

---

REALISIERUNG EINES  
SCHMALBANDIGEN  
DIODENLASERSYSTEMS  
HOHER AUSGANGSLEISTUNG  
FÜR PRÄZISIONSMESSUNGEN  
AN  $^{87}\text{Rb}$  ATOMEN

---

Diplomarbeit  
von

**Christian Schubert**

angefertigt am  
Institut für Quantenoptik

unter Anleitung von  
PD Dr. Ernst Rasel  
am 30. September 2007



**Realisierung eines schmalbandigen Diodenlasersystems hoher  
Ausgangsleistung für Präzisionsmessungen an  $^{87}\text{Rb}$  Atomen**

Diplomarbeit

vorgelegt dem Fachbereich Physik  
der Leibniz Universität Hannover

Referent: PD Dr. Ernst Rasel  
Koreferent: Prof. Dr. Wolfgang Ertmer

30. September 2007



## Zusammenfassung

Im Projekt CASI (Cold Atom Sagnac Interferometry) des Instituts für Quantenoptik der Leibniz Universität Hannover wird ein Atominterferometer basierend auf ultrakalten Rubidiumatomen verwirklicht. Dieses dient zur Untersuchung des Potentials von Atominterferometern zur hochauflösenden Messung von Inertialkräften, insbesondere von Rotationen, sowie zur Entwicklung neuer atomoptischer Methoden für die Interferometrie. Ein weiteres Ziel ist der zukünftige Einsatz für die Erfassung der Erdrotation und deren Variationen.

Erste Messungen zeigten, dass insbesondere das Frequenzrauschen des Lasers für die zustandsselektive Fluoreszenzdetektion der beiden Interferometerausgänge die Auflösung des Interferometers begrenzt. Um diese Limitierung zu beheben, wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit ein neues frequenzstabiles Lasersystem zur Detektion aufgebaut. Gleichzeitig soll dieses System als Referenzlaser verwendet werden, auf dessen Frequenz andere zur Manipulation der Atome benötigte Laser mit Hilfe von Schwebungsmessungen stabilisiert werden sollen.

Das neue Lasersystem beruht auf einem Diodenlaser kombiniert mit einer Verstärkungsstufe sowie der Frequenzanbindung an den  $D_2$ -Übergang in  $^{87}\text{Rb}$ . Die Verwendung eines externen Resonators in Verbindung mit einem dielektrischen Interferenzfilter führen zu einer geringen Linienbreite und dem einmodigen Betrieb des Diodenlasers. Zusätzlich wird die Laserfrequenz durch die Technik der Modulationstransferspektroskopie stabilisiert, welche im Unterschied zur bisher angewandten Lock-In-Technik ein untergrundfreies Regelsignal mit deutlich höherer Regelbandbreite erzeugt. Da die Empfindlichkeit des Fluoreszenzsignals auf verbleibende Frequenz- und Intensitätsschwankungen durch Sättigung des bei der Fluoreszenzdetektion verwendeten atomaren Übergangs reduziert werden können, wurde der optische Verstärker integriert, um genügend Leistungsreserven zur Verfügung zu stellen.

Die Charakterisierung des neuen Lasersystems zeigt ohne Anbindung an eine atomare Resonanz eine instantane Linienbreite von  $8\pm 2$  kHz. Akustische und andere Störungen verursachen eine Verbreiterung von  $130\pm 25$  kHz. Die Anbindung an eine atomare Referenz mit einer Regelbandbreite von 100 kHz reduziert die Verbreiterung auf  $92\pm 5$  kHz. Mit einer Ausgangsleistung von 1 W ist das System folglich leistungsfähiger und stabiler als das bisher verwendete System mit 45 mW und einer verbreiterten Linienbreite von 900 kHz.

Zur Charakterisierung des neuen Lasersystems wurden Vergleichsmessungen mit anderen ähnlichen Lasern durchgeführt, deren wesentlicher Unterschied die eingesetzten Diodentypen waren. Vor- und Nachteile wurden untersucht und in einer Veröffentlichung publiziert.

Zusätzlich wurde ein neuartiger Diodenlasertyp entwickelt und analysiert, der auf einem selbst injizierten optischen Verstärker in einem dem neuen Detektionslaser ähnlichen Aufbau basiert. Durch eine hohe Leistung von 1 W bei einer relativ geringen Linienbreite von  $187\pm 12$  kHz bietet der Laser eine interessante Alternative für die Laserkühlung. Diese Ergebnisse wurden ebenfalls in der erwähnten Veröffentlichung zusammengefasst.



# INHALTSVERZEICHNIS

---

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Atominterferometrie mit kalten Atomen</b>	<b>5</b>
2.1	Grundlagen der Atominterferometrie . . . . .	5
2.2	Experimentelle Umsetzung . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>11</b>
3.1	Diodenlaser mit externen Resonatoren . . . . .	11
3.1.1	Grundlagen einer Laserdiode . . . . .	11
3.1.2	Laserdioden mit externem Resonator . . . . .	14
3.2	Optische Verstärkung . . . . .	17
3.3	Frequenzstabilisierung . . . . .	19
3.3.1	Dopplerfreie Sättigungspektroskopie . . . . .	19
3.3.2	Frequenzmodulation und Lock-In-Technik . . . . .	21
3.3.3	Modulationstransferspektroskopie . . . . .	22
3.3.4	Elektronische Signalverarbeitung . . . . .	26
3.4	Fluoreszenzdetektion . . . . .	27
3.5	Bestimmung der Linienbreiten von Lasern . . . . .	29
<b>4</b>	<b>Experimentelle Realisierung</b>	<b>31</b>
4.1	Der Referenzlaser . . . . .	31
4.1.1	Aufbau des Referenzlasers . . . . .	32
4.1.2	Charakterisierung des Referenzlasers . . . . .	34
4.2	Modulationstransferspektroskopie . . . . .	40
4.2.1	Optischer Aufbau . . . . .	40
4.2.2	Ansteuerung des AOMs . . . . .	42
4.2.3	Elektronische Signalverarbeitung . . . . .	43
4.2.4	Charakterisierung der Frequenzstabilisierung des Lasers . . . . .	44
4.3	Vergleich mit anderen Systemen . . . . .	44
4.3.1	Vergleich mit dem früheren Detektionslasersystem . . . . .	45

4.3.2	Vergleich mit anderen Lasern im linearen Aufbau . . . . .	46
4.3.3	Rauscheinflüsse durch Stromtreiber . . . . .	47
4.4	Optische Verstärkung . . . . .	48
4.4.1	Aufbau des optischen Verstärkers . . . . .	48
4.4.2	Charakterisierung des MOPA Systems . . . . .	50
4.5	Der Tapered Laser . . . . .	51
4.5.1	Aufbau des Tapered Lasers . . . . .	52
4.5.2	Charakterisierung des Tapered Lasers . . . . .	54
4.6	Elektronik für die Detektionsphotodiode . . . . .	56
<b>5</b>	<b>Ausblick</b>	<b>59</b>
<b>A</b>	<b>Schaltpläne</b>	<b>63</b>
<b>B</b>	<b>Aufteilung des 3D-MOT-Kühllichts</b>	<b>67</b>
<b>C</b>	<b>Publikation</b>	<b>79</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>87</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>93</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>95</b>

---

# EINLEITUNG

Im Laufe der vergangenen 20 Jahre hat sich die Atominterferometrie zu einem hochaktuellen Forschungsgebiet entwickelt. Begünstigt wurde dies durch Fortschritte in der Manipulation von Atomen mit Licht sowie durch die Erzeugung ultrakalter Ensembles. Ausgehend von den ersten Untersuchungen grundsätzlicher Phänomene der Materiewelleninterferenz wurde bald das Potential für Messungen mit höchster Präzision erkannt. So werden heute Atominterferometer zur präzisen Bestimmung von Naturkonstanten und zur Untersuchung und dem Test von Naturgesetzen eingesetzt. Diese bieten neben der Messung des anomalen magnetischen Moments des Elektrons die genaueste Methode mittels exakter Messung des Verhältnisses des Plankschen Wirkungsquantums zur Masse  $\hbar/m$  die Feinstrukturkonstante  $\alpha$  [1] zu bestimmen. Außerdem befinden sich atomoptische Experimente mit dem Ziel im Aufbau, die Gravitationskonstanten  $G$  mit bisher unerreichter Genauigkeit zu messen [2]. Darüber hinaus ist ein anderes Vorhaben die Untersuchung des Äquivalenzprinzips [3]. Weltweit werden weiterhin mehrere Experimente umgesetzt, die Inertialsensoren untersuchen sollen, die auf der Atominterferometrie basieren. Mit ersten Prototypen von Atominterferometern konnte die Erdbeschleunigung  $\vec{g}$  mit einer Genauigkeit von  $\Delta g/g = 1 \cdot 10^{-9}$  [4] und deren Gradient  $\nabla \vec{g}$  bei einer Sensitivität von  $4 \cdot 10^{-9} s^{-2} Hz^{-1/2}$  bestimmt werden [5]. Das Potential von Atominterferometern für hochauflösende Messungen der Rotation wurde durch richtungsweisende Experimente von M. Kasevich [6] demonstriert. Inertialsensoren mit hoher Auflösung umfassen ein breites Spektrum an Anwendungen, das von dem Einsatz im Bereich der Geologie z.B. für die Untersuchung der Gezeiten [7] bis hin zur Untersuchung relativistischer Effekte wie gravitomagnetische Einflüsse [8] reicht. Gegenwärtig werden Lasergyroskope [9] mit einer Fläche von bis zu  $100 \text{ m}^2$  als sensitivste Instrumente für die Messung der Variation der Erdrotation angewendet. Gemessen wird dabei der Phasenunterschied zwischen den beiden Interferometer-

ausgängen. Die relative Phasenverschiebung bedingt durch die Rotation

$$\Delta\Phi_{Rot} = \frac{4\pi E}{hc^2} \vec{A}\vec{\Omega} \quad (1.1)$$

ist nach Sagnac [10] abhängig von der eingeschlossenen Fläche  $\vec{A}$ , der Rotation  $\vec{\Omega}$  sowie von der relativistischen Energie  $E$  der Atome, die nach dem Welle-Teilchen-Dualismus auch als Welle verstanden werden können. Im Vergleich zur Photonenergie  $E_{Ph} = h \cdot \nu$  ist die Teilchenenergie  $E_{At} = m \cdot c^2$  um einen Faktor  $10^{11}$  größer. Die eingeschlossene Fläche kann dabei nicht so groß wie bei Lasergyroskopen gewählt werden, die zu dem ein deutlich größeres Signal liefern, allerdings lassen sich ähnliche Genauigkeiten durch die Verwendung von Materiewellen zur Interferometrie in deutlich kompakteren Aufbauten erreichen.

In Institut für Quantenoptik der Leibniz Universität Hannover befindet sich das atomare Sagnac Interferometer CASI (**C**old **A**tom **S**agnac **I**nterferometry) im Aufbau. Seine Zielsetzung ist die Untersuchung des ultimativen Potentials atomarer Sensoren für die Messung von Rotationsgeschwindigkeiten unter  $10^{-9}$  rad/s bzw. die Entwicklung atomoptischer Techniken, um dieses ehrgeizige Ziel zu erreichen. CASI beruht auf lasergekühlten Rubidiumatomen und nutzt Ramanprozesse zur kohärenten Manipulation. Während der Konzeption dieses Projektes [11] wurde die Realisierung eines transportablen Sensors angestrebt, der eine hohe Stabilität aufweist und gleichzeitig eine hohe Flexibilität hinsichtlich der Implementierung neuer Methoden bietet. Der Anspruch an Transportabilität und Kompaktheit wird insbesondere durch den Einsatz kalter Atome ermöglicht. Bisherige Interferometer, die thermische Atomstrahlen verwenden, haben eine vergleichsweise große Länge für das Erreichen der benötigten Empfindlichkeiten. Die präzise Kontrolle der äußeren und inneren Freiheitsgrade atomarer Ensembles über die Atom-Lichtwechselwirkung, die sehr erfolgreich bei Atomuhren eingesetzt wird und optimiert wurde, sollte es ermöglichen, Stabilitäten und Genauigkeiten atomarer Sagnac Interferometer zu erreichen, die die Erhöhung der erzielbaren Auflösung durch Signalintegration erlauben. Desweiteren ermöglicht ein flexibler Aufbau die Anwendung verschiedener Messverfahren. So ist z.B. sowohl ein gepulster als auch kontinuierlicher Interferometriebetrieb zur Bestimmung der Vor- und Nachteile beider Verfahren geplant.

Schlüsselkomponenten des Atominterferometers sind die Laser, die zur Manipulation der Atome benötigt werden: zur Kühlung und zum Fangen der Atome mittels Lichtdruck, zum präzisen Starten in einer bewegten Melasse, zur Zustandspräparation, zur kohärenten Manipulation (Strahlteilung, Umlenkung und Rekombination) und schließlich zur Fluoreszenzdetektion.

Der zeitliche Ablauf zur Durchführung interferometrischer Messungen gliedert sich in verschiedene Phasen. In einer Atomquelle werden Rubidiumatome gekühlt und auf eine flache horizontale Parabelbahn gestartet. Daraufhin folgt eine Präparation, wodurch die Atome in den für das Atominterferometer verwendeten Zustand

---

überführt werden. Im Anschluss folgt die Interferometriesequenz, in der die Atome durch Impulsübertrag von Lichtfeldern kohärent aufgeteilt, gespiegelt und danach wieder überlagert werden. Dabei schließen die beiden Teilpfade des Atominterferometers die Fläche  $\vec{A}$  ein. Während der Propagation in den beiden Teilpfaden werden den Atomen durch die Lichtfelder der Strahlteiler unterschiedliche Phasen aufgeprägt. Diese Phasendifferenz verursacht eine Änderung der Besetzungszahlen der atomaren Zustände an den zwei Ausgängen des Interferometers, die im letzten Schritt von der zustandsselektiven Fluoreszenzdetektion erfasst werden.

Um Beschleunigungsanteile an der Phase, die nicht von Rotationsanteilen unterschieden werden können, herauszurechnen, ist eine Differenzmessung nötig. Dazu wurde ein zweites Interferometer in entgegengesetzter Richtung zur differentiellen Interferometrie integriert.

Um die Anforderungen in der Auflösung und bzgl. der Rotationsmessungen zu erfüllen, sind stabile Lasersysteme notwendig. Die Laser müssen frequenz- und leistungsstabil sein und im Fall der Strahlteilung eine hohe Phasenstabilität aufweisen [12]. Vorliegende Schwankungen in der Phase würden in diesem Fall fälschlicherweise als Änderung der Rotationsphase gedeutet. Einer der gegenwärtig die Auflösung limitierenden Faktoren ist das Frequenzrauschen des verwendeten Detektionslasersystems. Daher wurde in dieser Arbeit ein neues System aufgebaut, das ein intrinsisch stabiles Laserdesign [13] verwendet und über ein Spektroskopiesystem mit hoher Regelbandbreite auf einen atomaren Übergang stabilisiert und auf spektrale Eigenschaften wie die Linienbreite hin optimiert wurde.

Neben der erhöhten Stabilität der Frequenz soll das neue Lasersystem eine hohe Ausgangsleistung erzielen, um so durch Sättigung des atomaren Übergangs in der Fluoreszenzdetektion den Einfluss von Frequenzschwankungen zu minimieren. Gleichzeitig kann der Laser durch seine hohe Frequenzstabilität als ein optisches Referenzsystem eingesetzt werden, auf das andere Lasersysteme über Schwebungsmessungen elektronisch stabilisiert werden können. Dadurch werden Spektroskopien ersetzt, durch die Laser gegenwärtig in ihrer Frequenz fixiert werden. Daraus ergibt sich aufgrund der besseren Frequenzkontrolle ein geringerer Einfluss von Drifts und daher eine bessere Kontrolle der Atome durch die Laser.

Der Inhalt dieser Arbeit ist wie folgt gegliedert:

Zur Einordnung des in dieser Arbeit realisierten System wird in *Kap. 2* noch einmal detaillierter auf die Grundlagen und die Funktionsweise des Interferometers eingegangen, sowie der Aufbau eines neuen Detektionslasersystems motiviert.

*Kap. 3* bietet einen Überblick über die theoretischen Grundlagen des neuen Laserdesigns und der angewendeten Spektroskopie. Es wird auf Laserdioden und deren Verwendung in externen Resonatoren eingegangen sowie auf die Vorteile der gewählten Resonatorkonfiguration. Weiterhin wird die Generierung des Fehlersignals aus der Spektroskopie zur Stabilisierung des Lasers beschrieben. Außerdem wird

auf die Fluoreszenzdetektion eingegangen, für die der vorgestellte Laser verwendet werden soll.

Schließlich folgt in *Kap. 4* die experimentelle Umsetzung der in *Kap. 3* theoretisch betrachteten Grundlagen. Es werden der Aufbau und die Eigenschaften des neuen Detektionslasers beschrieben und mit dem bisher bestehenden System verglichen. Weiterhin findet ein Vergleich analoger Laseraufbauten in einer linearen Konfiguration statt, die ebenfalls zur Manipulation von Atomen eingesetzt werden, sowie eine Neuentwicklung eines Lasertypen basierend auf einem selbstinjizierten optischen Verstärker.

Den Abschluss bildet *Kap. 5*, in dem die Ergebnisse zusammengefasst werden und ein Ausblick auf kommende Modifikationen und Messungen gegeben wird.

---

# ATOMINTERFEROMETRIE MIT KALTEN ATOMEN

Am Institut für Quantenoptik wird ein Sagnac Interferometer zur hochauflösenden Messung von Rotationsraten realisiert mit dem Ziel, das Potential der Interferometrie mit kalten Atomen für die Messungen von Schwankungen der Erdrotation zu untersuchen bzw. die großflächigen Ringlasergyroskope zu ergänzen oder zu miniaturisieren. Für diese Inertialsensorik sollen zu dem atom-optische Techniken entwickelt werden, da die Manipulation der Atome mit Hilfe spontaner und stimulierter Lichtkräfte der Interferometrie mit kalten Atomen zum Durchbruch verholfen hat. Von zentraler Bedeutung der für die Atominterferometrie ist unter anderem das Ramanlasersystem für die kohärente Aufteilung und Reflektion der Atomwolken [6]. Dabei stellt die Erzeugung der benötigten Lichtfelder hohe Anforderung an die eingesetzten Lasersysteme.

Diese Systeme müssen einige Watt an Lichtleistung erbringen, eine hohe Intensitäts- und Frequenzstabilität sowie eine geringe Linienbreite aufweisen und zu dem eine schnelle und präzise Frequenzvariation ermöglichen. Zusätzlich ist für einen Inertialsensor eine hohe Zuverlässigkeit und eine kompakte Bauweise erstrebenswert. Zur Einordnung der hier vorgestellten Arbeit in den Kontext des Projektes CASI wird in diesem Kapitel die Theorie der Atominterferometrie kurz erläutert und das experimentelle Konzept von CASI vorgestellt.

## 2.1 Grundlagen der Atominterferometrie

Die Atominterferometrie beruht auf grundlegenden Prinzipien der Quantenmechanik, präziser gesagt, dem Welle-Teilchen-Dualismus und dem Superpositionsprinzip. Demonstrationsexperimente, die sich mit der kohärenten Teilung von Materiewellen beschäftigten, liefern nun Werkzeuge für Atominterferometer, die auf der kohä-

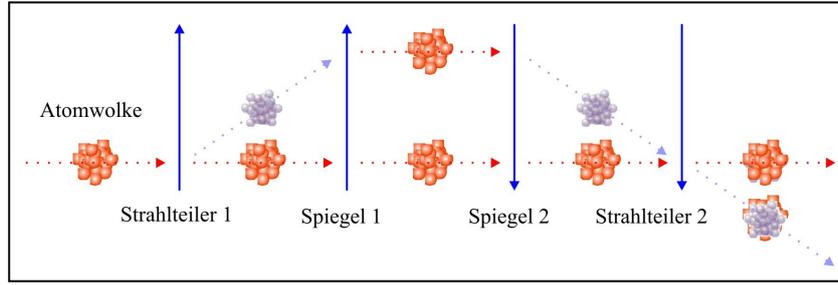
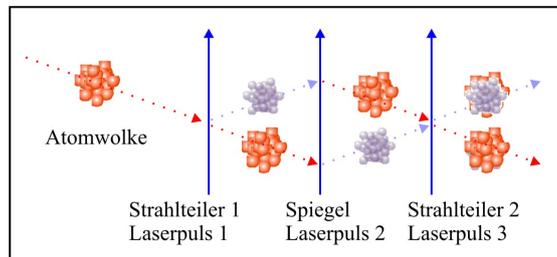


Abbildung 2.1: Aufbau in Ramsey-Bordé Konfiguration.

renten Manipulation durch die Atom-Licht-Wechselwirkung basieren. Durch diese können sowohl der elektronische „innere“ Zustand als auch der Impuls der Atome beeinflusst werden. In der Folge lassen sich ähnlich wie für Licht verschiedene Interferometer verwirklichen.

Für den Aufbau eines Interferometers bieten sich je nach Anwendung verschiedene Geometrien an. Die asymmetrische Ramsey-Bordé Konfiguration, die in Abb. 2.1 gezeigt wird, bietet den Vorteil, insbesondere auf absolute Frequenzverschiebungen empfindlich zu sein. Derartige Aufbauten finden beispielsweise in Atomuhren Anwendung [14]. Analog zum Mach-Zehnder Aufbau in der Optik kann auch in der Atominterferometrie eine symmetrische Geometrie realisiert werden (Abb. 2.2). Diese ist insensitiv gegenüber absoluten Frequenzverschiebungen aber wie die asymmetrische Ramsey-Bordé Konfiguration auch sensitiv auf inertielle Phasenbeiträge. Die eingestrahelten Laserpulse 1 und 3 in Abb. 2.2 wirken wie Strahlteiler und Laserpuls 2 wie ein Spiegel [12]. Diese symmetrische Konfiguration kommt auch im atomaren Sagnacinterferometer zu Einsatz.

