärkungsprofil der Diode, inklusive der internen und externen Resonatormoden, im selben Maß verschieben. Theoretisch könnte man auch die Temperatur verwenden, um das Verstärkungsprofil zu verschieben, allerdings ist der genaue Zusammenhang zwischen Temperatur und Verstärkungsprofil nicht hinreichend bekannt, außerdem lässt sich die Temperatur nicht auf so kurzen Zeitskalen kontrollieren.

Die Frequenzselektivität des Gitters ist untrennbar mit den externen Resonatormoden verbunden, da das Gitter einen festen Drehpunkt hat und eine Verkippung automatisch sowohl eine Änderung des Winkels als auch eine Änderung der Resonatorlänge bedeutet.

Da der Drehpunkt des verwendeten Gitters nach [5] nicht optimal ist, wird erwartet, dass Modensprünge auftreten, sobald die Frequenzselektivität und die populierte externe Resonatormode weit genug auseinandergelaufen sind. Dementsprechend sollten Modensprünge um so seltener auftreten, je breiter die Frequenzselektivität ist, beziehungsweise nach den Ergebnissen des letzten Abschnittes, je schwächer das Gitter reflektiert. Man erwartet also für einen Gittertyp eine bessere Frequenzverstimmbarkeit, wenn das Licht vertikal polarisiert ist, da dann die Reflektivität des Gitters geringer ist.

### 3.6.2. Ergebnisse

Bis auf einige ausgewählte Grafen finden sich alle weiteren Messungen im Anhang. In Abbildung 3.14(a) und den Folgenden sind für jeden Gittertyp jeweils die Messungen mit der größten Frequenzverstimmbarkeit angezeigt. In Abbildung 3.14(a) und Abbildung 3.14(c) sieht man deutlich die Frequenzabstände von etwa 30 GHz, dem freien Spektralbereich des inneren Resonators. Die aufgestellte These lässt sich nur für das holografische Gitter bestätigen, hier ist es tatsächlich so, dass die Verstimmung mit horizontal polarisiertem Licht, zu sehen in Abbildung 3.14(b), weniger stabil war, als die Verstimmung mit vertikal polarisiertem Licht. Für Gitter 2 war dieser Zusammenhang so nicht sichtbar, und für Gitter 3 wurden gar keine Messungen für vertikale Polari-

### 3. Charakterisierung

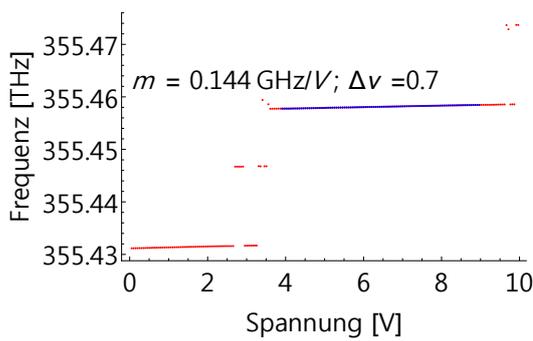


Abbildung 3.14(a) Beste Verstimmung in Gitter 1 bei vertikal polarisiertem Licht, bei einem Strom von 72.1 mA und einer Temperatur von 20.09 °C.

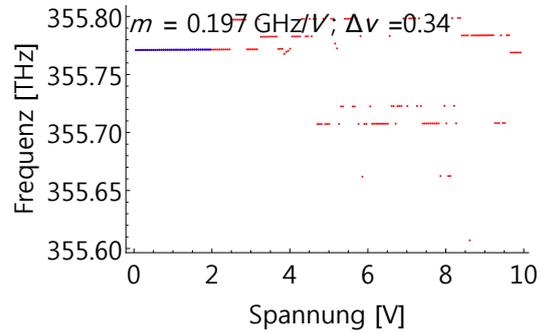


Abbildung 3.14(b) Schlechtere Verstimmung in Gitter 1, bei horizontal polarisiertem Licht, bei einem Strom von 131 mA und einer Temperatur von 20.9 °C.

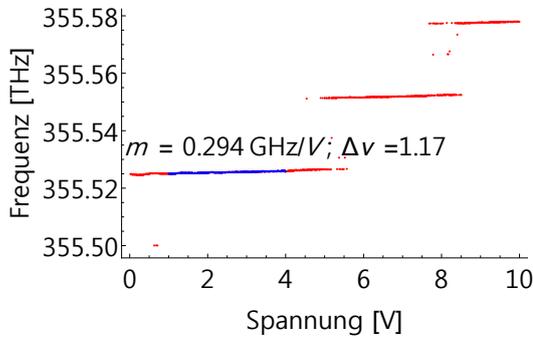


Abbildung 3.14(c) Beste Verstimmung in Gitter 2, bei einem Strom von 72.1 mA und einer Temperatur von 23.93 °C.

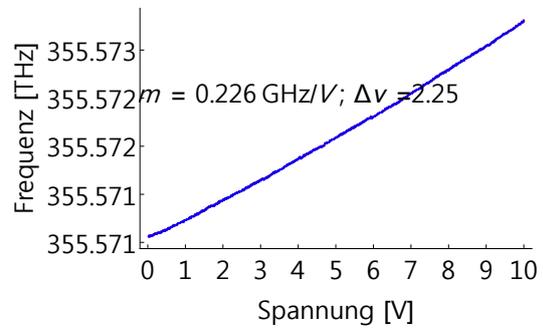


Abbildung 3.14(d) Beste Verstimmung in Gitter 3, bei einem Strom von 45.4 mA und einer Temperatur von 17.74 °C.

### 3. Charakterisierung

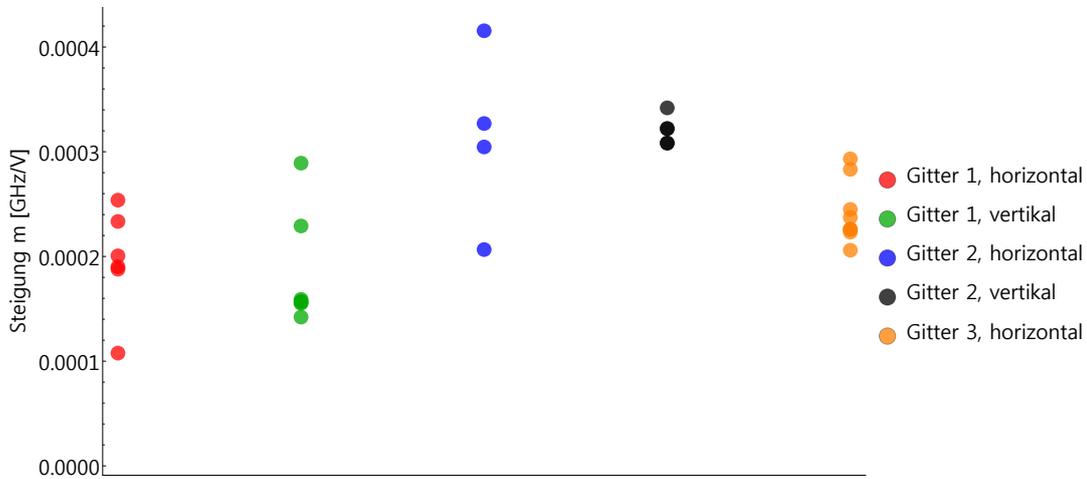


Abbildung 3.15.: Frequenzänderung bei der Gitterverkipfung.

Gitter	Frequenzänderung $\frac{d\nu}{dU}$
Gitter 1, horizontale Polarisierung	$0.195 \pm 0.033 \text{ GHz V}^{-1}$
Gitter 1, vertikale Polarisierung	$0.184 \pm 0.042 \text{ GHz V}^{-1}$
Gitter 2, horizontale Polarisierung	$0.313 \pm 0.057 \text{ GHz V}^{-1}$
Gitter 2, vertikale Polarisierung	$0.320 \pm 0.097 \text{ GHz V}^{-1}$
Gitter 3, horizontale Polarisierung	$0.240 \pm 0.022 \text{ GHz V}^{-1}$

Tabelle 3.3.: Mittlere Frequenzänderung bei der Gitterverkipfung

sierung gemacht. Um die Verstimmbarkeit zu verbessern, muss bemessen werden, wie sehr sich die Frequenz bei Verkipfung des Gitters ändert. Deshalb ist in allen gemachten Messungen per linearer Regression eine Gerade in einen modensprung-freien Bereich gelegt worden. Die Steigungen der Geraden sind in 3.15 aufgetragen, und deren jeweilige Mittelwerte finden sich in Tabelle 3.3. Es fällt insbesondere auf, dass sich die Frequenz bei Gitter 2 schneller ändert als bei Gitter 1 und Gitter 3. Die Erklärung dafür lautet, dass bei Gitter 2 wegen der geringeren Gitterkonstante auch der Einfallswinkel des Lichtes kleiner ist. Deshalb resultiert aus einer Verkipfung des Gitters eine größere Verschiebung des Gitters in Richtung der Diode.

## 3.7. Feed-Forward Regelung bei der Frequenzverstimmung

### 3.7.1. Feed-Forward

Die Ergebnisse der letzten Abschnitte sollen nun zusammengefasst werden, um die Durchstimmbarkeit des Lasers zu optimieren. Folgt man der Argumentation aus Abschnitt 3.6.1, so müssen sich für ein modensprungfreies Verstimmen Moden  $\nu_D$  des Internen Resonators auf die selbe Weise verschieben, wie es die externen Moden auf-

### 3. Charakterisierung

grund von der Gitterverkipppung tun. Wenn die Resonanzfrequenz des internen Resonators  $\nu_D$  nur vom Diodenstrom abhängt, so muss für diesen gelten:

$$\frac{d\nu_D}{dI} \Delta I \stackrel{!}{=} \frac{d\nu_F}{dU} \Delta U \quad (3.4)$$

$$\frac{\Delta I}{\Delta U} = \frac{\frac{d\nu_F}{dU}}{\frac{d\nu_D}{dI}} \quad (3.5)$$

Gleichung 3.4 beschreibt hierbei die Bedingung, dass die Resonanzfrequenzen der internen und externen Resonatoren,  $\nu_D$  und  $\nu_F$ , sich gleichschnell ändern. Mit der Linie  $L_1$ , die die internen Moden approximiert hat, und dem Mittelwert für  $\frac{d\nu_F}{dU} = 0.24 \pm 0.02 \text{ GHz V}^{-1}$  aus dem letzten Abschnitt ergibt sich für das Verhältnis von Feed-Forward-Strom und Piezo-Spannung dann  $-0.196 \pm 0.018 \text{ mA V}^{-1}$ . Die Frequenzverstimbarkeit sollte nach der Theorie maximal werden, wenn man sowohl den Strom als auch die Spannung am Piezo-Element diesem Verhältnis entsprechend verändert.

#### 3.7.2. Überprüfung

Um die Behauptung zu überprüfen, wurden die Messungen aus Abschnitt 3.6 wiederholt, allerdings wurde nun nicht nur die Spannung des Piezostroms erhöht, sondern gleichzeitig auch noch über den Modulationseingang des Stromreglers der Strom verringert. Das Ergebnis ist für verschiedene Koeffizienten in Abbildung 3.16(a) und Abbildung 3.16(b) zu sehen: Für ein Verhältnis von Stromerhöhung und Spannungsverringerung von  $0.158 \text{ mA V}^{-1}$  ist der Laser am besten verstimmbar, und der Bereich hat sich gegenüber der Verstimmung ohne Feed-Forward mehr als verdoppelt. Der ermittelte Koeffizient liegt zwar außerhalb des angegebenen Fehlers des theoretischen Wertes, jedoch stimmt die Größenordnung sowie der ungefähre Wert. Systematische Fehler könnten die Ursache sein, da man hier nur ein grobes Modell bemüht hat. Zum Beispiel ist nicht bedacht worden, dass durch eine Stromänderung die externen Resonatormoden ebenfalls mitbeeinflusst werden. Man kann die aufgestellte Theorie deshalb als bestätigt ansehen.

### 3. Charakterisierung

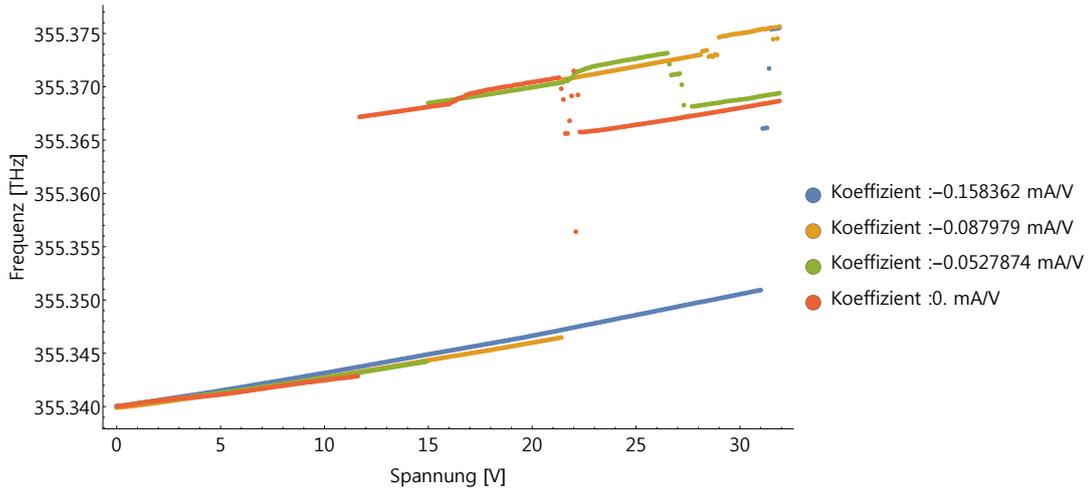


Abbildung 3.16(a) Die Frequenz wird durch Gitterverkipfung verändert, gleichzeitig wird der Strom proportional dazu verringert. Bei dem Koeffizient von  $-0.158 \text{ mA V}^{-1}$  lässt sich der Laser am weitesten Modensprungfrei. verstimmen

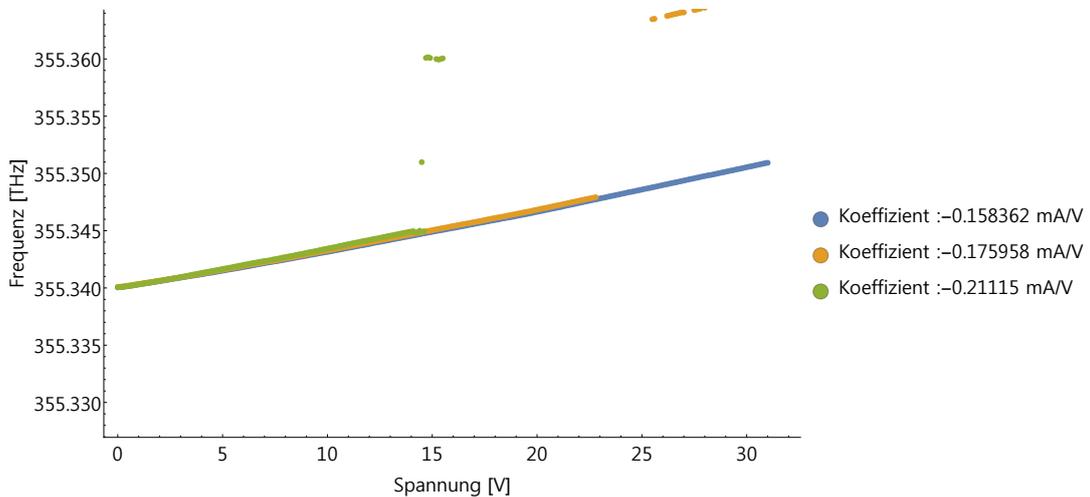


Abbildung 3.16(b) Erhöht man den Koeffizienten weiter, so wird der Bereich der Verstimmbarkeit wieder kleiner.

