

Theoretisches Konzept eines Diodenlasers  
mit externem Resonator in  
Littrow-Konfiguration und Vermessung  
von Laserdioden für die Atom Trap Trace  
Analysis  
-Bachelorarbeit-

vorgelegt von  
Niko Maximilian Lehmkuhl

Carl Friedrich von Weizsäcker-Zentrum  
für Naturwissenschaft und Friedensforschung  
Department Physik  
Universität Hamburg

01.06.2014

## Zusammenfassung

Diese Bachelorarbeit ist in zwei Hauptteile gegliedert. Der erste Teil beschäftigt sich mit der theoretischen Konzeption eines Halbleiterdiodenlasers in Littrow-Konfiguration, als Kühl- bzw. Rückpumpplaser für die auf Krypton Isotope ausgelegte magneto-optische Falle der Atom Trap Trace Analysis des ZNF. Hierbei wird besonders auf die Berechnung des optimalen Rotationspunktes zum Durchstimmen der Laserfrequenz bei gleichzeitiger Modensprung Unterdrückung eingegangen und gezeigt, dass der zur Modensprung Unterdrückung am besten geeignete Rotationspunkt ein anderer als der im bisherigen Aufbau verwendete ist.

Im zweiten Teil wird die Strahlcharakteristik einer unbekanntes 808 nm-Laserdiode experimentell bestimmt. Ziel ist es diesen Diodentyp auf seine Verwendbarkeit im Rahmen des ATTA-Aufbaus zu prüfen und einen experimentell ermittelten Astigmatismus zu korrigieren. Dazu wird eine Methodik entwickelt, einen Astigmatismus durch Einsetzen einer Zylinderlinse in den Strahlengang zu korrigieren.

## **Abstract**

This bachelor thesis is divided into two main parts. The first part is about the theoretical concept of an External Cavity Diode Laser in Littrow set-up, which is used for laser cooling of krypton isotopes in the magneto-optical trap of the Atom Trap Trace Analysis of the ZNF. This part provides a detailed calculation of the optimum rotation point for mode-hop suppression, while tuning the laser frequency and it will be shown that optimum rotation point calculated here is different to the one latest used in the ATTA set-up.

In the second part the beam characteristics of an unknown 808 *nm* laser diode will be experimentally analyzed. The aim is to verify if this type of laser diode could be used within the framework of the ATTA set-up and to correct the potentially occurring astigmatism. Thus a method to correct an astigmatism with the help of a cylindrical lens inserted in the optical path of the beam will be developed.

Gutachter:

Prof. Dr. Gerald Kirchner  
Carl Friedrich von Weizsäcker-Zentrum  
für Naturwissenschaft und Friedensforschung  
der Universität Hamburg

Dr. Markus Kohler  
Carl Friedrich von Weizsäcker-Zentrum  
für Naturwissenschaft und Friedensforschung  
der Universität Hamburg

### **Erklärung:**

Hiermit versichere ich, die vorliegende Bachelorarbeit selbstständig und nur unter Zuhilfenahme der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst zu haben.

Mit einer Veröffentlichung dieser Arbeit erkläre ich mich einverstanden.

Niko Lehmkuhl  
01. Juni 2014

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>4</b>
<b>2</b>	<b>Externer-Resonator-Diodenlaser</b>	<b>6</b>
2.1	Funktionsweise einer Halbleiter Laserdiode . . . . .	6
2.2	Externer Resonator . . . . .	10
2.3	Blaze-Gitter . . . . .	11
2.4	Littrow-Konfiguration . . . . .	13
2.5	Modensprung Unterdrückung . . . . .	14
2.6	Konzeption eines Diodenlasers mit externem Resonator in Littrow-Konfiguration . . . . .	19
<b>3</b>	<b>Vermessung des Strahls einer Laserdiode</b>	<b>22</b>
3.1	Grundlagen Gaußstrahl / Rückrechnung . . . . .	22
3.2	Choppern von Laserstrahlen . . . . .	27
3.3	Astigmatismus einer Laserdiode . . . . .	29
3.4	Versuchsaufbau für das Choppern . . . . .	31
3.5	Methodik zur Beseitigung des Astigmatismus eines Laser- strahls . . . . .	33
3.6	Auswertung und Rückrechnung . . . . .	34
<b>4</b>	<b>Fazit</b>	<b>40</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>41</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Das Atom Trap Trace Analysis Experiment des Carl Frierdich von Weizsäcker Zentrum für Naturwissenschaft und Friedensforschung der Universität Hamburg (ZNF) beschäftigt sich mit der Ultraspurenanalyse von Krypton Isotopen mittels einer magneto-optischen Falle (MOT). Das Hauptaugenmerk liegt hierbei auf dem Isotop Krypton-85, welches als Spaltprodukt in Kernreaktoren entsteht und bei der Abtrennung von Plutonium aus abgebrannten Reaktorbrennstäben frei wird. Da die natürliche Produktion von Krypton-85 aus der Höhenstrahlung um Größenordnungen kleiner ist, als die anthropogene Produktion durch Spaltreaktionen, das Isotop eine relativ kurze Halbwertszeit von 10,76 Jahren aufweist und als Edelgas chemisch inert ist, also nur sehr schwer bis gar nicht zurückgehalten werden kann, eignet es sich als „Tracer“ für die Abspaltung von Plutonium aus Brennelementen. Ziel ist es mit Hilfe von Krypton-85 eine, nach dem Regelwerk des Nichtverbreitungsvertrages (NVV) verbotene, Abtrennung von Plutonium nachweisen zu können. Weiter soll es im Rahmen dieses ATTA Aufbaus möglich sein den Krypton-81 Gehalt einer Probe zu bestimmen, da dieses Isotop mit seiner Halbwertszeit von 229.000 Jahren geeignet für die Datierung alter, von der Atmosphäre abgeschlossener Grundwasservorkommen ist. Aufgrund der Tatsache, dass diese Krypton Isotope, verglichen mit dem gesamten Kryptongehalt einer Probe, nur in sehr geringen Konzentrationen vorkommen, wird eine

entsprechend sensitive Messtechnik für ihren Nachweis gebraucht. Diese Sensitivität wurde mit der Entwicklung der ersten magneto-optische Falle 1985, mit der sogar einzelne Atome gefangen und nachgewiesen werden können, erreicht [12]. Eine MOT zum Einfang und Nachweis von Krypton-85 und Krypton-81 wurde erstmalig am Argon National Laboratory (ANL) entwickelt. Die dort verwendete Technik benötigt allerdings große Probevolumina, die in der Praxis schlecht handhabbar sind [8]. Daher wird am ZNF eine magneto-optische Falle entwickelt, die nach dem Prinzip der optischen Anregung funktioniert und Probevolumina in der Größenordnung von einem Liter ermöglichen soll.

In einer magneto-optischen Falle werden Atome nach dem Prinzip der Dopplerkühlung abgebremst und in einem Magnetfeld gefangen[11]. Der im ersten Teil dieser Arbeit konzipierte Laseraufbau dient eben jener Dopplerkühlung. Hierbei wird ein Konzept präsentiert, welches es ermöglichen soll die Wellenlänge der emittierten Strahlung über einen größeren Bereich, ohne das Auftreten von Modensprüngen, zu variieren, als es beim bisherigen Laseraufbau der Fall ist. Auch der zweite Teil dieser Arbeit ist vom Laseraufbau der ATTA-MOT motiviert. Hier werden die charakteristischen Parameter des Strahls einer unbekanntes 808 nm-Laserdiode bestimmt und eine Methodik zur Korrektur des Astigmatismus von Laserdioden vorgestellt. Dies war notwendig geworden, da die bisher verwendeten 808 nm-Laserdioden nicht mehr produziert werden, Laserdioden im Regelfall aber nur eine begrenzte Haltbarkeit aufweisen und daher oft ersetzt werden müssen. So galt es zu überprüfen, ob diese Dioden prinzipiell als Alternative zu den bisher verwendeten Dioden dienen könnten.

# Kapitel 2

## Externer-Resonator-Diodenlaser

In diesem Teil der Arbeit wird zunächst allgemein auf die Funktionsweise von Halbleiter Laserdioden eingegangen. Hierauf folgen die theoretischen Grundlagen zur Realisierung eines ECDL (*External Cavity Diode Laser*) in Littrow-Konfiguration. Insbesondere wird dabei auf die Möglichkeit der Variation der Laserfrequenz bei gleichzeitiger Modensprung Unterdrückung eingegangen. Schließlich wird ein konkretes Konzept zur Realisierung eines ECDL in Littrow-Konfiguration vorgestellt, mit dem es möglich ist die Laserfrequenz über einen möglichst großen Bereich zu variieren, ohne dass Modensprünge auftreten.

### 2.1 Funktionsweise einer Halbleiter Laserdiode

Wie alle herkömmlichen Lasersysteme benötigen Laserdioden einen Resonator für den Laserbetrieb. Dieser wird in der unkompliziertesten Konstruktionsweise durch die Grenzschichten eines Halbleiterkristalls mit der Umgebung gebildet (Abbildung 2.3). Mit der geometrischen Resonatorlänge  $L$ , der daraus resultierenden optischen Resonatorlänge  $nL$  ( $n$ : Brechungsindex des Halbleiterkristalls), der Lichtgeschwindigkeit  $c$  und der longitudinalen Modenzahl  $q \in \mathbb{N}$  sind die Resonanzmaxima eines Reso-

nators durch die Frequenzen  $\nu_q$  gegeben[1]:

$$\nu_q = \frac{qc}{2nL} \quad (2.1)$$

Da die transversale Feldverteilung o. B. d. A. als gaußförmig angenommen werden kann, gilt für den freien Spektralbereich (FSB) des Resonators – also den Frequenzabstand zweier benachbarter Moden:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nL} \quad (2.2)$$

Die Lichtverstärkung einer Laserdiode funktioniert – wie bei allen Lasern – nach dem Prinzip der stimulierten Emission von Photonen in einem Medium, in dem eine Besetzungsinversion vorherrscht. Für Halbleiterlaser ist der optisch aktive Übergang hierbei die Rekombination von Elektronen aus dem Leitungsband mit Löchern aus dem Valenzband unter stimulierter Emission von Photonen. Weiterhin charakteristisch für den Halbleiter einer Laserdiode, ist das Vorhandensein von hoch dotierten p- bzw. n-Zonen im Halbleiterkristall. Hierdurch werden die ansonsten jeweils in der Bandlücke liegenden Fermi-Energien  $E_f^p$  und  $E_f^n$  in das Valenzband der p-dotierten Zone bzw. das Leitungsband der n-dotierten Zone verschoben. Durch Diffusion von Ladungsträgern am pn-Übergang, entsteht hierbei im thermodynamischen Gleichgewicht ein gemeinsames Fermi-Niveau  $E_f^p = E_f^n$ . Nach Diffusion der Ladungsträger erzeugen die verbleibenden Donator- respektive Akzeptoratome ein elektrisches Feld, welches die Diffusionszone nicht nur räumlich abgrenzt sondern auch dem Diffusionsstrom entgegenwirkt. Da im stationären Gleichgewicht im Übergangsbereich dann kaum mehr Ladungsträger vorhanden sind, entsteht in diesem Gebiet eine Verarmungszone (auch Sperrschicht genannt). Außerhalb dieser Verarmungszone bleibt die Besetzung der Bänder und somit auch die Position der Fermi-Energie im Bezug zu den Bandkanten unverändert, was im Endeffekt dazu führt, dass die Bänder im p- bzw. n-Bereich zueinander verschoben werden, wobei sich an der Bereichsgrenze ein Potentialwall bildet (siehe Abbildung 2.1). Durch Anlegen einer Spannung

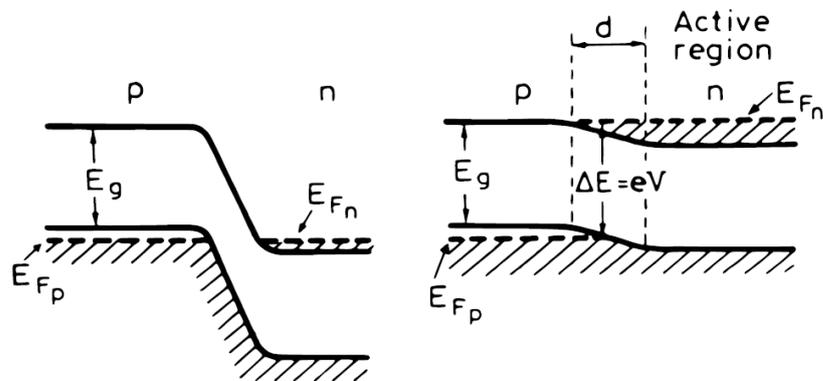


Abbildung 2.1: pn-Übergang einer Laserdiode (a) im Gleichgewicht und (b) mit Vorspannung aus [16]