An den zwei Ausgängen des Interferometers liegen die Atome mit jeweils sowohl unterschiedlichem Impuls als auch in unterschiedlichen Zuständen  $N_g$  und  $N_e$  vor. Aus den normierten Besetzungen der beiden Ausgänge kann auf die Phasendiffe-

Abbildung 2.2: Aufbau in Mach-Zehnder Konfiguration. Durch den Laserpulse 1 bis 3 wird den Atomen die Phase  $\Phi_1$  bis  $\Phi_3$  aufgeprägt.

renz  $\Delta\Phi_{ges}$  zwischen diesen zurückgeschlossen werden mit der Formel

$$\frac{N_e}{N_{ges}} = I \propto 1 + \cos \Delta\Phi_{ges}, \quad (2.1)$$

wobei  $N_{ges} = N_g + N_e$ .

Eine ausführliche Theorie zur Beschreibung von Atominterferometern für Rotationen und Beschleunigungen und der auftretenden Phasenbeiträge wurde von Ch. J. Bordé entwickelt [15, 16, 17, 18]. Ein Anteil sind die Phasen, die den Wellenpaketen durch die Laser, die als Strahlteiler dienen, aufgeprägt werden. Ein weiterer ist die Differenz des Pfadintegrals zwischen den Teilpfaden, die für die exakten, von externen Feldern gestörten, Trajektorien berechnet werden. Der letzte Beitrag entsteht durch die nicht perfekte Überlagerung am Ausgang des Interferometers. Letztgenannte Beiträge heben sich nach der Theorie von Bordé gerade gegenseitig auf, so dass nur der Anteil verbleibt, der von der Wechselwirkung mit den Lasern am jeweiligen Ort der Atome verursacht wird.

Auswirkungen inertialer Kräfte, wie Beschleunigungen und Rotationen, führen nach Bordé zu einer verbleibende Phasendifferenz  $\Delta\Phi_{ges}$ , die den Atomen entlang ihrer Trajektorien durch die Wechselwirkung mit dem Laserfeld aufgeprägt wird. Sie setzt sich aus drei Anteilen zusammen

$$\Delta\Phi_{ges} = \Delta\Phi_{Laser} + \Delta\Phi_{Rot} + \Delta\Phi_{Be}, \quad (2.2)$$

der Phase des Lichtfeldes  $\Delta\Phi_{Laser}$  sowie Beiträgen, die durch die aufgrund der inertialen Kräfte modifizierten Trajektorien induziert werden. Die Laserphase  $\Delta\Phi_{Laser}$  kann in die Phasenbeiträge der einzelnen Pulse aufgeteilt werden

$$\Delta\Phi_{Laser} = \Phi_1(0) - 2\Phi_2(t) + \Phi_3(2t), \quad (2.3)$$

wobei  $t$  den Zeitraum zwischen zwei aufeinanderfolgenden Laserpulsen beschreibt. Die vom Sagnaceffekt [10] hervorgerufene Rotationsphase  $\Delta\Phi_{Rot}$  ist proportional zur Energie  $E$  der Materiewellen, zur von den Trajektorien der Atomwolken eingeschlossenen Fläche  $\vec{A}$  (Abb. 2.2) und zur Winkelgeschwindigkeit  $\vec{\Omega}$  der Apparatur relativ zu den Atomtrajektorien

$$\Delta\Phi_{Rot} = \frac{4\pi E}{hc^2} \vec{A} \vec{\Omega}. \quad (2.4)$$

Die benutzte Mach-Zehnder Konfiguration ist außerdem aufgrund der Beschleunigung, während die Atome zwischen den Wechselwirkungszonen propagieren, auf Beschleunigungseffekte der Atome relativ zu den Strahlteilern und entlang deren Richtung sensitiv. So ergibt sich zusätzlich die zum Skalarprodukt der Beschleunigung  $\vec{a}$  und des effektiven Wellenvektors der Laser  $\vec{k}_{eff}$  proportionale Beschleunigungsphase [4]

$$\Phi_{Be} = \vec{k}_{eff} \vec{a} t^2. \quad (2.5)$$

Die Fläche  $\vec{A}(\vec{v}_{At})$  und damit auch die Rotationsphase  $\Delta\Phi_{Rot}$  sind abhängig von der Geschwindigkeit  $\vec{v}_{At}$  der Atome, die Beschleunigungsphase  $\Delta\Phi_{Be}$  ist es hingegen nicht. Bei gegenläufigen Interferometrievorgängen haben die Rotationsphasen in der Folge unterschiedliche Vorzeichen, während die der Beschleunigungsphasen gleich sind. So ist es möglich, Differenzmessungen durchzuführen und aus diesen die Rotationsphase zu bestimmen.

## 2.2 Experimentelle Umsetzung

Nach dem Einblick in die Grundlagen der Atominterferometrie im vorangegangenen Kapitel wird in diesem Kapitel die experimentelle Realisierung behandelt. Abb. 2.3 zeigt ein Schema des Aufbaus. Vor Beginn des Interferometriezyklus werden die Rubidiumatome gekühlt, gestartet und präpariert. Die Kühlung findet in einem System aus magnetooptischen Fallen (MOT) statt. Eine 2D-MOT [19], die die Atome aus dem Hintergrund fängt, lädt die 3D-MOT, die die Atome auf etwa  $100\ \mu\text{K}$  kühlt. Mittels der bewegten-Melasse-Technik [20] wird die Atomwolke auf eine flache Parabelbahn mit einer Temperatur von  $8\ \mu\text{K}$  gestartet. Im Anschluss werden die Atome im Zustand  $|5^2S_{1/2}, F=1\rangle$  mit  $m_F=0$  präpariert. In der Interferometrikammer wird die Atomwolke durch einen Laserpuls kohärent aufgeteilt, nach der Zeit  $t$  werden die beiden Teilwolken durch einen weiteren Lichtpuls gespiegelt und schließlich nach dem Zeitraum  $2t$  wieder überlagert (Abb. 2.3). Eine ausführliche Beschreibung und Charakterisierung des hierzu verwendeten Ramanlasersystems findet sich in [12]. Die angestrebte durch die Atomtrajektorien eingeschlossene Fläche beträgt hierbei etwa  $22\ \text{mm}^2$  auf einer Länge von  $15\ \text{cm}$ . Im Anschluss erfolgt die zustandsselektive Detektion der beiden Ausgänge, mit der die Phasendifferenz  $\Delta\Phi_{ges}$  bestimmt wird.

Wie schon in Kap. 2.1 erwähnt, ändert sich im, Gegensatz zu Beiträgen induziert durch Beschleunigung, das Vorzeichen der Rotationsphase bei Richtungsumkehr der atomaren Geschwindigkeit. Dies kann verwendet werden, um aus der Phase  $\Delta\Phi_{ges}$  die Rotationsphase  $\Delta\Phi_{Rot}$  zu bestimmen. Aus diesem Grund wurde im

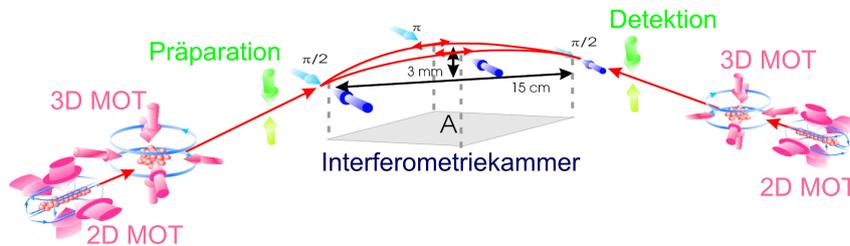


Abbildung 2.3: Experimentelle Umsetzung des Atominterferometers. Die Atomtrajektorien schließen dabei die angestrebte Fläche  $A$  von  $22\ \text{mm}^2$  ein.

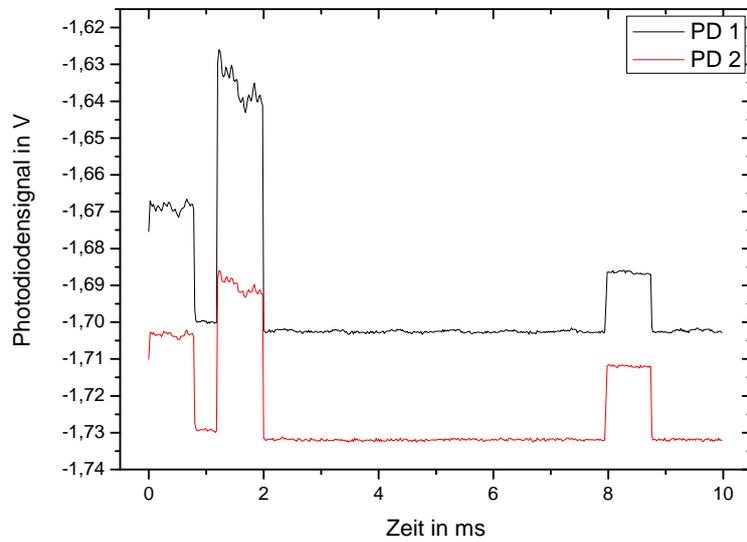


Abbildung 2.4: Signal der Detektionsphotodioden als Funktion der Zeit. Die Grafik zeigt die Spannungen, die die Photodiodeelektroniken PD 1/2 bei einer Differenzmessung in den zwei Detektionszonen lieferten.

Experiment CASI ein differentielles Interferometer mit entgegengesetzt propagierenden Atomstrahlen aufgebaut. In Abb. 2.3 sind zwei genau an den gegenüberliegenden Seiten der Interferometrikammer angebrachte Doppel-MOT-Systeme zu erkennen. Aus diesen werden die Atome in jeweils entgegengesetzter Richtung gestartet. Es ergeben sich also zwei gegenläufige Atominterferometer, die die gleichen Lichtpulse zur Strahlteilung bzw. Spiegelung nutzen. Präparation und Detektion sind ebenfalls symmetrisch aufgebaut.

Wie beschrieben, werden zur Manipulation der Atome Laser eingesetzt. An diese werden in dem Experiment werden hohe Anforderungen gestellt. So muss die Laserphase  $\Delta\Phi_{\text{Laser}}$ , die die Ramanlaserpulse den Atomen aufprägen, für die beiden Differenzmessungen konstant bleiben. Eine Änderung würde bei der Differenzbildung der Messergebnisse für entgegengesetzte Interferometriedurchläufe die Rotationsphase  $\Delta\Phi_{\text{Rot}}$  verfälschen.

Momentan ist die Auflösung des Interferometers jedoch nicht durch das Ramanlaser-System beschränkt, sondern durch das Frequenzrauschen des Detektionslasers. Dessen Licht wird aufgeteilt und in die jeweiligen Detektionszonen der beiden Interferometer geführt. Abb. 2.4 zeigt die beiden Signale der Detektionsphotodioden der zwei Interferometer bei einer differentiellen Messung. Die hier angewendete zustandsselektive Fluoreszenzdetektion erfolgt über eine zeitliche Abfolge verschiedener Laserpulse. Der erste Lichtpuls detektiert die Fluoreszenzphotonen der Atome im angeregten Zustand  $N_e$ . Dies ist einer der zwei Ausgänge des Interferometers.

Nachfolgend werden die Atome im zweiten Ausgang des Interferometers  $N_g$  durch optisches Pumpen in den Zustand  $N_e$  transferiert. Mit einem weiteren Puls wird dann die Fluoreszenz der Summe beider Ausgänge zur Normierung detektiert. Ein letzter Laserpuls dient zur Bestimmung des Hintergrundstreulichts (siehe Kap. 3.4). Der Verlauf des Spannungssignals in Abb. 2.4 deutet auf ein Rauschen des Detektionslasers hin, da die Detektion der Fluoreszenzphotonen für die beiden Interferometer bis auf einen Skalierungsfaktor einen fast identischen zeitlichen Verlauf zeigt. Daraus lässt sich auf einen Frequenzrauschen oder eine Intensitätsänderung des Detektionslasers während des Lichtpulses schließen. Der Messpuls, mit dem der Hintergrund bestimmt wird, zeigt ein nahezu konstantes Signal, wodurch ein mögliches Intensitätsrauschen als Rauschquelle ausscheidet. Die Ergebnisse deuten zu dem darauf hin, dass zusätzlich zum Frequenzrauschen auch eine Frequenzdrift während der Laserpulse vorliegt, die das Ergebnis verfälscht.

Um diesen Störeinflüsse zu minimieren, wurde daher in dieser Arbeit ein neues sehr stabiles Lasersystem mit hoher Ausgangsleistung zur Detektion aufgebaut. Gleichzeitig soll die Frequenzstabilisierung der übrigen Lasersysteme des Atominterferometers auf eine rein elektronische Regelung über eine Messung des optischen Schwebungssignals mit dem neuen Laser realisiert werden. Dadurch wird eine wesentlich höhere Langzeitstabilität der Frequenzkontrolle aller Laser erreicht. Schwebungsmessungen bieten zudem im Vergleich zu den bisherigen Spektroskopietechniken eine deutlich geringere Komplexität und zugleich höhere Stabilität. Im Folgenden wird der neue Laser daher auch als Referenzlaser bezeichnet.

---

# THEORETISCHE GRUNDLAGEN

In diesem Kapitel werden Grundlagen und Prinzipien behandelt, die für die Realisierung und Charakterisierung des Lasersystems benötigt werden. Es wird zunächst auf die Funktionsweise einer Laserdiode sowie auf externe Resonatoren und die spektroskopische Anbindung an eine atomare Referenz eingegangen. Weiterhin wird erläutert, wie die spektralen Eigenschaften des Lasers die Fluoreszenzdetektion, das ein sehr wichtiges Anwendungsgebiet dieses Lasersystem ist, beeinflussen. Zusätzlich wird in einem weiteren Abschnitt die Untersuchung von Linienbreiten über Schwebungsmessungen behandelt.

## 3.1 Diodenlaser mit externen Resonatoren

Diodenlaser bieten eine kompakte, kostengünstige und anwenderfreundliche Alternative zu anderen Lasertypen wie beispielsweise Farbstofflaser. Allerdings existieren bisher nicht für alle Wellenlängenbereiche Laserdioden. Weiterhin weisen diese ein schlechtes, meist elliptisches Strahlprofil und eine hohe spektrale Breite von typischerweise 100 MHz auf. Letztere lässt sich durch die Verwendung eines externen Resonators verringern. Im Laboralltag erweist sich ein Diodenlaser mit externem Resonator (ECDL - **E**xternal **C**avity **D**iode **L**aser) als sehr praktikabel.

### 3.1.1 Grundlagen einer Laserdiode

Für einen Laser werden ein aktives Medium, ein Resonator und eine Pumpe benötigt [21, 22]. Die aktive Zone bei einer Laserdiode, die ein Halbleiterlaser [23] ist, wird durch einen Teil der Halbleiterstrukturen geformt (Abb. 3.1). Das Pumpen erfolgt über das Anlegen eines elektrischen Stromes, wodurch eine Besetzungsinversion entsteht. Im einfachsten Fall wird der Resonator durch die Austrittsfacetten gebildet, die aufgrund des hohen Unterschiedes des Brechungsindex zur Luft

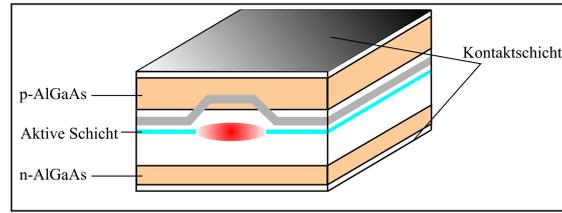


Abbildung 3.1: Darstellung des p-n-Übergangs einer Laserdiode [12]. Die Spannung wird an den Kontaktschichten angelegt.

einen hohen Teil des Lichtes reflektieren. Im unbeschichteten Fall liegt die Reflektivität bereits bei 30 %, was aufgrund der hohen Verstärkung für einen Laserbetrieb ausreicht. Je nach Anwendung können die Endfacetten beschichtet werden, um die Reflektion zu erhöhen oder bei Verwendung eines externen Resonators zu senken. In dem Halbleiter existiert eine kontinuierliche Verteilung der Energiebänder. Nach Erzeugung der Besetzungsinversion rekombinieren Elektronen aus dem Leitungsband mit Fehlstellen im Valenzband, wodurch Photonen entstehen, die emittiert werden. Die kontinuierliche Verteilung der Bandstrukturen führt zu einem Verstärkungsprofil von einigen nm Breite. Die für die stimulierte Emission dieser Photonen nötige Besetzungsinversion zwischen Leitungs- und Valenzband (Abb. 3.2), die in der aktiven Zone zwischen p-dotiertem und n-dotiertem Halbleiter stattfindet, ist im thermischen Gleichgewicht nach

$$N(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_F}{k_B\vartheta}}} \quad (3.1)$$

(Fermi-Dirac) unmöglich. Dabei ist  $N(E)$  die Anzahl der Atome mit Energie  $E$  bei der Temperatur  $\vartheta$ ,  $k_B$  die Boltzmannkonstante und  $E_F$  die Fermienergie. Durch

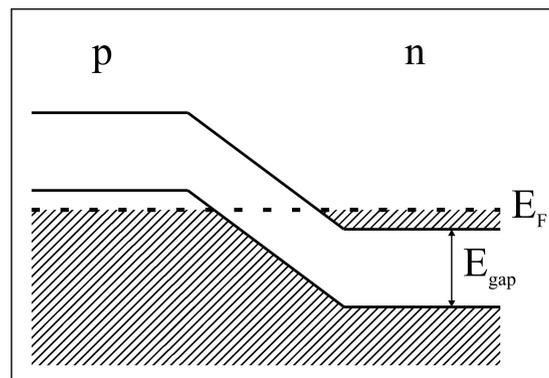


Abbildung 3.2: Darstellung eines p-n-Übergangs ohne äußere Spannung.  $E_F$  bezeichnet die Fermienergie, bis zu der die Zustände besetzt sind, und  $E_{gap}$  die Energie der Bandlücke. Das Leitungsband befindet sich überhalb der Bandlücke, das Valenzband darunter.

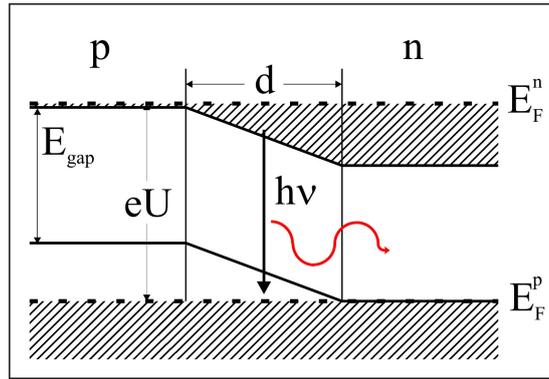


Abbildung 3.3: Darstellung eines p-n-Übergangs mit angelegter Spannung. Die Besetzungsinversion wird in der aktiven Schicht der Dicke  $d$  realisiert. In dieser werden Photonen der Energie  $h\nu$  emittiert.

das Anlegen einer Spannung  $U$  wird ein Ungleichgewicht erzeugt. Das Quasiferminiveau  $E_F^p$  verschiebt sich gegen  $E_F^n$  um  $e \cdot U$ . Dabei muss die Energiedifferenz der beiden Niveaus größer als die Bandlücke  $E_{gap}$  sein

$$E_{gap} < h\nu < E_F^n - E_F^p = e \cdot U \quad (3.2)$$

(Abb. 3.3). Für Halbleiterstrukturen aus GaAlAs liegt die Diodenspannung  $U$  zwischen 1,4 V und 2,4 V [23]. Durch unterschiedliches Dotieren der entsprechenden Halbleiterschichten entstehen Brechungsindexunterschiede, wodurch ein dielektrischer Wellenleiter geformt wird. Durch diesen Einschluss des aktiven Mediums wird eine Polarisationsrichtung unterdrückt, was zu einer linearen Polarisation des austretenden Laserlichtes führt.

Die emittierte Wellenlänge einer Laserdiode lässt sich auf verschiedene Arten beeinflussen. Eine Änderung der Temperatur führt zu einer Längenänderung des Halbleiters und somit des Resonators bzw. des Modenabstandes im Verstärkungsprofil. Der Modenabstand  $\delta\nu$  hängt über die Beziehung

$$\delta\nu = \frac{c}{2nL_{LD}} \quad (3.3)$$

von der Resonatorlänge  $L_{LD}$  ab. Weiterhin bewirkt eine Temperaturänderung eine energetische Änderung des Bandabstandes  $E_{gap}$ , wodurch sich das Verstärkungsprofil ändert. Folglich können Änderungen der Temperatur zum Durchstimmen der Frequenz verwendet werden. Aufgrund der hohen Sensibilität der Laserdiode auf die genannten Prozesse und dem langsamen Regelverhalten stellt sich dies als unpraktikabel heraus, so dass die Temperatur in den meisten Fällen, wie auch in dieser Arbeit, nicht als Regelparameter verwendet und daher konstant gehalten wird. Eine gut handhabbare Möglichkeit der Frequenzkontrolle ist die Manipulation des angelegten Stromes. Dieser beeinflusst die Ladungsträgerdichte im aktiven

Medium, was sich auf den Brechungsindex auswirkt, wodurch sich wiederum eine kontinuierliche Durchstimbarkeit innerhalb gewisser Grenzen ergibt.

Diodenlaser weisen einen hohen differentiellen Wirkungsgrad auf. Oberhalb der Schwelle, ab der stimulierte Emission auftritt, können über 50 % der zugeführten Energie in Lichtleistung umgesetzt werden [23].