### 3.8. Ergebnisse des Kapitels und finaler Aufbau des Lasers

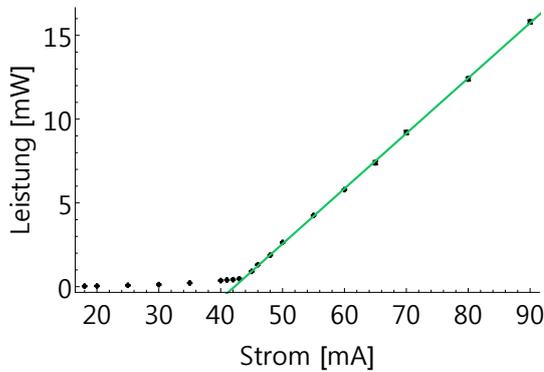


Abbildung 3.17.: Leistungskurve des später justierten Lasers mit Gitter 3. Der lineare Fit ergibt eine Steigung von  $0.320 \pm 0.001 \text{ W A}^{-1}$ . Der Beginn des Laserbetriebes ist deutlich bei etwa 42 mA zu sehen.

In diesem Kapitel wurde gezeigt, wie sich die Lasermoden im betrachteten ECDL verhalten. Speziell die stabilen Lasermoden ließen sich dadurch erklären, dass die Laserdiode trotz entspiegelter Endflächen einen Resonator bildet, der Einfluss auf den Laser-Prozess nimmt. Diese Erkenntnis ist wichtig, um zu erklären, wie man mittels Feed-Forward-Regelung die Verstimmbarkeit des Lasers vergrößern kann. Desweiteren ist beobachtet worden, dass der Laser, wenn man ihn mit Gitter 3 aufbaut, am weitesten frequenzverstimmbar ist. Deshalb wurde dieses Gitter schlussendlich für den finalen Aufbau ausgewählt. Zuvor wurde noch eine P-I-Kennlinie, zu sehen in Abbildung 3.17, aufgenommen, um sicherzustellen, dass der Laser den Anforderungen an die Leistung gerecht wird. Der Laser erreicht die geforderten 15 mW bei einem Strom von etwa 90 mA, also kurz, bevor sein Betrieb bei noch höheren Strömen instabil wurde, wie in Abbildung ?? zu sehen ist. Die weite Verstimmbarkeit von mehr als 2.6 GHz war der Grund dafür, Gitter 3 zu bevorzugen, auch wenn die Anforderungen an die Leistungsfähigkeit nur knapp erfüllt waren.

#### 3.8.1. Eigenschaften des fertigen Laseraufbaus

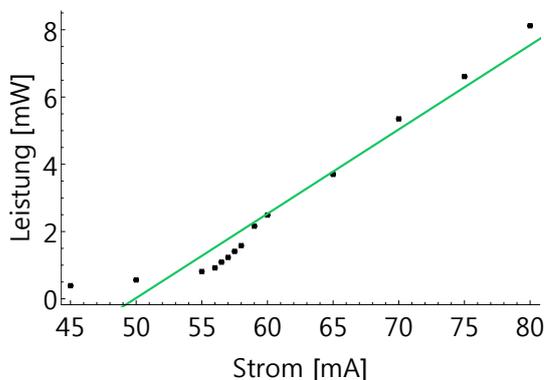


Abbildung 3.18.: Leistungskurve des finalen Setups. Der lineare Fit ergibt eine Steigung von  $0.250 \pm 0.019 \text{ W A}^{-1}$  bei einem Y-Achsen-Abschnitt von  $-12.51 \pm 1.17 \text{ mW}$ .

Um den Laser fertig zu bauen, wurde das Gitter, das bisher nur mit Uhu-Patafix auf der Halterung befestigt war, mit einem 2-Komponenten-Klebstoff an derselben Stelle

### *3. Charakterisierung*

festgeklebt worden. Hiernach war es überraschenderweise viel schwerer, den Laser zum Laserbetrieb zu bringen. Die Schwelle war schließlich um 10 mA nach oben verschoben, wie man auch in Abbildung 3.18 sehen kann. Zum Ende der Arbeit erfüllt der Laser also nicht die Anforderung von 15 bis 20 mW Ausgangsleistung.

## 4. Stabilisierung des Lasers auf den Hochfinesse-Resonator

Der Inhalt dieses Kapitels ist die Stabilisierung der Laserfrequenz des gebauten Lasers auf einen Resonator hoher Güte. Um zu erreichen, dass die Frequenz möglichst konstant ist, wurde das Licht in einen Resonator mit einer Finesse von mindestens 1000 eingekoppelt. Die Phase des Lichtes, welches dann aus dem Resonator zurück reflektiert wird, gibt Auskunft darüber, ob die Laserfrequenz größer oder kleiner als die Resonanzfrequenz des Resonators ist. Näheres dazu findet sich in Abschnitt 4.2. Mit der Methode des Pound-Drever-Hall Verfahrens ist es dann möglich, das Signal des Rückreflexes zu verwenden, um den Laser mit einer bereits vorhandenen Regelungsschaltung auf die Resonanzfrequenz zurückzuregeln.

### 4.1. Gaußmoden

#### 4.1.1. Theorie: Gaußsche Strahlen als Lösung der Wellengleichung

Die ebenen Wellen, die bisher als Lösungen der Wellengleichung verwendet wurden, reichen nicht aus, um physikalisch reale Wellen, zum Beispiel Laserstrahlen, zu beschreiben. Eine Möglichkeit, das zu tun, sind Gaußsche Strahlen, die sich mit einem Faser-Koppler erzeugen lassen. Die folgenden Herleitungen orientieren sich an [3]. Man geht von der Helmholtz-Gleichung aus, also von skalaren, monochromatischen Wellenlösungen:

$$\Delta u(\vec{x}) = k^2 u(\vec{x}) \quad (4.1)$$

$$(4.2)$$

Für die Lösung macht man den Ansatz:

$$u(\vec{x}) = g(\vec{x}) e^{ikz} \quad (4.3)$$

$$\Delta u(\vec{x}) = e^{ikz} (\partial_x^2 + \partial_y^2 + \partial_z^2) g(\vec{x}) + 2ik e^{ikz} \partial_z g(\vec{x}) + k^2 e^{ikz} g(\vec{x}) \quad (4.4)$$

$$= k^2 e^{ikz} g(\vec{x}) \quad (4.5)$$

$$0 = (\partial_x^2 + \partial_y^2) g(\vec{x}) + \partial_z^2 g(\vec{x}) + 2ik \partial_z g(\vec{x}) \quad (4.6)$$

Nun bemüht man die 'slowly varying envelope approximation', man lässt also als Lösungen  $g$  nur solche Funktionen zu, bei denen die zweite Ableitung  $\partial_z^2 g$  vernachlässigt werden kann. Dann gilt für  $g$  die paraxiale Helmholtzgleichung:

$$(\partial_x^2 + \partial_y^2 + 2ik \partial_z) g(\vec{x}) = 0 \quad (4.7)$$

#### 4. Stabilisierung des Lasers auf den Hochfinesse-Resonator

Eine Lösung dieser Gleichung ist die Gauß-Mode:

$$u(\vec{x}) = \frac{w_0}{w} \text{Exp}[-i(kz - \Phi(z)) - (x^2 + y^2)(\frac{1}{w(z)^2} + \frac{ik}{2R})] \quad (4.8)$$

mit

$$w(z)^2 = w_0[1 + (\frac{\lambda z}{\pi w_0^2})^2] \quad (4.9)$$

$$R(z) = z[1 + (\frac{\pi w_0^2}{\lambda z})^2] \quad (4.10)$$

$$\Phi(z) = \arctan(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}) \quad (4.11)$$

Die Funktionen  $w$ ,  $R$  und  $\Phi$  geben verschiedene Eigenschaften des Strahles an:  $R(z)$  gibt an, wie groß die Krümmung der Phasenfront von  $u$  beim Schnittpunkt mit der Z-Achse ist.  $\Phi$  ist ein zusätzlicher Phasenfaktor, die Gouy-Phase. Von besonderem Interesse ist in dieser Arbeit der Strahlparameter  $w$ . Er gibt den Radius von der Strahl-Achse an, bei dem die Intensität des Lichtes auf etwa 13.5% abgefallen ist, das entspricht dem Faktor  $\frac{1}{e^2}$ . Entfernt man sich weit vom Ursprung, so weitet sich  $w$  linear mit dem Abstand auf, entspricht also dem Abstand von der Strahl-Achse in der klassischen Optik. Genauso lässt sich der Winkel  $\alpha$  des Vektors senkrecht zur Phasenebene für kleine Winkel  $\alpha$  genähert als  $\frac{w(z)}{R(z)}$  schreiben. Gaußsche Strahlen sind also eine wellen-optische Beschreibung eines Strahlenbündels.

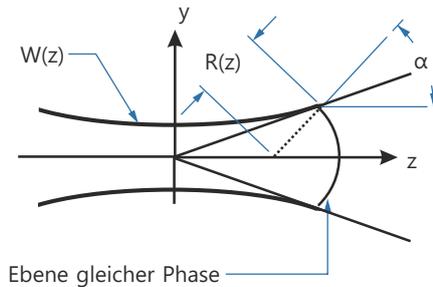


Abbildung 4.1.: Skizze der Funktion  $w(z)$ , die die Form des Gaußstrahles andeuten soll. Außerdem ist eine Front gleicher Phase gezeigt, sowie der Kreis mit Radius  $R(z)$ , der ihre Krümmung beschreibt. Der Winkel  $\alpha$ , der senkrecht auf ihnen steht, zeigt die Analogie zur Strahlenoptik.

#### 4.1.2. Theorie: Gaußsche Strahlen im Resonator

Aufgrund der Analogie zur geometrischen Optik lässt sich die Wirkung optischer Bauelemente auf Gaußsche Strahlen nachvollziehen: Ein beliebiges optisches Bauelement verändert den Gaußschen Strahl  $u$  genau so, dass sich der Abstand  $w(z)$  und der Winkel  $\frac{w(z)}{R(z)}$  nach den Gesetzen der geometrischen Optik verhält. Insbesondere verwandelt ein Spiegel oder eine Linse einen Gaußstrahl wieder in einen Gaußstrahl,

#### 4. Stabilisierung des Lasers auf den Hochfinesse-Resonator

der möglicherweise andere Strahlparameter hat. Ein formaleres Argument hierfür findet sich in [8, p. 777]. Um mit einem Gaußstrahl in einem Resonator ein Lichtfeld anzuregen, sind deshalb zusätzliche Überlegungen nötig: In Abschnitt 2.1.2 wurde die Funktionsweise eines Resonators für ebene Wellen erklärt. Ein wesentliches Argument der Herleitungen war es, dass die Spiegel des Resonators die Form des Strahles nicht ändern, damit es zur beschriebenen Resonanzüberhöhung in dem Resonator kommt. Für die Gaußschen Strahlen bedeutet das effektiv, dass ein Spiegel des Resonators dieselbe Krümmung haben muss wie der Gaußstrahl am Ort des Spiegels, damit der zurückreflektierte Gaußstrahl gleiche Strahlparameter hat. Der

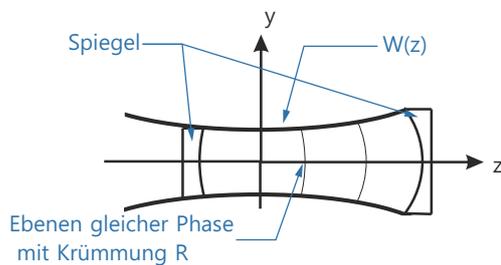


Abbildung 4.2.: Aufbau 2er Spiegel, die für einen ganz bestimmten Gaußstrahl die Stabilitätsbedingungen erfüllen. Die Spiegel haben dieselbe Krümmung wie der Phasenfronten von  $u$ .

verwendete Resonator besteht aus 2 Spiegeln, einer planar, der andere sphärisch mit Krümmungsradius  $R = 50$  cm, nachzulesen auf Seite 56. Damit, wie in Abbildung 4.2, in den Resonator eingekoppelt werden kann, muss der Fokus, also der Ort, an dem der Strahl den geringsten Durchmesser hat, genau auf dem planaren Spiegel liegen. Für die Einkopplung wurde deshalb eine Linse verwendet, mit der genau auf den planaren Spiegel des Resonators fokussiert wurde.