$U_f$  in Durchlassrichtung der Laserdiode herrscht am pn-Übergang kein thermodynamisches Gleichgewicht mehr und die Fermi-Energien werden um  $e \cdot U_f$  auseinandergezogen, was ein Abflachen des Potentialwalls zur Folge hat. Dies bewirkt, dass Ladungsträger in die Sperrschicht eindringen und unter Photonenemission rekombinieren können – es fließt ein Diodenstrom. Die angelegte Spannung verursacht eine kontinuierliche Bevölkerung des Leitungsbandes mit Elektronen, was über die anschließende Rekombination eine Entvölkerung des Valenzbandes bewirkt (ähnlich dem Pumpen von optisch angeregten Lasersystemen). Bei genügend hohem Diodenstrom führt dies zu einer Besetzungsinversion zwischen Leitungs- und Valenzband (analog zur Besetzungsinversion von atomaren Energieniveaus). Hierbei sind die Energiezustände innerhalb der Bänder abseits der Fermi-Energien im Valenzband fast gänzlich und Leitungsband kaum besetzt. Diese sind vergleichbar mit dem 0. und 3. Energieniveau eines 4-Niveau-Lasersystems [15]. Voraussetzung für Lasertätigkeit bei einer bestimmten Frequenz  $\nu$  ist, dass die sogenannte Netto-Lichtverstärkung  $G$  über einen Resonatorumlauf abzüglich aller Verluste größer eins ist, wobei man den frequenzabhängigen Verlauf  $G(\nu)$  als spektrales Verstärkungsprofil bezeichnet. Mit der Energielücke  $E_g$  zwischen den Bän-

dem (siehe Abbildung 2.1) ist dies für Frequenzen  $\nu$  durch die Relation

$$E_g < h\nu < E_f^n - E_f^p (\Rightarrow G(\nu) > 1) \quad (2.3)$$

gegeben. Zur Bestimmung der Verstärkung des Gesamtsystems aus Resonator und Verstärker, wird das Modenspektrum des Resonators mit dem spektralen Verstärkungsprofil  $G(\nu)$  multipliziert. Die Verstärkung ist in Abbildung 2.2 für eine exemplarische Laserdiode dargestellt. Wie aus der

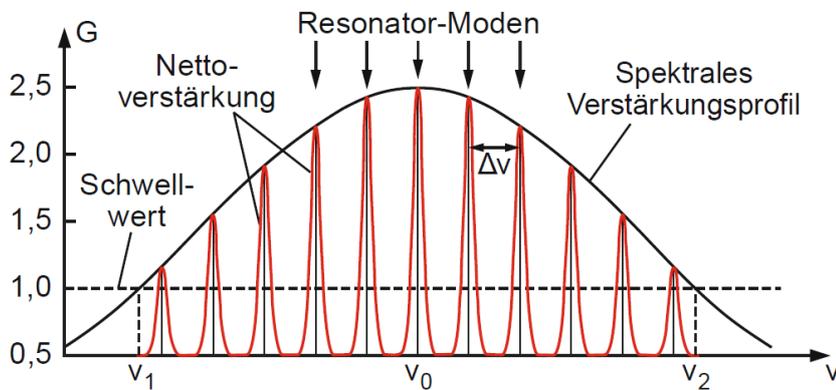


Abbildung 2.2: Netto-Verstärkungsprofil für eine exemplarische Laserdiode aus [4]

Abbildung ersichtlich bildet das spektrale Verstärkungsprofil eine Einhüllende des Frequenzspektrums des Resonators, wobei allgemein nur Moden im Frequenzintervall  $[\nu_1, \nu_2]$  angeregt werden können. Typische Linienbreiten von Laserdioden liegen dabei im Bereich von 30 – 100 MHz [10]. Hinzu kommt, dass auf Grund der  $k_B T$ -Abhängigkeit der Positionen der Bandlücke  $E_g$  und der Fermi-Energien  $E_f^{p,n}$ , beim Durchstimmen der Temperatur  $T$  oder des Stromes  $I$  eine Verschiebung des spektralen Verstärkungsprofils längs der  $\nu$ -Achse stattfindet. Da im Allgemeinen - bei gleicher Temperaturänderung  $\Delta T$  (bzw. Stromänderung  $\Delta I$ ) - das spektrale Verstärkungsprofil und das Modenspektrum unterschiedlich stark verschoben werden, kann mit der Zeit eine andere Mode in das Verstärkungsmaximum wandern und es kommt zu einem Moden- und damit einhergehend zu einem Frequenzsprung. Zum einen folgt daraus, dass es mög-

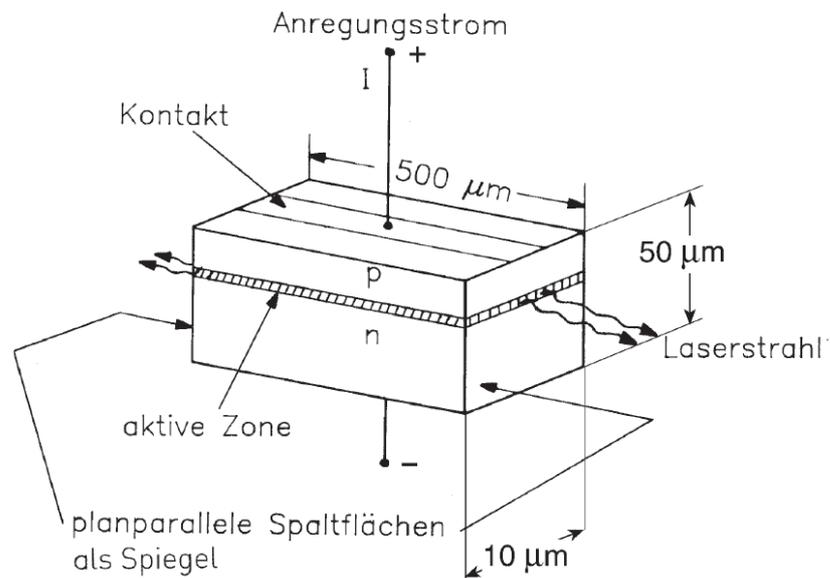


Abbildung 2.3: Aufbau eines einfachen Diodenlasers (Homostruktur) aus [5]

lich ist durch Temperatur- bzw. Stromvariationen die Frequenz und damit auch die Wellenlänge der Resonatormoden zu beeinflussen, zum anderen wird aber auch klar, dass es, zum Zwecke der Frequenzstabilisierung einer Halbleiter Laserdiode, notwendig ist die Temperatur zu stabilisieren.[15]

## 2.2 Externer Resonator

Wird ein Teil des von einer Laserdiode emittierten Lichts durch einen sich außerhalb der Diode befindlichen Reflektor in die Diode zurückreflektiert, so spricht man von einem External Cavity Diode Laser (ECDL), also einem Dioden Laser mit externem Resonator, welcher durch die Frontfacette der Laserdiode und dem externen Reflektor begrenzt wird (Abbildung 2.4). Durch das Hinzufügen eines externen Resonators wird das Lasersystem allerdings erheblich beeinflusst. Es kommt zu signifikanten Auswirkungen insbesondere auf die Linienbreite, das Single-Mode-Verhalten und die Laserschwelle [1]. Weiter wird häufig auch eine Linse zur Kollimation des Laserstrahls in den externen Resonator eingebracht. In der

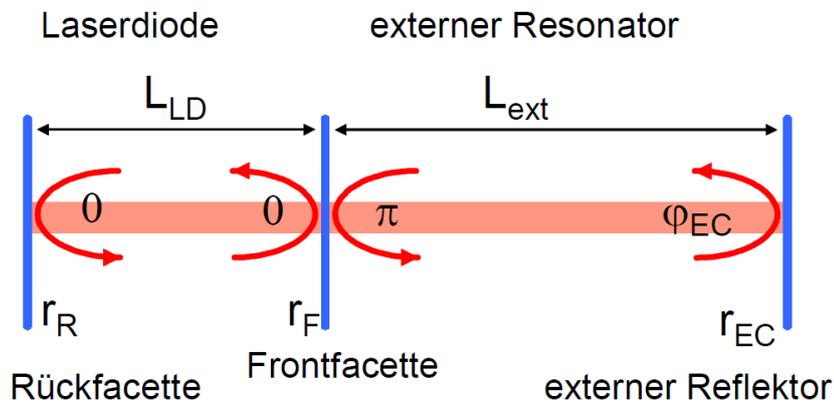


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung eines ECDL aus [1]. Die Angaben zwischen den roten Pfeilen geben die Phasensprünge an, die eine Lichtwelle bei Reflexion an der entsprechenden Stelle erfährt.

Littrow-Konfiguration wird der externe Reflektor durch ein frequenzselektives Gitter in sägezahnform realisiert. Besonders geeignet zur Stabilisierung des Laserprozesses ist dabei eine Rückkopplungsstärke  $R_{EC} = |r_{EC}|^2 > 0,2$  (Vgl. Abbildung 2.4), da das Lasersystem in diesem Bereich sowohl eine verringerte Empfindlichkeit gegenüber Störreflexen als auch eine stark reduzierte Linienbreite aufweist [17]. Diese Bedingung ist für ein Blaze-Gitter erfüllt.

## 2.3 Blaze-Gitter

Bei einem *Blaze-Gitter* handelt es sich um ein wellenlängenselektives sägezahnförmiges Gitter mit Gitterkonstante  $a$ , dessen Stufen um den Winkel  $\theta_B$ , dem sogenannten *Blazewinkel*, zur Gitterfläche geneigt sind (siehe Abbildung 2.5).

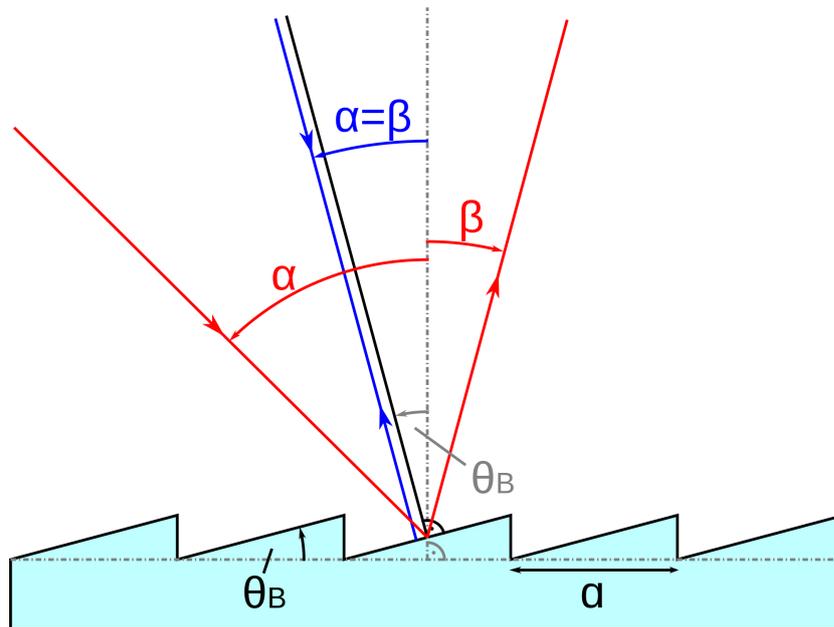


Abbildung 2.5: Blazegitter: Eingezeichnet sind Stufennormale (schwarz), Gitternormale (gestrichelt), Blazewinkel  $\theta_B$  und Gitterkonstante  $a$ ; für Einfall parallel zur Stufennormale ist  $\alpha = \beta = \theta_B$

Ein solches Gitter hat aufgrund seiner geometrischen Form eine besonders hohe Beugungseffizienz in der 1. Beugungsordnung (bis >90%) [1]. Für die Littrow-Konfiguration muss der Blazewinkel  $\theta_B$  so gewählt werden, dass der Einfallswinkel des Strahls dem Ausfallswinkel der ersten Beugungsordnung entspricht (also  $\alpha = \beta = \theta_B$ ). Hierbei können die Beugungswinkel über die folgende Gittergleichung bestimmt werden:

$$a [\sin(\alpha) + \sin(\beta)] = m\lambda \quad (2.4)$$

Mit  $\alpha = \beta = \theta_B$  und  $m = 1$  folgt daraus für die Littrow-Konfiguration:

$$2a \cdot \sin(\theta_B) = \lambda \Leftrightarrow \theta_B = \arcsin\left(\frac{\lambda}{2a}\right) \quad (2.5)$$

## 2.4 Littrow-Konfiguration

In der Littrow-Konfiguration trifft ein aus einer Laserdiode austretender, mit Hilfe einer Linse kollimierter Laserstrahl auf ein Blaze-Gitter. Von dort aus wird die erste Beugungsordnung in die Laserdiode zurückreflektiert, während die nullte Beugungsordnung zum Lasen zur Verfügung steht (siehe Abbildung 2.6). Bei genügend hoher Reflexivität der Austrittsfläche der Laserdiode entsteht so ein Externer Resonator.

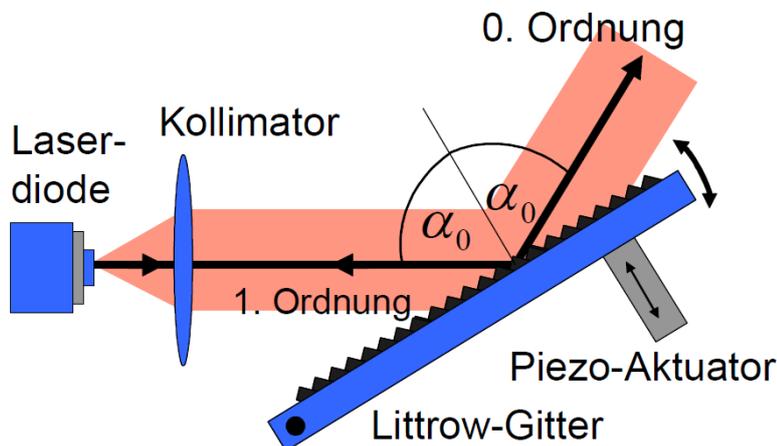


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung eines ECDL in Littrow-Konfiguration aus [1]: Die erste Beugungsordnung wird vom Gitter zurück auf die Laserdiode reflektiert, während die nullte Beugungsordnung zum Lasen zur Verfügung steht. Schematisch eingezeichnet sind eine Kollimatorlinse und ein Piezo Aktuator mit dem das Gitter rotiert werden kann.

Der Vorteil dieses Designs eines ECDL in Littrow-Anordnung, ist die Möglichkeit des Einstellens der Laserfrequenz über eine gewisse Frequenzbreite, bei gleichzeitiger Modensprung Unterdrückung, was diesen Lasertypus als Kühllaser für die ATTA-MOT geeignet macht.