### 3.1.2 Laserdioden mit externem Resonator

Die Verwendung eines externen Resonators bietet zwei wichtige Vorteile. Zum einen können die spektralen Eigenschaften verbessert, d.h. die Linienbreite verringert werden und andererseits wird die Möglichkeit geboten, ein wellenlängenselektives Element einzubringen. Zusätzlich kann die Resonatorlänge als Regelparameter zur Frequenzstabilisierung verändert werden.

Bei herkömmlichen Diodenlasern bildet eine verspiegelte Endfacette der Laserdiode zusammen mit einem externen partiell reflektierenden Element, das ein Teil des Lichts in die Laserdiode zurückkoppelt, den Resonator. Die Resonatorlinienbreite

$$\Delta\nu_{Res} = \frac{c}{2L_{Res}} \frac{1-R}{\pi\sqrt{R}} \quad (3.4)$$

sinkt mit steigendem Abstand  $L_{Res}$  der reflektierenden Elemente (Laserdiode und Rückkopplungselement) mit gemittelter Reflektivität  $R$ , die den Resonator bilden, wobei  $c$  die Lichtgeschwindigkeit bezeichnet. Durch eine Erhöhung der Resonatorlänge wird die Linienbreite des Lasers  $\Delta\nu$  verringert, da diese nach dem Schawlow-Townes-Limit [24] proportional zu  $\Delta\nu_{res}$  ist, gemäß der Beziehung

$$\Delta\nu \geq \frac{\pi h\nu \Delta\nu_{Res}^2}{P}, \quad (3.5)$$

wobei  $\nu$  die Frequenz der emittierten Strahlung der Leistung  $P$  ist.

Exemplarisch werden hier zwei verschiedene Umsetzungen externer Resonatoren vorgestellt. Dies ist einerseits das klassische Littrow Design [25], das in vielen atomoptischen Experimenten standartmäßig eingesetzt wird und andererseits eine neue lineare Version mit einem schmalbandigen hochtransmittierenden dielektrischen Interferenzfilter zur Wellenlängenselektion [13, 26, 27]. Bei der ersteren Variante wird ein Gitter eingesetzt, das eine frequenzabhängige Reflektivität besitzt und somit zur Reduktion der Linienbreite und Modenselektion dient (Abb. 3.4). Die  $-1$ . Ordnung des vom Gitter gebeugten Lichts wird in die Diode zurückreflektiert, während die nullte Ordnung ausgekoppelt wird. Gemäß der Beziehung

$$\lambda = 2d \sin \alpha \quad (3.6)$$

wird durch die Gitterkonstante  $d$  und den Einfallswinkel  $\alpha$  zwischen Lot des Gitters und Resonatorachse die Wellenlänge  $\lambda$  des rückgekoppelten Laserlichts festgelegt.

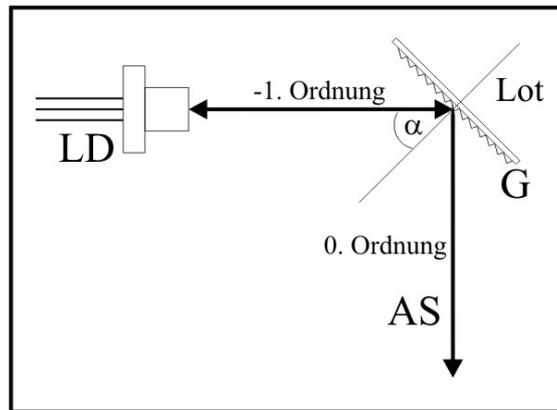


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung eines ECDLs in der Littrow Konfiguration. Die Laserdiode ist mit LD bezeichnet, das Gitter mit G und der ausgekoppelte Strahl mit AS.

Über eine Positionsänderung des Gitters kann die Resonatorlänge geändert und damit der Laser durchgestimmt werden, wodurch allerdings ein Strahlversatz der nullten Ordnung auftritt. Dieser kann zwar durch einen Spiegel nach dem Gitter größtenteils kompensiert werden, dennoch resultieren daraus Probleme bei der Einkopplung des Lichtfeldes in darauf folgende optische Elemente wie z.B. Fasern. Die zweite Variante verteilt die beiden Funktionen des Gitters auf zwei verschiedene Elemente, einen teildurchlässigen Spiegel zur Formung des Resonators und einen dielektrischen Interferenzfilter zur Frequenzselektion (Abb. 3.5). Diese Variante ist, wie im folgenden erläutert wird, bei geeigneter Durchführung intrinsisch deutlich stabiler. Bei einer Resonatorlängenänderung durch eine Verschiebung des Auskoppelspiegels auf der Strahlachse tritt anders als bei der Littrow Konfiguration kein Strahlversatz auf. Weiterhin ist die Rückkopplung leichter zu optimieren, da diese vom wellenlängenselektiven Element getrennt ist. Besonders vorteilhaft ist, dass das Licht im Gegensatz zum Gitter, bei dem möglichst viele Gitterstriche beleuchtet werden sollen, auf den Auskoppler fokussiert werden kann. Damit kann

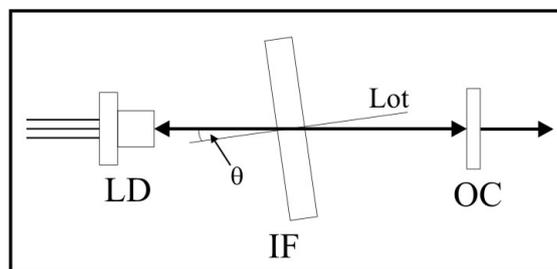


Abbildung 3.5: Schemazeichnung eines ECDLs mit Interferenzfilter. LD bezeichnet die Laserdiode, IF den Interferenzfilter und OC den Auskoppelspiegel.

der Strahldurchmesser auf dem Auskoppelspiegel verkleinert und in der Folge die Stabilität gegenüber Verkippungen des Spiegels erhöht werden.

Der Filter besteht aus einem Substrat, auf das mehrere dielektrische Schichten aufgebracht wurden, die mittels Interferenz eine Wellenlängenselektion erzielen. Realisiert wird ein Bandpassfilter mit einer Transmission von ca. 0 % und einer Breite von  $> 200$  nm, in dem sich scharfe Transmissionspeaks mit einer Transmission von  $> 95$  % und einer vollen Halbwertsbreite von 0,3 nm befinden (siehe auch Kap. 4.1.2). Durch geänderte Zusammensetzungen der dielektrischen Schichten können Interferenzfilter, die verschiedene Wellenlängen  $\lambda_{max}$  transmittieren, konstruiert werden.

Zur optischen Charakterisierung kann der Filter als Fabry-Perot-Etalon mit einem effektiven Brechungsindex  $n_{eff}$  betrachtet werden, über dessen Verkippung  $\Theta$  des Lots zur Resonatorachse die Wellenlänge

$$\lambda = \lambda_{max} \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \Theta}{n_{eff}^2}} \quad (3.7)$$

eingestellt werden kann. Für einen Winkel  $\Theta = 0$  transmittiert der Interferenzfilter die Wellenlänge  $\lambda_{max}$ . Dabei ist die Empfindlichkeit des wellenlängenselektiven Elements gegenüber einer Winkeländerung mit  $d\lambda/d\Theta \approx -23$  pm/mrad verglichen mit der Sensitivität des Gitters im Littrow Aufbau 60 mal kleiner [13].

Ein weiteres Stabilitätskriterium bei der Benutzung eines Diodenlasers ist die Sensitivität auf eine Fehlstellung des partiell reflektierenden Elements, das anhand der Rückkopplung  $F$  beschrieben werden kann. Diese ist gegeben durch ein Überlappungsintegral des einfallenden Feldes  $E_{ein}$  und des reflektierten Feldes  $E_{re}$  an der Position  $z = z_{OC}$  des Auskopplers mit der Reflektivität  $R$  zu

$$F = \frac{1}{R} \left( \int \int E_{ein}^* E_{re} dx dy \right)^2. \quad (3.8)$$

Im Weiteren wird mit der Reflektivität  $R$  normiert. Für eine Verkippung  $\alpha$  des Spiegels ergibt sich mit dem  $1/e^2$  Radius  $w_0$  des Strahls

$$F = \exp \left[ - \left( \frac{\alpha \pi w_0}{\lambda} \right)^2 \right] \quad (3.9)$$

und für die Näherung eines kleinen Winkels

$$\left. \frac{\partial^2 F}{\partial \alpha^2} \right|_{\alpha \rightarrow 0} = \frac{2\pi^2 w_0^2}{\lambda^2}. \quad (3.10)$$

Eine Verschiebung des Rückkopplungselements auf der Resonatorachse um  $\delta$  führt zu einem Krümmungsradius des reflektierten Strahls von  $r = 2\delta + z_R^2/(2\delta)$  und

einem  $1/e^2$  Radius  $w = w_0 \sqrt{1 + (z_R/(2\delta))^2}$  mit der Rayleighlänge  $z_R = \pi w_0^2/\lambda$ . Dadurch ergibt sich die Rückkopplung zu

$$F = \left(1 + \frac{\delta^2 \lambda^2}{\pi^2 w_0^4}\right) \quad (3.11)$$

und im genäherten Fall für eine kleine Verschiebung folgt daraus

$$\left. \frac{\partial^2 F}{\partial \delta^2} \right|_{\delta \rightarrow 0} = -\frac{2\lambda^2}{\pi^2 w_0^4}. \quad (3.12)$$

Damit lässt sich die Sensitivität gegenüber einer Fehljustage des Rückkopplungselements allein auf die Strahltaile  $w_0$  auf dem Auskoppelspiegel zurückführen. Da Verkippung und Verschiebung entgegengesetzt proportional von  $w_0$  abhängen, muss ein Kompromiss gewählt werden. Für die Wahl  $w_0 \approx 10 \mu\text{m}$  entsteht beispielsweise eine Verringerung der Rückkopplung um 10 % durch eine Verkippung von  $\alpha = 9 \text{ mrad}$  bzw. eine Verschiebung um  $\delta = 0,1 \text{ mm}$ . Bei Verwendung des Littrow Designs wird typischerweise mit dem  $1/e^2$  Radius  $w_0 = 1 \text{ mm}$  gearbeitet, wofür sich die Werte  $\alpha = 100 \mu\text{rad}$  und  $\delta = 1 \text{ m}$  ergeben. Die Sensitivität gegenüber einer Verkippung kann also um eine Größenordnung verringert werden, wobei sich die gegenüber einer Verschiebung erhöht, aber in einem vertretbaren Rahmen bleibt<sup>1</sup>.

Aufgrund der dargelegten intrinsischen Vorteile wurde das lineare Design für den Aufbau des neuen Lasersystems verwendet (Kap. 4.1.1).

## 3.2 Optische Verstärkung

Laserdioden, wie in Abschnitt 3.1.1 beschrieben, liefern eine Ausgangsleistung im Bereich von 100 mW, die bei Verwendung eines externen Resonators durch die Rückkopplung je nach Reflektivität sinkt. Werden höhere Leistungen benötigt, kann das Licht einer Laserdiode verstärkt werden. Hierzu können ebenfalls Halbleiterchips, die sogenannten Tapered Amplifier (TA) verwendet werden.

Bei einem TA wird die Besetzungsinversion wie bei anderen Laserdiode auch durch einen Strom erzeugt. Auch hier bewirkt die Rekombination von Elektronen und Löchern die Emission von Photonen. Das Verstärkungsprofil ist dabei einige 10 nm breit. Die Geometrie eines TAs hingegen unterscheidet sich stark von herkömmlichen Laserdioden und kann in zwei Abschnitte eingeteilt werden (siehe Abb. 3.6). Hinter der Einkoppelfacetten befindet sich ein  $3\text{-}7 \mu\text{m}$  breiter und einige  $100 \mu\text{m}$  langer Wellenleiter, der eine hohe transversale Modenselektion besitzt. Hier findet

<sup>1</sup>Die maximale angegebene Auslenkung für den in Kap. 4.1.1 zur Resonatorlängenänderung verwendeten Piezo beträgt  $16 \mu\text{m}$  für ein Spannungsintervall zwischen  $-30 \text{ V}$  und  $+150 \text{ V}$ . Die tatsächlich Spannungsänderungen liegen in einem Intervall von  $12 \text{ V}$ .

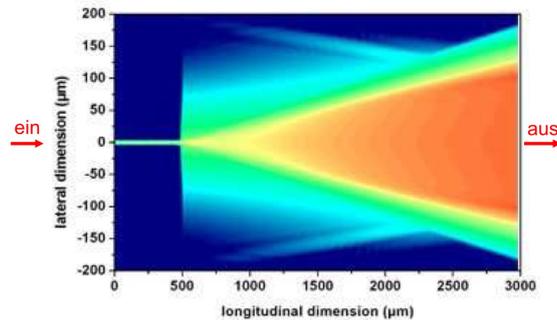


Abbildung 3.6: Darstellung der axialen und vertikalen Leistungsverteilung in einem TA Chip [28]. Links befindet sich die Einkoppelfacetten, rechts die Austrittsfacetten.

eine Vorverstärkung statt. Der zweite Abschnitt ist die keilförmige Tapered Gain Region, die in der 100-250  $\mu\text{m}$  breiten Austrittsfacetten endet. Durch den Keilaufbau wird die Leistung auf einen größeren Raum verteilt, was eine Zerstörung der Austrittsfacetten durch thermische Leistungsüberhöhung verhindert.

Die Reflektivität sowohl an der Ein- als auch an der Auskoppelfacetten der Diode kann je nach Anwendung angepasst werden. Hier kann zwischen drei gängigen Beschichtungskombinationen für verschiedene Laserkonfigurationen unterschieden werden. Eine Anwendungsmöglichkeit ist die Verwendung als selbständiger Laserchip, wofür Ein- und Austrittsfacetten eine erhöhte Reflektivität aufweisen müssen, um einen Resonator zu formen. Andererseits kann ein TA auch als reiner Verstärker für einen Injektionslaser verwendet werden. Beide Facetten werden in diesem Fall antireflexbeschichtet, so dass keine parasitären Resonatoren entstehen. Der Injektionslaser wird hierbei in die Eintrittsfacetten eingekoppelt, räumt die Besetzungsinversion im TA ab und führt somit zu einer stimulierten Emission. Dadurch übernimmt das emittierte Laserlicht die Frequenz und die Linienbreite des injizierten Lichts. Diese Konfiguration wird als MOPA Aufbau bezeichnet (**M**aster **O**scillator **P**ower **A**mplifier). Eine dritte Möglichkeit ist, nur die Einkoppelfacetten mit einer Antireflexbeschichtung und die Auskoppelfacetten mit einer Beschichtung geringer Reflektivität zu versehen. Das aufgrund spontaner Emission aus der rückwärtigen Facetten austretende Licht kann dann in den TA zurückreflektiert werden, so dass sich dieser selbst injiziert. Der Resonator bildet sich dann zwischen Austrittsfacetten und reflektierendem Element aus (siehe Kap. 4.23). In den beiden zuletzt genannten Konfigurationen können gute spektrale Eigenschaften erzielt werden. Aufgrund der Geometrie in einem TA gestaltet sich die Kollimation des Strahls schwieriger als bei einer Laserdiode. Tapered Amplifier bieten jedoch eine sehr praktikable Möglichkeit hohe Laserleistungen von mehr als 1 W zu erzeugen. Beschrieben wird der Aufbau eines MOPAs in Kap. 4.19.

### 3.3 Frequenzstabilisierung

Wie in Kap. 3.1.2 beschrieben, bietet die das vorgestellte Konzept eines linearen externen Resonators mit einem teilreflektiven Katzenauge und einem Interferenzfilter eine solide Grundlage zur Verbesserung der spektralen Eigenschaften im Vergleich zum alten Laserdesign im Littrow Aufbau. Um möglichst eine präzise Einstellung der Frequenz und hohe Frequenzstabilität zu erreichen, sind darüber hinaus weitere Kontroll- und Regelmaßnahmen der spektralen Lasereigenschaften erforderlich. Sie umfassen die Resonatorlänge, den Diodenstrom, die Verkippung des Interferenzfilters und die Diodentemperatur. Zur Frequenzstabilisierung des Lasers bietet sich neben Resonatoren hoher Finesse [29, 30] die Spektroskopie atomarer Übergänge [31, 32] an, wie sie beim CASI Experiment verwendet wird. Deren Grundlagen werden zunächst anhand der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie erklärt. Als eine Variante davon wird die Modulationstransferspektroskopie (MTS)[33] vorgestellt, die als Stabilisierung für den neuen Referenzlaser gewählt wurde, sowie ein Einblick in die Signalverarbeitung gegeben.

#### 3.3.1 Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie

In Abb. 3.7 ist ein schematischer Aufbau der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie dargestellt. Diese bietet die Möglichkeit, innerhalb eines gewissen Frequenzbereiches die atomaren Übergänge einer Probe aufzulösen wie beispielsweise in Abb. 3.8 die  $D_2$ -Linie von Rb, bei der die Frequenz des Lasers mit Hilfe der Resonatorlänge über die atomare Resonanz verstimmt und die Intensität des absorbierten Lichts als Funktion der Frequenz aufgenommen wurde. Dabei umgeht das Prinzip der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie das Problem des durch die endliche Geschwindigkeit der Atome verbreiterten Spektrums. Die Geschwindigkeitsklassen der Atome in der Rb-Zelle unterliegen einer Maxwellverteilung, was zu einer Dichte  $n_i(v_z)$  der Zustände  $|i\rangle$  führt, von denen  $N_i$  mit der Geschwindigkeit  $v_z$ , mit der Atommasse  $m$ , der Temperatur  $\vartheta$  und der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit

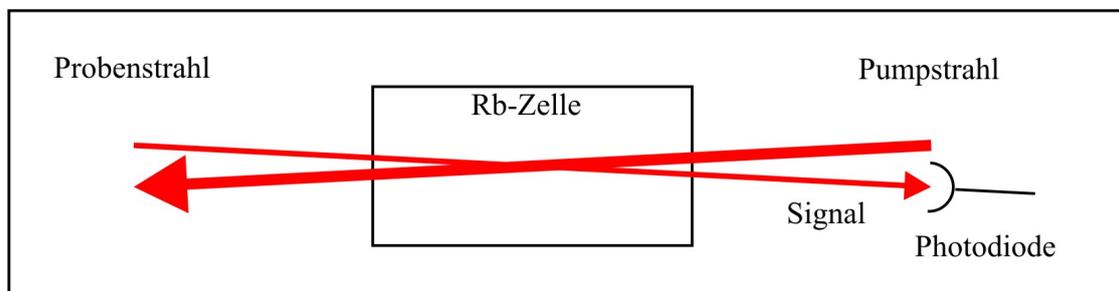


Abbildung 3.7: Darstellung des optischen Aufbaus zur dopplerfreien Sättigungsspektroskopie. Der gegenläufigen Pump- und Probenstrahlen kreuzen sich in der Rb-Zelle.

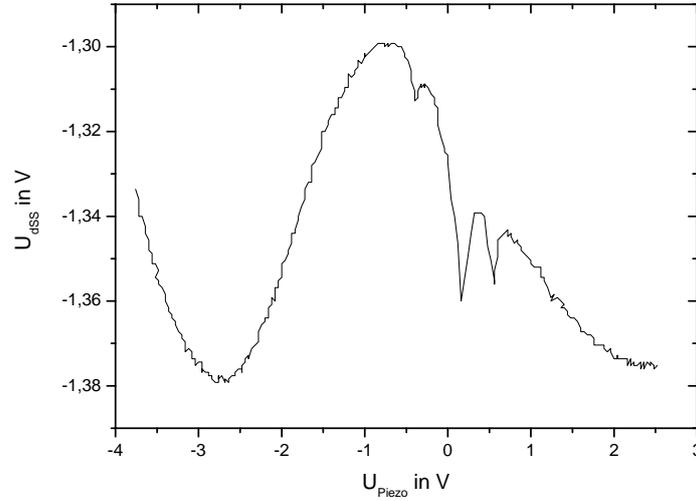


Abbildung 3.8: Dopplerfrei aufgelöste D<sub>2</sub>-Linie von Rb. Der Piezo scannt über den  $|F = 2\rangle \rightarrow |F'\rangle$  Übergang von  $^{87}\text{Rb}$ . Dabei bezeichnet  $U_{dSS}$  das DC Signal der Photodiodelektronik und  $U_{Piezo}$  die Spannung am Piezo, beide abzüglich eines Offsets. Das Bild wurde mit einem Oszilloskop des Typs [Tektronix TDS 1012] aufgenommen.