## 4.2. Stabilisierung und Pound-Drever-Hall-Fehlersignal

### 4.2.1. Einkopplung

Um zu beurteilen, ob der Strahl das Lichtfeld in dem verwendeten Resonator überhaupt in der richtigen Weise anregt, ob es also eingekoppelt ist, variiert man die Frequenz des Lasers um die Resonanzfrequenz des Resonators. Hier wird ausgenutzt, dass bei richtiger Einkopplung mit resonantem Licht die Intensität des Rückreflexes abnimmt, beziehungsweise bei idealen Resonatoren 0 wird. Die Erklärung hierfür ist, dass sich das Licht, das aus dem Resonator durch den ersten Spiegel zurücktransmitiert wird, mit dem Licht, das am ersten Spiegel reflektiert wird, überlagert und im Resonanzfall destruktiv interferiert. [1] liefert hierzu für den komplexen Reflektions-

#### 4. Stabilisierung des Lasers auf den Hochfinesse-Resonator

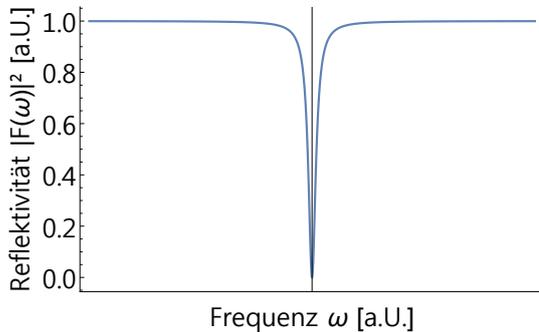


Abbildung 4.3.: Betragsquadrat des komplexen Reflektionskoeffizienten  $F$ , der das Verhältnis zwischen einfallendem und ausfallendem Licht aus einem Fabry-Perot-Resonator beschreibt

koeffizienten die Formel:

$$F(\omega) = \frac{r[\text{Exp}(i\frac{\omega}{\nu_{FSR}}) - 1]}{1 - r^2\text{Exp}(i\frac{\omega}{\nu_{FSR}})} \quad (4.12)$$

Das Betragsquadrat ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Es entspricht dem Rückreflex aus dem Resonator, den man bei Einkopplung messen sollte, wenn man die Frequenz periodisch ändert. Im nächsten Abschnitt wird die Messung des Rückreflexes sowie die Einkopplung beschrieben.

#### 4.2.2. Aufbau

Im Experiment wird ein Gaußscher Lichtstrahl erzeugt, indem mit dem im letzten Kapitel aufgebauten Laser und einem Kollimator <sup>1</sup> in eine optische Faser ein- und wieder ausgekoppelt wurde. Das erzeugte Licht ist linear polarisiert. Der genaue Aufbau zum Einkoppeln ist in Abbildung 4.4(b) gezeigt. Der Resonator befindet sich in einer Vakuumkammer, die zuvor ausgeheizt wurde, zu sehen in Abbildung 4.4(a). Die Frequenz des Lasers wurde mit einer Regelbox durchgeföhren: . Das Laserlicht fällt dann durch einen polarisierenden Strahlteiler und eine Wellenplatte, die das Licht zirkular polarisiert. Die Linse soll das Licht auf den Einkoppelspiegel des Resonators fokussieren. Das zurückreflektierte Licht fällt nochmals durch die Wellenplatte, und ist dann gerade senkrecht zum ursprünglichen Licht polarisiert. Der Strahlteiler reflektiert dieses Licht nicht zurück zum Faser-Koppler, sondern auf die Photodiode. Mit den beiden Spiegeln ist es dann möglich, das Licht am richtigen Ort und im richtigen Winkel in den Resonator einzukoppeln.

#### 4.2.3. Rückreflex und Pound-Drever-Hall Verfahren

Nach dem Einkoppeln ist mit dem beschriebenen Aufbau der in Abbildung 4.5 gezeigte Rückreflex messbar. Dass das Signal dem Plot 4.3 nicht wirklich ähnlich sieht, ist auf die Breite des Signals zurückzuführen: Die Finesse des Resonators ist im Datenblatt auf Seite 56 mit mindestens 1000 angegeben, der Abstand zwischen den Spiegeln

<sup>1</sup>Produkt:Thorlabs F220 APC-780

#### 4. Stabilisierung des Lasers auf den Hochfinesse-Resonator

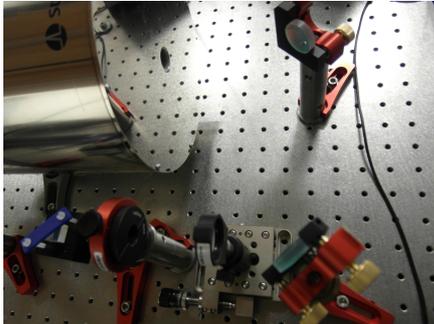


Abbildung 4.4(a) Die Vakuumkammer, in der sich der Resonator befindet

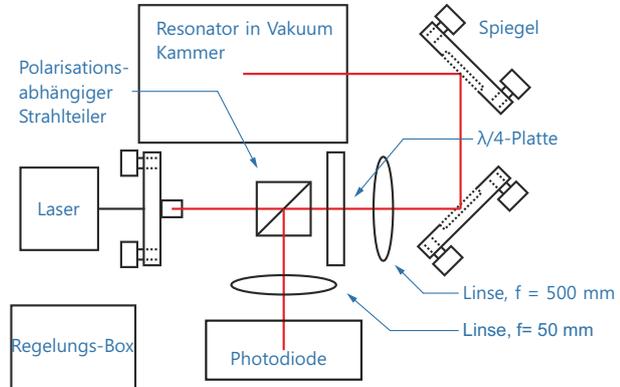


Abbildung 4.4(b) Strahlprofil des erzeugten Gaußstrahls

mit 100 cm. Nach Formeln (2.9) und (2.7) hat der Resonator also einen freien Spektralbereich von 1.5 GHz und eine maximale Linienbreite von 1.5 GHz, und ist dementsprechend auf dem Oszillatorsignal nur als Strich zu sehen. Zusätzlich schwankt die Frequenz des Lasers auch während des Durchfahrens, so dass das Signal verzerrt dargestellt wird.

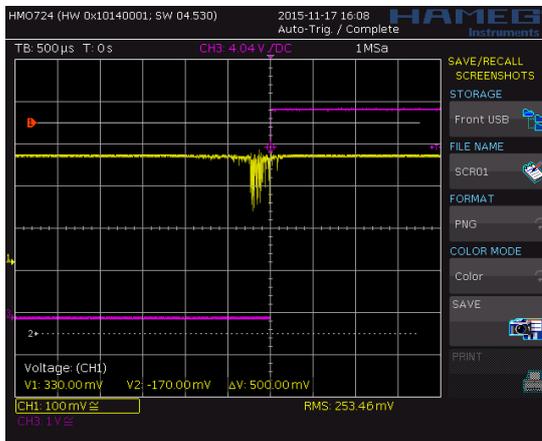


Abbildung 4.5.: Rückreflex aus dem Resonator. In der Zeitachse ist eine Frequenz kodiert, eine Millisekunde entspricht 18.18 MHz .

#### 4.2.4. Pound-Drever-Hall Verfahren und abschließende Messung

Um eine Regelungselektronik zu bauen, die den Laser auf die Resonanzfrequenz zurückregelt, benötigt man eine Regelgröße, die man auf einen Sollwert zurückregeln kann. Eine solche Größe wird mit dem Pound-Drever-Hall-Verfahren erzeugt. Die Details hierzu finden sich in [1]. Das sogenannte Pound-Drever-Hall-Fehler-Signal ist in Abbildung 4.6(b) dargestellt, es folgt nach [1] der Formel  $Im[F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega)]$ . Solange sich die Frequenz zwischen den beiden äußeren Nulldurchgängen

#### 4. Stabilisierung des Lasers auf den Hochfinesse-Resonator

des Grafen befindet, dass heißt im Einfangbereich, ist die Größe der Fehlerfunktion ein Indikator dafür, ob die Frequenz zu hoch oder zu niedrig ist.

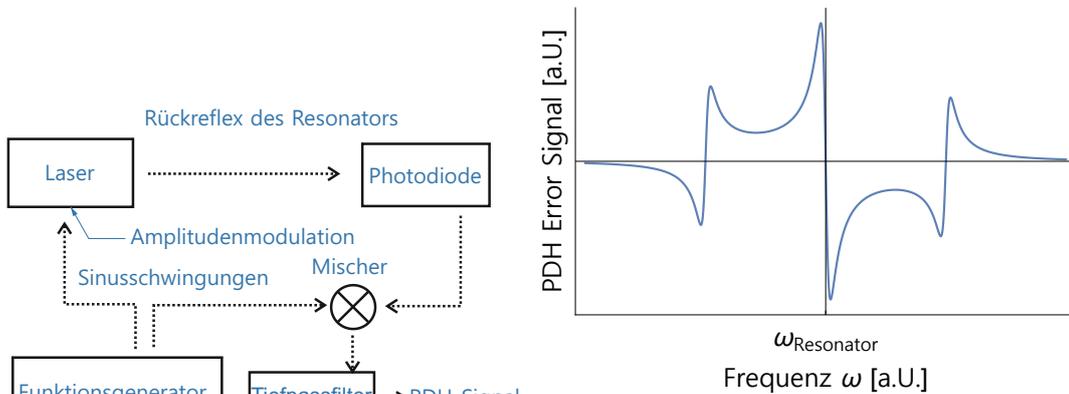


Abbildung 4.6(a) Aufbau, um das Fehler-Signal zu erzeugen.

Abbildung 4.6(b) Fehler-Signal des Pound-Drever-Hall-Verfahrens. Es hat einen Nulldurchgang bei der Resonanzfrequenz des Resonators, auf den ein Regler zurückregeln kann.

Um das Signal zu erzeugen, wurde gemäß Abbildung 4.6(a) die Laseramplitude mit einem Sperrschicht-Feldeffekttransistor und der Sinusschwingung moduliert. Beide Sinussignale stammten aus einem Funktionsgenerator<sup>2</sup> und hatten eine Frequenz von  $\Omega = 15$  MHz und eine feste Phasenbeziehung zueinander. Das Fehler-Signal wurde am Ausgang des Tiefpassfilters<sup>3</sup> nach dem Mischers<sup>4</sup> abgegriffen. Es ist in Abbildung 4.7 zu sehen.

#### 4.2.5. Stabilisierung

Um mit dem Signal den Laser auf die Resonanzfrequenz zurückzuregeln, wurde ein PID-Regler innerhalb der Regelbox verwendet, der die Laserfrequenz über eine Spannung an dem Piezo-Element und am Modulationseingang des Stromreglers steuerte. Die Regelungstechnik war mit dem Signal nicht in der Lage, den Laser bei der Resonanzfrequenz zu stabilisieren, stattdessen oszillierte die Laserfrequenz nach Einschalten des PID-Reglers um die Resonanzfrequenz. Eine Aufnahme der Schwingung findet sich in 4.8. Die Laserfrequenz blieb durchschnittlich drei bis vier Stunden in diesem Zustand und sprang dann zu einer Frequenz außerhalb des Einfangbereiches. Gründe hierfür sind möglicherweise die lange Regelstrecke: Der Laser wird sowohl über den Piezokristall als auch über den Diodenstrom verstimmt. Auf Änderungen der Piezospannung kann das Gitter maximal so schnell reagieren, wie die Resonanzfrequenz des

<sup>2</sup>Rigol DG1022

<sup>3</sup>SLP-19+

<sup>4</sup>Mini Circuits ZRPD-1

#### 4. Stabilisierung des Lasers auf den Hochfinesse-Resonator

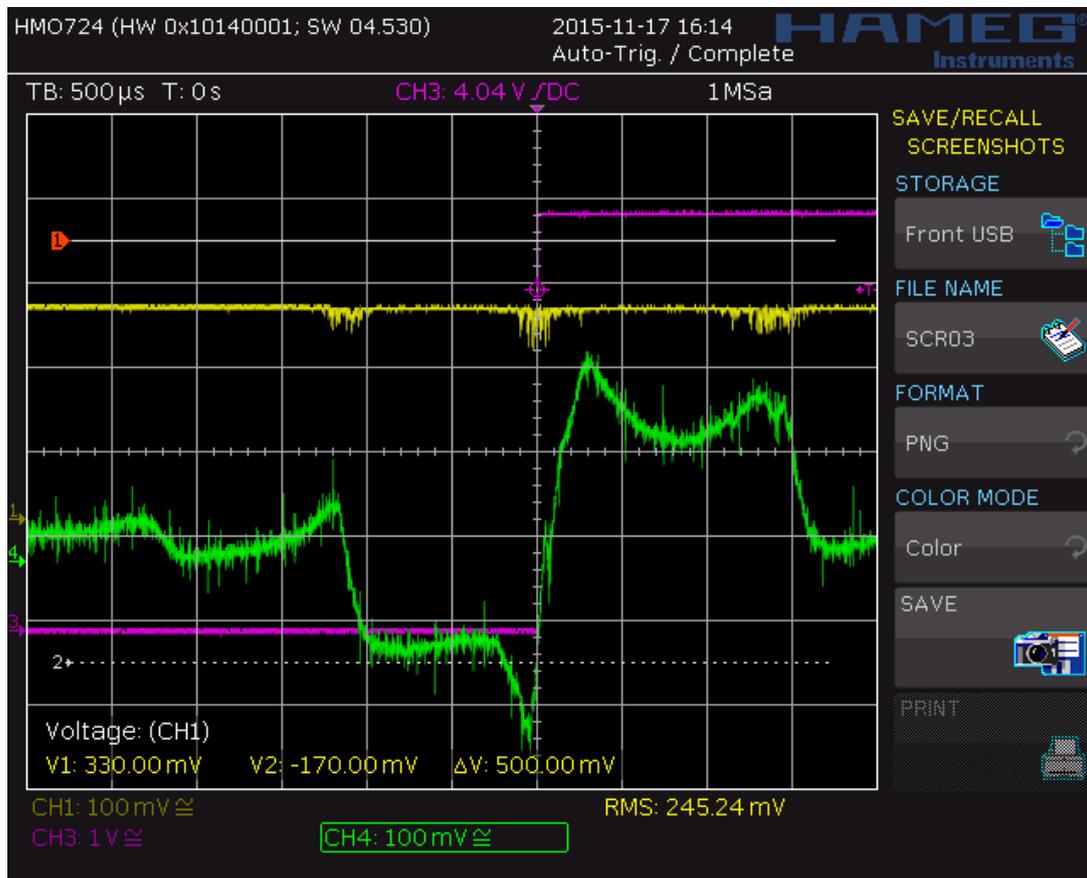


Abbildung 4.7.: Der grüne Graph zeigt das Fehlersignal des Aufbaus. Die aufgetragene Zeit lässt sich wie in 4.5 beschrieben in eine Frequenz umrechnen. Trotz leichter Verzerrung ist das theoretisch postulierte Signal erkennbar.