## 2.5 Modensprung Unterdrückung

Der externe Resonator wird durch die Austrittsfläche der Laserdiode auf der linken und ein Blaze Gitter auf der rechten Seite definiert (Abbildung 2.6). Im Folgenden wird der Auftreffpunkt des Laserstrahls auf dem Gitter mit  $G$  und der Ursprung der Achse (hier die Austrittsfläche der Laserdiode) mit  $O$  bezeichnet (Abbildung 2.8). Somit kann die geometrische Länge des externen Resonators als die Strecke  $\overline{OG} := L_{geom} = \sum L_i$  definiert werden; unter Einbeziehung der Möglichkeit von optischen Komponenten mit einem von eins verschiedenen Brechungsindex innerhalb des externen Resonators wird

$$L_{opt} = \sum n_i L_i \quad (2.6)$$

hier als die optische Wegstrecke definiert, die sich von der geometrischen Resonatorlänge unterscheiden kann. Dabei sind  $L_i$  die geometrischen Längen der einzelnen Teilstrecken entlang der Resonatorachse und  $n_i$  die entsprechenden Brechungsindizes. Trifft nun ein Laserstrahl auf das Gitter, so wird die erste Beugungsordnung des Gitters, unter einem bestimmten Gitterwinkel  $\theta$ , zurück in den Resonator reflektiert. Hierbei wird angenommen, dass diejenige Wellenlänge  $\lambda_r$ , die exakt in Richtung der Resonatorachse zurückreflektiert wird, die Resonanzbedingung erfüllt und eine hohe Verstärkung erfährt. Mit der Gitterkonstante  $a$  kann  $\lambda_r$  geschrieben werden als:

$$\lambda_r(\theta) = 2a \cdot \sin(\theta) \quad (2.7)$$

Die Resonatormoden Wellenlängen  $\lambda_q$  sind gegeben durch:

$$L_{opt} = q \cdot \left(\frac{\lambda_q}{2}\right) \Leftrightarrow \lambda_q = L_{opt} \cdot \left(\frac{2}{q}\right) \quad (2.8)$$

wobei  $q$  die longitudinale Modenzahl ist. Des Weiteren wird angenommen, dass das Gitter um eine Achse  $R(y_0, z_0)$  parallel zu den Gitterlinien rotiert wird und die  $q$ -te Modenwellenlänge  $\lambda_q$  gleich der genau entlang

der Resonatorachse zurückreflektierten Wellenlänge  $\lambda_r$  ist:

$$\lambda_q(L_{opt}) = \lambda_r(\theta_0) \quad (2.9)$$

$\theta_0$  bezeichnet hierbei den Winkel zwischen optischer Achse und Gitternormalen in der Anfangseinstellung, also vor einer Rotation des Gitters.

Wird das Gitter nun um den Punkt  $R$  rotiert, so ändert sich der Winkel  $\theta$ , was eine Verschiebung von  $\lambda_r$  zur Folge hat. Ferner verändert sich auch die Resonatorlänge bei einer Veränderung von  $\theta$  (für  $R \neq G$ ), wodurch auch  $\lambda_q$  verschoben wird;  $\lambda_q$  ist also eine Funktion in Abhängigkeit von  $\theta$ . Schließlich wird die Differenz definiert als:

$$F(\theta) := \lambda_q(\theta) - \lambda_r(\theta) \quad (2.10)$$

$F(\theta)$  ist also ein Maß für die Verschiebung von  $\lambda_q$  relativ zu  $\lambda_r$  bei Rotation des Gitters. Für  $\theta = \theta_0$  sei  $F(\theta_0)$  gleich Null, wobei dieser Zustand, bei Gitterrotation, solange wie möglich erhalten bleiben soll. Bleibt  $F(\theta)$  kleiner als die halbe Resonatormodenbreite  $\Delta\lambda$ , so bleibt die  $q$ -te Mode dominant und es treten keine Modensprünge, während einer Variation der Laserwellenlänge auf. Daher ist die Bedingung für Modensprung Unterdrückung:

$$|F(\theta)| < \frac{\Delta\lambda}{2} \quad (2.11)$$

Diese Bedingung ist für  $\theta = \theta_0$  erfüllt und kann für (große) Verschiebungen  $\theta - \theta_0$  erhalten bleiben, falls  $F'(\theta_0) = 0$ .

Neben der Möglichkeit der Berechnung der optischen Weglänge  $L_{opt} = \sum n_i L_i$  eines, durch ein Blaze Gitter begrenzten Resonators ist es auch möglich  $L_{opt}(\theta)$  in Abhängigkeit vom Rotationswinkel  $\theta$  analytisch zu bestimmen:

$$L_{opt}(\theta) = -y_R \left[ \frac{\sin(\theta_0)}{\cos(\theta)} - \tan(\theta) \right] - z_R \left[ \frac{\cos(\theta_0)}{\cos(\theta)} - 1 \right] + L_0 \frac{\cos(\theta_0)}{\cos(\theta)} \quad (2.12)$$

Hierbei sind  $y_R$  und  $z_R$  die Koordinaten des Ursprungs der Rotationsachse  $R(y, z)$  und  $L_0 = L_{opt}(\theta_0)$  die optische Resonatorlänge unter dem Initial-

winkel  $\theta_0$  vor einer Rotation des Gitters.

Unter Benutzung der obigen Gleichungen kann man  $F(\theta)$  schreiben als:

$$F(\theta) = \frac{2L(\theta)}{q} - 2a \cdot \sin(\theta) \quad (2.13)$$

Allerdings wurde hier noch nicht berücksichtigt, dass eine Translation der Gitteroberfläche entlang eines Translationsvektors  $\vec{t}$  eine Änderung der Phase zur Folge hat. Eine Translation in der Gitterebene um  $\delta t$  bewirkt eine Phasenverschiebung von:

$$\delta\phi = \frac{2\pi\delta t}{a} \quad (2.14)$$

Dadurch tritt jedes Mal einen Modensprung auf, wenn das Gitter um einen Gitterabstand  $a$  verschoben wird ( $\delta t = a$ ).

Die Phasenänderung einer Lichtwelle für einen Resonatorumlauf ist gegeben durch [2]:

$$\Delta\phi = \frac{4\pi}{\lambda} L_{opt} - \frac{2\pi t_0}{a} + \phi_A \quad (2.15)$$

mit der optischen Resonatorlänge  $L_{opt}$ , dem Auftreffpunkt des Strahls auf der Gitteroberfläche  $G$ , der Strecke  $t_0 := (\overline{GM_0})$  (siehe Abbildung 2.7) vom Schnittpunkt des Gitters mit der optischen Achse  $G$  zu einer Referenz-Gitterfacette  $M_0$  und einem von der Amplitudenverteilung des Laserstrahls abhängigen Phasenfaktor  $\phi_A$ . Die Resonanzfrequenzen des externen Resonators sind hierbei definiert durch

$$\Delta\phi = 2\pi q. \quad (2.16)$$

Unter Einbeziehung der Phasenänderung  $\Delta\phi$  lässt sich  $F(\theta)$  nun schreiben als:

$$F(\theta) = \frac{2L_{opt}(\theta)}{q + t_o(\theta)/a} - 2a \cdot \sin(\theta) \quad (2.17)$$

Der Einfachheit halber wird im Folgenden angenommen, dass für  $\theta = \theta_0$  die Referenz-Gitterfacette  $M_0$  genau auf der Strahlachse liegt (also  $t_0(\theta_0) = 0$ ) und, dass es eine resonante Mode bei  $\lambda_r$  gibt (also  $F(\theta_0) = \lambda_q(\theta_0) -$

$\lambda_r(\theta_0) = 0$ ). Somit kann man  $F(\theta)$  umschreiben zu:

$$F(\theta) = 2a \left[ \frac{L_{opt}(\theta) \sin(\theta_0)}{L_0 + t_0(\theta) \sin(\theta_0)} - \sin(\theta) \right] \quad (2.18)$$

Zur Bestimmung des optimalen Rotationspunktes zur Modensprung Unterdrückung ist die erste Ableitung  $F'(\theta_0)$  von Interesse, da diese die Änderung der Funktion  $F(\theta_0)$  angibt (An den Stellen, an denen  $F'(\theta_0) = 0$  gilt, erfährt  $F(\theta_0)$  keine Änderung. Mit  $F(\theta_0) = 0$  ist somit die durch Gleichung 2.11 definierte Bedingung für Modensprungfreies Durchstimmen der Laserfrequenz erfüllt):

$$F'(\theta_0) = 2a \left[ \frac{L'_{opt}(\theta_0) \sin(\theta_0) L_0 - L_0 t'(\theta_0) \sin^2(\theta_0)}{L_0^2} - \cos(\theta_0) \right] \quad (2.19)$$

Dabei gilt in Näherung 2. Ordnung um  $\theta = \theta_0$  [3]:

$$t_0(\theta) = \frac{1}{\cos(\theta)} \{y_R [1 - \cos(\theta - \theta_0)] + (L_0 - z_R) \sin(\theta + \theta_0)\} \quad (2.20)$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow t'_0(\theta) = & \left\{ \frac{1}{\cos^2(\theta)} [-y_R + y_R \cdot \cos(\theta - \theta_0)] \right. \\ & + (z_R - L_0) \sin(\theta + \theta_0) \cdot (-\sin(\theta)) \\ & \left. - \cos(\theta) [y_R \cdot \sin(\theta_0 - \theta) + (z_R - L_0) \cos(\theta + \theta_0)] \right\} \end{aligned} \quad (2.21)$$

$$\Rightarrow t'_0(\theta_0) = \frac{L_0 - z_R}{\cos(\theta_0)} \quad (2.22)$$

Nun muss noch  $L'_{opt}(\theta_0)$  bestimmt werden:

$$L_{opt}(\theta) = -y_R \left[ \frac{\sin(\theta_0)}{\cos(\theta)} - \tan(\theta) \right] - z_R \left[ \frac{\cos(\theta_0)}{\cos(\theta)} - 1 \right] + L_0 \frac{\cos(\theta_0)}{\cos(\theta)}$$

$$\Rightarrow L'_{opt}(\theta) = \sec(\theta) [y_R \cdot \sec(\theta) + ((L_0 - z_R) \cos(\theta) - y_R \cdot \sin(\theta)) \tan(\theta)] \quad (2.23)$$

$$\Rightarrow L'_{opt}(\theta_0) = y_R + (L_0 - z_R) \tan(\theta_0) \quad (2.24)$$

Damit wird  $F'(\theta_0)$  zu:

$$F'(\theta_0) = 2a \left( \frac{y_R \cdot \sin(\theta_0)}{L_0} - \cos(\theta_0) \right) \quad (2.25)$$

Somit gilt für die physikalisch sinnvoll gewählte Eigenschaft der Größen  $a, L_0 > 0$ :

$$F'(\theta_0) = 0 \Leftrightarrow y_R = \frac{L_0}{\tan(\theta_0)} \quad (2.26)$$

Ersetzt man jetzt noch  $y_R$  in  $L_{opt}(\theta)$  und  $t_0(\theta)$  so wird  $F(\theta)$  zu:

$$F(\theta) = 2a \left( \frac{A \sin(\theta_0)}{L_0 + B \sin(\theta_0)} - \sin(\theta) \right) \quad (2.27)$$

$$\text{mit } A = \left[ - \left( \frac{L_0}{\tan(\theta_0)} \right) \left( \frac{\sin(\theta_0)}{\sin(\theta)} - \tan(\theta) \right) - z_R \left( \frac{\cos(\theta_0)}{\cos(\theta)} - 1 \right) + L_0 \frac{\cos(\theta_0)}{\cos(\theta)} \right]$$

$$\text{und } B = \left[ \sec(\theta) \left\{ \frac{L_0}{\tan(\theta_0)} [1 - \cos(\theta - \theta_0)] + (L_0 - z_R) \sin(\theta + \theta_0) \right\} \right].$$

Daraus folgt für  $a, L_0 > 0$ :

$$z_R = 0 \Leftrightarrow F(\theta) = 0 \Rightarrow F'(\theta) = 0 \Rightarrow F'(\theta_0) = 0 \quad (2.28)$$

Der optimale Rotationspunkt  $R(y_R, z_R)$  für das Blaze Gitter in Littrow-Anordnung ist also gegeben durch  $y_R = \frac{L_0}{\tan(\theta_0)}$  und  $z_R = 0$  (siehe Abbildung 2.7) [3, 2].

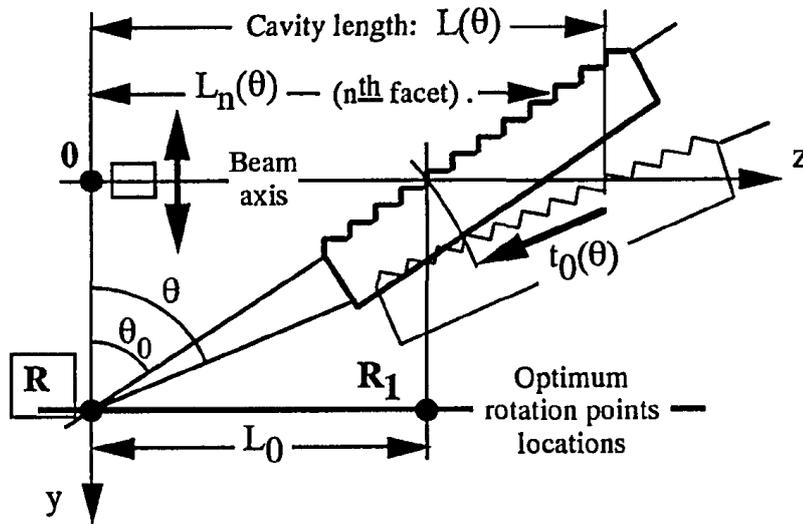


Abbildung 2.7: Aufbau Littrow-Anordnung zur Modensprung Unterdrückung - Lage des optimalen Rotationspunktes  $R$  und des bisher verwendeten Rotationspunktes  $R_1$  aus [3]

Dies steht im Widerspruch zum Aufbau der bisher in der ATTA-MOT verwendeten Kühllaser, bei dem der Punkt  $R_1$  (Abbildung 2.7) als Rotationspunkt des Gitters genutzt wird. Daher wird im nächsten Abschnitt ein Konzept vorgestellt, nach dem ein Lasersystem in Littrow-Konfiguration mit dem hier ermittelten Rotationspunkt  $R$  konkret realisiert werden könnte.