$v_w = (2k_B\vartheta/m)^{1/2}$  im Intervall  $dv_z$  vorliegen

$$n_i(v_z)dv_z = \frac{N_i}{v_w\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{v_z}{v_w}\right)^2}. \quad (3.13)$$

Diese Gaussverteilung der Zustände führt zu einer Gaussverteilung der absorbierten Intensität

$$I(\omega) = I(\omega_0) e^{-\left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0 v_w/c}\right)^2} \quad (3.14)$$

für die Laserfrequenz  $\omega$  und die Frequenz  $\omega_0$  des atomaren Übergangs. Deren Halbwertsbreite berechnet sich zu

$$\delta w_D = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{8k_B\vartheta \ln 2}{m}}. \quad (3.15)$$

Die natürliche Linienbreite von einigen MHz erscheint dann auf mehrere 100 MHz bis in den GHz Bereich verbreitert. Dieses Problem kann umgangen werden, in dem durch einen starken Pumpstrahl die Atome vom Grundzustand  $|g\rangle$  in den Zustand  $|e\rangle$  angeregt werden und ein schwächerer gegenläufiger Probenstrahl die Intensitätsänderungen abfragt (Abb. 3.7). Als Folge dieser Anordnung wechselwirken sowohl Pump- als auch Probenstrahl mit der Geschwindigkeitsklasse  $v_z = 0$  parallel zur Ausbreitung der Strahlen. In der Nähe einer Resonanz wird das Pumplicht absorbiert und regt die Atome in den Zustand  $|e\rangle$  an, so dass weniger Probenlicht

absorbiert wird. Dieses detektierte Signal wird Lambdib genannt. Ein anderes Phänomen, das genau in der Mitte des Frequenzabstandes zwischen zwei Lambdibs mit den angeregten Zuständen  $|e1\rangle$  und  $|e2\rangle$  beobachtet werden kann, wird als Crossover bezeichnet. Pump- und Probenstrahl mit Wellenvektor  $\pm k$  wechselwirken mit einem Grundzustand  $|g\rangle$  der Geschwindigkeitsklasse  $v_z$ . Durch die Dopplerverschiebung  $\pm kv_z$  ist der Pumpstrahl resonant zu dem Übergang  $|g\rangle \rightarrow |e1\rangle$  und der Probenstrahl zu  $|g\rangle \rightarrow |e2\rangle$  der gleichen Geschwindigkeitsklasse. Pump- und Probenfeld wechselwirken mit unterschiedlichen Übergängen. Das gemeinsame Grundniveau  $|g\rangle$  beider Resonanzen wird durch den Pumpstrahl entvölkert, so dass die Absorption des Probenstrahls reduziert wird, da für den  $|g\rangle \rightarrow |e2\rangle$  Prozess weniger Atome zu Verfügung stehen [21].

Die Breite der Lambdibs ist eine Faltung von Stoßverbreiterung, Laserbreite und atomarer Linienbreite, die im Falle der D<sub>2</sub>-Linie einige MHz beträgt. Deshalb sind Verfahren, die auf der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie beruhen, besonders zur Laserstabilisierung geeignet.

### 3.3.2 Frequenzmodulation und Lock-In-Technik

Bisher wurde für die Laserstabilisierung die Frequenzstabilisierung auf eine atomare Resonanz mit Hilfe der Lock-In-Technik verwendet. Daher soll hier kurz auf diese eingegangen werden. Bei dieser Methode wird die Frequenz des Probestrahls z.B. durch einen akustooptischen Modulator (AOM) moduliert und die Intensitätsmodulation des Probestrahls elektronisch demoduliert. Das resultierende Signal dient als Fehlersignal.

Der optische Aufbau der Lock-In-Technik ist analog zu Abb. 3.7. Durch eine zusätzliche Modulation mit der Frequenz  $\Omega$  werden dem Probenstrahl Seitenbänder aufgeprägt. In der Nähe eines atomaren Übergangs wird das Licht in den Seitenbänder unterschiedlich stark absorbiert. In dem Schwebungssignal zwischen Seitenband und Träger sind demzufolge Informationen über die Absorption in der spektroskopierten Probe enthalten. Gleichzeitig hat dieses Signal auch einen Dispersionsanteil, der auf den bei der Wechselwirkung mit der Probe entstehenden Unterschied in der Phasenverschiebung des Trägers gegenüber der mittleren Phasenverschiebung der Seitenbänder zurückzuführen ist. Durch eine Demodulation mit der Modulationsfrequenz  $\Omega$  und eine vorhergehende Phasenanpassung ergibt sich ein Fehlersignal mit einem absorptiven und einem dispersiven Anteil (siehe Kap. 3.3.4).

Für die Wahl  $\Omega < 0,1 \cdot \Delta\nu$ , wobei  $\Delta\nu$  die volle Halbwertsbreite der dopplerfreien Absorptionslinie angibt, zeigt sich nach der Demodulation ein starkes Fehlersignal proportional zur Ableitung der Absorption. In diesem Fall spricht man von der Lock-In-Technik. Werden Frequenzen  $\Omega$  zur Modulation verwendet, die deutlich größer sind als die Linienbreite des spektroskopierten Übergangs, werden die Anteile des Fehlersignals direkt proportional zur Absorption bzw. Dispersion. Dies wird Frequenzmodulationsspektroskopie genannt [34].

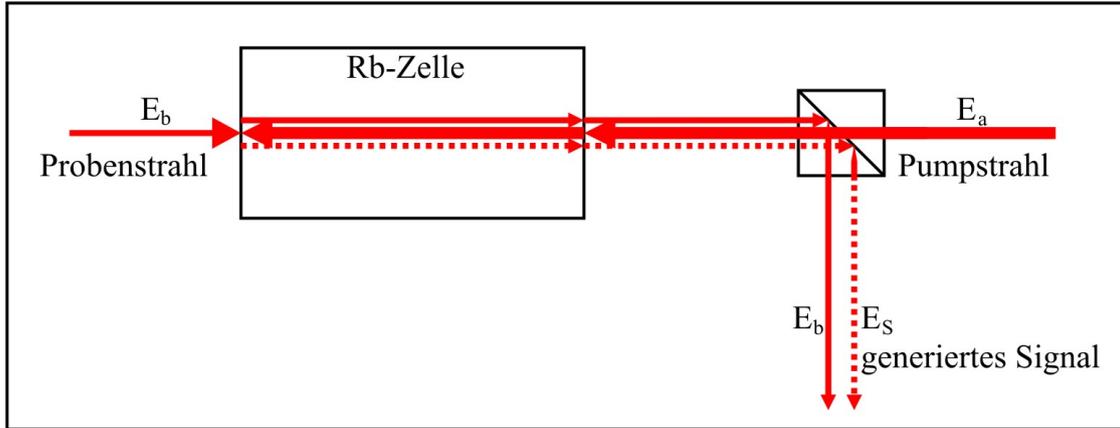


Abbildung 3.9: Verlauf von Pump- ( $E_a$ ) und Probenstrahl ( $E_b$ ) sowie des Signals ( $E_s$ ) bei der MTS. Zur Verdeutlichung sind diese nebeneinander statt übereinander eingezeichnet.

### 3.3.3 Modulationstransferspektroskopie

Die Modulationstransferspektroskopie dient im vorliegenden Aufbau zur Stabilisierung des Lasers auf eine atomare Resonanz mit möglichst hoher Regelungsbandbreite. Auch hier wird das Licht, das für die Spektroskopie verwendet wird, in einen starken Pumpstrahl  $E_a$  und einen schwachen Probenstrahl  $E_b$  aufgeteilt. Der Pumpstrahl wird mit einem elektrooptischen Modulator (EOM) phasenmoduliert, wodurch Seitenbänder bei der Frequenz  $\pm\Omega$  entstehen, und der Probenstrahl wird zusätzlich mit einem AOM um eine feste Frequenz  $\Delta$  verschoben. Durch den Frequenzunterschied zwischen Pump- und Probenstrahl werden Interferenzeffekte verhindert, die einen instabilen kohärenten Hintergrund bewirken könnten [33]. Beide Strahlen werden in einer Spektroskopiezelle gegenläufig überlagert (Abb. 3.9). Die Phasenmodulation des Pumpstrahls bewirkt durch einen Prozess der fast entarteten Vierwellenmischung aufgrund der Wechselwirkung der Lichtfelder mit den Atomen die Entstehung eines zusätzlichen Feldes  $E_s$  [33]. Die Schwebung zwischen den Lichtfeldern  $E_b$  und  $E_s$  enthält die Spektroskopieinformationen.

Nun folgt eine detailliertere Beschreibung der entsprechenden Prozesse. Die Generierung des Signals  $\vec{E}_s$  kann als  $\chi^{(3)}$ -Prozess beschrieben werden. Dieser liefert im Gleichgewichtszustand einen Zusammenhang zwischen dem dielektrischen Polarisationsdichtenvektor  $\vec{P}_s(\omega_s)$ , der entstehenden Frequenz  $\omega_s$ , den einfallenden Lichtfeldern  $\vec{E}_{1,2,3}(\omega_{1,2,3})$  und deren Frequenzen  $\omega_{1,2,3}$

$$P_{s,i}(\omega_s) = \sum_{jkl} \chi_{ijkl}^{(3)}(\omega_s, \omega_1, \omega_2, \omega_3) E_{1,j}(\omega_1) E_{2,k}(\omega_2) E_{3,l}(\omega_3) \quad (3.16)$$

mit Berücksichtigung der Energieerhaltung (siehe Abb. 3.10)

$$\omega_1 - \omega_2 + \omega_3 - \omega_s = 0. \quad (3.17)$$

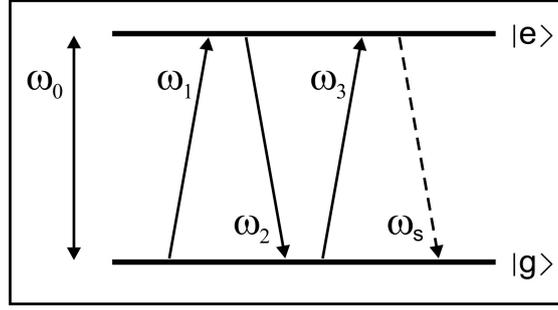


Abbildung 3.10: Wechselwirkung der Lichtfelder und der Atome in einem Zweiniveausystem. Mit  $\hbar\omega_0$  ist der Energieabstand zwischen Grundzustand  $|g\rangle$  und angeregtem Zustand  $|e\rangle$  gegeben. Die Laserfrequenzen ohne Berücksichtigung des Dopplereffektes sind mit  $\omega_{1,2,3}$  bezeichnet und die Frequenz des generierten Signals mit  $\omega_s$ .

Dabei bezeichnet für die Betrachtung der MTS  $E_3$  das Probenfeld  $E_a$  sowie  $E_1$  und  $E_2$  zwei durch die Modulation entstandene Seitenbänder des Pumpfeldes. Allgemeiner gesagt, muss die Bewegungsgleichung für die Dichtematrix  $\rho$  mit dem Hamiltonoperator  $H_0$  des Systems und dem Wechselwirkungsoperator  $H' = -\vec{\mu} \cdot \vec{E}$ , der über den Dipolmomentoperator  $\mu$  den Einfluss der Strahlungsfelder  $\vec{E}$  beschreibt,

$$i\hbar\rho = [H_0 + H', \rho] \quad (3.18)$$

gelöst werden. Über den Zusammenhang

$$P_{s,i} = \text{Tr}[\mu_i \rho] \quad (3.19)$$

kann dann  $P_s$  berechnet werden. Das optische Signal  $\vec{E}_s$  ist dann eine Lösung der inhomogenen Wellengleichung mit dem Brechungsindex  $n_s$  und der Lichtgeschwindigkeit  $c$  [35]

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E}_s + \frac{n_s^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}_s = -\frac{4\pi n_s^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}_s. \quad (3.20)$$

Damit der beschriebene Prozess stattfinden kann, müssen bestimmte Resonanzbedingungen erfüllt werden. Betrachtet wird im Folgenden ein Zweiniveausystem dargestellt in Abb. 3.10. In der Spektroskopiezelle befinden sich die Atome der Geschwindigkeitsklasse  $v$  zunächst im Grundzustand  $|g\rangle$  und können durch Absorption eines Photons der Energie  $\hbar\omega_0$  in den angeregten Zustand  $|e\rangle$  gelangen, wobei  $\omega_0$  die atomare Übergangsfrequenz bezeichnet. Der Pumpstrahl habe durch die Modulation Seitenbänder mit den Frequenzen  $\omega_1$  und  $\omega_2$ , die durch den Dopplereffekt um  $kv$  verschoben sind, und der Probenstrahl die Frequenz  $\omega_3$  mit der Dopplerverschiebung  $-kv$ , wobei  $k$  den Wellenvektor des Lichtfeldes bezeichnet. Nach der Energieerhaltung dargestellt in Abb. 3.10 ergibt sich

$$\omega_s = \omega_1 - \omega_2 + \omega_3 \quad (3.21)$$

sowie die Gleichungen

$$\omega_1 + kv = \omega_0 \quad (3.22)$$

$$\omega_1 + kv - (\omega_2 + kv) + (\omega_3 - kv) = \omega_0, \quad (3.23)$$

aus denen folgt, dass dopplerfreie Resonanzen für

$$2\omega_1 - \omega_2 + \omega_3 = 2\omega_0 \quad (3.24)$$

vorliegen [33].

Der Pumpstrahl mit dem Modulationsindex  $M$ , der Amplitude  $E_{a,0}$ , der Laserfrequenz  $\omega$ , dem Wellenvektor  $k$  und der Phase  $\phi$  ist ein elektromagnetisches Feld von der Form

$$E_a = \frac{1}{2} E_{a,0} e^{i[\omega t + M \sin \Omega t + kz + \phi]} + c.c. \quad (3.25)$$

oder umgeschrieben in die Fourierkomponenten mit den Besselfunktionen  $n$ -ter Ordnung  $J_n$

$$E_a = \frac{1}{2} E_{a,0} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(M) e^{i[(\omega + n\Omega)t + kz + \phi]} + c.c. \quad (3.26)$$

Der gegenläufige Probenstrahl wird beschrieben durch

$$E_b = \frac{1}{2} E_{b,0} e^{i[(\omega + \Delta)t - kz]} + c.c. \quad (3.27)$$

wobei  $E_{b,0}$  die Amplitude bezeichnet. Durch die Wechselwirkung der Lichtfelder mit den Atomen ergibt sich das elektromagnetische Feld  $E_s$ , das Seitenbänder bei allen harmonischen Frequenzen  $\omega + \Delta + p\Omega$  mit  $p = 1, 2, 3, \dots$  aufweist und eine komplexe Amplitude  $E_{s,0}(p)$  besitzt

$$E_s \propto \frac{1}{2} \sum_p E_{s,0}(p) e^{i[(\omega + \Delta + p\Omega)t - kz]} + c.c. \quad (3.28)$$

Damit ergeben zwei willkürliche Fourierkomponenten  $n_m$  und  $n_n$  des Pumpfeldes  $E_a$  (siehe Glg. 3.26) zwei neu emittierte Felder bei den Frequenzen  $\omega + \Delta \pm (n_m - n_n)\Omega$ , woraus durch Interferenz des Probenstrahl  $E_b$  mit diesen Seitenbändern ein heterodynes Schwegungssignal bei  $|n_m - n_n| \cdot \Omega$  entsteht. Aus Gleichung 3.24 folgt, dass dopplerfreie Resonanzen bei der Laserfrequenz

$$\omega = \omega_0 - \frac{\Delta}{2} \pm \frac{(2n_m - n_n)\Omega}{2} \quad (3.29)$$

vorliegen.

Die Intensität  $I_{PD} = |E_b + E_s|^2$  des Schwegungssignals, die von einer Photodiode detektiert wird, berechnet sich aus der Interferenz der Laserfelder  $E_b$  und  $E_s$ ,

der Dopplerbreite  $kv$ , der Besetzungsdichte  $N_l$  des Energieniveaus  $l = e, g$ , dem komplexen elektrischen Dipolmatrixelement  $\mu$  und der Wechselwirkungslänge  $L$  zu

$$I(n_m, n_n) = \frac{\hbar\omega L \sqrt{\pi}}{16 kv} (N_g - N_e) \frac{|\mu^4 E_{s,0}^2 E_{b,0}^2|}{\hbar^4} \cdot J_{n_m}(M) J_{n_n}(M) S(n_m, n_n) e^{i(n_m - n_n)\Omega t} + c.c., \quad (3.30)$$

wobei  $S(n_m, n_n)$  mit  $\nu = \omega - \omega_0 + \Delta/2$  die komplexe Linienform

$$S(n_m, n_n) = \sum_{l=g,e} \frac{C_l}{\gamma_l + i(n_m - n_n)\Omega} \cdot \left[ \frac{1}{\gamma + i[\nu + (n_m - n_n/2)\Omega]} + \frac{1}{\gamma - i[\nu + (n_n - n_m/2)\Omega]} \right] \quad (3.31)$$

bezeichnet. Dabei ist  $\gamma_l$  die Zerfallsrate des Zustands  $l$ ,  $\gamma$  die optische Dipolzerfallsrate,  $\omega_0$  die Übergangsfrequenz und  $C_l$  ein geometrischer Koeffizient, der von den Drehmomenten und den einfallenden Polarisierungen abhängt. Allgemeiner kann dies für eine Modulation bei der Frequenz  $p\Omega$  als

$$S(p\Omega) = \sum_n J_n(M) J_{n-p}(M) S(n, n-p) \quad (3.32)$$

geschrieben werden. Wird der Modulationsindex  $M$  kleiner als  $1/2$  gewählt, tragen  $J_0$  und  $J_{\pm 1}$  den weitaus größten Anteil zum Signal bei, so dass höhere Ordnungen der Besselfunktion vernachlässigt werden können. Speziell für den vorliegenden Fall  $|n_m - n_n| = \Omega$  ergibt sich damit die Linienform [36]

$$S(\Omega) \approx J_0(M) J_1(M) \sum_{l=g,e} \frac{C_l}{\gamma_l + i\Omega} \cdot \left[ \frac{1}{\gamma + i(\nu + \Omega)} + \frac{1}{\gamma - i(\nu - \Omega/2)} - \frac{1}{\gamma + i(\nu + \Omega/2)} - \frac{1}{\gamma - i(\nu - \Omega)} \right]. \quad (3.33)$$

Das Signal hat immer eine ungerade Symmetrie bezogen auf die Linienmitte für  $\nu = 0$ . Dieses hat näherungsweise die Form eines Trägers mit zwei Seitenbändern

$$E_{PD} = E_0 T_0 e^{-i\phi_0} e^{i(\omega+\Delta)t} - T_{-1} e^{-i\phi_{-1}} \frac{M}{2} e^{i(\omega-\Omega)t} + T_{+1} e^{-i\phi_{+1}} \frac{M}{2} e^{i(\omega+\Omega)t} + c.c., \quad (3.34)$$

wobei  $T_j = e^{-d_j}$  der frequenzabhängige Brechungsindex mit der Dämpfung  $d_j$  und  $\phi_j$  ( $j = -1, 0, +1$ ) die ebenfalls frequenzabhängige Phasenverschiebung ist. Es ergibt sich eine Schwebung aus Träger und Seitenband mit der Intensität  $I_{PD} = |E_{PD}|^2$ , die von einer Photodiode detektiert wird.

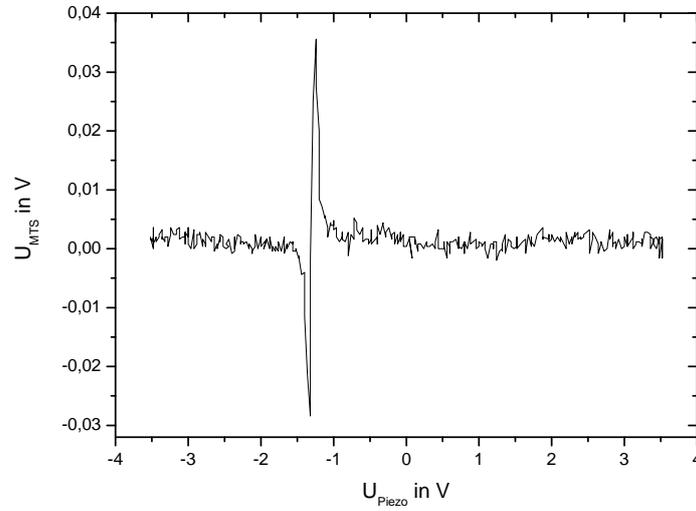


Abbildung 3.11: Signal der MTS. Der Piezo scannt über den  $|F = 2\rangle \rightarrow |F'\rangle$  Übergang von  $^{87}\text{Rb}$ . Dabei bezeichnet  $U_{MTS}$  das AC Signal der Photodiodelektronik und  $U_{Piezo}$  die Spannung am Piezo, beide abzüglich eines Offsets. Das Bild wurde mit einem Oszilloskop des Typs [Tektronix TDS 1012] aufgenommen. Vgl. Abb. 3.8.

### 3.3.4 Elektronische Signalverarbeitung

Nachdem das Signal heruntergemischt wurde, ergibt sich ein Fehlersignal mit steiler Flanke (Abb. 3.11) beim Nulldurchgang des Signals. Dieser Vorgang wird nun genauer erläutert.

Die Intensität  $I_{PD}$  der Schwebung wird mit einer Photodiode detektiert, in eine Spannung umgewandelt, mit der Frequenz  $\Omega$  demoduliert und an einen Regler weitergeleitet (siehe Kap. 3, Abb. 4.15), der die Laserfrequenz kontrolliert. Man kann die Terme quadratischer Ordnung für  $M \ll 1$  aus Glg. 3.34 vernachlässigen [34] und es ergibt sich mit  $|d_0 - d_{\pm 1}| \ll 1$  und  $|\phi_0 - \phi_{\pm 1}| \ll 1$

$$I_{PD}(t) \propto T_0^2 + MT_0^2 \Delta T \cos \Omega t + MT_0^2 \Delta \phi \sin \Omega t. \quad (3.35)$$

Dabei bezeichnet  $\Delta T = T_{-1} - T_{+1}$  die Differenz der Absorptionen in den Seitenbändern und  $\Delta \phi = \phi_{+1} + \phi_{-1} - 2\phi_0$  die relative Phasenverschiebungsdifferenz. Um die Abhängigkeit von der Laserfrequenz herausfiltern zu können, demoduliert man das zu  $I_{PD}(t)$  proportionale Spannungssignal  $U_{PD}(t)$  über einen Mischer, der das Spannungssignal der Photodiode mit einem um  $\Phi$  phasenverschoben Spannungssignal  $U_{ref}(t) = U_{ref,0} \cos(\Omega t + \Phi)$  mit der Amplitude  $U_{ref,0}$  aus derselben Referenz, mit der auch der Pumpstrahl moduliert wird, multipliziert. Damit erhält man das

Mischungssignal

$$U_{Misch}(t) \propto U_{PD}(t) \cdot U_{ref}(t) \quad (3.36)$$

$$\begin{aligned} &\propto [\Delta T M \cos(\Omega t) + \Delta \phi M \sin(\Omega t)] \cdot \cos(\Omega t + \Phi) \\ &= \frac{M}{2} \Delta T [\cos(\Phi) + \cos(2\Omega t + \Phi)] \\ &\quad - \frac{M}{2} \Delta \phi [\sin(\Phi) - \sin(2\Omega t + \Phi)], \end{aligned} \quad (3.37)$$

dessen  $2\Omega$ -Anteile mit einem Tiefpass herausgefiltert werden können, was zum Ausgangssignal

$$U'_{Misch} \propto M \left( \frac{1}{2} \Delta T \cos \Phi - \frac{1}{2} \Delta \phi \sin \Phi \right) \quad (3.38)$$

führt (Abb. 3.11). Hier kann  $\Delta T$  als absorptiver Anteil des Signals und  $\Delta \phi$  als dispersiver Anteil interpretiert werden [34]. Über Anpassung der Phase  $\Phi$  lässt sich jeweils einer der beiden Anteile des Fehlersignals unterdrücken, was im vorliegenden Fall, bei dem die Modulationsfrequenz ungefähr der Linienbreite des spektroskopierten Übergangs entspricht, zu einem dispersionsähnlichen Fehlersignal führt. Die weitere Verarbeitung des so gewonnenen Signals wird in Kap. 4.2.3 beschrieben.