Festkörpergelenkes, auf dem das Gitter befestigt ist. Dementsprechend kommt es zu einem Überschwingen der Frequenz.

#### 4. Stabilisierung des Lasers auf den Hochfinesse-Resonator

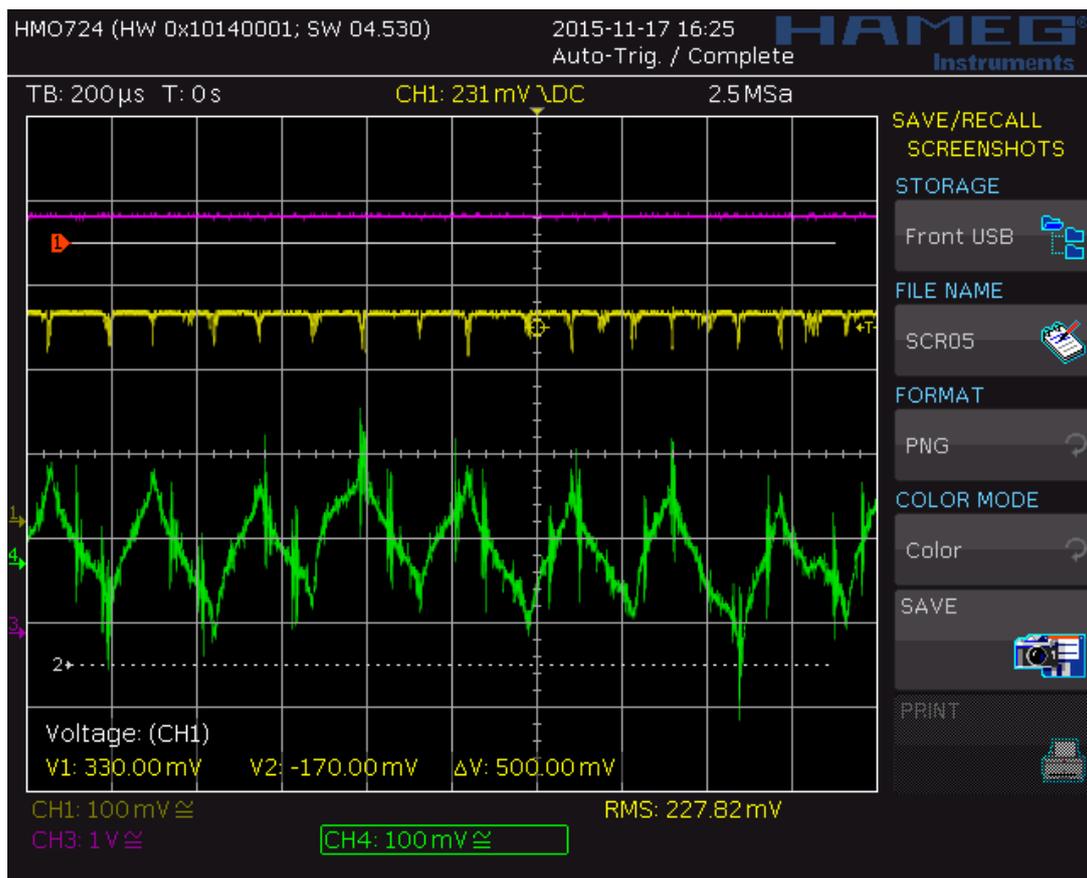


Abbildung 4.8.: Schwingung der Laserfrequenz während der Stabilisierung. Die Regelung war nicht in der Lage, die Frequenz bei dem Nullpunkt des Fehlersignals zu halten, stattdessen oszillierte die Laserfrequenz um die Resonanzfrequenz des Resonators. Das ist am grünen Fehlersignal erkennbar, das zwischen positiven und negativen Werten schwingt.

## 5. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde ein External-Cavity-Diode-Laser nach dem Littrow-Design aufgebaut, mit dem dann nachvollzogen wurde, was für Lasermoden in einem solchen Laser existieren und wie sie sich bei Änderung des Stroms oder Verkippung des Gitters verhalten. Anhand der beobachteten Lasermoden ist darauf geschlossen worden, dass sich in dem Aufbau zwei relevante Resonatoren befinden müssen: Die Laserdiode und der externe Resonator.

Durch das gleichzeitige Verschieben der Moden beider Resonatoren konnte die modensprung-freie Verstimmbarkeit des Lasers vergrößert werden. Eine Begrenzung für die Durchstimmbarkeit ist die frequenzabhängige Verstärkung der Laserdiode sowie die Frequenzselektivität des Gitters, die bei höheren Reflektivitäten schmaler wird. Die Verstärkung der Diode lässt sich durch Wahl der Temperatur geeignet verschieben.

Neben diesen allgemeinen Ergebnissen wurde ein optisches Gitter ausgewählt, um damit einen Laser zu bauen, der der Vorgabe entspricht, über mindestens 1.5 GHz modensprung-frei verstimmbar zu sein. Allerdings war die Leistung beim Aufbauen signifikant schlechter als erwartet, so dass das Ziel, einen Laser mit mindestens 15 mW Ausgangsleistung zu bauen, verfehlt wurde. Möglicherweise wäre Gitter 2 eine bessere Wahl gewesen. Es war mit dem Piezo-Element auf über 1 GHz verstimmbar, und mit der beschriebenen Feed-Forward-Regelung wäre es möglich gewesen, diesen Bereich auf die geforderten 1.5 GHz auszuweiten.

Unabhängig von der Leistung des Lasers wurde in einen Resonator eingekoppelt und anschließend mittels vorhandener Elektronik auf diesen stabilisiert. Auch diese Stabilisierung war nicht erfolgreich: Die Regelung ist nicht in der Lage, die Laserfrequenz über längere Zeit konstant zu halten. Es gelingt allerdings, die Laserfrequenz über drei bis vier Stunden hinweg in einem schmalen Bereich einzufangen, indem sie dann um die Resonanzfrequenz des Resonators oszilliert. Um die Regelung zu verbessern, wäre eine Möglichkeit, den Laser ausschließlich über den Diodenstrom zu regeln. Das Piezo-Element würde dann nur dazu verwendet, die Laserfrequenz in die Nähe der Resonanz des Resonators zu bringen.

# A. Anhang

## A.1. Tabellen und Abbildungen

### A.1.1. Spektren der freilaufenden Diode

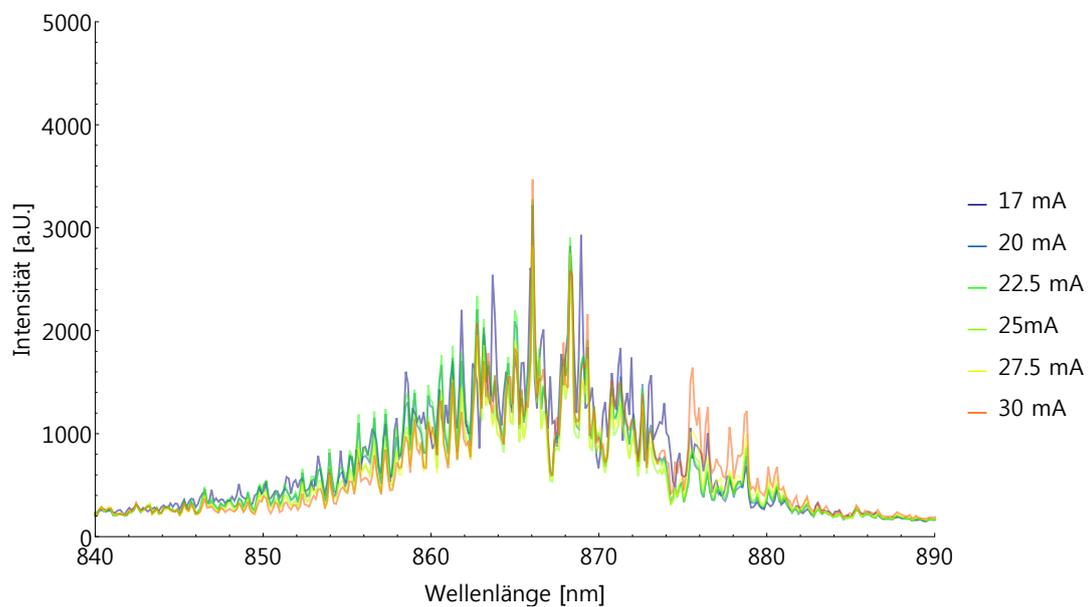


Abbildung A.1.: Spektrum der freilaufenden Diode bei einer Temperatur von 18.4 °C

### A.1.2. Polarisation und Wechsel der Gitter

Reflektivität des Gitters	Laserschwelle
29	48.7
5	64.8
20	51.7
7	55
65	42.7

Tabelle A.1.: Laserschwellen der verschiedenen Gitter in verschiedenen Konfigurationen

## A. Anhang

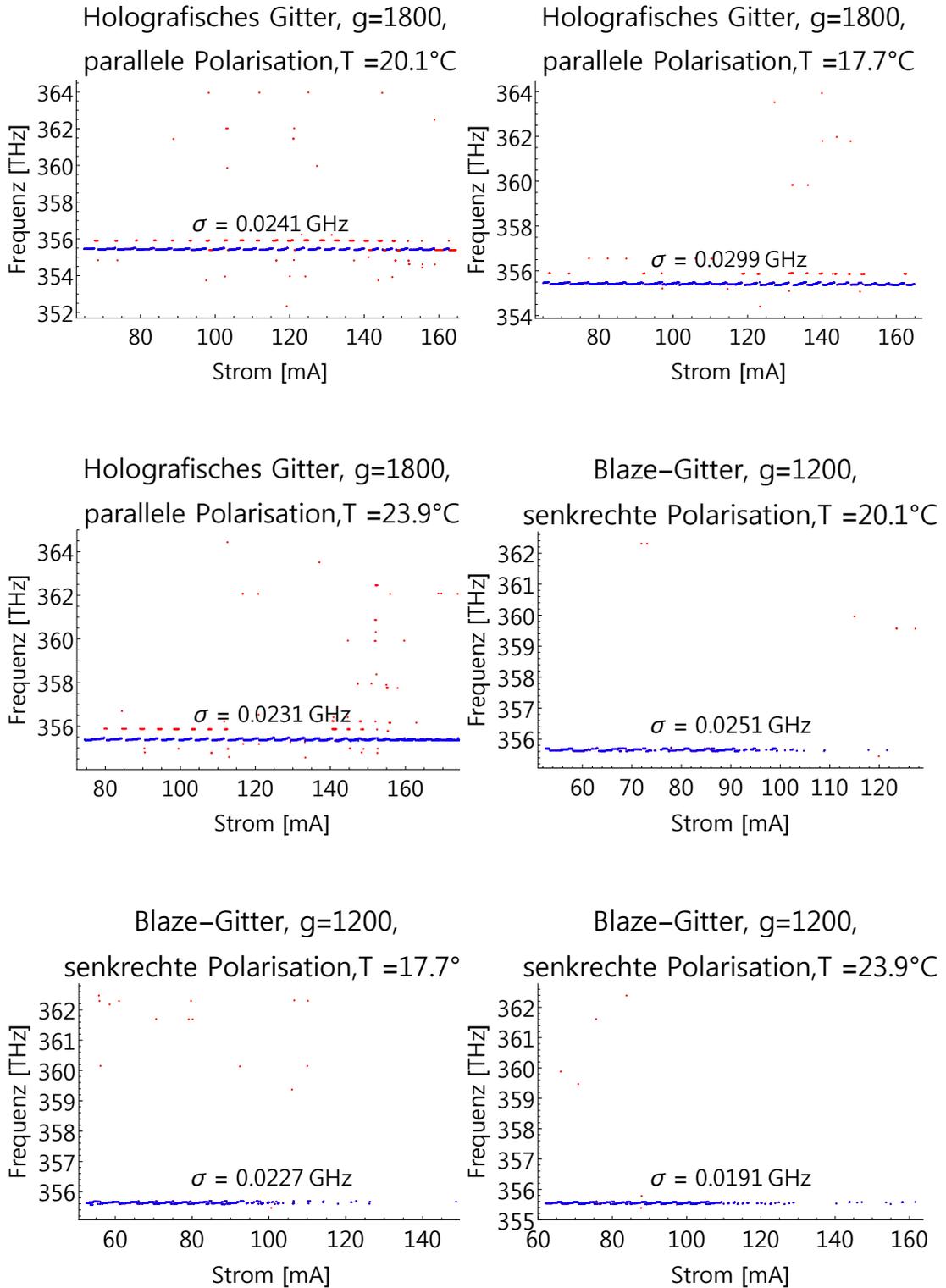
Reflektivität des Gitters	Standardabweichung der Messpunkte aller Frequenzen
29	$1.26821 \times 10^{-2}$
29	$1.2051 \times 10^{-2}$
29	$1.40323 \times 10^{-2}$
29	$1.38565 \times 10^{-2}$
5	$2.40612 \times 10^{-2}$
5	$2.98665 \times 10^{-2}$
5	$2.3086 \times 10^{-2}$
20	$2.51174 \times 10^{-2}$
20	$2.27189 \times 10^{-2}$
20	$1.91338 \times 10^{-2}$
7	$2.19158 \times 10^{-2}$
65	$9.2178 \times 10^{-3}$
65	$6.78662 \times 10^{-3}$
65	$6.27019 \times 10^{-3}$

Tabelle A.2.: Laserschwellen der verschiedenen Gitter in verschiedenen Konfigurationen

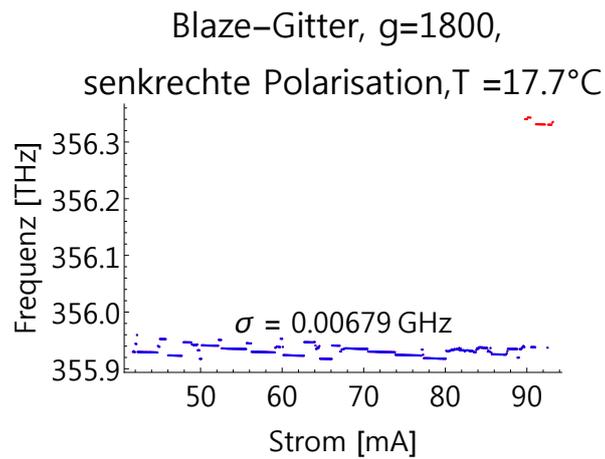
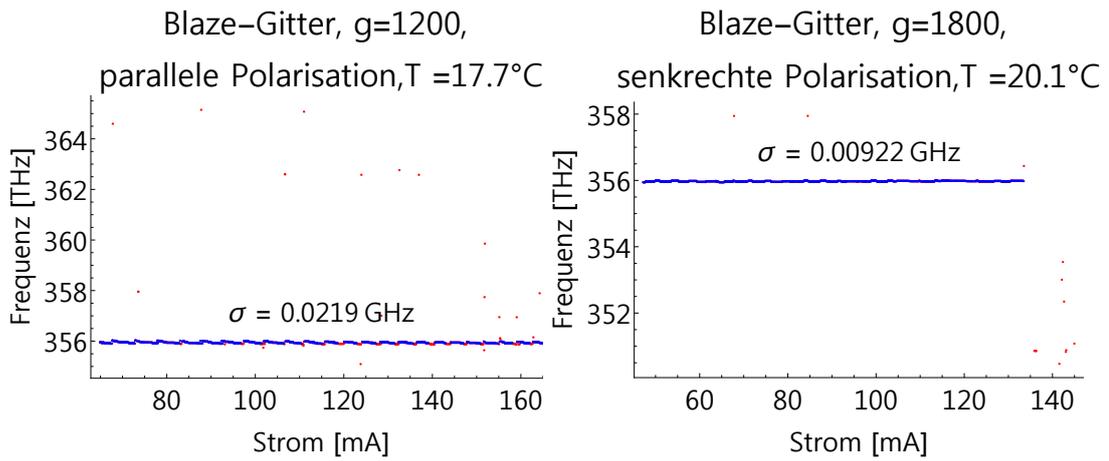
### A.2. Moden für verschiedene Gitter, Reflektivitäten und Temperaturen

Hier finden sich alle Messungen aus Abschnitt 3.5 aufgelistet.