## 2.6 Konzeption eines Diodenlasers mit externem Resonator in Littrow-Konfiguration

Unter Verwendung des in Abschnitt 2.5 ermittelten, zur Modensprung Unterdrückung am besten geeigneten Rotationspunkts  $R(y_R, z_R)$ , wurde ein Halbleiter Laser in Littrow-Konfiguration für eine Wellenlänge  $\lambda = 811 \text{ nm}$  konzipiert. Bei der Dimensionierung des Laseres wurde darauf geachtet, dass die Größe des Laseraufbaus in etwa der des bisher verwendeten entspricht. Für einen typischen Wert von 1200 Gitterfurchen pro Millimeter, also einer Gitterkonstanten von  $a = 833 \text{ nm}$  ergibt sich über

Gleichung 2.5 ein Blazewinkel (bzw. Winkel vor Rotation des Gitters) von

$$\theta_B = \theta_0 = \arcsin\left(\frac{811 \text{ nm}}{2 \cdot 833 \text{ nm}}\right) = 29,13^\circ.$$

Bei einer geometrischen Resonatorlänge von  $L_{geom} = 20 \text{ mm}$ , einem Brechungsindex  $n_{Koll} = 1,6081$  bei  $\lambda = 811 \text{ nm}$  und einer Länge der Kollimatorlinse von  $4 \text{ mm}$ , ergibt sich nach Gleichung 2.6 eine optische Resonatorlänge vor einer Rotation des Gitters von

$$L_{opt} = L_0 = 22,43 \text{ mm}.$$

Damit gilt für den optimalen Rotationspunkt  $R(y_R, z_R)$

$$y_R = \frac{L_0}{\tan(\theta_0)} = 40,25 \text{ mm}$$

und

$$z_R = 0,00 \text{ mm}.$$

In Abbildung 2.8 ist der Laseraufbau für die hier bestimmten Maße dargestellt. Dabei kann das Gitter mit Hilfe eines elektrisch gesteuerten Piezoaktor rotiert werden. Weiter sollte der Aufbau auf einer wärmeleitenden Metallplatte, unter der sich ein Peltier-Element zur Temperaturregelung befindet realisiert werden, da die von der Laserdiode emittierte Wellenlänge von der Temperatur abhängig ist (Vgl. Abschnitt 2.1). Mit dem hier vorgestellten Konzept ist es möglich die Wellenlänge über einen größeren Bereich zu variieren, ohne dass Modensprünge auftreten, als mit dem bisher verwendeten Lasersystem mit Rotationspunkt  $R_1$  des Gitters [2, 3] (siehe Abbildung 2.7).

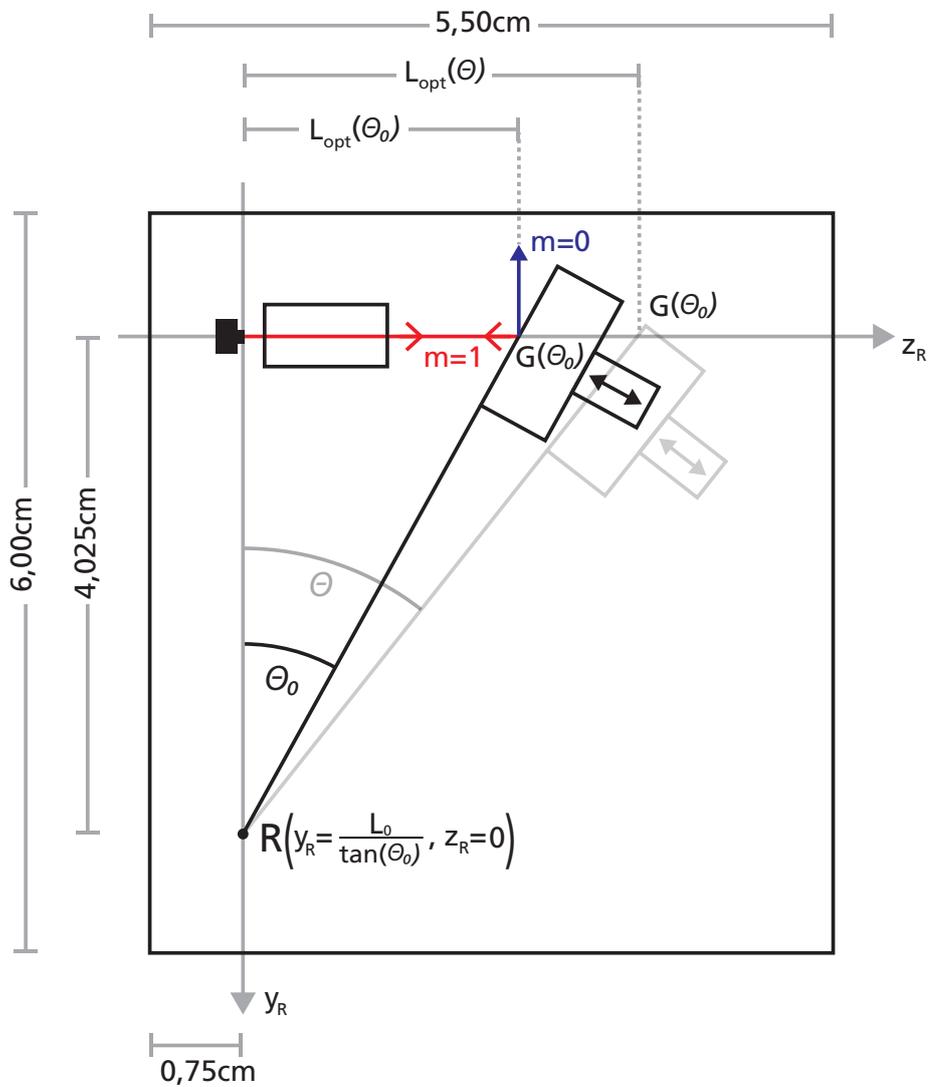


Abbildung 2.8: ECDL in Littrow-Konfiguration für eine Wellenlänge  $\lambda = 808 \text{ nm}$ : Zur Orientierung ist ein Koordinatensystem mit Ursprung am Ort der Austrittsfacette der Laserdiode eingezeichnet. Außerdem eingezeichnet sind die Längenmaße, der Winkel  $\theta_0$  und der optimale Rotationspunkt  $R(y_R, z_R)$ . Laserdiode, Kollimatorlinse, Gitter und ein Piezo-Aktuator (zur Gitterrotation) sind schematisch skizziert.

# Kapitel 3

## Vermessung des Strahls einer Laserdiode

Ziel dieses Teils der Arbeit ist es, die Strahlparameter einer Laserdiode unbekannter Strahlcharakteristik bei bekannter Laserwellenlänge  $\lambda_L = 808 \text{ nm} \pm 5 \text{ nm}$  zu bestimmen, um zu Überprüfen, ob der Strahl der Laserdiode einen Astigmatismus aufweist. Dazu werden zunächst die theoretischen Grundlagen der Gaußoptik und der Laserstrahlvermessung diskutiert. Hierauf folgt eine Beschreibung des realisierten Versuchsaufbaus und die Auswertung der Strahlvermessung. Im letzten Schritt wird dann eine Methodik zur Korrektur eines Astigmatismus' vorgestellt.

### 3.1 Grundlagen Gaußstrahl / Rückrechnung

Das hier verwendete Konzept der gauß'schen Strahlenoptik dient der Beschreibung der Strahlausbreitung idealer Laserstrahlen. Genauer gesagt lässt sich das transversale Profil eines idealen Laserstrahls mittels einer Gaußkurve beschreiben [14]. Dabei unterscheidet man zwischen zwei Transversalkomponenten des Strahls. Die erste wird als p-Komponente, mit Ausbreitungsrichtung parallel zur Tischebene, die andere als s-Komponente, mit Ausbreitungsrichtung senkrecht zur Tischebene bezeichnet. In diesem Abschnitt werden die Grundlagen der gauß'schen Strahlenoptik

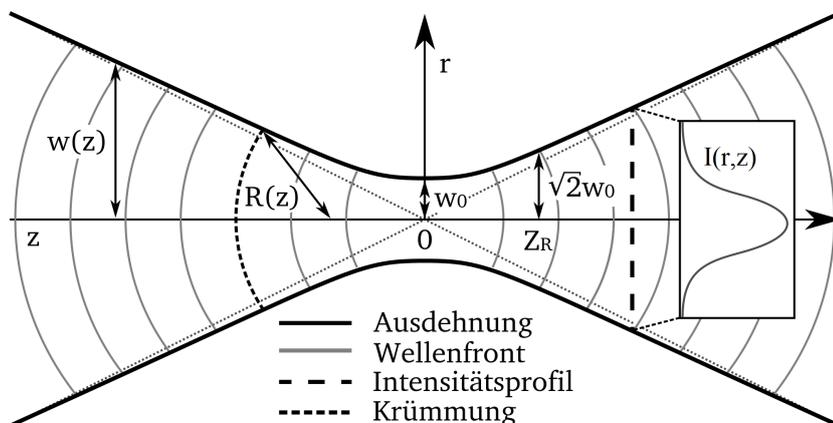


Abbildung 3.1: Transversalprofil eines Gaußstrahls für  $z = z_0 = 0$ . Ein-gezeichnet sind der minimale Strahlradius  $\omega_0$ , die Rayleighlänge  $z_R$ , der Krümmungsradius  $R(z)$  und beispielhaft das Intensitätsprofil  $I(r, z)$

und die Rückrechnung ausgemessener Gaußstrahlen (die zuvor optische Elemente passiert haben) beschrieben. Die  $z$ -Achse entspricht hierbei der Ausbreitungsachse des Laserstrahls. Der Radius  $\omega(z)$  eines gauß'schen Strahlenbündels wird als derjenige Abstand zur Strahlachse definiert, bei dem die Intensität  $I(0, z)$  (in Zylinderkoordinaten) des Strahls auf  $I(0, z) \cdot e^{-2}$  abgesunken ist[6]. Den Radius an der Stelle des kleinsten Strahlradius'  $z \equiv z_0$  bezeichnet man als Strahltaile  $\omega(z_0) := \omega_0$ . Somit gilt für den Strahlradius entlang der Ausbreitungsachse:

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \frac{(z - z_0)^2}{z_R^2}} \quad (3.1)$$

Dabei bezeichnet die sogenannte Rayleigh-Länge

$$z_R = \frac{\pi \omega_0^2}{M^2 \lambda} \quad (3.2)$$

die Strecke, in der sich der minimale Strahlradius  $\omega_0$  auf  $\omega_0 \sqrt{2}$  aufgeweitet hat (also  $\omega(\pm z_R) = \omega_0 \sqrt{2}$ ) mit der Beugungsmaßzahl  $M^2$  ( $M^2 = 1$  für einen idealen Gaußstrahl) und der Wellenlänge  $\lambda$ . Dabei ist die hier eingeführte Beugungsmaßzahl  $M^2$ , analog zur Strahlgüte  $k = 1/M^2$ , ein Maß

für die Abweichung eines realen Laserstrahls vom idealen Gaußstrahl. Außerdem sei an dieser Stelle noch bemerkt, dass sich weder  $M^2$ , noch  $k$  beim Durchlauf des Laserstrahls durch die hier verwendeten optischen Elemente (dünne Linsen) ändern, also ausschließlich vom ursprünglichen Laserstrahl (hier: der Laserdiode) bestimmt werden.