## 3.4 Fluoreszenzdetektion

Das in dieser Arbeit realisierte Lasersystem soll zur Detektion des atomaren Zustands nach dem Interferometrievorgang eingesetzt werden. Nach der Überlagerung der Atomwolken (siehe Kap. 2.2) liegen die Atome in zwei Zuständen vor, welche selektiv detektiert werden sollen. Das geschieht im vorliegenden Aufbau nicht räumlich aufgelöst sondern in zeitlicher Abfolge. Dabei werden die Fluoreszenzphotonen detektiert, die die Atome nach Einstrahlen des Detektionslaser emittieren. Die Detektion erfolgt in drei Schritten. Zunächst liegen am Ausgang des Interferometers Atome in den Zuständen  $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$  und  $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$  vor. Der erste Nachweisschritt besteht darin, Laserlicht resonant zum Übergang  $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 3\rangle$  Laserlicht einzustrahlen, womit die Anzahl der Atome im Zustand  $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$  detektiert wird. Wird zirkular polarisiertes Licht eingestrahlt, ist dieser Übergang ein geschlossener, was bedeutet, dass die Atome in keine anderen Niveaus zerfallen können. Als nächstes werden die Atome im Zustand  $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$  durch Rückpumperlicht, das zum Übergang  $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 2\rangle$  resonant ist, in den Zustand  $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$  umpumpt. Im Anschluss daran wird das Fluoreszenzlicht aller Atome im diesem Zustand detektiert, wodurch die Gesamtzahl der Atome bekannt ist. Somit wird letztlich das Verhältnis von Atomen im angeregten Zustand  $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$  zur Gesamtzahl der Atome ermittelt, was der Übergangswahrscheinlichkeit entspricht, über das sich nach Glg.

2.1 die im Interferometer vorliegende Phasenverschiebung ermitteln lässt.

Zur Beschreibung der Anzahl erfasster Fluoreszenzphotonen wird zunächst auf das Konzept der Streurrate eingegangen. Die Streurrate  $r$  der Photonen ist bei der Fluoreszenzdetektion durch den Zusammenhang

$$r = \left(\frac{\Gamma}{2}\right) \frac{I/I_{sat}}{1 + 4(\Delta/\Gamma)^2 + I/I_{sat}} \quad (3.39)$$

aus natürlicher Zerfallsrate  $\Gamma$  des angeregten Zustands, der Sättigungsintensität  $I_{sat}$ , der eingestrahlten Intensität  $I$  und ihrer Verstimmung  $\Delta$  zur Resonanz gegeben. Es existieren also zwei Laserparameter, die die Streurrate beeinflussen,  $I$  und  $\Delta$ . Um Störungen zu vermeiden, sollten beide Parameter möglichst konstant bleiben, wozu ein frequenz- und leistungsstabiler Laser benötigt wird. Verwendet man hohe eingestrahlte Intensität  $I \gg I_{sat}$ , vereinfacht sich die obere Gleichung zu

$$r = \frac{\Gamma}{2}, \quad (3.40)$$

wodurch Leistungs- und Frequenzschwankungen im Idealfall irrelevant werden, im realen Aufbau aber zumindest stark verringerte Auswirkungen haben.

Von den Fluoreszenzphotonen kann je nach Aufbau jedoch nur ein Teil nachgewiesen werden, der von dem auf die Photodiode fallenden Anteil  $\epsilon$  und deren Nachweiseffizienz  $\eta$  abhängt. Die Gesamtzahl der Photonen  $n$  bestimmt sich dann aus dem Photodiodensignal  $S$  und einem entsprechenden Kalibrierungsfaktor  $\xi$  zu

$$n = \frac{S \cdot \xi}{\epsilon \cdot \eta}. \quad (3.41)$$

Das Signal  $S$  ist dabei das Spannungssignal  $V$  eines Detektionspulses abzüglich des Hintergrundes  $V_H$  integriert über die Wechselwirkungszeit  $t_w$  zwischen Licht und Atomen

$$S = \int_{t_w} (V - V_H) dt. \quad (3.42)$$

Mit der Streurrate  $r$  ergibt sich die Anzahl  $N$  der Atome zu

$$N = \frac{n}{r \cdot t_w}. \quad (3.43)$$

Zur Bestimmung der Phasendifferenz wird nach Glg. 2.1 das Verhältnis der Anzahl der Atome im Zustand  $|F = 2\rangle$   $N_e \propto S_{F=2}$  und der Gesamtzahl der Atome  $N_{ges} \propto S_{ges}$  benötigt. Wird in beiden Fällen dieselbe Photodiode verwendet, verschwinden  $\epsilon$ ,  $\eta$  und  $\xi$ . Dann ergibt sich, falls  $t_w$  immer gleich ist,

$$\frac{N_e}{N_{ges}} = \frac{S_{F=2} \cdot r_{ges}}{S_{ges} \cdot r_{F=2}} \quad (3.44)$$

für die Streuraten  $r_{ges}$  und  $r_{F=2}$  der beiden Messpulse. Diese hängen nach Glg. 3.39 von der Detektionlaserstabilität ab, wodurch sich die Wahl eines hochstabilen Systems begründet.

### 3.5 Bestimmung der Linienbreiten von Lasern

Laser besitzen endliche Linienbreiten, die durch verschiedenen Rauschprozessen verursacht werden. Die minimale Linienbreite, verursacht durch die spontane Emission, die nicht unterschritten werden kann, ist durch das Schawlow-Townes-Limit gegeben (Glg. 3.5). Relaxationsoszillationen [37] und weitere Rauschbeiträge technischen Ursprungs führen zu einer Verbreiterung. Der Beitrag des weißen Rauschens des Lasers zur Frequenzverteilung des Lasers kann durch eine Lorentzfunktion

$$L(\nu, \gamma) = \frac{\gamma}{\pi(\nu^2 + \gamma^2)} \quad (3.45)$$

angenähert werden. Dies gibt die instantane Linienbreite des Lasers wieder. Ein anderer Anteil ist das Flicker Frequenzrauschen, auch als  $1/f$ -Rauschen bezeichnet, das einer Gaussfunktion

$$G(\nu, \sigma) = \frac{e^{-\nu^2/(2\sigma)^2}}{\sigma\sqrt{2\pi}} \quad (3.46)$$

nahe kommt. Man kann dies als Integration über die zeitliche Variation der instantanen Frequenzverteilung auffassen. Grund für die Schwankungen sind thermische, akustische und mechanische Einflüsse, die zu Verschiebungen der Zentralfrequenz führen. Die Frequenzverteilung eines Laser ist somit eine Kombination aus Gauss- und Lorentzprofil, die als Voigtprofil bezeichnet wird. Dieses ist eine Faltung der Gauss- und Lorentzfunktion mit der Form

$$V(\nu, \sigma, \gamma) = \int G(\bar{\nu}, \sigma)L(\nu - \bar{\nu}, \gamma)d\bar{\nu}. \quad (3.47)$$

Mit Photodioden ist eine direkte Messung wegen einer zu geringe Bandbreite nicht möglich. Eine Möglichkeit zur Messung der Linienbreiten von Lasern ist die Schwebungsmessung zwischen zwei Lasern, die je nach Anwendung zueinander verstimmt sind. Werden die vollen Halbwertsbreiten  $\Delta\nu_{ij}$  der Schwebungssignale dreier Laser gemessen, können die einzelnen Linienbreiten  $\Delta\nu_{1,2,3}$  der drei Laser über das Gleichungssystem

$$\begin{aligned} \Delta\nu_{12}^2 &= \Delta\nu_1^2 + \Delta\nu_2^2 \\ \Delta\nu_{23}^2 &= \Delta\nu_2^2 + \Delta\nu_3^2 \\ \Delta\nu_{31}^2 &= \Delta\nu_3^2 + \Delta\nu_1^2 \end{aligned} \quad (3.48)$$

errechnet werden.

Diese Vorgehensweise wurde in Kap. 4.3.2 angewendet, um die Linienbreiten der untersuchten Laser zu bestimmen.



---

# EXPERIMENTELLE REALISIERUNG

In diesem Kapitel werden der Aufbau des Lasersystems und dessen Eigenschaften beschrieben. Zunächst wird der Referenzlaser mit der dazugehörigen Frequenzstabilisierung vorgestellt und mit ähnlichen Lasersystemen anderer Experimente am Institut für Quantenoptik sowie dem alten Detektionslaser des CASI Experiments verglichen. Im Anschluss daran wird die optische Verstärkung des Referenzlasers beschrieben. Außerdem wird ein alternatives Konzept für einen kompakten Laser mit hoher Ausgangsleistung beschrieben, der am Institut für Quantenoptik entwickelt wurde und in der Publikation [26] veröffentlicht werden wird.

## 4.1 Der Referenzlaser

Der Referenzlaser des Projekts CASI soll eine stabile Referenzfrequenz erzeugen, auf die weitere für das Experiment benötigte Lasersysteme mit Hilfe von Schwebungsmessungen stabilisiert werden sollen. Diese Schwebungen dienen der Bestimmung der Differenzfrequenzen, die durch eine Phasenstabilisierung auf die Frequenz einer stabilen Referenz stabilisiert werden. Diese Technik soll für die Frequenzstabilisierung des Lasersystems für die 3D-MOT verwendet werden. Eine andere Möglichkeit ist die Generierung eines Fehlersignals aus der Differenzfrequenz durch den Einsatz eines Frequenz zu Spannung Konverters, welches anschließend mit einem Regler bestehend aus einem Proportionalteil und Integralteil (PI-Regler) weiterverarbeitet wird („Offsetlock“). Außerdem soll das neue Lasersystem gleichzeitig als Detektionslaser für das Auslesen des Interferenzsignals verwendet werden. Für beide Anwendungen ist es notwendig, ein möglichst stabiles und spektral schmalbandiges System zu realisieren, wie es in der Arbeit von [13] vorgestellt und in [26] weiter analysiert wurde.

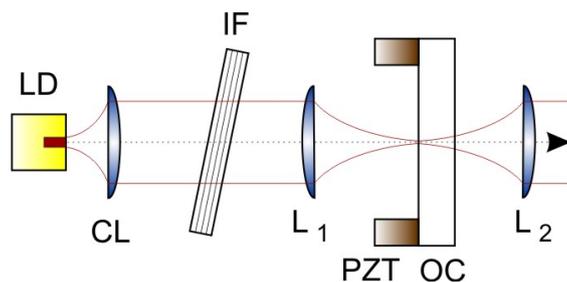


Abbildung 4.1: Schema des Diodenlasers im linearen Design. Das Schema ist in der Strahlrichtung (Pfeil) analog zur Fotografie orientiert. LD bezeichnet die Laserdiode, CL die Kollimationslinse, IF den Interferenzfilter,  $L_1$  und  $L_2$  die Katzenaugenlinsen und OC den am Piezo PZT befestigten Auskoppelspiegel.

#### 4.1.1 Aufbau des Referenzlasers

Die hier vorgestellte Realisierung eines Lasers basiert auf einem linearen Resonator mit einer durch einen dielektrischen Interferenzfilter stabilisierten Wellenlängenselektion (siehe Kap. 3.1.2). In Abb. 4.1 ist eine schematische Darstellung zu sehen und in Abb. 4.3 eine Fotografie des Lasers.

Der Typ der verwendeten Laserdiode ist in [38] angegeben. Eine Schottkydiode, die mit entgegengesetzter Polung parallel geschaltet ist, schützt die Laserdiode vor dem Anlegen einer falschen Polarität. Da das Rauschen eines Stromtreibers massiven Einfluss auf die Linienbreite des Lasers hat, wurden verschiedene Geräte getestet (vgl. Kap. 4.3.2) und der rauschärmste [39] in das realisierte System implementiert.

Der Laserkörper ist aus einem Ceralblock gefräst, um intrinsisch eine hohe ther-

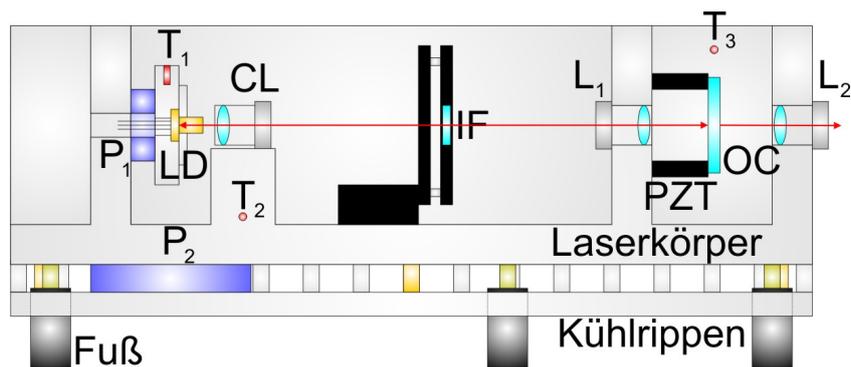


Abbildung 4.2: Seitlicher Querschnitt der Lasers. LD bezeichnet die Laserdiode,  $L_1$  die Kollimationslinse, IF den Interferenzfilter,  $L_2$  und  $L_3$  die Katzenaugenlinsen, OC den am Piezo PZT befestigten Auskoppelspiegel,  $P_1$  und  $P_2$  die Peltierelemente,  $T_2$  und  $T_3$  die Stellen, an denen die 5k NTC Widerstände angebracht sind, und  $T_1$  den Ort des 10k NTCs. Die Darstellung ist nicht maßstabsgetreu.

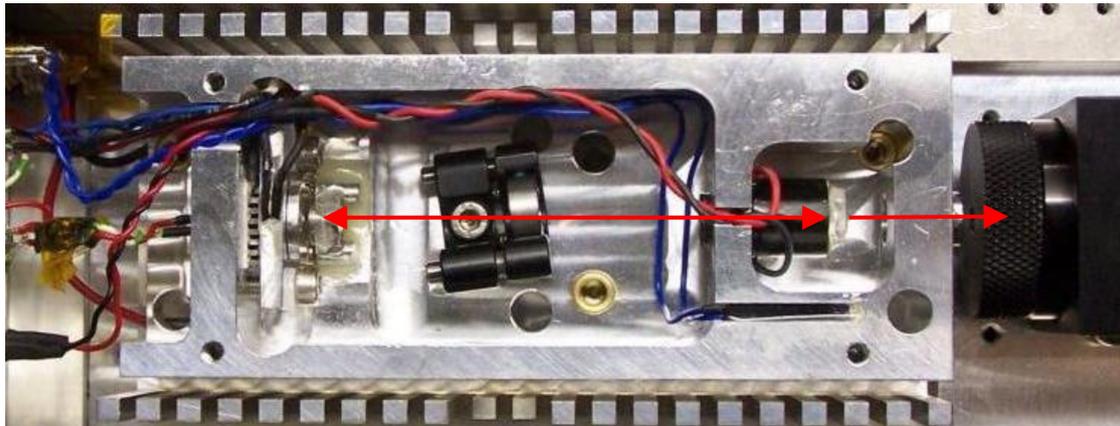


Abbildung 4.3: Fotografie des Referenzlasers. Zu erkennen ist der Certalblock, der oben und unten von den Kühlrippen umgeben ist, an die das Peltier zur Laserkörperstabilisierung seine Wärme abgibt.

mische und mechanische Stabilität zu gewährleisten. Da nach Kap. 3.1.1 die Temperatur einer Laserdiode einen erheblichen Einfluss auf die emittierte Wellenlänge hat, als Regelungsparameter im vorliegenden Fall aber ungeeignet ist (siehe Kap. 3.1.1), wird der Laser in zwei Stufen auf eine konstante Temperatur stabilisiert. Ein  $10\text{ k}\Omega$  NTC Widerstand erfasst die Wärmeentwicklung der Laserdiode. Eine Temperaturregelung [40] hält die Temperatur über ein direkt an der Laserdiode sitzendes Peltierelement bei konstant  $\approx 18^\circ\text{C}$  und kühlt diese gegen den Laserkörper. Dieser wird ebenfalls stabilisiert. Die Temperatur wird hier mit zwei in Reihe geschalteten  $5\text{ k}\Omega$  NTC Widerständen (Abb. 4.2,4.3) überprüft und von einer zweiten Temperaturregelung [40] mit einem weiteren Peltierelement auf  $20^\circ\text{C}$  eingestellt. Dies dient einerseits als Wärmesenke für das Diodenpeltierelement, andererseits wirkt es Resonatorlängenänderungen durch thermische Ausdehnung entgegen. Um die mittlere Temperatur des Resonators zu kontrollieren, ist einer der  $5\text{ k}\Omega$  NTC Widerstände in der Nähe des Auskoppelspiegels und der andere in der Nähe der Laserdiode angebracht (Abb. 4.2,4.3). Die Wärme wird an Kühlrippen abgegeben, die hängend an der Unterseite des Körpers thermisch und elektrisch isoliert gegen den Boden und den Laserkörper angebracht sind und ihre Wärme wiederum durch Konvektion an die Umgebung abgeben.

Gelagert wird der Laser auf drei Füßen aus eloxiertem Aluminium, die den Körper thermisch und elektrisch gegen den Boden isolieren. Die Füße fixieren die Positionierung des Lasers in einer Dreipunktlagerung ähnlich dem Aufbau von Spiegelhaltern und sind höhenverstellbar. So ermöglichen diese eine genaue Anpassung der Strahlachse.

Das stark divergente Licht der Laserdiode wird mit einer asphärischen Linse der Brennweite  $f = 3,1\text{ mm}$  und einer hohen numerischen Apertur (NA) von  $0,68$  kollimiert. Als Auskoppelspiegel für die Realisierung des externen Resonators dient

ein Spiegel mit einer Reflektivität von 30 %. Die Rückseite ist antireflexbeschichtet und mit einem Keil von 30' versehen, um die Entstehung eines konkurrierenden Resonators zu unterdrücken. Dieser Spiegel ist auf einen Niedervolt Röhrenpiezo [Piezomechanik HPSt 150/14-10/12] geklebt, mit dem die Resonatorlänge kontinuierlich verändert und die Laserfrequenz durchgestimmt werden kann. Nach [13] wurde die Resonatorlänge zu 7cm gewählt, was entsprechend der Glg. 3.5 die Linienbreite gegenüber einem Littrow Aufbau mit einer Länge von typischerweise 4cm verringert. Für die Katzenaugenkonfiguration (siehe Kap. 3.1.2), die den Lichtstrahl innerhalb des Resonators auf den Auskoppelspiegel fokussiert und den ausgekoppelten Strahl wieder kollimiert (Abb. 4.1) werden Linsen der Brennweite  $f = 18,4\text{ mm}$  verwendet. Alle hier verwendeten Linsen sind breitbandig antireflexbeschichtet und weisen pro Oberfläche eine Reflektivität von  $< 0,5\%$  auf.

Ein Spiegelhalter [Newport U50 A Series] hält den auf einen Aluminiumring geklebten Interferenzfilter. Dieser ist zwischen der Kollimationlinse und der Katzenaugenlinse positioniert (vgl. Abb. 4.1). Durch das Verkippen des Filters kann die Wellenlänge des Lasers grob auf die Wellenlänge des Rubidiumüberganges bei 780,2nm bis auf einige Hundertstel nm genau angepasst werden. Ausgehend von einer senkrechten Position des Filters zur Strahlachse entspricht dies ungefähr einem Winkel von  $6^\circ$ . Eine weitere Wellenlängen Anpassung kann vorab über das Einstellen der Temperatur erfolgen.

Weiterhin wird der Laser durch die Verwendung eines optischen Isolators [Isowave I-80-U4] mit einer Dämpfung von -60dBm und einer erzielten Transmission von 80 % gegen Rückkopplungen abgeschirmt.

Um eine möglichst gute räumliche Strahlanpassung zu garantieren, wodurch höhere Faserankoppeleffizienzen in Singlemodefasern erzielt werden, wird das aus dem Laser austretende Licht durch ein 2:1 Zylinderafokal [Linos 1404-043-830-00] geformt (siehe Abb. 4.9 im nächsten Abschnitt).

### 4.1.2 Charakterisierung des Referenzlasers

Vor dem Einsatz im Experiment wurde der neu aufgebaute Laser bezüglich der Durchstimmbarkeit, Leistung und den spektralen Eigenschaften analysiert. Ein Vergleich mit dem alten Detektionslasersystem findet in einem späteren Kapitel (4.3.1) statt.