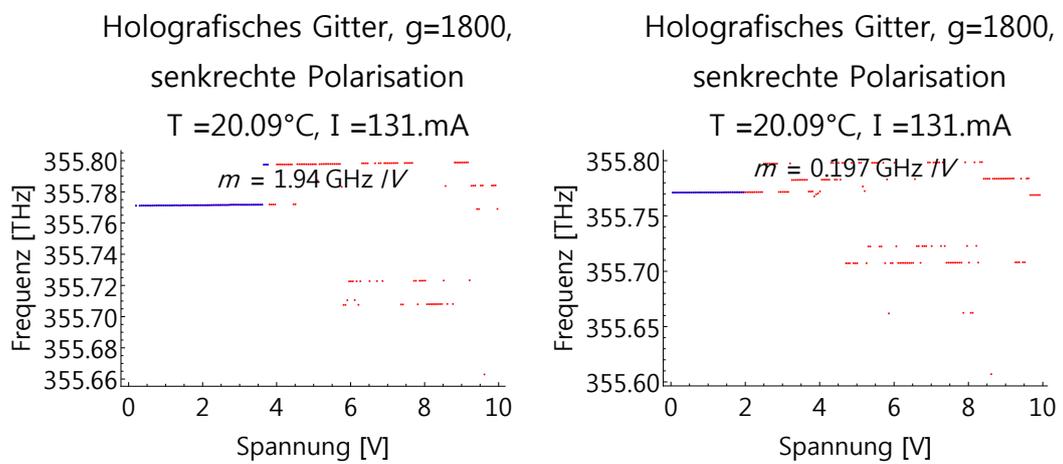
A. Anhang



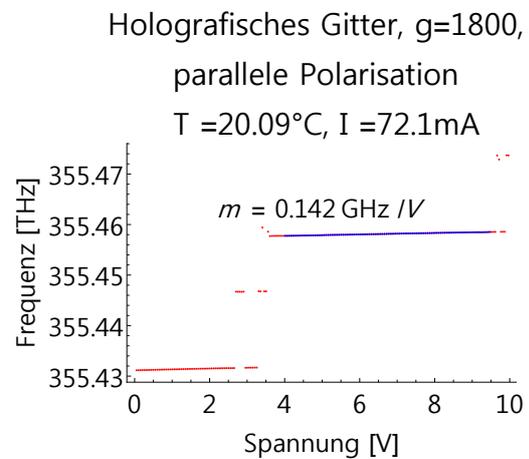
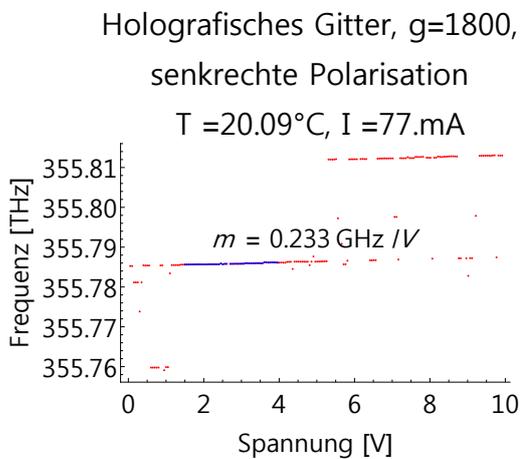
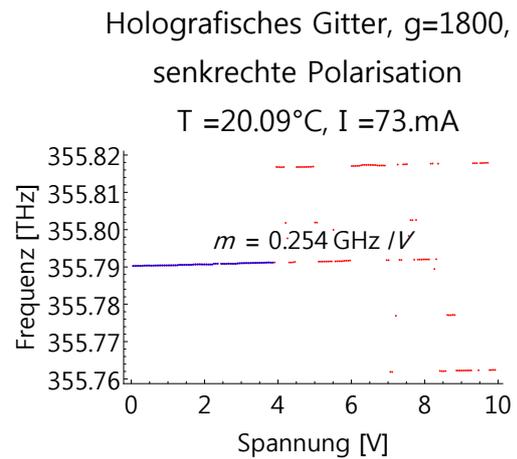
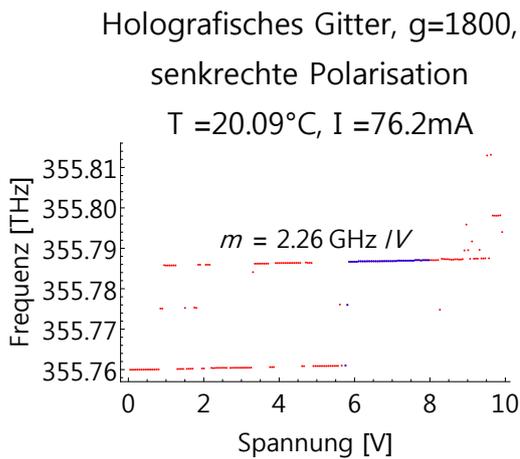
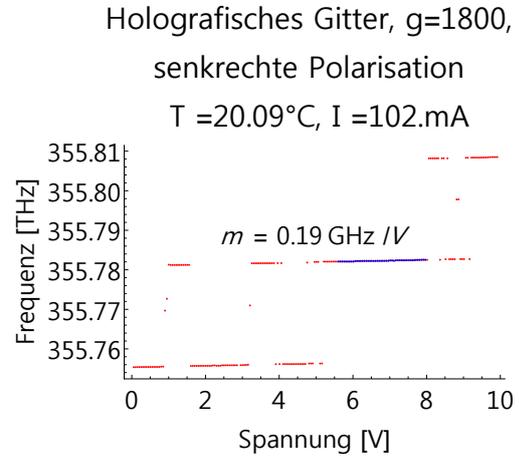
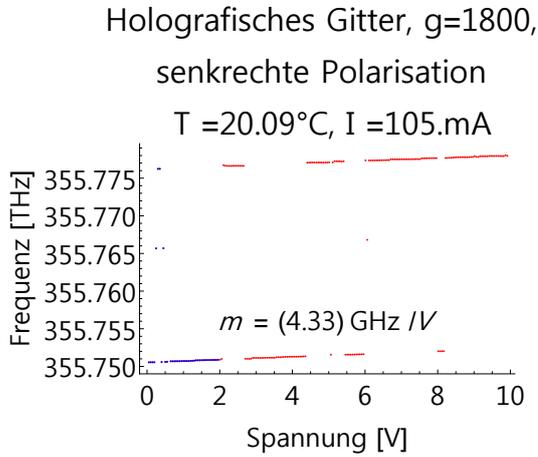
A. Anhang



### A.3. Durchstimmen des Piezo-Elementes

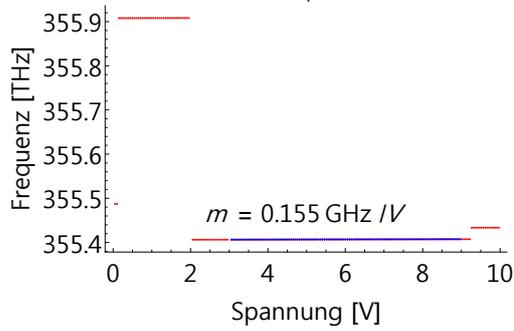


A. Anhang

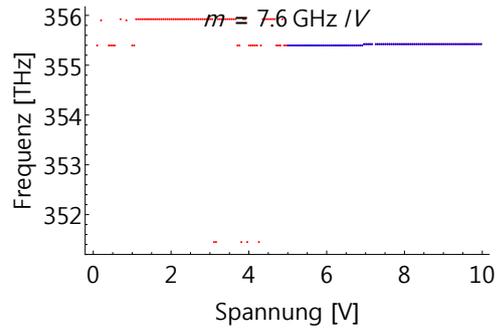


A. Anhang

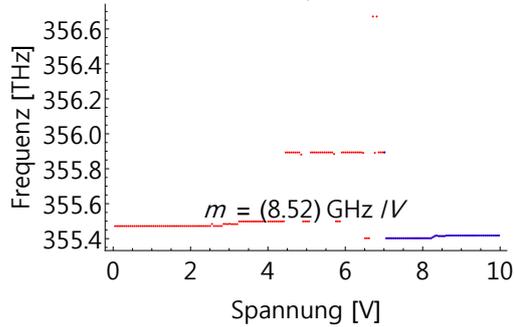
Holografisches Gitter,  $g=1800$ ,  
parallele Polarisation  
 $T = 20.09^\circ\text{C}$ ,  $I = 89.2\text{mA}$



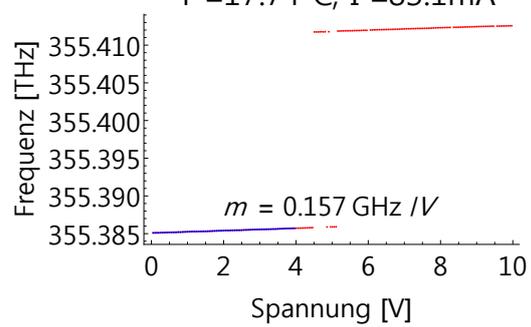
Holografisches Gitter,  $g=1800$ ,  
parallele Polarisation  
 $T = 20.09^\circ\text{C}$ ,  $I = 121\text{mA}$



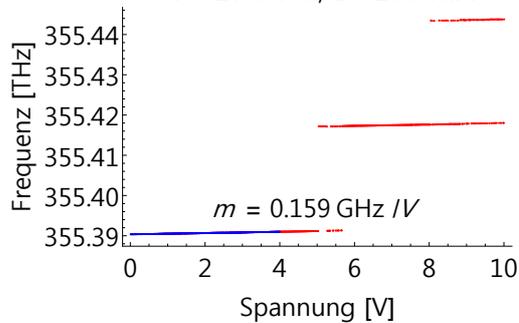
Holografisches Gitter,  $g=1800$ ,  
parallele Polarisation  
 $T = 17.74^\circ\text{C}$ ,  $I = 65.3\text{mA}$



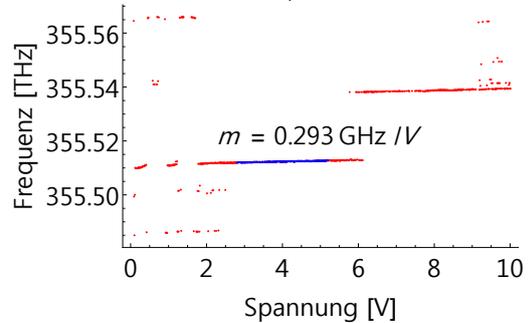
Holografisches Gitter,  $g=1800$ ,  
parallele Polarisation  
 $T = 17.74^\circ\text{C}$ ,  $I = 83.1\text{mA}$