Weiter ist die Intensität  $I(r, z)$  des Gaußstrahls (in Zylinderkoordinaten) gegeben durch:

$$I(r, z) = I_0 \frac{\omega_0}{\omega^2(z)} \exp\left[-\frac{2r^2}{\omega^2(z)}\right], \quad (3.3)$$

mit  $I_0 \equiv I(0, z_0)$

Sei nun die Stelle der Strahltaile  $z = z_0 = 0$ . Dann lässt sich der Krümmungsradius  $R(z)$  der Wellenfronten des Strahls schreiben als:

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_R}{z}\right)^2\right) \quad (3.4)$$

Weitere charakteristische Parameter von (realen) Gaußstrahlen sind die Fernfelddivergenz

$$\theta = \frac{\lambda}{k\pi\omega_0} \quad (3.5)$$

und die Strahlgüte

$$k = \frac{1}{M^2}. \quad (3.6)$$

Des Weiteren lässt sich die Veränderung von Gaußstrahlen durch optische Elemente mit Hilfe der Matrizenoptik beschreiben, bei der jedem optischen Element eine spezifische  $2 \times 2$  Matrix (auch: ABCD-Matrix) zugeordnet wird [10]:

$$M_G = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \quad (3.7)$$

(nicht zu verwechseln mit der Beugungsmaßzahl  $M^2$ )

Unter Einführung des Strahlparameters  $q$  lässt sich dieser Formalis-

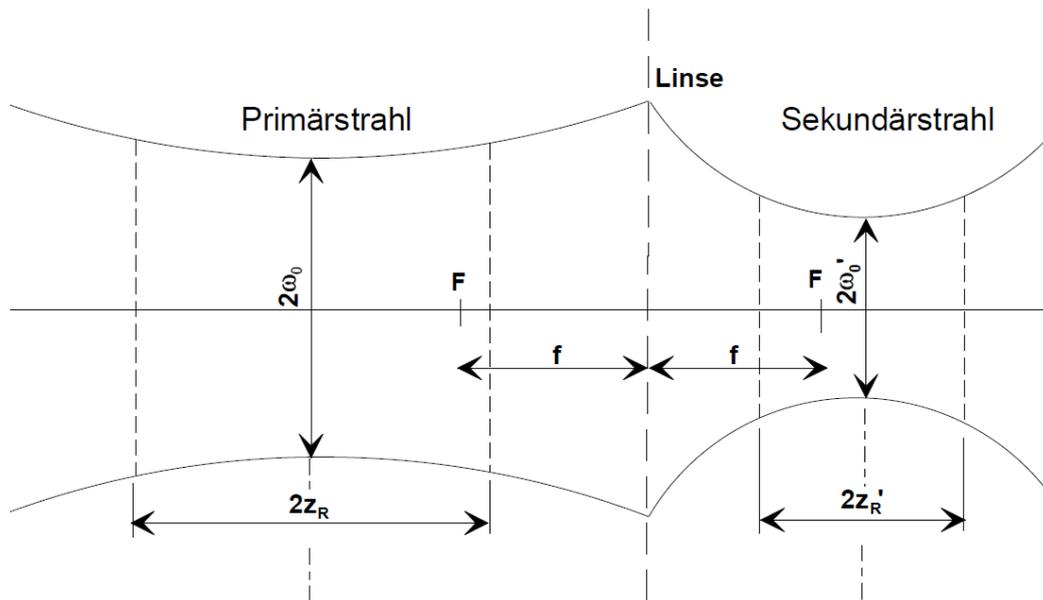


Abbildung 3.2: Transformation eines Gaußstrahls durch eine dünne Linse aus [13]

mus auf Gaußstrahlen anwenden:

$$q = z + iz_R \Leftrightarrow \frac{1}{q} = \frac{1}{R(z)} + i \frac{\lambda}{\pi \omega^2(z)} \quad (3.8)$$

Die Angabe des Strahlparameters  $q$  ist gleichwertig zur Angabe der Parameter  $\omega_0$  und  $z_0$  und beschreibt einen idealen Gaußstrahl vollständig. Der Einfluss optischer Elemente auf den Gaußstrahl kann mit Hilfe des Parameters  $q'$  des Strahls, hinter dem entsprechenden optischen Element, wie folgt beschrieben werden:

$$q' = \frac{A \cdot q + B}{C \cdot q + D} \Leftrightarrow \frac{1}{q'} = \frac{C + \frac{D}{q}}{A + \frac{B}{q}} \quad (3.9)$$

Für Linsen, die der Strahl durchläuft, ist es darüber hinaus mit Hilfe der Matrizenoptik möglich die Veränderung des Strahls über die folgende Näherung für dünne Linsen zu beschreiben (siehe Abbildung 3.2) [5].

$$s' = f + \frac{f^2 (s - f)}{(s - f)^2 + z_R^2} \quad (3.10)$$

bzw.

$$s = f + \frac{f^2 (s' - f)}{(s' - f)^2 + z_R'^2} \quad (3.11)$$

Hierbei bezeichnet  $s'$  den Abstand der Taille eines durch eine dünne Linse transformierten, von links einfallenden Gaußstrahls relativ zur Linse bzw.  $s$  den Abstand des primären Strahls vor der Linse relativ zu dieser. Weiter ist  $f$  die Brennweite der entsprechenden Linse und  $z_R$  bzw.  $z_R'$  sind die Rayleigh-Längen des Gaußstrahls vor bzw. hinter der Linse. Außerdem gilt:

$$\omega'_0 = \omega_0 \cdot f \sqrt{\frac{1}{(s - f)^2 + z_R^2}} \quad (3.12)$$

bzw.

$$\omega_0 = \omega'_0 \cdot f \sqrt{\frac{1}{(s' - f)^2 + z_R'^2}} \quad (3.13)$$

wobei  $\omega_0$  der minimale Strahlradius vor und  $\omega'_0$  der minimale Strahlradius hinter der Linse ist. Somit sind auch die restlichen Strahlparameter vor bzw. hinter der Linse bestimmbar:

$$\theta' = \frac{\lambda}{k\pi\omega'_0} \quad (3.14)$$

bzw.

$$\theta = \frac{\lambda}{k\pi\omega_0} \quad (3.15)$$

und

$$z'_0 = \frac{k\pi\omega_0'^2}{\lambda} \quad (3.16)$$

bzw.

$$z_0 = \frac{k\pi\omega_0^2}{\lambda} \quad (3.17)$$

Im Folgenden wird die Näherung für dünne Linsen zur Rückrechnung von Gaußstrahlen verwendet.

## 3.2 Chopperrad von Laserstrahlen

Die experimentelle Bestimmung des Strahldurchmessers  $\omega(z)$  erfolgt durch das Chopperrad (engl.: *Zerstückeln*) des Laserstrahls mit einem elektronisch gesteuerten Chopperrad (Steuergerät *SCT-300CD*). Das Chopperrad besteht aus einer lichtundurchlässigen Scheibe mit einer durch Rasierklingen abgegrenzten Aussparung, welche mit einem Elektromotor um ihre Mittelachse rotiert wird. Zur Vermessung des Strahldurchmessers wird das Chopperrad in den Strahlengang des Lasers gestellt und der in seiner Intensität variierte Strahl auf eine Photodiode gelenkt. Dabei wird die Frequenz des Chopperrades auf  $f_c = 10 \text{ Hz} \pm 0,01 \text{ Hz}$  eingestellt. Beim Durchlauf, einer der an den Rändern der Aussparung befestigten Rasierklingen, durch den Strahlquerschnitt kommt es zu einer periodischen Variation der Laserleistung und damit auch der (dazu proportionalen) von der Photodiode aufgenommenen Spannung, welche mit einem Oszilloskop (*ISO-TECH Digital Storage Oscilloscope IDS 8104*) aufgezeichnet wird. Zur Bestimmung des Strahldurchmessers  $\omega(z)$  am Ort des Chopperrades wird mit dem Oszilloskop diejenige Zeit  $\Delta t$  gemessen, in der die (auf den Maximalwert normierte) Laserleistung von 80% auf 20% der Maximalleistung sinkt (siehe Abbildung 3.3). Dabei lässt sich der Strahlradius nach [6] über die Relation

$$\omega = \frac{2\pi}{0,842} \cdot R_A \cdot \Delta t \cdot f_c \quad (3.18)$$

berechnen, wobei  $R_A$  den Abstand des Strahls zur Rotationsachse des Chopperrades bezeichnet. Aufgrund der Ortsabhängigkeit des Strahldurchmessers, wird die Messung an 25 Messpunkten entlang der Strahlachse  $z$ , sowohl für die senkrechte als auch für die parallele Transversalkomponente des Strahls durchgeführt. Zur Vermessung der beiden Transversalkomponenten wird das Chopperrad so platziert, dass die Rasierklingen den Strahl für die s-Komponente senkrecht und für die p-Komponente waagrecht durchschneiden (siehe Abbildung 3.4). Anschließend kann der theoretische Verlauf der Strahlradien an die Messwerte angepasst werden. Un-

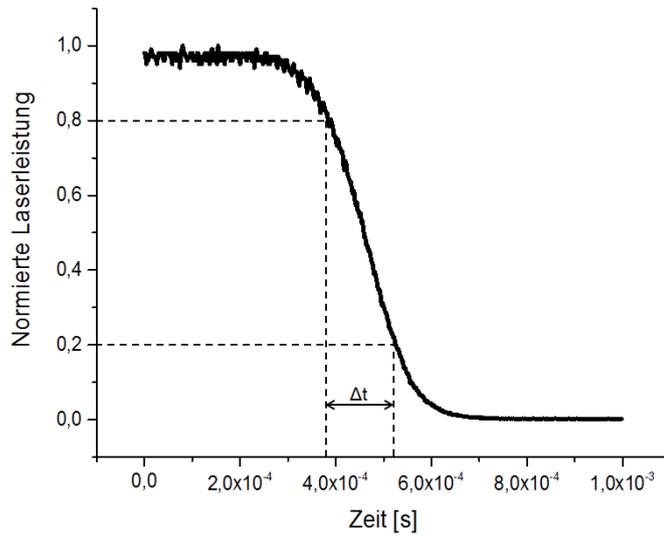


Abbildung 3.3: Abfall der normierten Laserleistung bei Durchgang einer Rasierklinge des Chopperrades durch den Strahlquerschnitt mit Zeitdifferenz  $\Delta t$  zwischen 80% und 20% der Maximalleistung

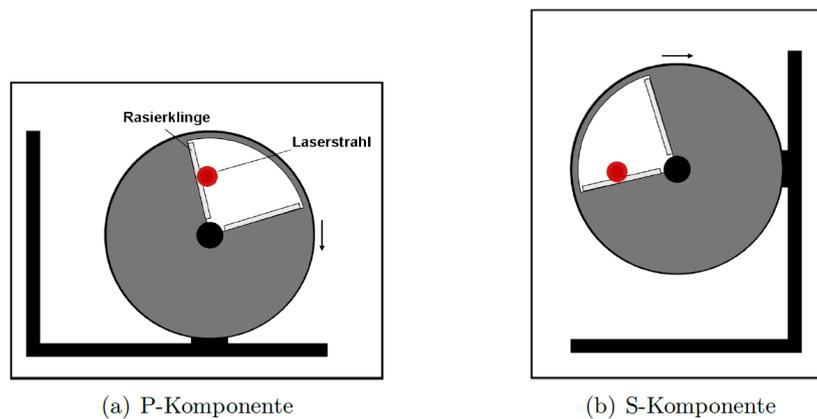


Abbildung 3.4: Optischer Chopper für die S-Komponente (a) und die P-Komponente (b) eines Laserstrahls aus [6]

ter Verwendung der Gleichungen 3.1 und 3.2 erhält man

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left( \frac{M^2(z - z_0)\lambda_L}{\pi\omega_0^2} \right)^2} \quad (3.19)$$

als Funktion für den Verlauf des Strahlradius' (Vgl. [6]). Dabei werden die Parameter  $z_0$ ,  $\omega_0$ , und  $M^2$  numerisch über das *Levenberg-Marquardt-Verfahren* (Origin 9.1 G) an die Messwerte angepasst.

### 3.3 Astigmatismus einer Laserdiode

Wie bereits in Abschnitt 3.1 erläutert, können die Transversalkomponenten eines Laserstrahls durch eine Gaußkurve beschrieben werden. Dem entsprechend haben sowohl s-, als auch p-Komponente eigene Strahltaillen  $\omega_0$ , welche sich nicht zwangsläufig an der selben z-Position  $z_0$  entlang der Strahlachse des Laserstrahls befinden. Die Ursache hierfür ist in der Konstruktionsweise der jeweiligen Laserdiode begründet und somit spezifisch für verschiedene Bauformen von Laserdioden. Für eine einfache Diode in Homostruktur (siehe Abbildung 2.3) weist die Aktive Zone in der zur Tischebene parallelen Richtung ein ungleichmäßiges Verstärkungsprofil auf. Die Verstärkung ist in der Nähe der Mittelachse ( $z$ ) des Resonators am stärksten und nimmt mit wachsender Entfernung (parallel zur Tischebene) ab. Dadurch erfährt der Strahl eine Art Fokussierungseffekt in der Parallel-Richtung, was dazu führt, dass die Strahltaille der p-Komponente des Strahls relativ zur Strahltaille der s-Komponente verschoben wird [9]. Darüber hinaus weist der senkrecht zur aktiven Schicht austretende Strahl aufgrund von Beugung am schmalen Emissionsquerschnitt eine größere Strahldivergenz  $\theta_s$  auf, als der parallel zur aktiven Schicht emittierte Strahl, was dazu führt, dass sich ein elliptisches Querschnittsprofil des emittierten Strahls ergibt [5]. Der Astigmatismus einer Laserdiode ist also ein Maß für die Abweichung der z-Positionen  $z_{0,s}$  bzw.  $z_{0,p}$  der jeweiligen Strahltaillen voneinander. Diese Abweichung lässt sich

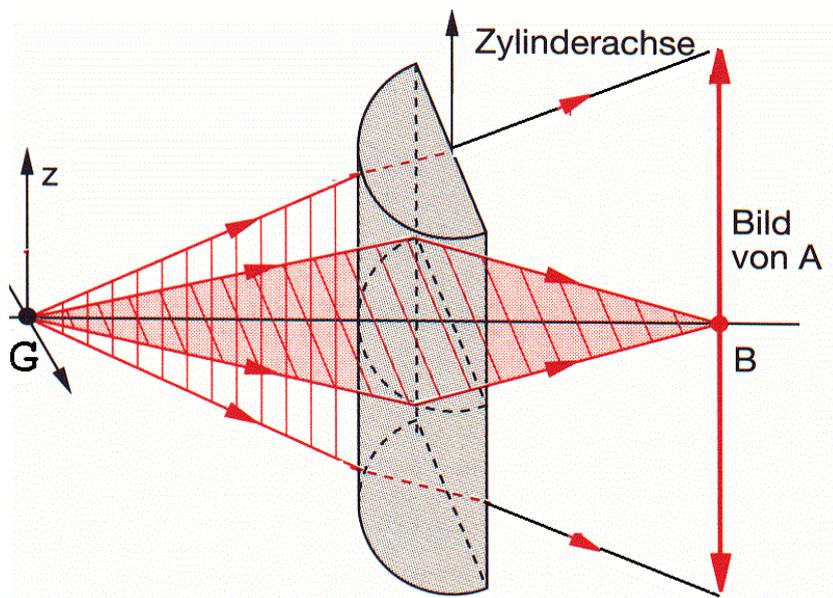


Abbildung 3.5: Strahlfokussierung durch eine plan-konvexe Zylinderlinse aus [7]: In dieser Skizze wird die parallel-Komponente des einlaufenden Strahls fokussiert, wobei die senkrecht-Komponente (außer durch den veränderten Brechungsindex beim Durchlauf durch die Linse) keine Änderung erfährt

schreiben als:

$$\Delta z_0 := |z_{0,s} - z_{0,p}| \quad (3.20)$$

Im Folgenden soll für eine Laserdiode mit unbekannter Strahlcharakteristik bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 808 \text{ nm}$  ermittelt werden, ob diese einen Astigmatismus aufweist, um diesen gegebenenfalls zu korrigieren. Eine solche Korrektur ist mit Hilfe einer plan-konvexen Zylinderlinse möglich, da diese, je nach Positionierung, nur die s- bzw. nur die p-Komponente des Strahls fokussiert (siehe Abbildung 3.5). So kann, bei gegebener Brennweite  $f_z$  und entsprechender Positionierung der Zylinderlinse im Strahlenweg des Laserstrahls, die Strahltaile der einen Transversalkomponente an den Ort der Anderen verschoben und so der Astigmatismus (des Laserstrahls) beseitigt werden [5]. Abschließend sei hier noch bemerkt, dass durch mangelhafte Justage optischer Komponenten (z.B. Verkippung relativ zur Strahlachse) ein Astigmatismus im resultierenden Strahl hervor-

gerufen werden kann, worauf im Rahmen dieser Arbeit aber nicht weiter eingegangen wird [10].