**Der Interferenzfilter.** Zunächst wird jedoch auf die Durchstimmbarkeit des Lasers mit Hilfe des Interferenzfilters eingegangen. In Abb. 4.4 ist ein Transmissionsspektrum des verwendeten Filters zu sehen. Bei der Charakterisierung dargestellt in 4.4 und 4.5 können aufgrund der großen Schrittweite zwischen den einzelnen Datenpunkten die angegebene Transmission von  $>95\%$  und volle Halbwertsbreite der Peaks von 0,3nm nicht aufgelöst werden. Es sind fünf Transmissionspeaks

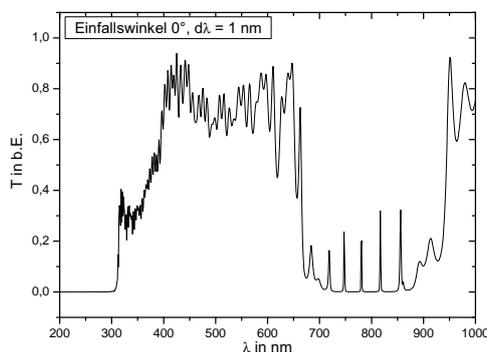


Abbildung 4.4: Transmissionsspektrum des Interferenzfilters. Die Auflösung ist durch die Schrittweite  $d\lambda$  gegeben.

in einem Bandpassfilter mit einer ungefähren Breite von 200 nm zu erkennen, auf die der Laser abhängig von der verwendeten Diode prinzipiell in seiner Wellenlänge eingestellt werden kann. Der Abstand der Peaks beträgt ca. 33 nm. In Abb. 4.5 sind die Transmissionpeaks genauer aufgelöst für drei verschiedene Einfallswinkel abgetragen. Wie zu erkennen ist, verschieben sich die Peaks abhängig vom Einfallswinkel, so dass die Wellenlänge des Lasers durch die Verkippung des Interferenzfilters verändert und eingestellt werden kann.

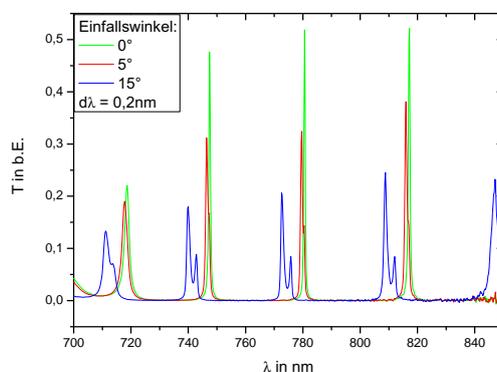


Abbildung 4.5: Transmissionsspektrum des Interferenzfilters mit höherer Auflösung. In der Grafik ist die Verschiebung der Transmissionspeaks abhängig von dem Einfallswinkel zu erkennen.

**Durchstimmbarkeit der Wellenlänge.** Die Untersuchung der Durchstimmbarkeit der Wellenlänge  $\lambda$  des Lasers in Abhängigkeit von der Verkippung des

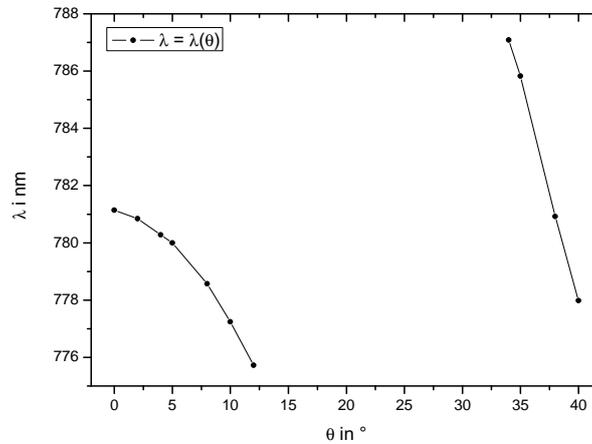


Abbildung 4.6: Abhängigkeit der Wellenlänge des Lasers vom Winkel  $\Theta$ .

Interferenzfilters um einen Winkel  $\Theta$  ergab das in Abb. 4.6 gezeigte Verhalten. Aus dem Graphen folgt, dass eine Drehung des Interferenzfilters die Wellenlänge  $\lambda$  um bis zu 11 nm verschiebt. Dabei handelt es sich dabei nicht um ein kontinuierliches Durchstimmen der Laserwellenlänge, sondern es kommt zu zahlreichen Modensprüngen während des Drehens des Interferenzfilters. Im Bereich zwischen  $15^\circ$  und  $33^\circ$  konnte kein stabiler Betrieb erzielt werden. Erreicht der Drehwinkel eine bestimmte Größe, springt der Laser auf eine benachbarte Transmissionsmode des Interferenzfilters (vgl. Abb. 4.4 und 4.5). Wie in Kap. 3.1.1 bereits beschrieben, ist der Verstärkungsbereich einer Laserdiode mehrere nm breit. Durch den externen Resonator werden nach Glg. 3.3 bestimmte Moden selektiert. In Kombination mit dem Filter wird der Betrieb auf eine Mode eingeschränkt. Der freie Spektralbereich des Filters von  $9 \cdot 10^{18}$  Hz groß überdeckt den Emissionsbereich der Laserdiode im Gegensatz zum Modenabstand des Resonators von 2,3 GHz. Damit ist das Gesamtsystem nur transparent für eine durch den Winkel des Interferenzfilters ausgewählte Mode.

Eine genauere Einstellmöglichkeit der Frequenz bietet der Diodenstrom. Nach Abb. 4.7 kann der Laser über einen Bereich von 33 GHz über den Strom der Diode durchgestimmt werden, wobei auch hier zahlreiche Modensprünge auftreten, die nicht in der Grafik erkennbar sind. Die Sprünge zwischen den Flanken begründen sich in der Dimensionierung der Laserdiode (Kap. 3.1.1). Außerdem ist ein Hystereseverhalten erkennbar, je nachdem, ob der Diodenstrom erhöht oder verringert wird. Ursache hierfür ist, dass bereits angeschwungene Moden gegenüber neuen bevorzugt werden, so lange diese noch innerhalb des Verstärkungsprofils liegen. Die letzte Möglichkeit zur Feineinstellung der Frequenz bietet der Piezo durch eine Resonatorlängenänderung.

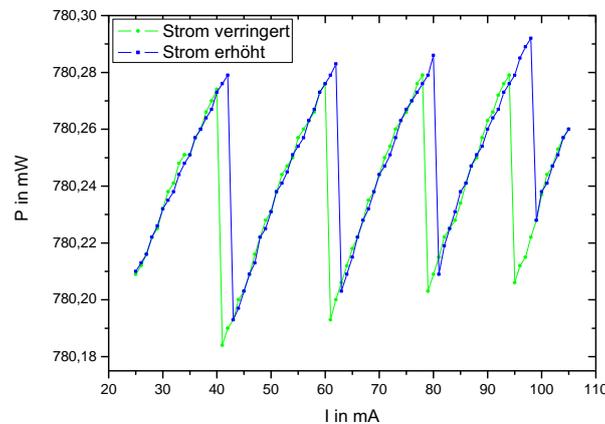


Abbildung 4.7: Durchstimbarkeit der Wellenlänge durch Variation des Diodenstroms.

Aus dem Spektroskopiesignal (siehe Abb. 3.8) lässt sich der modensprungfreie Durchstimmbereich über den Piezo über das Auslesen an einem Oszilloskop zu 2,3 GHz ermitteln. Auf die gleiche Art und Weise wurde die Frequenzempfindlichkeit auf Stromänderungen zu 92 MHz/mA bestimmt. Nicht nur die Wellenlänge wird durch den Strom geändert, sondern auch die Ausgangsleistung des Lasers. Die Leistungs-Strom-Kennlinie ist in Abb. 4.8 dargestellt für den Referenzlaser sowie für die gleiche Konfiguration jedoch ohne Interferenzfilter.

**Ausgangsleistung.** Der Schwellstrom, ab dem die Laseraktivität einsetzt, beträgt in beiden Fällen 23,4 mA gegenüber eine Schwelle von 30 mA ohne externen Resonator. Besonders auffällig ist die Ausbildung von Plateaus nach dem Einbau des Filters gegenüber dem linearen Zusammenhang ohne den Filter. Die Plateaubildung ist auf eine Unterdrückung bestimmter Moden durch den Interferenzfilter zurückzuführen. Dementsprechend stimmen auch die Strompositionen, zwischen denen sich Plateaus ausbilden, mit denen, bei den nach Abb. 4.7 Modensprünge auftreten, überein. Im Arbeitsbereich von 100 mA beträgt die Ausgangsleistung 30 mW hinter dem optischen Isolator nach Abb. 4.8 .

**Räumliches Modenprofil.** Weiterhin wurde das räumliche Strahlprofil des Lasers untersucht. Eine Aufnahme dieses Profils mit einer CCD Kamera und eine anschließende Auswertung mit dem Programm [Beamview] zeigt ein nahezu gaussförmiges Strahlprofil, welches in Abb. 4.9 gezeigt ist. Zur groben Abschätzung wurde ein Querschnitt in das Profil gelegt und mit einem Gaussfit verglichen, wo-

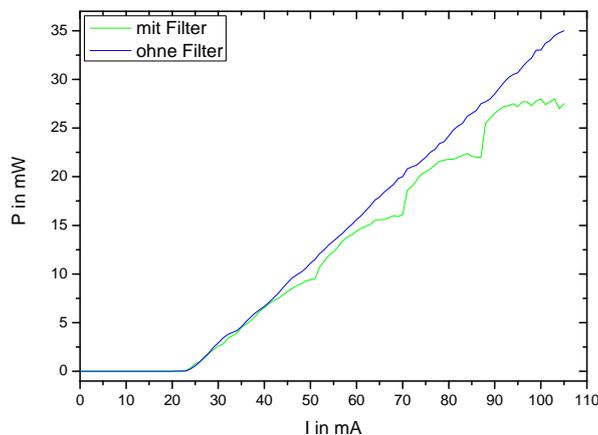


Abbildung 4.8: Abhängigkeit der Ausgangsleistung hinter dem optischen Isolator als Funktion des Diodenstroms. Die Messung wurde sowohl mit als auch ohne Interferenzfilter durchgeführt. Vergleiche mit Abb. 4.7.

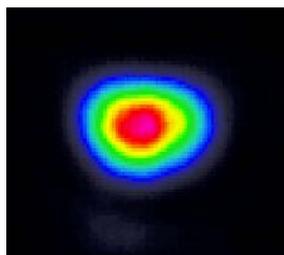


Abbildung 4.9: Strahlprofil des Referenzlasers in 30cm Abstand.

bei einer Übereinstimmung von 99,4% erreicht wird. In der Folge ergibt sich eine Faserankopplungseffizienz an eine Single-Mode-Faser, die nur die  $TEM_{00}$ -Mode sowie einen je nach Faser angepassten Strahldurchmesser zulässt, zu 72%. Dieser Wert ist vergleichbar mit den Einkoppeleffizienzen ähnlicher Laserkonfigurationen (siehe Kap. 4.3.2 und [26]).

**Spektrale Eigenschaften.** Nach diesen Voruntersuchungen folgt abschließend eine Analyse der spektralen Eigenschaften. Ziel der Arbeit war es, einen schmalbandigen Laser zu realisieren, weshalb diese Untersuchung von zentraler Bedeutung ist. Anhand von Schwebungsmessungen (Kap. 3.5, Kap. 4.3.2) mit zwei Lasern ähnlicher Bauart und Linienbreite eines anderen Experiments wurde die Linienbreite des freilaufenden Lasers bestimmt.

Zunächst wird der Aufbau zur Schwebungsmessung beschrieben, bei der zwei Laser mit einem geringen Frequenzunterschied zur paarweisen Charakterisierung an

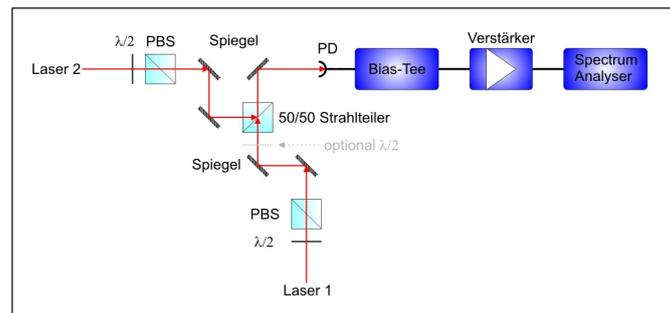


Abbildung 4.10: Aufbau zur Schwebungsmessung. Über die Kombination aus Strahlteiler (PBS) und  $\lambda/2$ -Plättchen ( $\lambda/2$ ) wird die Intensität auf der Photodiode (PD) eingestellt. Das optionale  $\lambda/2$ -Plättchen kann zur Optimierung des Signals eingesetzt werden.

einem Strahlteiler sorgfältig überlagert werden. Die Schwebung wird mit einer Photodiode des Typs [Hamamatu G4176] detektiert, die über ein Bias-Tee [Pulsar

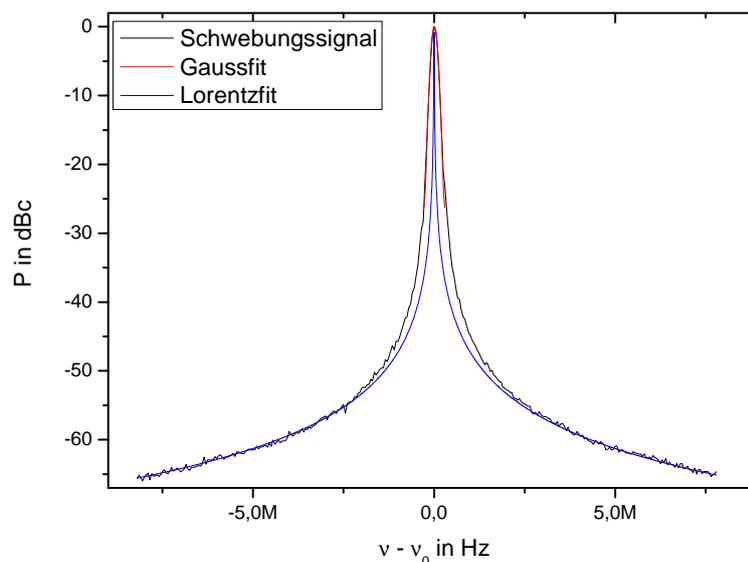


Abbildung 4.11: Schwebung des Referenzlasers mit dem ATLAS Referenzlaser (siehe 4.3.2). Die Messung wurde bei einem Referenzlevel von -20 dBm, in einem Bereich von 20 MHz und einer Auflösungsbandbreite von 3 kHz über eine Messzeit von 2,866 s aufgenommen. Die Kurve ist eine Mittelung aus 10 Messungen, die über die Auflösungsbandbreite normiert und mit der Differenzfrequenz der Laser verschoben wurde. Der Peak ragt um 65 dBm aus dem Untergrund heraus. An die Flanken  $|\nu - \nu_0| > 1$  MHz des Signals ist eine Lorentzkurve angefitzt und an die Spitze  $|\nu - \nu_0| < 300$  kHz eine Gaußkurve.

BT-26-463/15] eine Vorspannung von 9 V aus einer Batterie erhält. Das Signal wird mit einem Verstärker [Mini Circuits ZFL-500LN] um +30 dB verstärkt und dann an einem Spectrum Analyser [Agilent E 4405B] aufgezeichnet.

Abb. 4.11 zeigt exemplarische eine derartige Schwebung. Wie in Kap. 3.5 bereits beschrieben, beinhaltet ein Schwebungssignal verschiedene Beiträge des Rauschens. Durch Anlegen einer Lorentzkurve nach Glg. 3.45 an die Flanken und der Berechnung nach dem Gleichungssystem 3.49 ergibt sich die instantane Linienbreite und durch eine Gausskurve nach Glg. 3.46 an die Spitze die tatsächliche, verbreiterte. Aus dem Lorentzfit ergibt sich eine Linienbreite von  $8 \pm 2$  kHz. Das Anlegen eines Gaussfit liefert einen Wert für die Linienbreite von  $130 \pm 25$  kHz. Diese gaussförmige Verbreiterung kann durch passive Isolationsmaßnahmen, wie Dämpfung der Akustik und aktive Regelungen über Resonatorlängenänderungen und den Diodenstrom teilweise kompensiert werden. Beides wird für den Referenzlaser angewendet und im folgenden Kapitel beschrieben.

## 4.2 Modulationstransferspektroskopie

Die Anwendung als Frequenzreferenz und Detektionslaser erfordert nicht nur eine Kurzzeitsabstabilität, die durch den beschriebenen intrinsisch stabilen Diodenlaser gegeben ist, sondern zusätzlich eine Anbindung des Lasers an einen atomaren Übergang über lange Zeitskalen. Zum einen müssen Drifts der Laserfrequenz unterdrückt werden und zum anderen kann die verbreiterte Linienbreite (siehe Kap. 4.1.2) des Lasers weiter verringert werden. Dazu wird in dem realisierten Lasersystem die Modulationstransferspektroskopie (Kap. 3.3.3) implementiert, die eine deutlich höhere Regelbandbreite als die beim alten Detektionslaser verwendete Lock-In-Technik besitzt.

Im Folgenden wird der optische Aufbau und im Anschluss die elektronische Signalverarbeitung der Modulationstransferspektroskopie vorgestellt.

### 4.2.1 Optischer Aufbau

Abb. 4.12 zeigt schematisch den optischen Aufbau der MTS und Abb. 4.13 die Umsetzung im Experiment. Als Spiegelhalter werden kommerzielle, sehr stabile Blattfederhalter [Newport MFM-050] verwendet. Vom Licht des Lasers, das in eine Faser eingekoppelt wird, werden über eine Kombination aus einem  $\lambda/2$ -Plättchen und einem Polstrahlteiler 3 mW für die Spektroskopie bereitgestellt. Dieses Licht wird weiterhin in einen Pump- und einen Probenstrahl im Leistungsverhältnis 2:1 aufgeteilt. Die Phase des ersten Lichtfeldes wird anschließend durch einen bei 7 MHz resonanten elektrooptischen Modulator (EOM) [New Focus Model 4001] moduliert, der so eingestellt ist, dass 10% der Gesamtintensität in die entstehenden Seitenbändern übertragen wird. Der Probenstrahl wird mit einem akustooptischen Modulator (AOM) [Crystal Technologies Inc. Model 3110-120] um eine feste Frequenz von

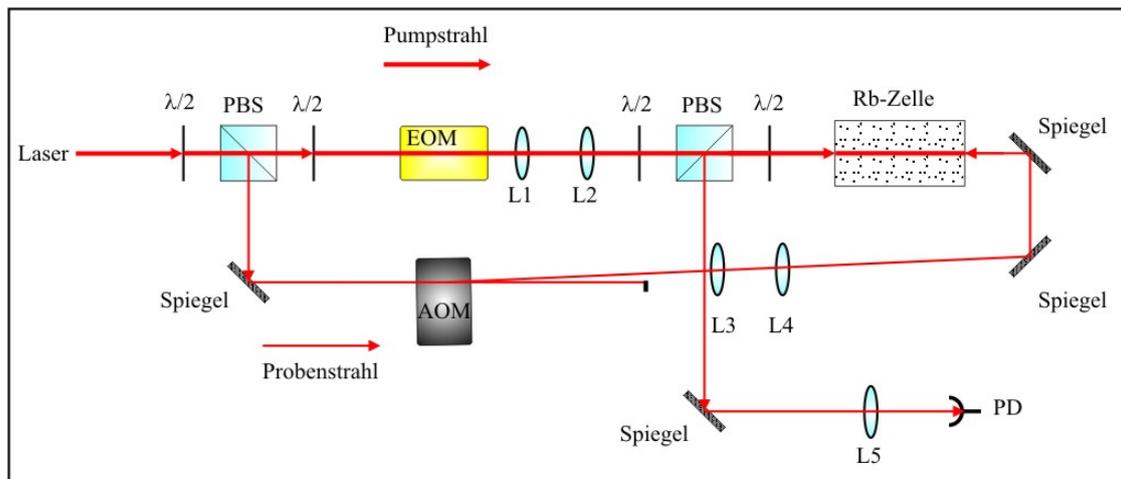


Abbildung 4.12: Aufbau der optischen Komponenten der MTS. L1 und L3 sind Linsen mit einer Brennweite von 15 mm, L2 und L4 von 30 mm und L5 von 20 mm.