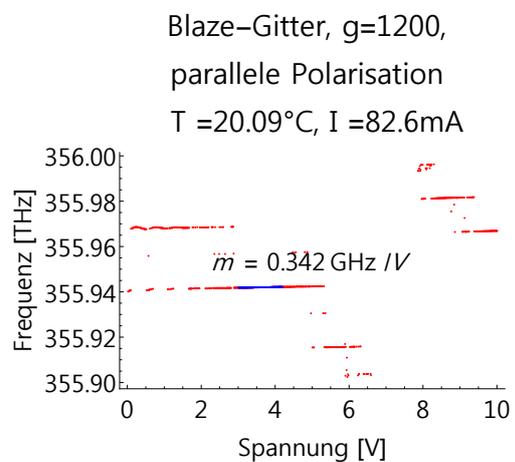
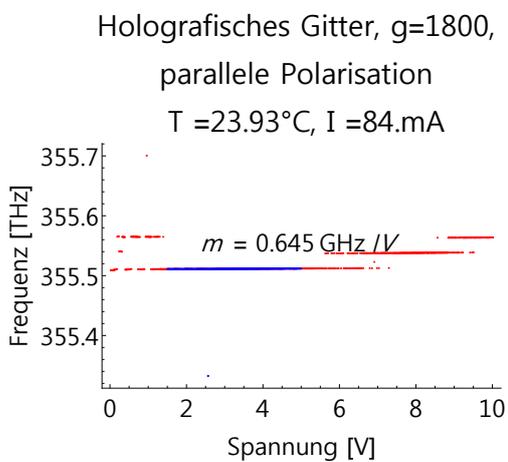
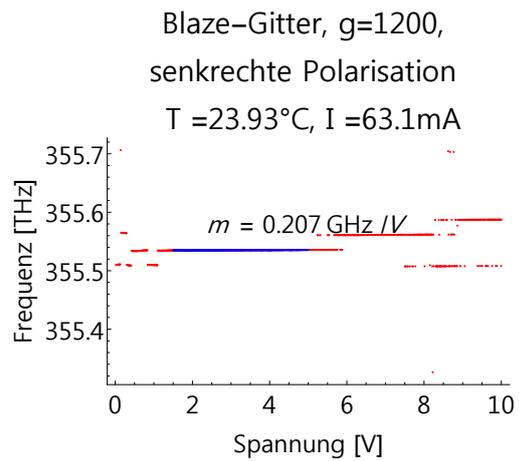
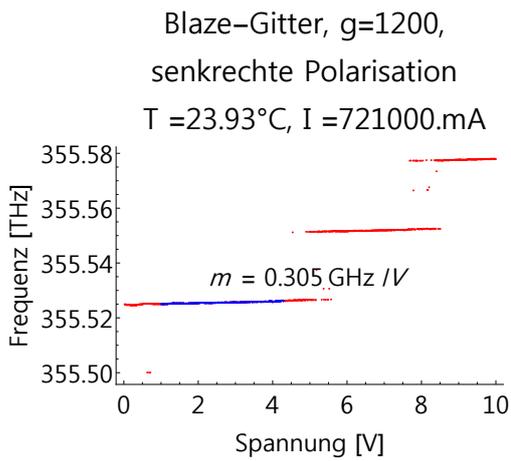
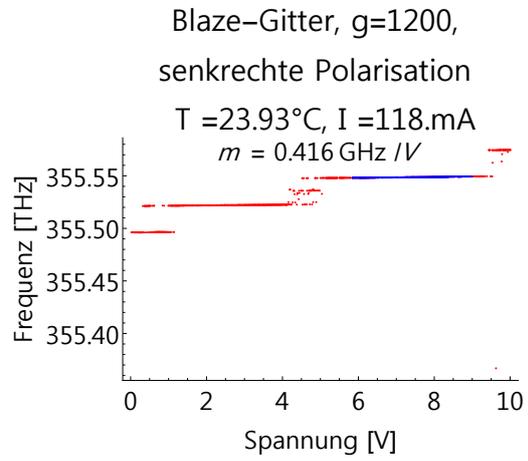
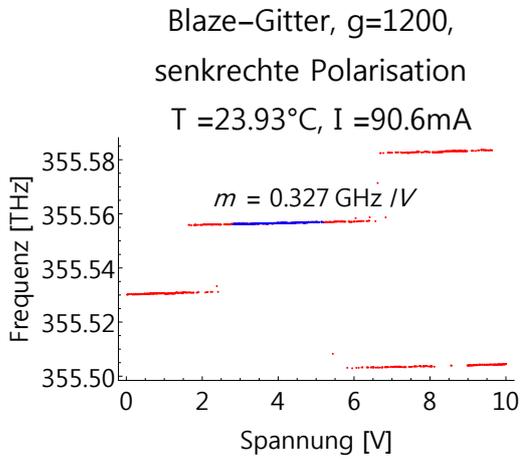
Holografisches Gitter,  $g=1800$ ,  
parallele Polarisation  
 $T = 17.74^\circ\text{C}$ ,  $I = 103\text{mA}$



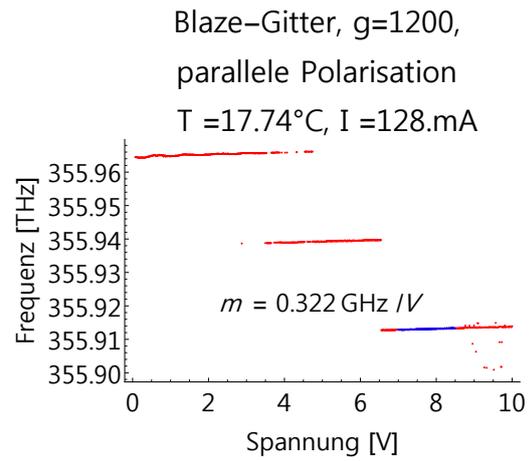
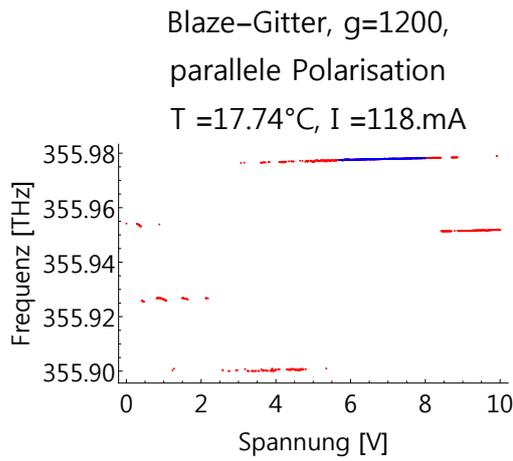
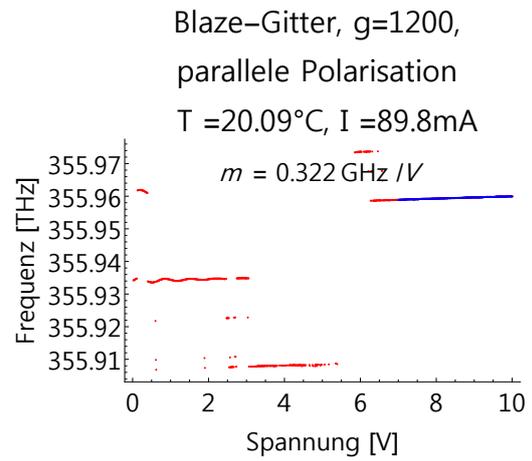
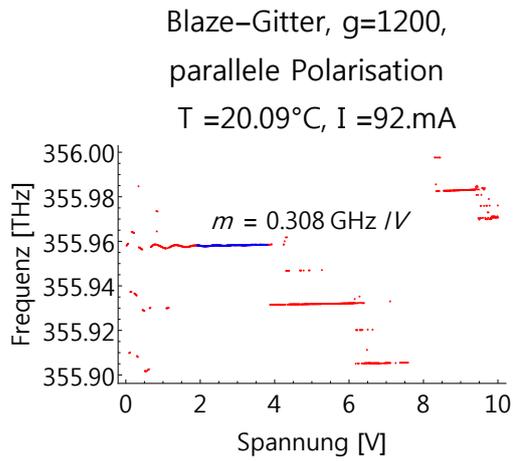
Blaze-Gitter,  $g=1800$ ,  
senkrechte Polarisation  
 $T = 23.93^\circ\text{C}$ ,  $I = 1050000\text{mA}$



A. Anhang



A. Anhang



## **A.4. Datenblätter**

# A. Anhang

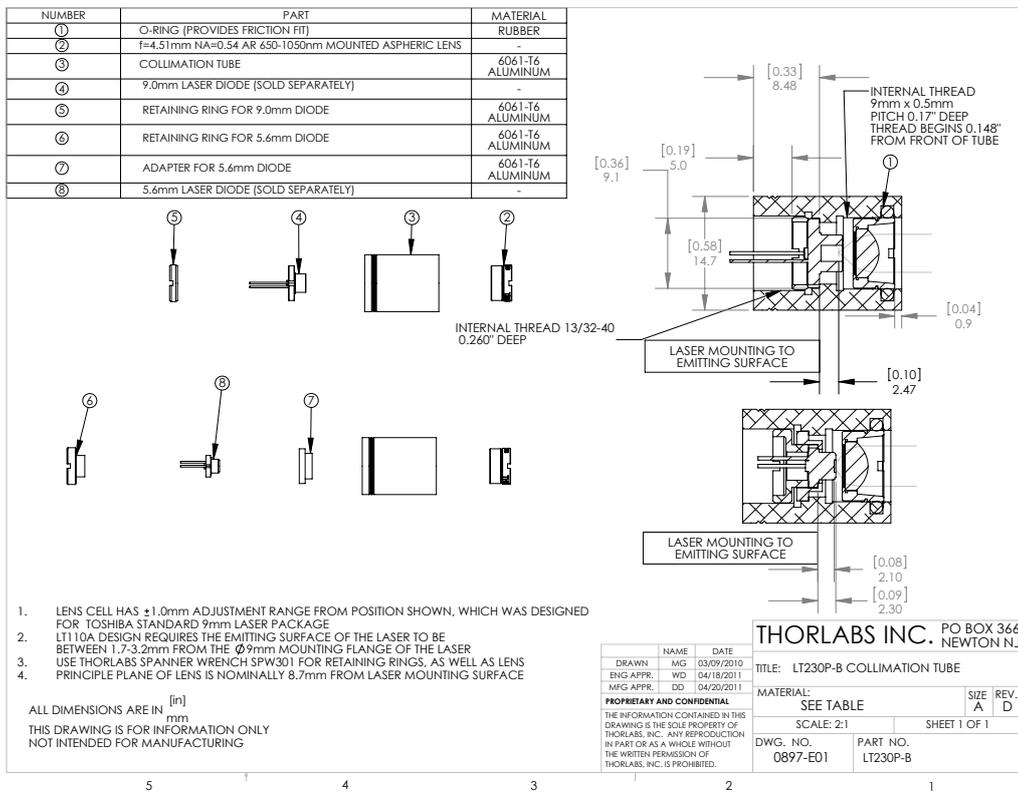


Abbildung A.18.: Quelle: <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=LT230P-B>

## A. Anhang

<b>Genauigkeitsspezifikationen ± (% des Messwerts + % des Bereichs)<sup>1</sup></b>						
Funktion	Bereich <sup>2</sup>	Frequenz bzw. Messstrom bzw. Spannungsabfall	24 Stunden Tcal ±1°C	90 Tage Tcal ±5°C	1 Jahr Tcal ±5°C	Temperaturkoeffizient (°C) 0°C bis (Tcal -5°C) (Tcal +5°C) bis +55°C
<b>Gleichspannung</b>	100,0000 mV		0,0030 + 0,0030	0,0040 + 0,0035	0,0050 + 0,0035	0,0005 + 0,0005
	1,000000 V		0,0020 + 0,0006	0,0030 + 0,0007	0,0035 + 0,0007	0,0005 + 0,0001
	<b>10,00000 V</b>		<b>0,0015 + 0,0004</b>	<b>0,0020 + 0,0005</b>	<b>0,0030 + 0,0005</b>	<b>0,0005 + 0,0001</b>
	100,0000 V		0,0020 + 0,0006	0,0035 + 0,0006	0,0040 + 0,0006	0,0005 + 0,0001
	1000,0000 V <sup>4</sup>		0,0020 + 0,0006	0,0035 + 0,0006	0,0040 + 0,0006	0,0005 + 0,0001
<b>Wechselspannung<sup>5</sup></b>	100,0000 mV bis 750,000 V	3 Hz – 5 Hz	0,50 + 0,02	0,50 + 0,03	0,50 + 0,03	0,010 + 0,003
		5 Hz – 10 Hz	0,10 + 0,02	0,10 + 0,03	0,10 + 0,03	0,008 + 0,003
		<b>10 Hz – 20 kHz</b>	<b>0,02 + 0,02</b>	<b>0,05 + 0,03</b>	<b>0,06 + 0,03</b>	<b>0,005 + 0,003</b>
		20 kHz – 50 kHz	0,05 + 0,04	0,09 + 0,05	0,10 + 0,05	0,010 + 0,005
		50 kHz – 100 kHz	0,20 + 0,08	0,30 + 0,08	0,40 + 0,08	0,020 + 0,008
	100 kHz – 300 kHz	1,00 + 0,50	1,20 + 0,50	1,20 + 0,50	0,120 + 0,020	
<b>Widerstand<sup>6</sup></b>	100,0000 Ω	1 mA	0,0030 + 0,0030	0,008 + 0,004	0,010 + 0,004	0,0006 + 0,0005
	1,000000 kΩ	1 mA	0,0020 + 0,0005	0,007 + 0,001	0,010 + 0,001	0,0006 + 0,0001
	<b>10,00000 kΩ</b>	<b>100 μA</b>	<b>0,0020 + 0,0005</b>	<b>0,007 + 0,001</b>	<b>0,010 + 0,001</b>	<b>0,0006 + 0,0001</b>
	100,0000 kΩ	10 μA	0,0020 + 0,0005	0,007 + 0,001	0,010 + 0,001	0,0006 + 0,0001
	1,000000 MΩ	5 μA	0,0020 + 0,0010	0,010 + 0,001	0,012 + 0,001	0,0010 + 0,0002
	10,00000 MΩ	500 nA    10 MΩ	0,0100 + 0,0010	0,030 + 0,001	0,040 + 0,001	0,0030 + 0,0004
	100,0000 MΩ	500 nA    10 MΩ	0,200 + 0,001	0,600 + 0,001	0,800 + 0,001	0,1000 + 0,0001
<b>Gleichstrom</b>	100,0000 μA	<0,3 V	0,010 + 0,020	0,040 + 0,025	0,050 + 0,025	0,0020 + 0,0030
	<b>1,000000 mA</b>	<b>&lt;0,3 V</b>	<b>0,007 + 0,006</b>	<b>0,030 + 0,006</b>	<b>0,050 + 0,006</b>	<b>0,0020 + 0,0005</b>
	10,00000 mA	<0,3 V	0,007 + 0,020	0,030 + 0,020	0,050 + 0,020	0,0020 + 0,0020
	100,0000 mA	<0,3 V	0,010 + 0,004	0,030 + 0,005	0,050 + 0,005	0,0020 + 0,0005
	1,000000 A	<0,8 V	0,050 + 0,006	0,080 + 0,010	0,100 + 0,010	0,0050 + 0,0010
	3,000000 A	<2,0 V	0,100 + 0,020	0,120 + 0,020	0,150 + 0,020	0,0050 + 0,0020
<b>Wechselstrom<sup>7</sup></b>	100,0000 μA bis 3,000000 A	<b>3 Hz – 5 kHz</b>	<b>0,10 + 0,04</b>	<b>0,10 + 0,04</b>	<b>0,10 + 0,04</b>	<b>0,015 + 0,006</b>
		5 kHz – 10 kHz	0,20 + 0,04	0,20 + 0,04	0,20 + 0,04	0,030 + 0,006
<b>Effektivwert</b>	100 mV bis 750 V	3 Hz – 5 Hz	0,070 + 0,000	0,070 + 0,000	0,070 + 0,000	0,005 + 0,000
		5 Hz – 10 Hz	0,040 + 0,000	0,040 + 0,000	0,040 + 0,000	0,005 + 0,000
		10 Hz – 40 Hz	0,020 + 0,000	0,020 + 0,000	0,020 + 0,000	0,001 + 0,000
		<b>40 Hz – 300 kHz</b>	<b>0,005 + 0,000</b>	<b>0,006 + 0,000</b>	<b>0,007 + 0,000</b>	<b>0,001 + 0,000</b>
<b>Kapazität<sup>8</sup></b>	1,0000 nF	500 nA	0,50 + 0,50	0,50 + 0,50	0,50 + 0,50	0,05 + 0,05
	10,000 nF	1 μA	0,40 + 0,10	0,40 + 0,10	0,40 + 0,10	0,05 + 0,01
	100,00 nF	10 μA	0,40 + 0,10	0,40 + 0,10	0,40 + 0,10	0,01 + 0,01
	1,0000 μF	10 μA	0,40 + 0,10	0,40 + 0,10	0,40 + 0,10	0,01 + 0,01
	10,000 μF	100 μA	0,40 + 0,10	0,40 + 0,10	0,40 + 0,10	0,01 + 0,01
<b>Temperatur<sup>9</sup></b>	RTD	-200°C bis +600°C	0,06°C	0,06°C	0,06°C	0,003°C
	Thermistor	-80°C bis +150°C	0,08°C	0,08°C	0,08°C	0,002°C
<b>Durchgangsprüf.</b>	1000,0 Ω	1 mA	0,002 + 0,010	0,008 + 0,020	0,010 + 0,020	0,0010 + 0,0020
<b>Diodentest<sup>10</sup></b>	1,0000 V	1 mA	0,002 + 0,010	0,008 + 0,020	0,010 + 0,020	0,0010 + 0,0020

1 Die Spezifikationen gelten nach 90-minütigem Warmlauf und für Messungen über 100 PLC (Power Line Cycles, Netzspannungsperioden).