### 3.4 Versuchsaufbau für das Chopperrad

Unter Berücksichtigung der in Kapitel 3.2 beschriebenen Methodik zur Bestimmung des Strahlradius' wurde folgender Versuchsaufbau realisiert (siehe Abbildung 3.6):

Der von der Laserdiode ( $LD$ ) emittierte Laserstrahl geht zunächst durch eine Kollimatorlinse ( $L_1$ ). Danach trifft der Strahl auf eine Zylinderlinse ( $L_2$ ), welche so positioniert ist, dass durch diese nur die p-Komponente des Strahls fokussiert wird. Nach Durchgang durch die Zylinderlinse wird der resultierende Laserstrahl über zwei Justagespiegel ( $S_1, S_2$ ) in  $45^\circ$  Stellung auf eine Fokussierlinse ( $L_3$ ) gelenkt. Die Justagespiegel dienen dabei der optimalen Strahlausrichtung für das Chopperrad. Zwischen der Linse  $L_3$  und dem Glasplättchen  $GP$  liegt dann der eigentliche Messbereich. Da der Strahl zuvor durch eine Linse fokussiert wurde, existieren hier Strahltaillen sowohl der p- als auch der s-Komponente des Strahls. Mit Hilfe des Chopperrades werden der örtliche Verlauf der Strahlradien und die Positionen der Strahltaillen ausgemessen. Am hinteren Ende des Messbereichs trifft der Strahl dann auf ein Glasplättchen, durch das ein großer Teil der Lichtintensität transmittiert und nur ein kleiner Teil Richtung Photodiode ( $PD$ ) reflektiert wird. Dies ist hier sinnvoll, da die Photodiode für eine unverfälschte Messung nicht übersättigt werden darf. Da der Strahl sowohl an der Vorderseite als auch an der Rückseite des Glasplättchens reflektiert wird, aber nur einer der reflektierten Strahlen in die Photodiode gelenkt werden soll, wird der Andere mit einer Blende geblockt. Schließlich wird der Strahl von der Linse  $L_4$  auf die Photodiode fokussiert, um ein gegebenenfalls unvollständiges Auftreffen des Laserstrahls auf die Diode zu vermeiden.

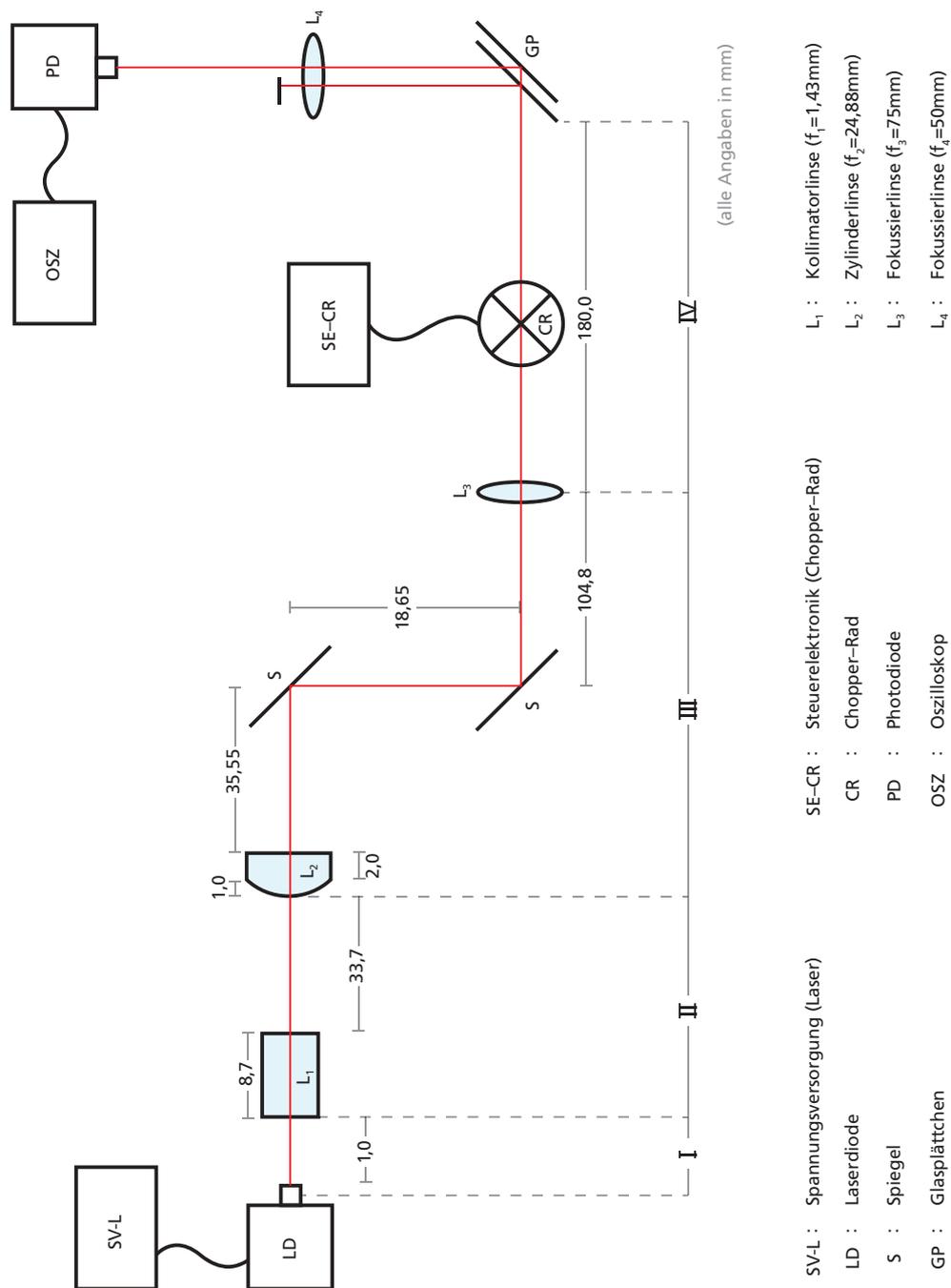


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung des realisierten Versuchsaufbaus zur Bestimmung der charakteristischen Strahlparameter der Laserdiode. Der Aufbau ist in die Bereiche I-IV aufgeteilt, die jeweils durch optische Elemente bergrenzt werden. Bereich IV ist der Messbereich; die Rückrechnung erfolgt über alle Bereiche bis Bereich I, wo der Strahl der Laserdiode noch unbeeinflusst ist.

### 3.5 Methodik zur Beseitigung des Astigmatismus eines Laserstrahls

Wie bereits in Abschnitt 3.3 erwähnt, kann mit Hilfe einer Zylinderlinse ein Astigmatismus im resultierenden Strahl korrigiert werden. Im Rahmen des hier realisierten Versuchsaufbaus wurde die Zylinderlinse so positioniert, dass nur die p-Komponente fokussiert wurde. Durch Verschiebung der Linse entlang der Strahlachse konnte die Strahltaile der p-Komponente, bei fester Position der s-Taille, in z-Richtung verschoben werden. So war es möglich, die Strahltaile der p-Komponente an den Ort der Strahltaile der s-Komponente zu verschieben, also den Astigmatismus im resultierenden Strahl zu korrigieren. Dazu wurde zunächst, wie oben beschrieben, der Strahl im Messbereich (IV) ausgemessen und eruiert, ob ein Astigmatismus vorlag. Da dies der Fall war, wurde im darauffolgenden Schritt die Zylinderlinse im Strahlgang (hier im Bereich II und III) wie beschrieben positioniert (siehe auch Abbildung 3.5) und der Messvorgang wiederholt. War der Astigmatismus nun größer geworden, so wurde die Linse abermals entlang der z-Achse versetzt und erneut gemessen. War der Astigmatismus nun kleiner geworden so, wurde die Linse danach in die selbe Richtung wie zuvor verschoben, war er jedoch größer geworden, so wurde sie in die entgegengesetzte Richtung verschoben. Dieses Verfahren konnte nun so lange wiederholt werden, bis der Astigmatismus im resultierenden Strahl bis zum gewünschten Toleranzwert korrigiert war. In Abbildung 3.7 sind die ermittelten Orte der p-Strahltaile in Abhängigkeit von der z-Position der Zylinderlinse dargestellt. Der Astigmatismus des Strahls im Messbereich ohne zusätzliche Fokussierung der p-Komponente durch eine Zylinderlinse betrug

$$\Delta z_{0,ohne ZL} = 4,19 \text{ mm.}$$

Die zugehörigen Messwerte sind für die s-Komponente in Tabelle 1 und für die p-Komponente in Tabelle 2 im Anhang aufgeführt. Nach Anwendung der oben beschriebenen Methodik wurde der Astigmatismus im Mess-

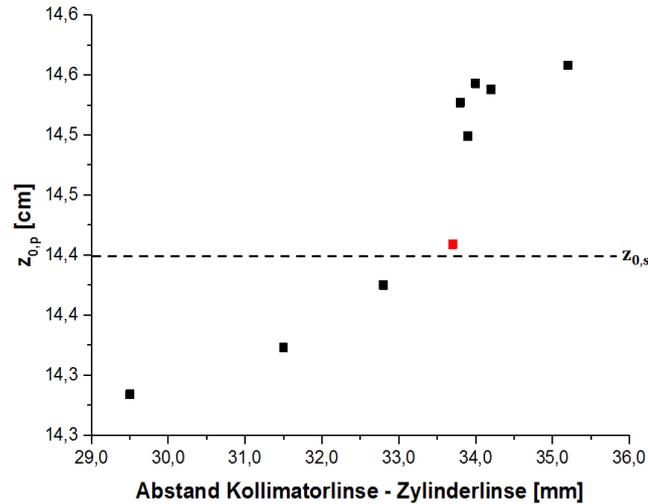


Abbildung 3.7: Ort der Strahltaile  $z_{0,p}$  der p-Komponente in Abhängigkeit von der Position der Zylinderlinse ( $L_2$ ), mit festem Ort der Strahltaile  $z_{0,s}$  der s-Komponente als Referenzwert; der Messwert für Position der Zylinderlinse mit dem kleinsten Astigmatismus ist rot eingefärbt.

bereich auf

$$\Delta z_{0,mit\ ZL} = 0,11\ mm,$$

also auf etwa 2,5% des ursprünglichen Werts reduziert. Die entsprechenden Messwerte sind für die s-Komponente in Tabelle 3 und für die p-Komponente in Tabelle 4 im Anhang aufgeführt.