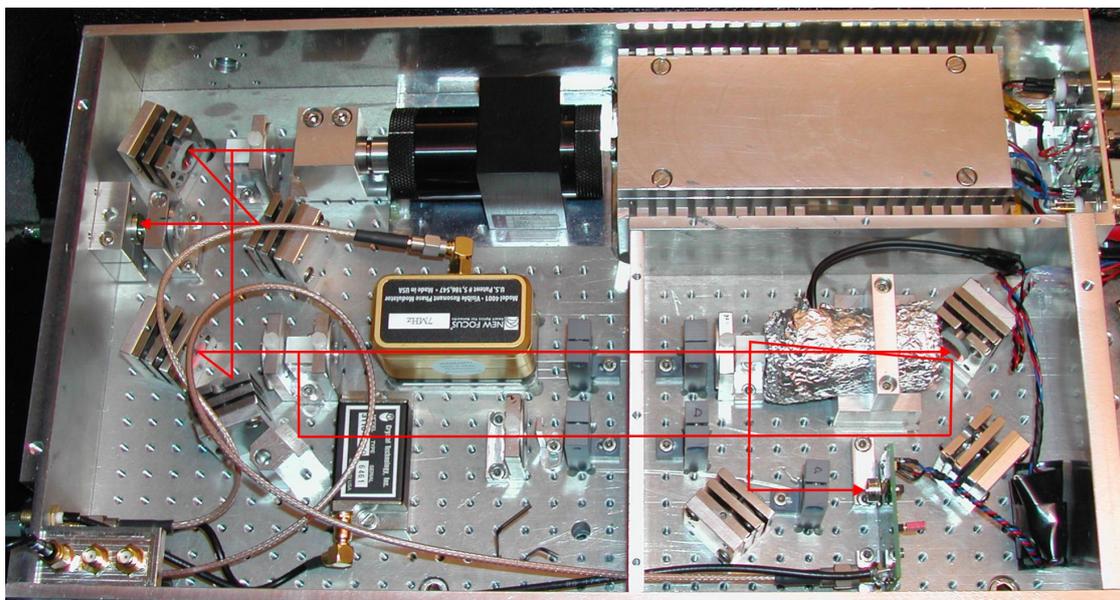


Abbildung 4.13: Fotografie der MTS-Box. Rechts oben ist der in der Box integrierte Laser. Im linken Teil der Box befinden sich der EOM zur Modulation des Pumpstrahls und der AOM zur Verschiebung des Probenstrahls. Abgetrennt davon ist rechts unter dem Laser die Spektroskopiezelle sowie die Photodiodeelektronik zur Detektion des Spektroskopiesignals.

110 MHz verschoben. Die Spektroskopie wird somit offsetfrei (vgl. Kap. 3.3.3). Um Rauschkopplungen durch den AOM in das optische Signal zu vermeiden, wird dieser von einem stabilen Treiber angesteuert. Eine Beschreibung dieses Treibers folgt im nächsten Abschnitt. Nach der Frequenzverschiebung durch den AOM wird

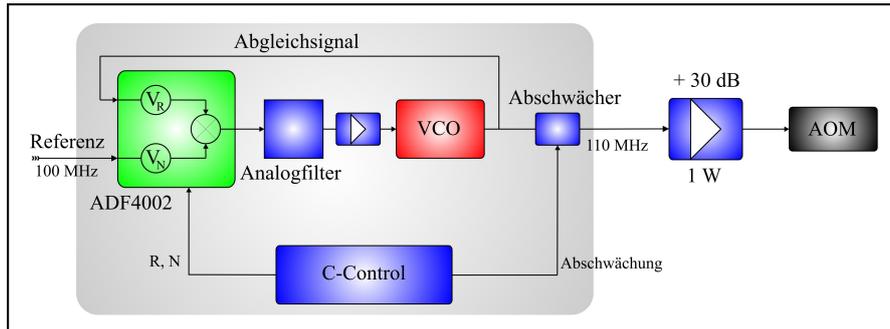


Abbildung 4.14: Ansteuerung des AOMs.

der Probenstrahl mit dem phasenmodulierten Pumpstrahl mit Hilfe zweier Spiegel überlagert (Abb. 4.12), wobei die Strahlen in entgegengesetzter Richtung die Rb-Zelle durchlaufen. Die Rb-Zelle ist zur Abschirmung von Magnetfeldern mit  $\mu$ -Metallfolie und zur thermischen Stabilisierung mit Aluminiumfolie umwickelt. Eine weitere Abschirmung erfolgt über die räumliche Separation des Spektroskopiebereiches von den übrigen Bereichen in der Box (siehe Abb. 4.13). Für eine weitere Verbesserung des Signals werden beide Laserstrahlen durch Teleskope im Verhältnis 1:2 aufgeweitet. In beiden Fällen findet eine Linsenkombination mit Brennweiten von  $f=30$  mm und  $f=15$  mm Anwendung. Durch die Aufweitung existiert ein größerer Wechselwirkungsbereich zwischen Licht und Atomen. Im Anschluss daran detektiert eine Photodiode [Perkin Elmer FND-100Q], auf die das Licht mit einer Linse der Brennweite  $f=20$  mm fokussiert wird, das Probenlicht. Optional kann die Rb-Zelle geheizt werden, um das Signal- zu Rauschverhältnis zu verbessern, was im vorliegenden Fall nicht notwendig ist.

Zur Isolation gegen äußere Störeinflüsse ist die gesamte Spektroskopie zusammen mit dem Laser in einer soliden Aluminiumbox untergebracht. Die Box ist auf der Tischplatte befestigt. Darüber hinaus sind die Deckelseite und die Seitenteile mit Bleischaum zur Akustikisolation verkleidet.

## 4.2.2 Ansteuerung des AOMs

Als Frequenzgenerator für den Treiber des AOMs dient ein voltage controlled oscillator (VCO) [Mini Circuits POS-150], ein Oszillator, dessen Ausgangsfrequenz über eine Spannung kontrolliert wird, der auf ein 100 MHz Referenzsignal eines hochstabilen Kristalloszillators [Spetra Dynamics DLR 100] stabilisiert wird. Dieser Kristalloszillator wird auch für den Phasenstabilisierung des Ramanlasersystems verwendet [20]. In Abb. 4.14 ist die Ansteuerungselektronik schematisch dargestellt. Die Funktionsweise des Treibers kann wie folgt beschrieben werden. Zunächst werden in dem Baustein für die Phasenstabilisierung [Analog Devices ADF4002] die Frequen-

zen des Referenzsignals und das Ausgangssignals durch einen Faktor  $R$  bzw.  $N$  geteilt und so jeweils auf 1 MHz heruntergerechnet. Die Phasen beider Oszillationen werden verglichen und je nach Vorzeichen lädt oder entlädt eine Elektronenpumpe einen Kondensator. Die Spannung an diesem Kondensator dient nach Anpassung durch einen Verstärker, um einen bestimmten Pegel für den VCO zu garantieren, als Steuerspannung für den VCO. Vor der Verstärkung glättet ein Analogfilter das Signal. So wird die Phase des VCO-Signals auf die des Referenzsignals fixiert. Die Parameter  $R$  und  $N$  sowie die Abschwächung des Ausgangssignals um bis zu 31 dB können über ein Eingabemodul [Conrad C-Control Einbau-Set] eingestellt werden. Im Experiment wird das Signal um 6 dB abgeschwächt. Um dem AOM die erforderliche Leistung zu liefern, wird das Ausgangssignal des Treibers mit einem 1 W Verstärker [Motorola MHW6342T] angepasst.

### 4.2.3 Elektronische Signalverarbeitung

Die Photodiodelektronik (siehe Anhang A.1) wandelt den bei Lichteinfall fließenden Strom unter Verwendung eines Transimpedanzverstärkers [NXP SA5211-D] in eine Spannung um und verstärkt das Signal, das dann an einen Mischer weitergegeben wird (Abb. 4.15). Dieser mischt das Signal mit demselben (phasen- und leistungsangepassten) Signal bei 7 MHz, mit dem auch der EOM betrieben wird, herunter und generiert so das Fehlersignal. Dies wird über einen 1 MHz Tiefpass, der alle weitere Mischprodukte und hochfrequentes Rauschen herausfiltert, an einen PI-Regler weitergegeben. Der Regler stabilisiert die Frequenz des Lasers über die langsame Korrektur der Resonatorlänge mittels des Piezos sowie eine über eine schnelle Variation des Stromes des Stromtreibers, so dass das Fehlersignal auf den Nulldurchgang bei dem entsprechenden Rb-Übergang geregelt wird (vgl. Kap. 3.3.4).

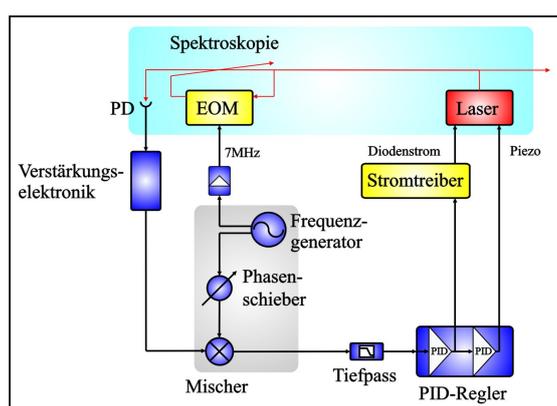


Abbildung 4.15: Schematische Darstellung der Regelelektronik. Ein Frequenzgenerator erzeugt die 7 MHz Referenz, mit der auch der EOM betrieben wird. Außerdem ist eine Phasenanpassung (siehe Kap. 3.3.3) möglich.

#### 4.2.4 Charakterisierung der Frequenzstabilisierung des Lasers

Zur Charakterisierung wurden die Regelbandbreite der MTS Frequenzstabilisierung und deren Einfluss auf die Linienbreite des Referenzlasers untersucht.

Eine Messung des Fehlersignals mit dem Spectrum Analyser [HP 35670A] im geregelten bzw. unregulierten Betrieb, wie in Abb. 4.16 gezeigt, gibt Auskunft über die Regelbandbreite und die Rauschunterdrückung. Die Stabilisierung der Frequenz erfolgte über den langsamen Regelpfad, den Piezo, und den schnellen Pfad, den Diodenstrom. Aus dem Graphen lässt sich ablesen, dass das Rauschen bis zu einer Bandbreite von 100 kHz um eine halbe Größenordnungen minimiert wurde.

Um die Auswirkungen der MTS Frequenzstabilisierung auf die Linienbreite des CASI Referenzlasers zu ermitteln, wurde eine Schwebungsmessung mit dem freilaufenden Referenzlaser des ATLAS Experiments [41] durchgeführt (siehe auch Kap. 4.3.2). Es ergab sich aus dem Anlegen einer Gausskurve in Abb. 4.17 eine Linienbreite von  $92 \pm 5$  kHz. Gegenüber der Messung im unregulierten Fall in Kap. 4.1.2, die zu einem Wert von  $130 \pm 25$  kHz führte, konnte die Linienbreite demzufolge durch die Stabilisierung um über 30 kHz verringert werden.

### 4.3 Vergleich mit anderen Systemen

Zuerst werden die Eigenschaften des neuen Lasersystems mit dem alten Detektionssystem verglichen. Im Anschluss daran erfolgt eine Gegenüberstellung mit Laserkonfigurationen gleicher Bauart jedoch mit unterschiedlichen Laserdioden. Den Abschluss bildet eine Untersuchung der Einflüsse verschiedener Stromtreiber auf die Linienbreite des neuen Lasers.

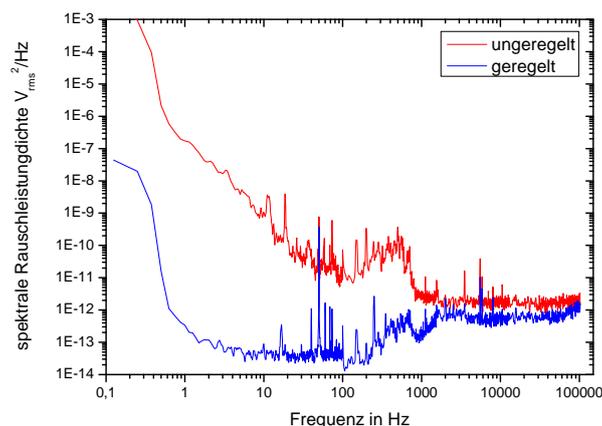


Abbildung 4.16: Regelbandbreite der MTS Frequenzstabilisierung.

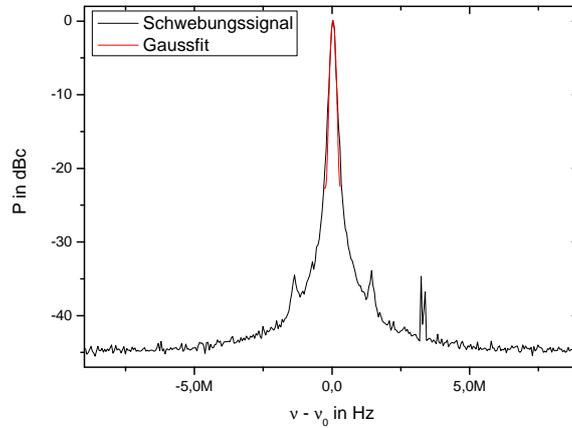


Abbildung 4.17: Schwebung des stabilisierten CASI Referenzlasers mit dem ATLAS Referenzlaser. Die Messung wurde bei einem Referenzlevel von -20 dBm, in einem Bereich von 20 MHz und einer Auflösungsbandbreite von 3 kHz über eine Messzeit von 2,866 s mit einem Spectrum Analyser von [Agilent E 4405B] aufgenommen. Die Kurve ist eine Mittelung aus 10 Messungen, die über die Auflösungsbandbreite normiert und mit der Differenzfrequenz der Laser verschoben wurde. Der Peak ragt um 50 dBm aus dem Untergrund heraus. An die Spitze  $|\nu - \nu_0| < 300$  kHz ist eine Gausskurve angelegt, aus deren voller Halbwertsbreite die Linienbreite bestimmt wird.

### 4.3.1 Vergleich mit dem früheren Detektionslasersystem

Das neue Lasersystem bietet dem bisher eingesetzten System gegenüber diverse, teils intrinsische Vorteile. Der frühere Detektionslaser wurde im Littrow Aufbau ähnlich zu [25] realisiert, der verglichen mit dem linearen, interferenzfilterstabilisierten Design die in Kap. 3.1.2 beschriebenen Schwächen aufweist. Zusätzlich zu diesen technischen Problem besitzt dieser auch deutlich schlechtere spektralen Eigenschaften, der Gaussanteil zur Linienbreite im freilaufenden Zustand liegt mit 700 kHz ca. viermal über der des neuen Referenzlasers. Die Stabilisierung auf eine Spektroskopie mit der Lock-In-Technik weist eine Regelbandbreite von 9 kHz auf, was der Modulationstranferspektroskopie mit 100 kHz um über eine Größenordnung nachsteht. Lediglich die Ausgangsleistung von bis zu 45 mW kann mit dem neuen Lasersystem ohne optische Verstärkung nicht erreicht werden. Da in das neue System eine optische Verstärkung, wie in Kap. 4.4 beschrieben, integriert wurde, stellt dies jedoch kein Problem dar.

### 4.3.2 Vergleich mit anderen Lasern im linearen Aufbau

Außer dem beschriebenen Laser wurden auch noch weitere Laser im linearen Design in anderen Experimenten des Instituts [41, 26] aufgebaut, die sich hauptsächlich durch den verwendeten Diodentyp unterscheiden. Diese werden im Folgenden untereinander bezüglich elementarer Parameter wie Linienbreite, Durchstimmverhalten, Ausgangsleistung und Faserankoppleffizienzen verglichen.

Der im Rahmen dieser Arbeit gefertigte Laser (Laser 1) verwendet eine nicht antireflexbeschichtete Laserdiode [38]. Außerdem werden eine antireflexbeschichtete Diode für die Wellenlänge 766 nm [38] (Laser 2) und eine DFB Diode mit internem Gitter für 780 nm [38] (Laser 3) eingesetzt, der dem Projekt ATLAS als Referenzlaser dient [41]. Bei den beiden letztgenannten Versionen werden Auskoppelspiegel mit einer Reflektivität von 20 % statt 30 % wie bei Laser 1 verwendet. Alle anderen optischen Bauteile sind identisch. Die Spezifikation der einzelnen Laser sind in Tab. 4.1 zusammengefasst.

Zur Bestimmung der Linienbreiten der Laser wurden mehrere Schwebungsmessungen durchgeführt (siehe Kap. 3.5). Ein Beispiel einer derartigen Messung ist in Abb. 4.11 gezeigt. Die durch einen Lorentzfit bestimmten instantanen Linienbreiten der Laser liegen bei  $8 \pm 2$  kHz. Für das verbreiterte Profil, das durch einen Gaussfit genähert ist, bestimmt sich ein Wert zwischen  $120 \pm 25$  kHz und  $150 \pm 25$  kHz (vgl. Tab. 4.1). Sämtliche Linienbreitenmessungen wurden mit einem Spectrum Analyser [Agilent E 4405B] aufgenommen. Die Messzeit betrug dabei 2,866 s.

Durchstimmmöglichkeiten der Wellenlänge bieten, wie bereits in Kap. 4.1.2 beschrieben, der Interferenzfilter, der Röhrenpiezo zur Resonatorlängenänderung sowie der Diodenstrom. Die Temperatur der Laserdioden wird konstant gehalten. Eine Verdrehung des in  $0^\circ$  Position senkrecht zur Resonatorachse stehenden Interferenzfilters liefert Änderungen der Wellenlänge über Bereiche zwischen 11 nm und 32 nm. Wird der Diodenstrom geändert, kann für alle drei Laser in einem Frequenzbereich von mehreren 10 GHz ein Singlemodebetrieb realisiert werden. Die letzte Möglichkeit zur Wellenlängenkontrolle bietet der integrierte Piezo zur Resonatorlängenvariation, durch den alle drei Laser über einen Bereich von ca. 2 GHz modensprungfrei durchgestimmt werden können. Durch eine Kombination der Frequenzkontrolle durch den Diodenstrom und den Piezo ist es möglich, die Laser über mehrere GHz ohne Modensprünge durchzustimmen.

Weiterhin wurde das räumliche Strahlprofil untersucht, das z.B. bei der Einkopplung in Fasern einen entscheidenden Einfluss hat. In einem Abstand von ca. 20 cm vom jeweiligen Laser wurde mit einer CCD-Kamera eine Aufnahme des Profils gemacht, dessen Querschnitt mit einer Gaussfunktion verglichen wurde. Die Übereinstimmung der beiden liefert eine grobe Abschätzung über den Anteil der  $TEM_{00}$  Mode am Strahlprofil. Alle drei Laser zeigen einen hohen Anteil an der  $TEM_{00}$  Mode, der zwischen 95,8 % und 99,6 % liegt. Experimentell bestimmten sich Faserankoppleffizienzen zwischen 63% für Laser 2 und 72 % für Laser 3. Der Grund für die geringe Einkoppleffizienz des Laser 2 liegt in der AR Beschichtung, die das

Anschwingen transversaler Moden weniger stark unterdrückt.

Die Ausgangsleistung liegt im Arbeitsbereich für die vorgestellten Varianten zwischen 30 mW und 39 mW vor dem optischen Isolator.

Der Vergleich der verschiedenen Laser ergibt, dass die spektralen Eigenschaften des Lasers 3 im Vergleich zu den anderen beiden geringfügig besser sind. Laser 2 besticht durch die größte Filterdurchstimbarkeit. Laser 1 ist die kostengünstigste Variante, ohne den anderen in den spektralen Eigenschaften nachzustehen. Laser 3 liefert eine etwas höhere Ausgangsleistung, bietet aber eine geringere Fasereinkoppleffizienz.

Tabelle 4.1: Vergleich verschiedener Laserdioden im linearen Design.

	Laser 1	Laser 2	Laser 3
LD Typ	nicht AR	AR	DFB
Linienbreite [kHz] (Gaussfit)	$130 \pm 25$	$150 \pm 25$	$120 \pm 25$
Linienbreite [kHz] (Lorentzfit)	$8 \pm 2$	$8 \pm 2$	$8 \pm 2$
Stromempfindlichkeit (MHz/mA)	92	87	62
LD Durchstimmbereich [GHz]	33	43	28
Filterdurchstimbarkeit [nm]	11	32	19
Piezodurchstimbarkeit [GHz]	2, 3	2, 3	2, 1
Ausgangsleistung [mW] (@I[mA])	34(100)	39(105)	30(113)
Abschätzung TEM <sub>00</sub> [%] (Gaussfit)	99, 4	95, 8	99, 6

### 4.3.3 Rauscheinflüsse durch Stromtreiber

Im Rahmen der Charakterisierung der Linienbreite des Referenzlasers wurden auch die Beiträge verschiedene Stromtreiber untersucht. Zur Verfügung standen zwei kommerzielle Systeme, der [Toptica DCC 110 (150 mA)], das Model [Thorlabs Profile (100 mA)], ein nicht kommerzieller Stromtreiber (Syrte) [42], ein weiteres selbst gebautes System basierend auf einem kommerziellen Baustein [Wavelength LDD 200 Series] sowie ein weiterer nicht kommerzieller Stromtreiber (LH) [39]. Verwendet wurden für diese Messung der Referenzlaser des CASI Experiments und der Laser 3 aus Kap. 4.3.2. Letzterem diente ein [Toptica DCC 110 (150 mA)] als Stromversorgung. Am CASI Referenzlaser wurden jeweils die o.g. Stromtreiber angeschlossen. Die Frequenz Referenzlaser wurde bei diesen Messungen durch eine Spektroskopie auf einen atomaren Übergang stabilisiert. Das aufgenommene Fehlersignal diente neben der Analyse der Stromtreiber auch zur Frequenzfixierung von Laser 3, wobei die bereits genannte „Offsetlock“ Technik (siehe Kap. 4.1) angewendet wurde. Der Vergleich ist in Abb. 4.18 dargestellt, wobei die volle Halbwertsbreite des Gaussfits des Schwebungssignals aufgetragen ist. Da der analoge Treiber (LH) die besten

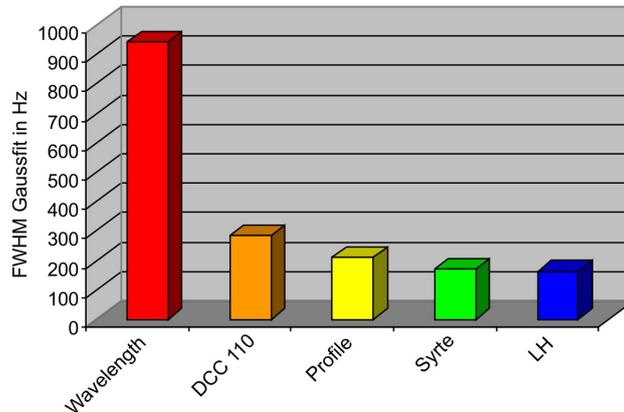


Abbildung 4.18: Vergleich der mit verschiedenen Stromtreibern erzielten Linienbreiten. Untersucht wurde die volle Halbwertsbreite des Gaussfits an das Schwebungssignal zweier Laser.