2 Bezogen auf Kalibriernormale.

3 20% Überbereich in allen Bereichen außer DCV 1000 V, ACV 750 V, DCI und ACI 3 A.

4 Außerhalb des Bereichs ±500 V ist eine zusätzliche Unsicherheit von 0,02 mV pro Volt zu addieren.

5 Die Spezifikationen gelten für sinusförmige Eingangssignale >0,3% des Bereichs und >1 mV<sub>eff</sub>. Für Frequenzen unterhalb 1 kHz ist eine zusätzliche Unsicherheit von 30 μV zu addieren. Maximal zulässiges Spannung-Frequenz-Produkt im Bereich 750 VAC: 8·10<sup>7</sup> Volt-Hz. Oberhalb von 300 V<sub>eff</sub> ist eine zusätzliche Unsicherheit von 0,7 mV<sub>eff</sub> pro Volt zu addieren.

6 Die Spezifikationen gelten für 4-Draht-Widerstandsmessungen oder 2-Draht-Widerstandsmessungen bei aktiver Math-Null-Funktion. Ohne Math Null erhöht sich die Messunsicherheit bei 2-Draht-Widerstandsmessungen um 0,2 Ω.

7 Die Spezifikationen gelten für sinusförmige Eingangssignale >1% des Bereichs und >10 μA<sub>eff</sub>. Bei den Angaben für Frequenzen >5 kHz und die Bereiche 1 A und 3 A handelt es sich um typische Werte.

8 Die Spezifikationen gelten nach einstündigem Warmlauf bei aktiver Math-Null-Funktion. Die Messunsicherheit für Nicht-Film-Kondensatoren kann größer sein.

9 Zur Berechnung der Gesamtgenauigkeit ist die Temperatursensor-Unsicherheit zu addieren.

10 Die Genauigkeitsspezifikationen gelten nur für die an den Eingangsanschlüssen gemessene Spannung. Bei dem angegebenen Messstrom von 1 mA handelt es sich um einen typischen Wert. Infolge von Schwankungen des Messstroms kann auch der Spannungsabfall über der getesteten Diode schwanken.

Abbildung A.19.: Quelle: <http://www.keysight.com/en/pd-1000001295:epsg:pro-pn-34401A/digital-multimeter-6-digit?&cc=DE&lc=ger>

## A. Anhang



### Wavelength Meter | High Precision Wavelength Meter

Integrated Internal Calibration



#### Compact, Reliable and Versatile

The robust, compact HighFinesse/Ångstrom high precision wavelength meters are designed for everyday control of pulsed and cw laser sources. They can be operated with very low light intensity coupled through an easy-to-use optical multi-mode fiber. Optical elements and electronics are housed in a compact, thermally insulated casing.

#### Plug & Play

Power supply and data readout are accomplished with any PC via a USB interface. The wavelength meter is ready for use as soon as the software delivered with the device is installed. There is no warm-up time required.

#### Customization

The flexible design of our wavelength meters allows the integration of additional optical components and software modules - even years after purchase. This way customization is enabled for your specific application requirements.

Technical Information				
Measurement Range Ability	WS5	WS6-600	WS6-200	WS7
Standard (350-1120 nm)	x	x	x	x
UV-I (248-1100 nm)	x	x	x	x
UV-II (192-800 nm)	x	x	x	x
VisIR (400-1750 nm)	x	x	x	
IR-I (800-1750 nm)	x	x	x	x
IR-II (1000-2250 nm)	x	x	x	x
IR-III (2000-11000 nm)	x		x	
Absolute Accuracy <sup>1</sup>				

Abbildung A.20.: Quelle: <http://www.highfinesse.com/en/wavelengthmeter/28/high-precision-wavelength-meter>

A. Anhang



## TH10K Thermistor



TH10K

**Description**

Epoxy coated 10K thermistor with 0.010" Nickel PTFE insulated lead wires. Thermistor is suitable for PCB and probe mountings in relation to temperature measurement, control, and compensation.

**Specifications**

Electrical Specifications	
Resistance at 25 °C (R <sub>25 °C</sub> )	10 k-Ω
Temperature Accuracy	±1 °C @ 25 °C
Dissipation Constant	1.4 mW/°C
Time Constant (in Air)	15 sec
Operating Range	-50 to 150 °C

Resistance as a function of Thermistor Temperature, R <sub>t</sub>				
Formula	$R_t = R_{25 °C} \left( e^{\left( A + \frac{B}{T} + \frac{C}{T^2} + \frac{D}{T^3} \right)} \right);$ <p>T = Temperature in Kelvin (K)</p>			
Temp Range (°C)	A	B	C	D
-50 to -1	-1.6443767E+01	6.1080608E+03	-4.4141671E+05	2.4159818E+07
0 to 49	-1.5470381E+01	5.6022839E+03	-3.7886070E+05	2.4971623E+07
50 to 99	-1.4807463E+01	5.1550854E+03	-2.9717659E+05	2.2904187E+07
100 to 150	-1.4862658E+01	5.2676519E+03	-3.5374848E+05	3.1207901E+07

Thermistor Temperature as a function of Resistance				
Formula	$T = \frac{1}{a + b \ln\left(\frac{R_t}{R_{25 °C}}\right) + c \ln\left(\frac{R_t}{R_{25 °C}}\right)^2 + d \ln\left(\frac{R_t}{R_{25 °C}}\right)^3};$ <p>R<sub>t</sub> = Actual measured thermistor resistance</p>			
R <sub>t</sub> Range	a	b	c	d
692,600 to 32,770	3.3570420E-03	2.5214848E-04	3.3743283E-06	-6.4957311E-08
32,770 to 3,599	3.3540170E-03	2.5617244E-04	2.1400943E-06	-7.2405219E-08
3,599 to 681.6	3.3530481E-03	2.5420230E-04	1.1431163E-06	-6.9383563E-08
681.6 to 187	3.3536166E-03	2.5377200E-04	8.5433271E-07	-8.7912262E-08

US, Canada, & South America: +1-973-300-3000 | Europe: +49 (0) 8131-5956-0 | UK & Ireland: +44 (0)1353-65440  
 France: +33 (0) 970 44 48 44 | Scandinavia: +46-31-733-30-00 | Japan & Asia: +81-3-5979-8889 | China: +86 (0)21-32513486  
 Specifications Subject to Change without Notice  
 Oct 19, 2012  
 4813-S01, Rev D  
[www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

Abbildung A.21.: Quelle: <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=TH10K>

# A. Anhang

## DATA SHEET

### EYP-RWE-0860-06010-1500-SOT02-0000



We focus on power.

Revision 1.00 2012-01-28 page 1 from 4

**RIDGE WAVEGUIDE LASER with AR-COATING**  
GaAs Semiconductor Laser Diode  
Tunable Fabry-Perot Laser for External Cavity Operation



#### General Product Information

Product	Application
tunable 860 nm Fabry-Perot Laser	Cs Spectroscopy
for use in an External Cavity Diode Laser (ECDL)	Atomic Clocks
sealed SOT Housing	
Monitor Diode	



#### Absolute Maximum Ratings

	Symbol	Unit	min	typ	max
Storage Temperature	$T_S$	°C	-20		85
Operational Temperature at Case	$T_C$	°C	-20		50
Forward Current	$I_F$	mA			200
Reverse Voltage	$V_R$	V			0
Output Power (extracavity)	$P_{opt}$	mW			100

Stress in excess of the Absolute Maximum Ratings can cause permanent damage to the device.

#### Recommended Operational Conditions

	Symbol	Unit	min	typ	max
Operational Temperature at Case	$T_C$	°C	15		40
Forward Current	$I_F$	mA			180

#### Measurement Conditions / Comments

#### Characteristics at $T_{LD} = 25\text{ °C}$ at Begin Of Life

Parameter	Symbol	Unit	min	typ	max
Center Wavelength	$\lambda_C$	nm		860	
Tuning Range	$\Delta\lambda_{\text{tun}}$	nm	830		870
Output Power (extracavity)	$P_{opt}$	mW		80	
Cavity Length	L	µm		1500	
Reflectivity at Front Facet	$R_{ff}$			$3 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-3}$
Polarization				TE	
Spatial Mode (transversal)	$TEM_{00}$				
Spectral Mode (longitudinal)				Single/Multi Mode	

#### Measurement Conditions / Comments

Tuning range and output power are estimated from the gain profile of the laser. The actual achieved wavelength and power are strongly influenced by the external cavity. Therefore eagleyard Photonics will give no guarantee on these parameters.

E field parallel to Pin 2 - Pin 3 - plane

Fundamental Mode  
depending on operating conditions

© All rights reserved by eagleyard Photonics GmbH. This data sheet will be electronically administered and is subject to change without notice. Uncontrolled copy when printed.

eagleyard Photonics GmbH

Rudower Chaussee 29  
12489 Berlin GERMANY

fon +49. 30. 6392 4520  
fax +49. 30. 6392 4529

info@eagleyard.com  
www.eagleyard.com



Abbildung A.22.: Quelle: [http://www.eagleyard.com/fileadmin/downloads/data\\_sheets/EYP-RWE-0860-06010-1500-SOT02-0000.pdf](http://www.eagleyard.com/fileadmin/downloads/data_sheets/EYP-RWE-0860-06010-1500-SOT02-0000.pdf)

A. Anhang



2465 Central Ave Boulder, CO 80301  
 Tel (303) 542-0427 FAX (303) 542-0428  
 February 4 2015

Quotation 394-1  
 To: University of Mainz  
 Attn. Florian Mühlbauer

Quantity		Unit Price	Amount USD
1	Line 01 Part:ATF-6010-4-3Lambda Cylinder Cavity Assy 50mm dia. Reference cavity assembly per ATFilms Dwg. 6010-4, Premium Grade ULE Solid Cylinder Cavity Assy. 50mm Dia. x 100mm L with the following notes:  Mirror pair will include 1 piece premium grade ULE, 1" dia. x 0.25" thk, plano/plano and 1 pieces premium grade ULE, 1" dia. x 0.25" thk, cc/pl with 50cm ROC. Both substrates will have a super polished finish on S1 and a surface quality of 10-5, S2 will have a surface quality of 20-10. Mirror coating on S1 of substrates will be guaranteed to have a finesse between 5,000 - 15,000 @ 626nm, 1,000 - 5,000 @ 842 nm, and 50,000 to 150,000 at 1001 nm, all wavelengths @ 0° AOI Anti-reflective coating on S2 of substrates will be R < 0.25 % @ 626 nm, 842 nm, and 1001 nm @ 0° Note: The mirror finesse will not be measured prior to shipment. The finesse is evaluated based on coating design, spectral transmission measurement, and proven performance. Delivery: 12-14 weeks ARO	17200	17200
1	Line 02 VH6010-4 Vacuum housing for ATF 6010-4 Cylinder Cavity, 100 mm long and 50 mm diameter. This includes zerodur mounting block with viton balls positioned (with recess), vacuum can with notch for mounting block, indium seals, thermal insulation and outer shell, with heaters or Peltiers and thermistors. A 1.33" conflat Tee is provided for coupling to vacuum components. Windows will be Anti-reflective coated with R < 0.25 % @ 626 nm, 842 nm, and 1001 nm @ 0°. Measurement of Zero Crossing Temperature of Cavity Spacer included.	16900	16900
1	Line03 Temperature Controller set to control the vacuum housing in Line 02, 04 ,or 06	2200	2200
	Total		36300

Terms: 50% due 10 days ARO, 50% within 30 days of shipment  
 Prices are quoted FOB Stable Laser Systems  
 This Purchase Order is subject to the Stable Laser Systems LLC Terms and Conditions of  
 Sale (October 2011) which are on our website  
 Delivery < 14 weeks after receiving downpayment.

- \* Quote prices are valid for 30 days.
- \* Quote delivery times are valid for 30 days.
- \* Quoted delivery is from the date PO (and material, if applicable) is received at Stable Laser Systems.
- \* Credit card payment fee is 5%

Form 100rev 1

Abbildung A.23.: Quelle: <http://www.stablelasers.com/>



## Piezoelectric Stack, 150 V, 9.2 $\mu\text{m}$ , One Spherical End



**PK4DMP1**

### Description

The PK4DMP1 piezoelectric stack consists of multiple chips which are bonded via epoxy and glass beads. It offers a maximum displacement of  $9.2 \mu\text{m} \pm 15\%$ . A red wire is attached to the electrode that should receive positive bias, and a black wire is attached to the electrode that should be grounded.