### 3.6 Auswertung und Rückrechnung

Zur Auswertung wurde für jede z-Position (relativ zur Linse  $L_3$  gemessen) der Spannungsabfall an der Photodiode aufgezeichnet. Bei einem Widerstand der Photodiode von  $R_{PD} = 4,7\ k\Omega \pm 0,05\ k\Omega$  ergibt sich über die Relation

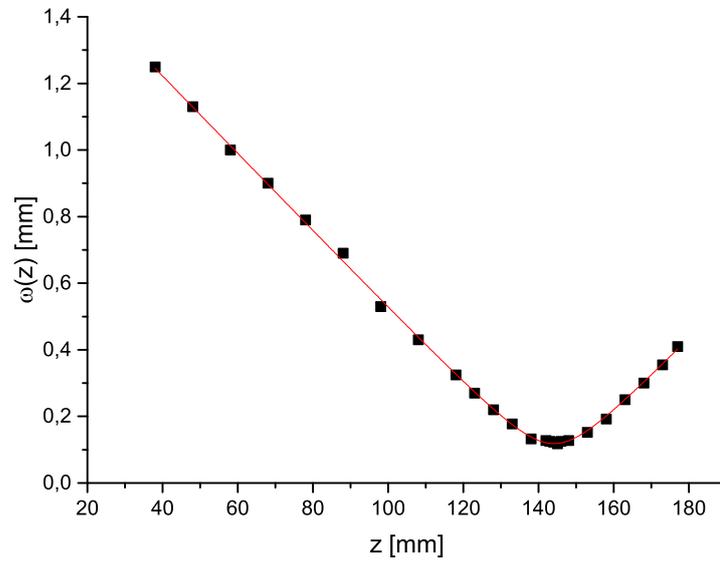
$$P_{PD} = \frac{U^2}{R_{PD}} \quad (3.21)$$

die zur, an der Photodiode aufgezeichneten Spannung, entsprechende Leistung  $P_{PD}$ . Anschließend wurde die an der Photodiode ermittelte Leistung für alle Messungen jeweils auf ihren Maximalwert normiert und die Zeit  $\Delta t$  bestimmt, in der die Leistung von 80% auf 20% der Maximalleistung gesunken war. Parallel dazu wurde für alle Messungen die Chopperradfrequenz auf  $f_c = 10,00 \text{ Hz} \pm 0,01 \text{ Hz}$  stabilisiert und der Abstand des Laserstrahls zur Rotationsachse des Chopperrades  $R_A$  für beide Transversalkomponenten bestimmt. Mit Gleichung 3.18 wurde dann aus den experimentell ermittelten Größen  $f_c$ ,  $R_A$  und  $\Delta t$  der Strahlradius  $\omega$  für alle Positionen des Chopperrads berechnet. Für die Rückrechnung des Gaußstrahls wurden die Messwerte für den bereits reduzierten Astigmatismus zugrunde gelegt, diese sind für die s-Komponente in Tabelle 3 und die für die p-Komponente in Tabelle 4 aufgelistet. Hiermit wurde dann wie in Kapitel 3.2 beschrieben über die Gleichung 3.19 der theoretische Verlauf des Strahlradius' an die Messwerte angepasst. Dieser ist sowohl für die s- als auch die p-Komponente in Abbildung 3.8 dargestellt. Dabei wurden über das *Levenberg-Marquardt-Verfahren* folgende Parameter numerisch ermittelt:

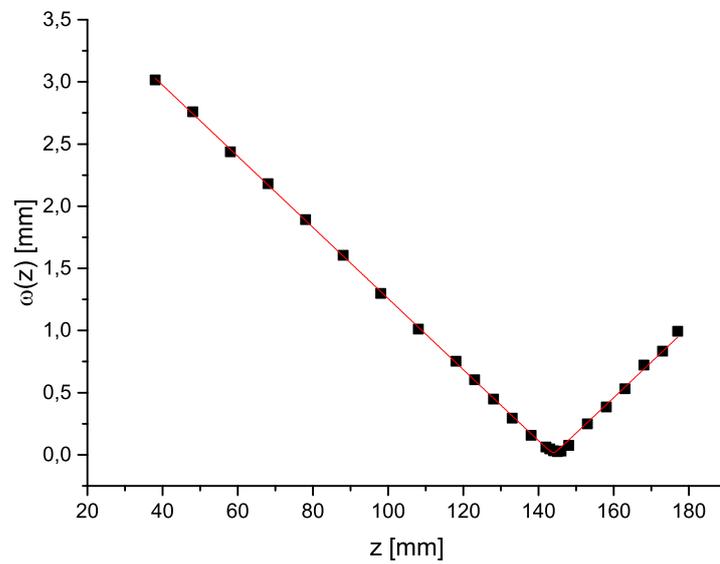
Komponente	$z_0 [m]$	$\Delta z_0 [m]$	$\omega_0 [m]$	$\Delta \omega_0 [m]$	$M^2$
senkrecht	0,14398	$2,0 \cdot 10^{-4}$	$1,82747 \cdot 10^{-5}$	$1,877 \cdot 10^{-7}$	2,04528
parallel	0,14409	$2,4 \cdot 10^{-4}$	$1,18558 \cdot 10^{-4}$	$2,996 \cdot 10^{-6}$	5,38718

Tabelle 3.1: Numerisch ermittelte Strahlparameter für senkrecht- und parallel-Komponente im Bereich IV (siehe Abbildung 3.6)

Der deutlich größere Wert für die Beugungsmaßzahl  $M^2$  der p-Komponente resultiert dabei ebenfalls aus dem in Abschnitt 3.3 erläuterten ungleichmäßigen Verstärkungsprofil der Laserdiode parallel zur Tischebene. Von diesen Strahlparametern ausgehend lassen sich, wie in Kapitel 3.1 beschrieben, die Strahlparameter für die in Abbildung 3.6 definierten Bereiche I-III berechnen. Diese sind in den folgenden Tabellen 3.2, 3.3 und 3.4 aufgeführt. Weiter ist in Abbildung 3.9 der Verlauf des Strahlradius' für beide Komponenten über alle vier Bereiche hinweg aufgeführt.



(a)



(b)

Abbildung 3.8: (a) Parallel-Komponente und (b) Senkrecht-Komponente: Nach Gl. 3.18 gemessene Werte (schwarz) und nach Gl. 3.19 angepasster theoretischer Verlauf des Strahlradius'  $\omega(z)$  (rot)

Komponente	$z_0 [m]$	$\Delta z_0 [m]$	$\omega_0 [m]$	$\Delta\omega_0 [m]$
senkrecht	0,15654	$3,28 \cdot 10^{-3}$	$1,98687 \cdot 10^{-5}$	$4,658 \cdot 10^{-7}$
parallel	0,15470	$3,19 \cdot 10^{-3}$	$1,273341 \cdot 10^{-4}$	$4,1772 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 3.2: Nach Kapitel 3.1 berechnete Strahlparameter für senkrecht- und parallel-Komponente im Bereich III (siehe Abbildung 3.6),  $z_0$  wurde relativ zu  $L_3$  berechnet

Komponente	$z_0 [m]$	$\Delta z_0 [m]$	$\omega_0 [m]$	$\Delta\omega_0 [m]$
parallel	$4,7 \cdot 10^{-4}$	$2,08 \cdot 10^{-3}$	$1,501475 \cdot 10^{-4}$	$2,06337 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 3.3: Nach Kapitel 3.1 berechnete Strahlparameter für die parallel-Komponente im Bereich II (siehe Abbildung 3.6),  $z_0$  wurde relativ zu  $L_2$  berechnet

Komponente	$z_0 [m]$	$\Delta z_0 [m]$	$\omega_0 [m]$	$\Delta\omega_0 [m]$
senkrecht	$1,4726 \cdot 10^{-3}$	$3,05 \cdot 10^{-5}$	$5,923 \cdot 10^{-7}$	$4,77 \cdot 10^{-8}$
parallel	$1,4727 \cdot 10^{-3}$	$3,05 \cdot 10^{-5}$	$4,8166 \cdot 10^{-6}$	$7,308 \cdot 10^{-7}$

Tabelle 3.4: Nach Kapitel 3.1 berechnete Strahlparameter für senkrecht- und parallel-Komponente im Bereich I (siehe Abbildung 3.6),  $z_0$  wurde relativ zu  $L_1$  berechnet (siehe Abbildung 3.6)

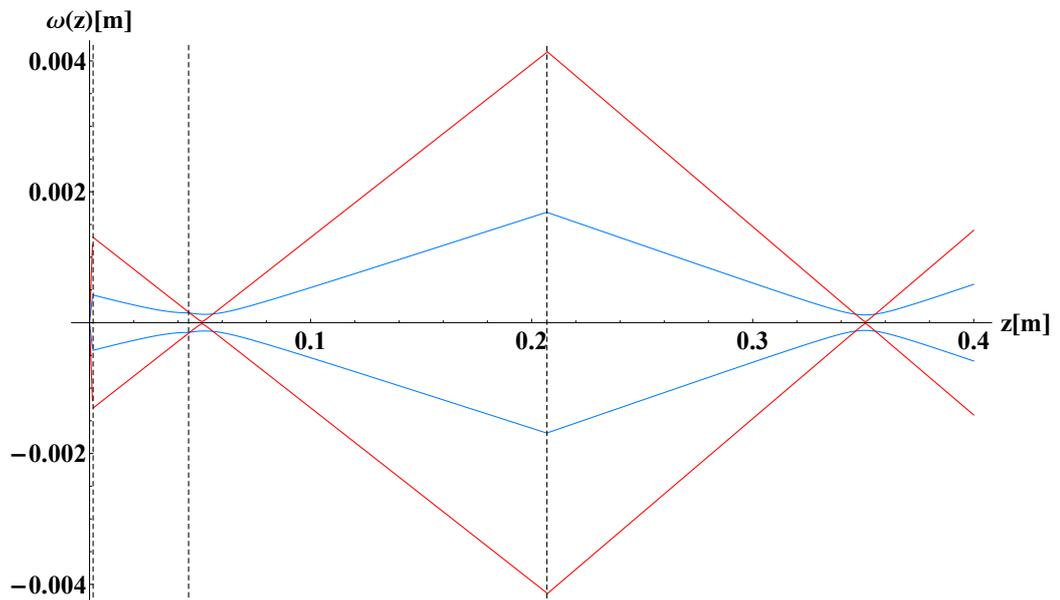


Abbildung 3.9: Berechneter Verlauf des Strahlradius' für s-Komponente (rot) und p-Komponente (blau) von Bereich I (ganz links) bis Bereich IV (ganz rechts). Die gestrichelten Linien zeigen jeweils die Bereichsgrenzen an.

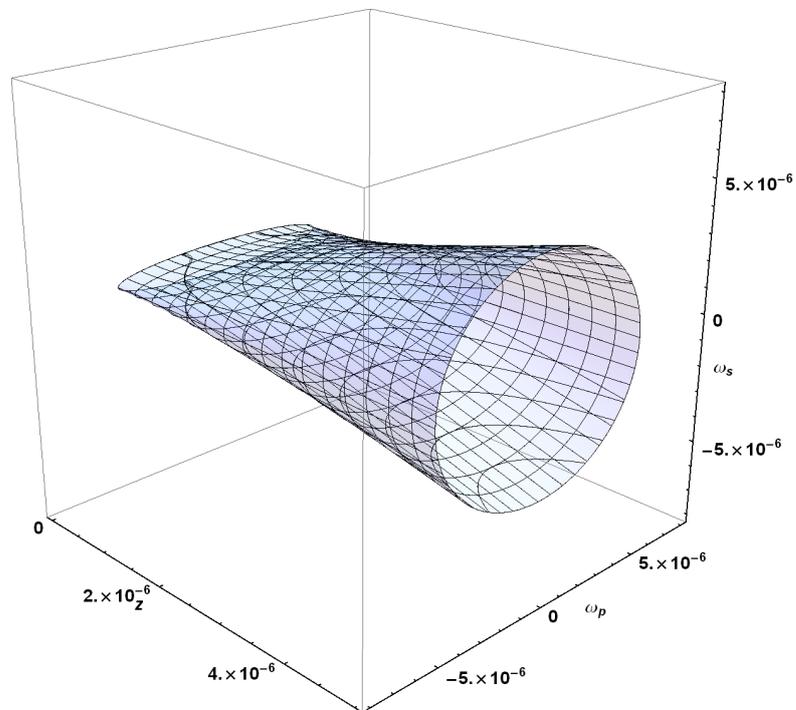


Abbildung 3.10: Berechnetes Strahlprofil der Laserdiode - 3D Darstellung

Wie aus Tabelle 3.4 ersichtlich, weist der Strahl der vermessenen Laserdiode einen Astigmatismus von

$$\Delta z_{0,LD} = 100 \text{ nm},$$

auf. Weiter wurde nach Gleichung 3.15 die Fernfelddivergenz  $\theta_I$  des von der Diode emittierten Strahls ermittelt. Es wurde für die s-Komponente ein Wert von

$$\theta_{s,I} = 0,0265 \text{ rad} \pm 7 \cdot 10^{-4} \text{ rad}$$

und für die p-Komponente ein Wert von

$$\theta_{p,I} = 0,0109 \text{ rad} \pm 5 \cdot 10^{-4} \text{ rad}$$

für die Fernfelddivergenz des Diodenstrahls berechnet. Eine dreidimensionale Darstellung des berechneten Strahlverlaufs der Laserdiode findet sich in Abbildung 3.10. Abschließend ist zu bemerken, dass mit der in Abschnitt 3.5 beschriebenen Methodik der Astigmatismus der Laserdiode korrigiert werden kann und von dieser Seite aus betrachtet eine Verwendung im Aufbau der ATTA-MOT möglich ist. Um die letztendliche Eignung der Dioden zu bestimmen, wäre es allerdings noch notwendig die Diode auf ihr Single-Mode Verhalten hin zu prüfen.

# Kapitel 4

## Fazit

Im ersten Teil dieser Arbeit wurden die theoretischen Grundlagen zur Umsetzung eines Halbleiterdiodenlasers mit externem Resonator in Littrow-Konfiguration vorgestellt. Es konnte darüber hinaus rechnerisch gezeigt werden, dass der im bisherigen System verwendete Rotationspunkt für das Gitter nicht der optimale Rotationspunkt für eine möglichst weite Variation der emittierten Wellenlänge bei gleichzeitiger Modensprung Unterdrückung ist. Daher wurde im Folgenden ein Konzept zur konkreten Realisierung eines ECDL in Littrow-Anordnung mit dem hier bestimmten optimalen Rotationspunkt für das Gitter entwickelt.

Im zweiten Teil der Arbeit wurde die Theorie der gauß'schen Strahlenoptik erläutert und eine experimentelle Vorgehensweise zur Vermessung von Gaußstrahlen vorgestellt. Mit den theoretischen Grundlagen konnte eine experimentelle Methodik zur Korrektur des Astigmatismus einer Laserdiode, unter Zuhilfenahme einer Zylinderlinse, erfolgreich entwickelt werden. Schließlich wurden die unbekanntenen Strahlparameter einer Laserdiode experimentell bestimmt. Zunächst ergab sich dabei ein Astigmatismus im resultierenden Strahl von  $\Delta z_{0,ohne\ ZL} = 4,19\ mm$ . Dieser konnte, mit der hier gezeigten Methodik, auf einen Wert von  $\Delta z_{0,mit\ ZL} = 0,11\ mm$ , also auf etwa 2,5% seines ursprünglichen Wertes reduziert werden, was noch einmal den Erfolg der Methodik unterstreicht. Abschließend komme ich daher zu dem Resultat, dass es möglich ist, die hier

vermessenen Dioden in ihrer Strahlcharakteristik so zu beeinflussen, dass diese den Ansprüchen des ATTA-Aufbaus am ZNF genügen. Um ihre Eignung für das ATTA Experiment letzten Endes beurteilen zu können, wäre es darüber hinaus noch sinnvoll und notwendig das Single-Mode Verhalten der Dioden (beispielsweise mit der in [15] beschriebenen Methodik) zu überprüfen.