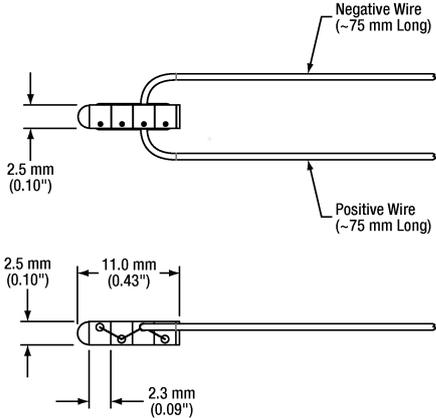
### Specifications

PK4DMP1 <sup>a</sup>	
Drive Voltage Range	Maximum: 0 - 150 V
Displacement (Free Stroke) at 150 V	$9.2 \mu\text{m} \pm 15\%$
Hysteresis	<15% (See Graph on Next Page)
Load (Recommended)	100 N (22 lb)
Blocking Force at 150 V	250 N (56 lb)
Resonant Frequency	125 kHz (No Load)
Impedance at Resonant Frequency	800 m $\Omega$
Dissipation Factor	<2.0%
Capacitance	175 nF $\pm 15\%$
Operating Temperature	-25 to 130 °C
Curie Temperature	230 °C
External Electrodes	Screen-Printed Silver
Piezo Stack Dimensions	2.5 x 2.5 x 11.0 mm
Piezo Stack Dimensional Tolerance	$\pm 0.1$ mm
Outer Dimensions	2.8 x 4.3 x 11.0 mm



a. All specifications are quoted at 25 °C, unless otherwise stated.

### Drawing



The drawing shows two views of the piezoelectric stack. The top view shows a rectangular stack with a width of 2.5 mm (0.10") and a length of 11.0 mm (0.43"). Two wires are attached to the top surface: a Negative Wire (~75 mm Long) and a Positive Wire (~75 mm Long). The bottom view shows the stack with a width of 2.5 mm (0.10") and a length of 2.3 mm (0.09").

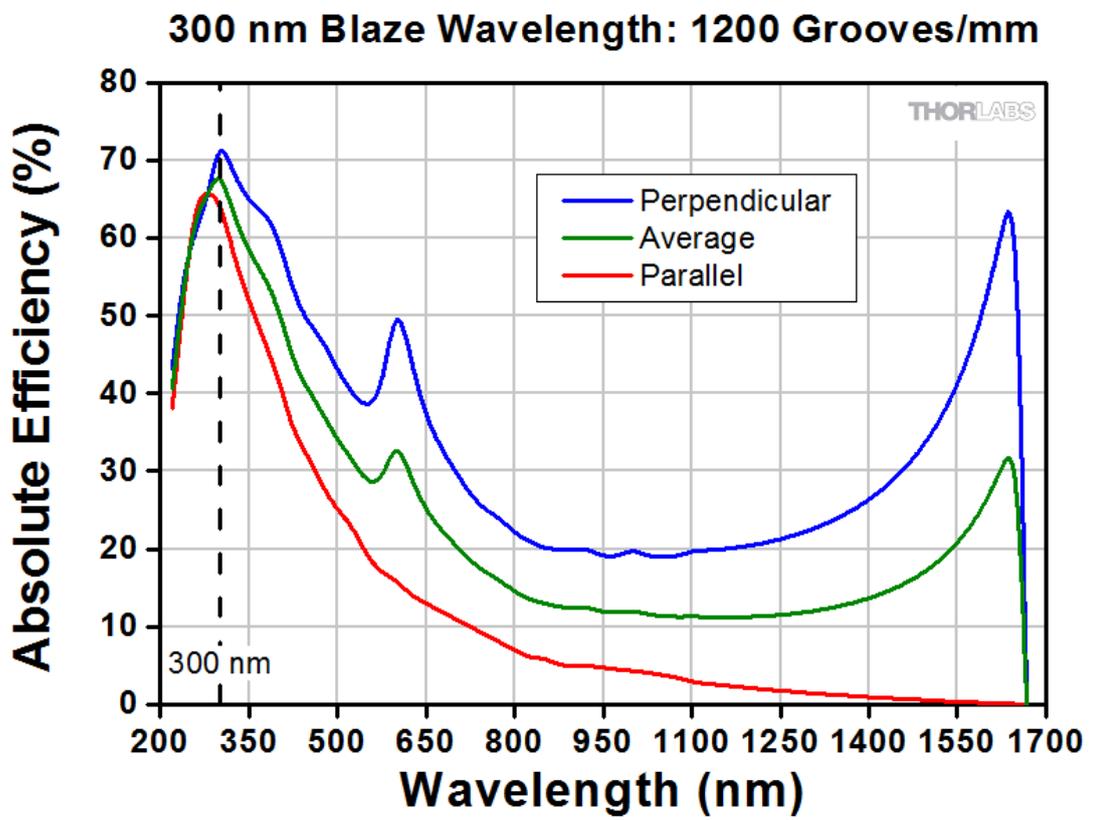
Specifications Subject to Change without Notice

April 8, 2015  
CTN002490-S01, Rev B

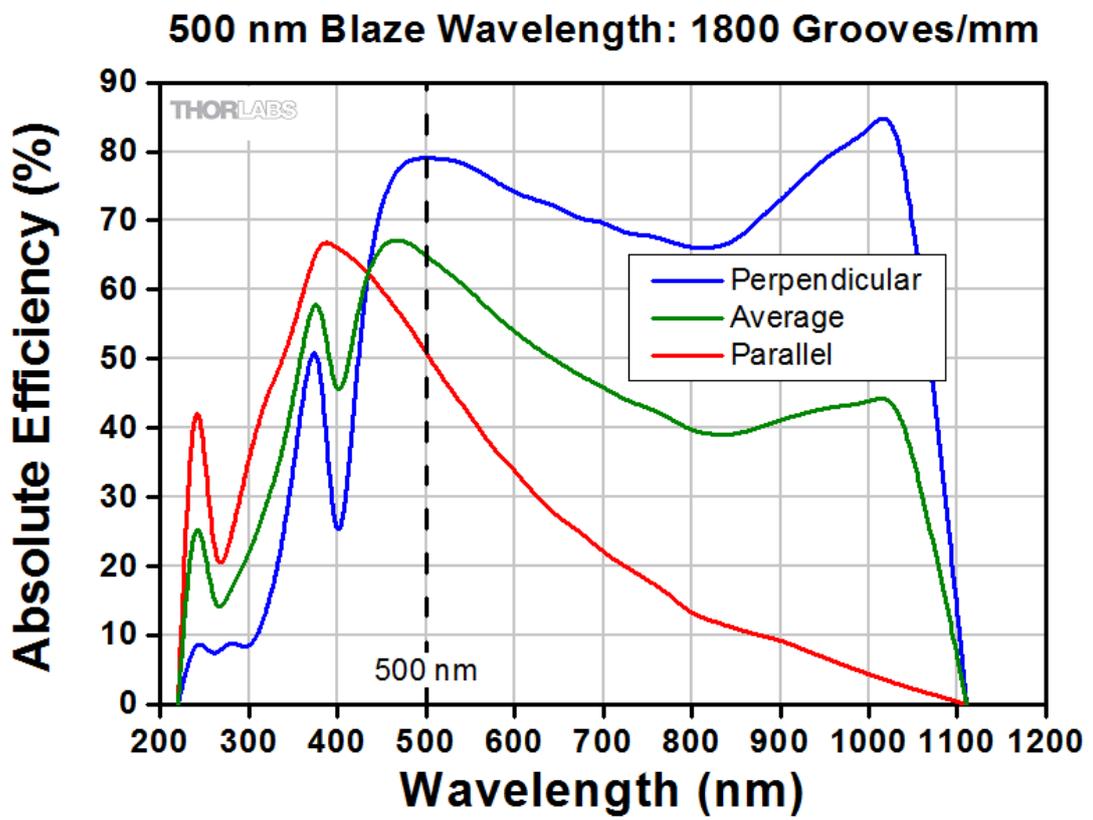
Abbildung A.24.: Quelle <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=PK4DMP1>

*A. Anhang*

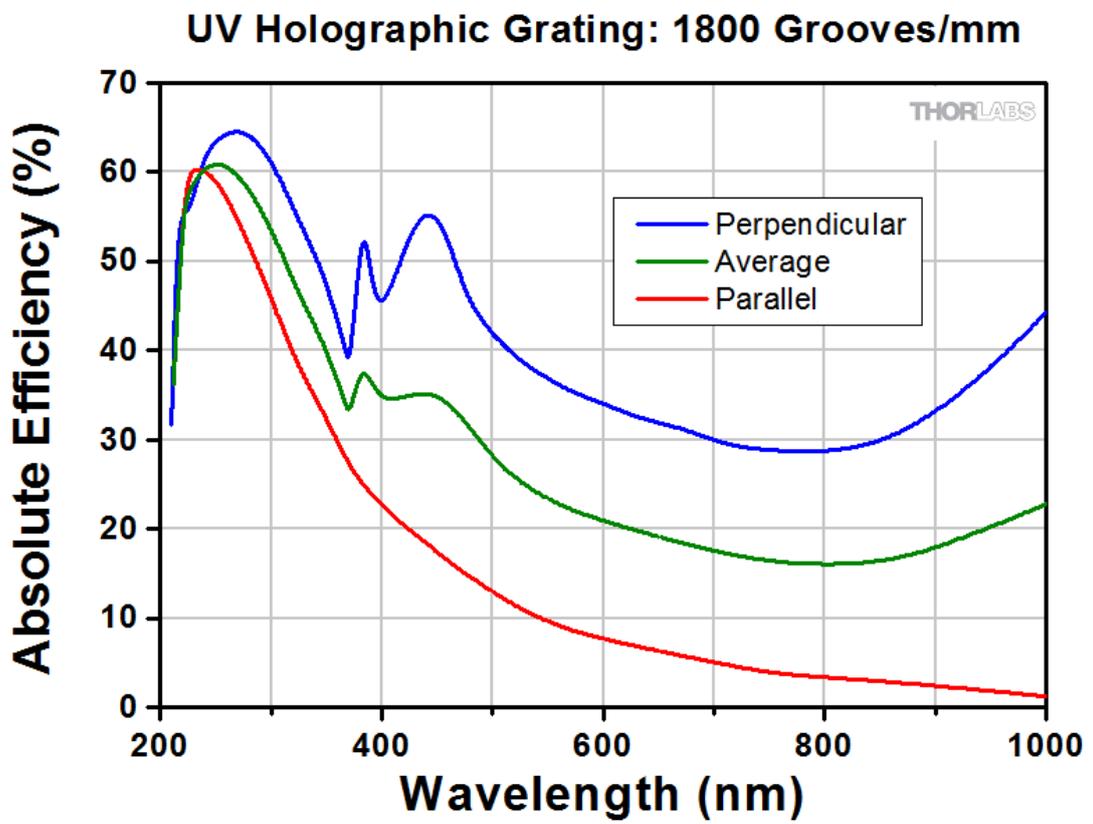
**A.5. Reflektivitäten der Reflektionsgitter**



[https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup\\_id=8626&pn=GR13-1850#3738](https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=8626&pn=GR13-1850#3738)



[https://www.thorlabs.com/newgroupage9.cfm?objectgroup\\_id=8626&pn=GR13-1850#3738](https://www.thorlabs.com/newgroupage9.cfm?objectgroup_id=8626&pn=GR13-1850#3738)



[https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup\\_id=25&pn=GH13-18U#4659](https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=25&pn=GH13-18U#4659)

## **B. Literaturverzeichnis**

## Bibliography

- [1] Eric D Black.  
“An introduction to Pound–Drever–Hall laser frequency stabilization”.  
In: *American Journal of Physics* 69.1 (2001), pp. 79–87.
- [2] Harald Ibach and Hans Lüth.  
*Festkörperphysik: Einführung in die Grundlagen*.  
Springer-Verlag, 2009.
- [3] H Kogelnik and Tingye Li.  
“Laser beams and resonators”.  
In: *Applied Optics* 5.10 (1966), pp. 1550–1567.
- [4] *Laserspektroskopie 1: Grundlagen*.  
Springer, 2007.
- [5] L. Levin.  
“Mode-hop-free electro-optically tuned diode laser”.  
In: *Opt. Lett.* 27.4 (2002), pp. 237–239.  
DOI: 10.1364/OL.27.000237.  
URL: <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-27-4-237>.
- [6] Toshihiro Nakamura, Toru Takahashi, and Sadao Adachi.  
“Temperature dependence of GaAs random laser characteristics”.  
In: *Phys. Rev. B* 81 (12 2010), p. 125324.  
DOI: 10.1103/PhysRevB.81.125324.  
URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.81.125324>.
- [7] Georg A Reider.  
*Photonik: eine Einführung in die Grundlagen*.  
Springer-Verlag, 2012.
- [8] A.E. Siegman.  
*Lasers*.  
University Science Books, 1986.  
ISBN: 9780935702118.  
URL: <https://books.google.de/books?id=1BZVwUZLTkAC>.
- [9] DY Smith et al.  
“Handbook of optical constants of solids”.  
In: *Handbook of Optical Constants of Solids* 1 (1985), pp. 369–406.

## C. Danksagung

Zunächst einmal möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Windpassinger für die Möglichkeit bedanken, in seiner Arbeitsgruppe meine Abschlussarbeit schreiben zu dürfen. Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr. Walz für die Übernahme der Zweitkorrektur. Mein besonderer Dank geht an Niels Petersen, der mich sogar an mehreren Wochenenden im Labor betreut hat. Ihm, Florian Mühlbauer und Christina Meyer danke ich außerdem für die freundlichen Hinweise und Tipps zum Erstellen der Arbeit. Weiterhin danke ich Kai Lampmann, dass er mir erklärt hat, warum man Feed-Forward denn Feed-Foward nennt, und André Wenslawski für die gemütliche Art und Weise, auf Fragen zu antworten, die zum allgemeinen Wohlbefinden beitrug. Außerdem danke ich meinen Eltern, ohne die ich heute nicht da stände, wo ich stehe. Und zu guter Letzt danke ich meiner Freundin Hannah, die mich während des Schreibens mit Shampoo und Cupcakes versorgt hat, und die die Orthografie meiner Arbeit vor Kommatösen Zuständen bewahrte.