Position	$z_s$ [cm] ( $\pm 0,1$ )	$\Delta t$ [ms]	$\omega_s(z)$ [mm]
1	12,0	0,450	0,722
2	12,5	0,352	0,565
3	13,0	0,276	0,443
4	13,5	0,182	0,292
5	14,0	0,100	0,160
6	14,5	0,032	0,051
7	14,7	0,015	0,024
8	15,0	0,044	0,071
9	15,5	0,142	0,228
10	16,0	0,212	0,340
11	16,5	0,320	0,513
12	17,0	0,410	0,658

Tabelle 1: Messung ohne Zylinderlinse: Messwerte und nach Gleichung 3.18 berechneter Strahlradius  $\omega_s(z)$  der senkrecht Komponente bei einer Chopperradfrequenz  $f_c = 10,00 \text{ Hz}$  ( $\pm 0,01$ ) und einem Abstand von der Rotationsachse des Rades  $R_A = 2,15 \text{ cm}$  ( $\pm 0,1$ ) für eine Laserdiode unbekannter Strahlcharakteristik bei einer Laserwellenlänge von  $\lambda_L = 808 \text{ nm}$  ( $\pm 5$ );  $z_s$  ist die Position des Chopperrades relativ zur Fokussierlinse  $L_3$

Position	$z_s$ [cm] ( $\pm 0,1$ )	$\Delta t$ [ms]	$\omega_s(z)$ [mm]
1	12,0	0,120	0,300
2	12,5	0,108	0,270
3	13,0	0,102	0,255
4	13,5	0,090	0,225
5	14,0	0,081	0,202
6	14,5	0,079	0,197
7	14,7	0,079	0,197
8	15,0	0,075	0,187
9	15,5	0,077	0,192
10	16,0	0,081	0,202
11	16,5	0,090	0,225
12	17,0	0,096	0,240

Tabelle 2: Messung ohne Zylinderlinse: Messwerte und nach Gleichung 3.18 berechneter Strahlradius  $\omega_p(z)$  der parallel Komponente bei einer Chopperradfrequenz  $f_c = 10,00 \text{ Hz} (\pm 0,01)$  und einem Abstand von der Rotationsachse des Rades  $R_A = 3,35 \text{ cm} (\pm 0,1)$  für eine Laserdiode unbekannter Strahlcharakteristik bei einer Laserwellenlänge von  $\lambda_L = 808 \text{ nm} (\pm 5)$ ;  $z_p$  ist die Position des Chopperrades relativ zur Fokussierlinse  $L_3$

Position	$z_s$ [cm] ( $\pm 0,1$ )	$\Delta t$ [ms]	$\omega_s(z)$ [mm]
1	3,8	1,88	3,016
2	4,8	1,72	2,760
3	5,8	1,52	2,439
4	6,8	1,36	2,182
5	7,8	1,18	1,893
6	8,8	1,00	1,604
7	9,8	0,81	1,300
8	10,8	0,63	1,011
9	11,8	0,47	0,753
10	12,3	0,376	0,603
11	12,8	0,280	0,449
12	13,3	0,184	0,295
13	13,8	0,098	0,157
14	14,2	0,040	0,064
15	14,3	0,030	0,048
16	14,4	0,0208	0,033
17	14,5	0,0164	0,026
18	14,6	0,0188	0,030
19	14,8	0,047	0,075
20	15,3	0,156	0,250
21	15,8	0,240	0,385
22	16,3	0,332	0,533
23	16,8	0,45	0,722
24	17,3	0,52	0,834
25	17,7	0,62	0,995

Tabelle 3: Messwerte und nach Gleichung 3.18 berechneter Strahlradius  $\omega_s(z)$  der senkrecht Komponente bei einer Chopperradfrequenz  $f_c = 10,00 \text{ Hz}$  ( $\pm 0,01$ ) und einem Abstand von der Rotationsachse des Rades  $R_A = 2,15 \text{ cm}$  ( $\pm 0,1$ ) für eine Laserdiode unbekannter Strahlcharakteristik bei einer Laserwellenlänge von  $\lambda_L = 808 \text{ nm}$  ( $\pm 5$ );  $z_s$  ist die Position des Chopperrades relativ zur Fokussierlinse  $L_3$

Position	$z_p$ [cm] ( $\pm 0,1$ )	$\Delta t$ [ms]	$\omega_p(z)$ [mm]
1	3,8	0,500	1,250
2	4,8	0,452	1,130
3	5,8	0,400	1,000
4	6,8	0,360	0,900
5	7,8	0,316	0,790
6	8,8	0,276	0,690
7	9,8	0,212	0,530
8	10,8	0,172	0,430
9	11,8	0,130	0,325
10	12,3	0,108	0,270
11	12,8	0,088	0,220
12	13,3	0,071	0,177
13	13,8	0,053	0,132
14	14,2	0,051	0,127
15	14,3	0,050	0,125
16	14,4	0,049	0,122
17	14,5	0,047	0,117
18	14,6	0,050	0,125
19	14,8	0,051	0,127
20	15,3	0,061	0,152
21	15,8	0,077	0,192
22	16,3	0,100	0,250
23	16,8	0,120	0,300
24	17,3	0,142	0,355
25	17,7	0,164	0,410

Tabelle 4: Messwerte und nach Gleichung 3.18 berechneter Strahlradius  $\omega_p(z)$  der parallel Komponente bei einer Chopperradfrequenz  $f_c = 10,00 \text{ Hz}$  ( $\pm 0,01$ ) und einem Abstand von der Rotationsachse des Rades  $R_A = 3,35 \text{ cm}$  ( $\pm 0,1$ ) für eine Laserdiode unbekannter Strahlcharakteristik bei einer Laserwellenlänge von  $\lambda_L = 808 \text{ nm}$  ( $\pm 5$ );  $z_p$  ist die Position des Chopperrades relativ zur Fokussierlinse  $L_3$

# Literaturverzeichnis

- [1] André Bösel. *Untersuchungen zur Frequenzdurchstimmung eines Diodenlasers mit externem Resonator basierend auf dem akusto-optischen Effekt*. PhD thesis, Ernst-Moritz-Arndt-Universität Greifswald, 2009.
- [2] M. de Labachellerie and G. Passadat. Mode-hop suppression of littrow grating-tuned lasers. *APPLIED OPTICS*, 32(3):269–274, 1993.
- [3] M. de Labachellerie, H. Sasada, and G. Passadat. Mode-hop suppression of littrow grating-tuned lasers: erratum. *APPLIED OPTICS*, 33(18):3817–3819, 1994.
- [4] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 3 – Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010.
- [5] Jürgen Eichler and Hans Joachim Eichler. *Laser - Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. Springer, 2010.
- [6] Hauke Gravenkamp. *Akusto-optische modulatoren, magnetfelder und polarisationsmessungen für die spurengasanalyse von kryptonisotopen mit einer magneto-optischen atomfalle*. Master's thesis, Universität Hamburg, 2009.
- [7] T. Hebbeker. Vorlesungsskript physik iii (ws 1999/2000).
- [8] W. et al. Jiang. An atom counter for measuring 81-kr and 85-kr in environmental samples. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 91:1–6, August 2012.

- [9] Masud Mansuripur and Ewan M. Wright. The optics of semiconductor diode lasers. *Optics & Photonics News*, 2002.
- [10] Dieter Meschede. *Optik, Licht und Laser*. Vieweg + Teubner, 2008.
- [11] Harold J. Metcalf and Peter van der Straten. *Laser cooling and trapping*. Springer, 1999.
- [12] Alan J. Migdall, John V. Prodan, William D. Phillips, Thomas H. Bergeman, and Harold J. Metcalf. First observation of magnetically trapped neutral atoms. *Physical Review Letters*, 54(24):2596–2599, June 1985.
- [13] Volker Neumann. *Zusammenstellung wellenoptischer Berechnungsgleichungen für den realen Laserstrahl*. Hochschule Mittweida.
- [14] Georg A. Reider. *Photonik - Eine Einführung in die Grundlagen*. Springer, 2012.
- [15] Carsten Sieveke. Entwicklung eines systems zur dokumentation eines verifizierten single-mode-betriebs von gitterstabilisierten diodenlasern für die atom trap trace analysis. Master's thesis, Universität Hamburg, 2012.
- [16] O. Svelto. *Principles of Lasers*. Springer, 2010.
- [17] R. W. Tkach and A. R. Chraplyvy. Regimes of feedback effects in 1.5-micrometer distributed feedback lasers. *Journal of Lightwave Technology*, 1986.

# Abbildungsverzeichnis

2.1	pn-Übergang einer Laserdiode (a) im Gleichgewicht und (b) mit Vorspannung aus [16] . . . . .	8
2.2	Netto-Verstärkungsprofil für eine exemplarische Laserdiode aus [4] . . . . .	9
2.3	Aufbau eines einfachen Diodenlasers (Homostruktur) aus [5]	10
2.4	Schematische Darstellung eines ECDL aus [1]. Die Angaben zwischen den roten Pfeilen geben die Phasensprünge an, die eine Lichtwelle bei Reflexion an der entsprechenden Stelle erfährt. . . . .	11
2.5	Blazegitter: Eingezeichnet sind Stufennormale (schwarz), Gitternormale (gestrichelt), Blazewinkel $\theta_B$ und Gitterkonstante $a$ ; für Einfall parallel zur Stufennormale ist $\alpha = \beta = \theta_B$	12
2.6	Schematische Darstellung eines ECDL in Littrow-Konfiguration aus [1]: Die erste Beugungsordnung wird vom Gitter zurück auf die Laserdiode reflektiert, während die nullte Beugungsordnung zum Lasen zur Verfügung steht. Schematisch eingezeichnet sind eine Kollimatorlinse und ein Piezo Aktuator mit dem das Gitter rotiert werden kann. . . . .	13
2.7	Aufbau Littrow-Anordnung zur Modensprung Unterdrückung - Lage des optimalen Rotationspunktes $R$ und des bisher verwendeten Rotationspunktes $R_1$ aus [3] . . . . .	19

2.8	ECDL in Littrow-Konfiguration für eine Wellenlänge $\lambda = 808 \text{ nm}$ : Zur Orientierung ist ein Koordinatensystem mit Ursprung am Ort der Austrittsfacette der Laserdiode eingezeichnet. Außerdem eingezeichnet sind die Längenmaße, der Winkel $\theta_0$ und der optimale Rotationspunkt $R(y_R, z_R)$ . Laserdiode, Kollimatorlinse, Gitter und ein Piezo-Aktuator (zur Gitterrotation) sind schematisch skizziert. . . . .	21
3.1	Transversalprofil eines Gaußstrahls für $z = z_0 = 0$ . Eingezeichnet sind der minimale Strahlradius $\omega_0$ , die Rayleighlänge $z_R$ , der Krümmungsradius $R(z)$ und beispielhaft das Intensitätsprofil $I(r, z)$ . . . . .	23
3.2	Transformation eines Gaußstrahls durch eine dünne Linse aus [13] . . . . .	25
3.3	Abfall der normierten Laserleistung bei Durchgang einer Rasierklinge des Chopperrades durch den Strahlquerschnitt mit Zeitdifferenz $\Delta t$ zwischen 80% und 20% der Maximalleistung . . . . .	28
3.4	Optischer Chopper für die S-Komponente (a) und die P-Komponente (b) eines Laserstrahls aus [6] . . . . .	28
3.5	Strahlfokussierung durch eine plan-konvexe Zylinderlinse aus [7]: In dieser Skizze wird die parallel-Komponente des einlaufenden Strahls fokussiert, wobei die senkrecht-Komponente (außer durch den veränderten Brechungsindex beim Durchlauf durch die Linse) keine Änderung erfährt . . . . .	30
3.6	Schematische Darstellung des realisierten Versuchsaufbaus zur Bestimmung der charakteristischen Strahlparameter der Laserdiode. Der Aufbau ist in die Bereiche I-IV aufgeteilt, die jeweils durch optische Elemente bergrenzt werden. Bereich IV ist der Messbereich; die Rückrechnung erfolgt über alle Bereiche bis Bereich I, wo der Strahl der Laserdiode noch unbeeinflusst ist. . . . .	32

3.7	Ort der Strahltaile $z_{0,p}$ der p-Komponente in Abhängigkeit von der Position der Zylinderlinse ( $L_2$ ), mit festem Ort der Strahltaile $z_{0,s}$ der s-Komponente als Referenzwert; der Messwert für Position der Zylinderlinse mit dem kleinsten Astigmatismus ist rot eingefärbt. . . . .	34
3.8	(a) Parallel-Komponente und (b) Senkrecht-Komponente: Nach Gl. 3.18 gemessene Werte (schwarz) und nach Gl. 3.19 angepasster theoretischer Verlauf des Strahlradius' $\omega(z)$ (rot) .	36
3.9	Berechneter Verlauf des Strahlradius' für s-Komponente (rot) und p-Komponente (blau) von Bereich I (ganz links) bis Bereich IV (ganz rechts). Die gestrichelten Linien zeigen jeweils die Bereichsgrenzen an. . . . .	38
3.10	Berechnetes Strahlprofil der Laserdiode - 3D Darstellung . .	38