Werte erzielte, wurde dieser für beide Laser ausgewählt.

Sonst im Institut häufig verwendete Stromtreiber, die auf dem Wavelengthmodul basieren, sind mit einer vollen Halbwertsbreite von fast 1 MHz um einen Faktor sechs bis sieben schlechter als der mit LH bezeichnete.

## 4.4 Optische Verstärkung

Wie bereits erwähnt, soll der Referenzlaser auch zur Detektion verwendet werden. Dazu ist nicht nur ein frequenzstabiler Laser notwendig sondern auch eine hohe konstante Lichtintensität. Nach Kap. 3.4 bietet es Vorteile, eine hohe Leistung einzustrahlen, um den Übergang zu sättigen, wodurch Einflüsse durch Leistungs- und Frequenzschwankungen minimiert werden. Die Intensität, die der Referenzlaser liefert, ist dafür zu gering. Deshalb wurde in der vorliegenden Arbeit auch eine optische Verstärkungsstufe für den Referenzlaser aufgebaut. Demgegenüber wurden von dem alten Detektionssystem 6 mW Lichtleistung in den jeweiligen Detektionszonen appliziert.

### 4.4.1 Aufbau des optischen Verstärkers

Der Aufbau zur optischen Verstärkung ist schematisch in Abb. 4.19 und die Umsetzung in Abb. 4.20 gezeigt. Der Tapered Amplifier (TA) Chip [38], in dem die optische Verstärkung stattfindet, mit einer maximalen Leistung von 1 W, wird durch das aus der Faser austretende Licht in den TA injiziert. Der einstellbare Faserkopppler [Schäfter-Kirchhoff] ist in drei Achsen verkipptbar. Die Injektionsleistung, die der Referenzlaser liefert, beträgt 14 mW. Diese wird durch eine asphärische Linse

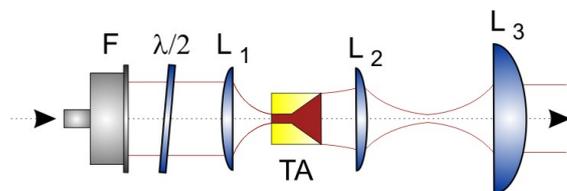


Abbildung 4.19: Schematischer Aufbau des TA Moduls mit dem Faserkoppler F, der Einkoppellinse  $L_1$ , der Kollimationslinse  $L_2$ , der Zylinderlinse  $L_3$  und einem  $\lambda/2$ -Plättchen  $\lambda/2$ .

mit einer Brennweite  $f = 3,1 \text{ mm}$  und einer NA von 0,68 fokussiert und in die rückwärtige Eintrittsfacette eingekoppelt. Das  $\lambda/2$ -Plättchen dient zur Anpassung der linearen Polarisierung an die Orientierung des Verstärkerchips. Das Laserlicht, das an der Austrittsfacette des TA verlässt, wird in der vertikalen durch eine asphärische Linse der Brennweite  $f = 4,5 \text{ mm}$  und einer NA von 0,55 kollimiert. Da das Strahlprofil nicht radialsymmetrisch ist und der Strahl nach der ersten Linse in der horizontalen Achse noch divergiert, wird dieser Anteil durch eine Zylinderlinse der Brennweite  $f = 40 \text{ mm}$  kollimiert. Die Zylinderlinse ist nicht senkrecht zur Strahlachse sondern leicht schräg montiert, um Rückkopplungseffekte zu vermeiden. Zusätzlich wird diese um die optische Achse gedreht, um eine Schiefstellung beim Einbau des TA Chips zu kompensieren.

Der Verstärker wird wie der Referenzlaser in zwei Stufen temperaturstabilisiert. Die Halterung des TAs aus Kupfer wird mit einem Peltierelement gegen das Gehäuse gekühlt. Die Temperatur wird dabei von einem  $10 \text{ k}\Omega$  NTC Widerstand überwacht und mit einer Temperaturregelung [40] bei konstant  $\approx 19^\circ \text{C}$  gehalten. Für eine bessere elektrische und thermische Kontaktierung zwischen TA Chip und

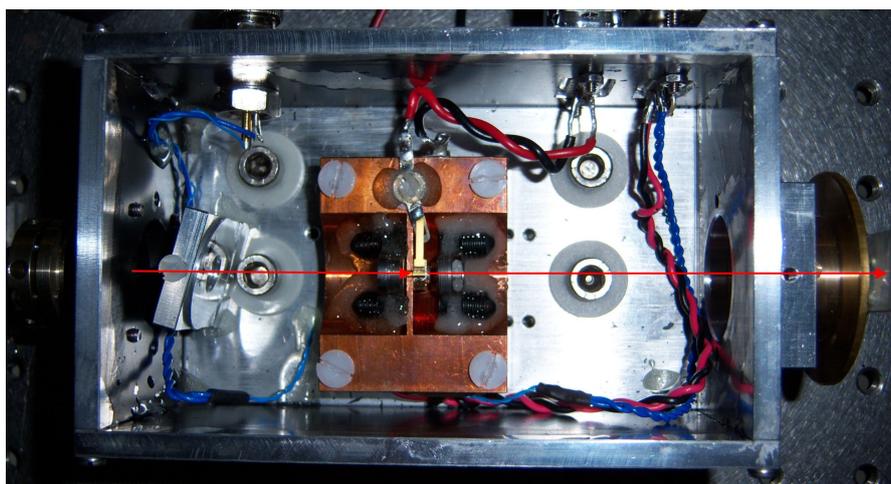


Abbildung 4.20: Fotografie des optischen Verstärkers.

Kupferhalter wurde ein Stück Indiumfolie eingefügt. Ein weiteres Peltierlement ist zwischen Gehäuse und der Bodenplatte aus Aluminium angebracht. Ihr dient der optische Tisch als Wärmesenke. Wegen der enormen Temperaturentwicklung des TA reicht eine Kühlung durch Konvektion und Strahlung mit Hilfe von Kühlrippen ohne weitere Wärmesenke nicht aus. Zwei  $5\text{ k}\Omega$  NTC Widerstände eingebaut in der Nähe des Halters und an der Gehäusewand, an der der Faserkoppler angeschraubt ist, messen die Temperatur. Ein Regler [40] fragt über diese die Temperatur des Gehäuses ab und stabilisiert sie auf eine Temperatur von  $23\text{ }^\circ\text{C}$ . Dadurch wird verhindert, dass sich der Körper durch thermische Einflüsse verzieht und sich so die Abstände zwischen den Linsen und dem Faserkoppler ändert, worunter die Einkoppeleffizienz und das Profil des austretenden Strahls leiden würden.

Als Stromtreiber dient der [Thorlabs LDC 340], das im CASI Experiment bereits erfolgreich eingesetzt wird.

Ein außerhalb des Gehäuses aufgebauter optischer Isolator [Isowave I-80-T5-M], der rückgekoppelte Intensitäten um  $-45\text{ dBm}$  abschwächt, verhindert weitere Störeinflüsse.

#### 4.4.2 Charakterisierung des MOPA Systems

Zur Charakterisierung des MOPA Systems wurden drei Eigenschaften untersucht. Gemessen wurde die Ausgangsleistung  $P_{MOPA}$  als Funktion des Stroms  $I_{TA}$  bei konstanter Injektionsleistung  $P_{In}$  sowie als Funktion der Injektionsleistung bei konstantem Strom. Zusätzlich wurde die räumliche Strahlqualität anhand der Einkoppeleffizienz in eine Singlemodefaser abgeschätzt.

Aus der Strom-Leistungs-Kennlinie (siehe Abb. 4.21) berechnet sich der Schwellstrom aus einem linearen Fit zu  $643\text{ mA}$ . Ein lineares Verhalten zeigt der MOPA erst ab einem Strom von ca.  $I_{TA} > 1\text{ A}$ , bis dahin dominiert die verstärkte spontane Emission [43]. Bei einem Strom von  $1900\text{ mA}$  wurde hinter dem optischen Isolator eine Lichtleistung von  $1\text{ W}$  gemessen. Die Injektionsleistung betrug  $14\text{ mW}$ . Abb. 4.22 zeigt die Abhängigkeit der Ausgangsleistung hinter dem optischen Isolator als Funktion der Injektionsleistung  $P_{In}$ . Für die Messung wurde der Strom des TAs bei konstant  $1\text{ A}$  gehalten. Anhand der Kurve ist ein Sättigungsverhalten zu erkennen. Bereits ab  $8\text{ mW}$  ist ein akzeptabler MOPA Betrieb gewährleistet.

Nach dem Isolator verringert ein Teleskop aus einer Linse der Brennweite  $f = 150\text{ mm}$  und einer weiteren mit der Brennweite  $f = 50\text{ mm}$  den Strahlquerschnitt auf ca.  $1\text{--}2\text{ mm}$ , um eine bessere Fasereinkopplung zu ermöglichen. Mit der gewählten Linsenkombination konnte eine Fasereinkopplungseffizienz von  $55\%$  erreicht werden, was einem typischen Wert für MOPAs entspricht [43].

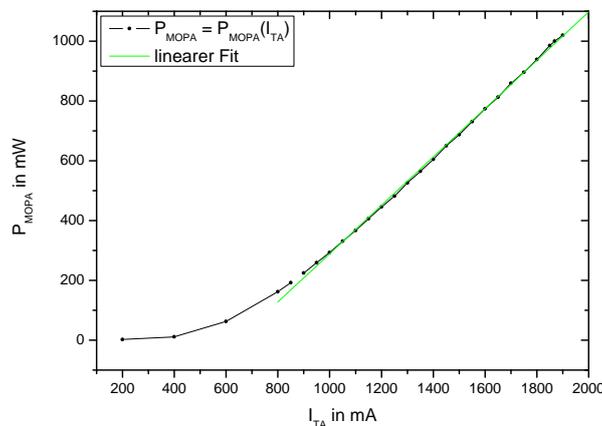


Abbildung 4.21: Abhängigkeit der Ausgangsleistung  $P_{MOPA}$  des MOPAs hinter dem optischen Isolator als Funktion des Diodenstroms  $I_{TA}$ . Aus dem linearen Fit berechnet sich die Schwelle zu 643 mA. Dabei entspricht  $P_{In} \approx 14$  mW.

## 4.5 Der Tapered Laser

Wie bereits in Kap. 4.4 beschrieben, gibt es neben der oft gebrauchten MOPA Konfiguration auch andere Lasersysteme, in denen TA-Chips eingesetzt werden, ohne einen Injektionslaser zu verwenden. Die an der rückwärtigen Facette des TA austretende Strahlung kann dann zur Selbstinjektion eingesetzt werden. Derartige Aufbauten wurden bereits mit einem Gitter als Element zur Rückkopplung analog

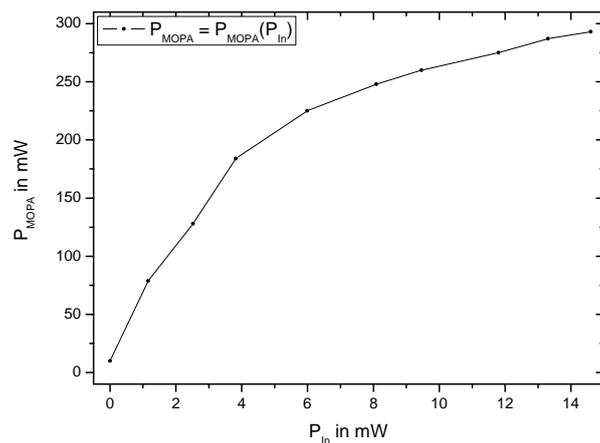


Abbildung 4.22: Abhängigkeit der Ausgangsleistung  $P_{MOPA}$  hinter dem optischen Isolator als Funktion der Injektionsleistung. Dabei ist  $I_{TA}$  bei 1 A.

zum Littrow Design umgesetzt. Im Folgenden wird ein selbstinjizierter TA beschrieben, der ähnlich zum vorgestellten ECDL einen Spiegel zur Rückreflektion und einen Interferenzfilter zur Wellenlängenselektion verwendet und im Folgenden als Tapered Laser (TL) bezeichnet wird.

Dieses Kapitel behandelt den Aufbau und die Eigenschaften des TL, der den bisherigen Kühllaser für die 2D-MOT ersetzen soll und im Rahmen des Einsatzes von dielektrischen Interferenzfiltern hier am Institut für Quantenoptik der Leibniz Universität Hannover entwickelt wurde [26].

### 4.5.1 Aufbau des Tapered Lasers

Wie in Abb. 4.23 und 4.24 zu sehen ist, liegt dem Tapered Laser ein Design zu Grunde, dass aus einem über einen Interferenzfilter stabilisierten selbstinjiziertem TA Chip besteht. Genau wie beim Referenzlaser ist der Laserkörper des TL aus einem Cerblock mit einer Bodenfläche von  $16 \times 7$  cm gefräst (siehe Abb. 4.24), um eine möglichst hohe Stabilität gegenüber mechanischen, thermischen und akustischen Einflüssen zu gewährleisten.

Die Temperaturstabilisierung erfolgt beim TL wie auch beim ECDL in zwei Stufen und wurde entsprechend dieses Vorbilds umgesetzt (siehe Kap. 4.1.1). Der Verstärkerchip und der Laserkörper werden getrennt gekühlt. Für beide Kühlstufen wird eine Temperaturregelung der Firma Newport [Model 325B] verwendet. Der Sensor zur Überwachung der Temperaturentwicklung des TA Chips ist ein  $10 \text{ k}\Omega$  NTC Widerstand, der an dem Kupferblock befestigt ist, der dem Verstärkerchip als Wärmesenke dient. Diese wird durch ein Peltierelement gegen den Laserkörper auf  $\approx 19 \text{ }^\circ\text{C}$  gekühlt. Der Laserkörper wird auf Raumtemperatur stabilisiert. Die Temperaturmessung des Laserkörpers erfolgt über zwei in Reihe geschaltete  $5 \text{ k}\Omega$  NTC Widerstände, von denen einer in der Nähe des Kupferblocks und der andere nahe des rückreflektierenden Spiegels angebracht ist. Ein weiteres Peltierelement führt die Wärme des Körpers an Kühlrippen ab, die zusätzlich auf dem optischen Tisch stehen, um eine effektivere Wärmeabgabe als nur an die Umgebungsluft zu gewährleisten.

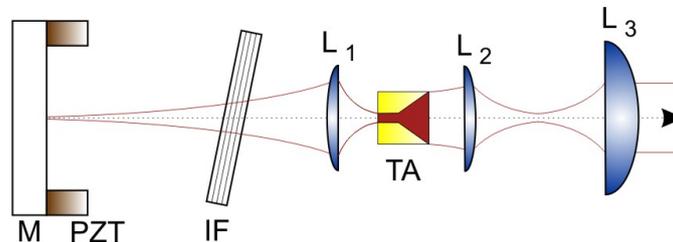


Abbildung 4.23: Schematischer Aufbau des Tapered Lasers. M ist der Resonatorspiegel, PZT der Piezo, IF der Interferenzfilter, L<sub>1</sub> die Linse für die Katzenaugenkonfiguration, L<sub>2</sub> die Kollimationslinse für die vertikale Achse und L<sub>3</sub> die Zylinderlinse.

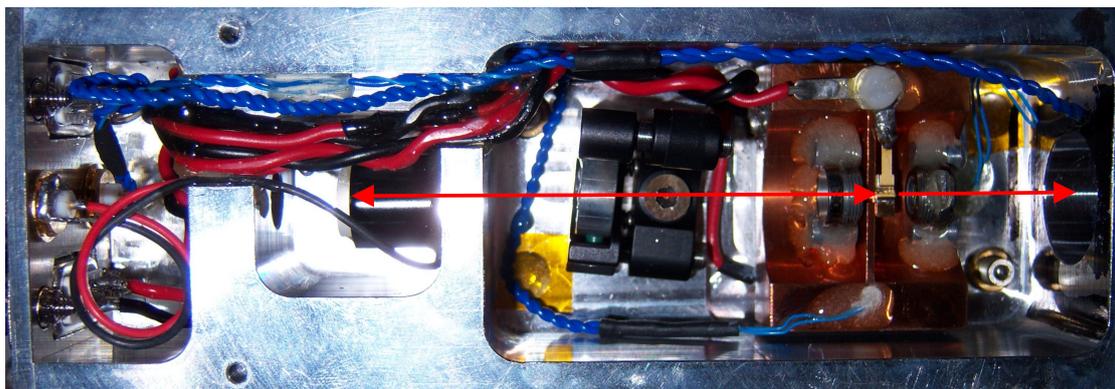


Abbildung 4.24: Fotografie des TL. Die Zylinderlinse (siehe Abb. 4.23) wird wenige Zentimeter vor dem Laserkörper aufgestellt.

Als Stromtreiber wird auch hier das Model [Thorlabs LDC 340] verwendet. Zur besseren thermischen und elektrischen Kontaktierung ist wie beim MOPA System zwischen TA Chip und Kupferblock ein Stück Indiumfolie angebracht.

Verstärkerchips für MOPA Konfigurationen sind an beiden Facetten antireflexbeschichtet. Mit diesen konnte jedoch in der TL-Konfiguration kein stabiler Laserbetrieb realisiert werden, weil sich parasitäre Resonatoren durch nachfolgende Kollimationsoptiken ausbildeten und einen stabilen einmodigen Betrieb verhinderten. Aus diesem Grund wurde die Reflektivität der Austrittsfacette höher gewählt<sup>1</sup>. Die Einkoppelfacette bleibt dagegen antireflexbeschichtet, was die Selbstinjektion unterstützt. So wird ein 77 mm langer Resonator zwischen Austrittsfacette und Spiegel, der für 780 nm hochreflektierend ist, geformt (siehe Abb. 4.23). Befestigt wird dieses Rückkopplungselement an einem Röhrenpiezo (Typ vgl. Kap. 4.1.1), der durch eine Resonatorlängenänderung ein Durchstimmen der Wellenlänge ermöglicht. In dem Resonator wird ein Interferenzfilter von gleicher Bauart wie der in Kap. 4.1.1 verwendete platziert und auf gleiche Weise gehalten. Für eine höhere Stabilität der Rückkopplung wird auch beim TL die Strahltaile auf dem Spiegel angepasst. Eine asphärische Linse der Brennweite  $f = 4,5$  mm mit einer NA von 0,55 fokussiert das Licht der Einkoppelfacette auf den Spiegel. Die Strahltaile wurde dabei auf ca.  $40 \mu\text{m}$  gewählt, was ein guter Kompromiss zwischen der Stabilität gegen eine Verkipfung des Spiegels und der Sensitivität gegen eine axiale Verschiebung ist (siehe Kap. 3.1.2). Die Wahl von  $10 \mu\text{m}$  für die Strahltaile, wie beim Referenzlaser realisiert, lieferte keinen stabilen Laserbetrieb. Durch die Auskoppung des Laserlichts an der Laserdiode und nicht wie beim Referenzlaseraufbau am Resonatorspiegel wird der durch den Interferenzfilter vergleichsweise geringe Strahlversatz noch weiter minimiert [13, 26].

Die Kollimationsoptik ist ähnlich zu der in Kap. 4.19 beschriebenen Optik im MO-

<sup>1</sup>Eagleyard Photonics behält sich vor, die genaue Reflektivität auf Anfrage zu nennen.

PA System. In der Vertikalen kollimiert eine asphärische Linse der Brennweite  $f = 4,5 \text{ mm}$  mit einer NA von 0,55 den Strahl der Austrittsfacette und in der Horizontalen eine Zylinderlinse der Brennweite  $f = 80 \text{ mm}$ . Die Zylinderlinse ist zur Vermeidung von Reflektionen in den TA Chip leicht schräg gestellt und zur Korrektur von einer Fehlstellung des TA-Chips um die optische Achse gedreht.

Ein nachfolgender  $-45 \text{ dB}$  Isolator [Isowave I-80-T5-M] unterdrückt Rückkopplungen in den TL. Um das System gegen akustische Einflüsse zu isolieren, wurde eine Ummantelung aus Bleischaum um den Laser aufgebaut.

### 4.5.2 Charakterisierung des Tapered Lasers

In diesem Abschnitt wird auf die Eigenschaften des TL eingegangen, wie Ausgangsleistung, Durchstimbarkeit und Linienbreite, sowie die Vorteile gegenüber einer MOPA Konfiguration. Einer der großen Vorteile des TL ist die hohe Ausgangsleistung. Der Zusammenhang zwischen Ausgangsleistung und Strom ist in Abb. 4.25 gegeben. Aus dem Graphen ergibt sich die Steigung zu  $1081 \text{ mW/A}$  wobei der Schwellstrom, ab dem der Laserbetrieb einsetzt,  $900 \text{ mA}$  beträgt. Hinter dem optischen Isolator wurde bei einem Strom von  $2 \text{ A}$  eine Leistung von  $1,24 \text{ W}$  gemessen. Die Frequenzempfindlichkeit auf Stromänderungen ermittelt sich zu  $19 \text{ MHz/mA}$  und liegt damit deutlich unter denen der in Kap. 3.3 untersuchten Diodenlaser. Wie auch bei diesen kann die Wellenlänge außerdem mit dem Piezo durchgestimmt werden, wobei der modensprungfreie Bereich zu  $2 \text{ GHz}$  bestimmt wurde.

Als weiteres Kriterium wurden die spektralen Eigenschaften untersucht. Für die Manipulation von Atomen ist es notwendig, schmalbandige Lasersysteme zu verwenden, um Rauschbeiträge zu minimieren. Daher kommt dieser Eigenschaft eine

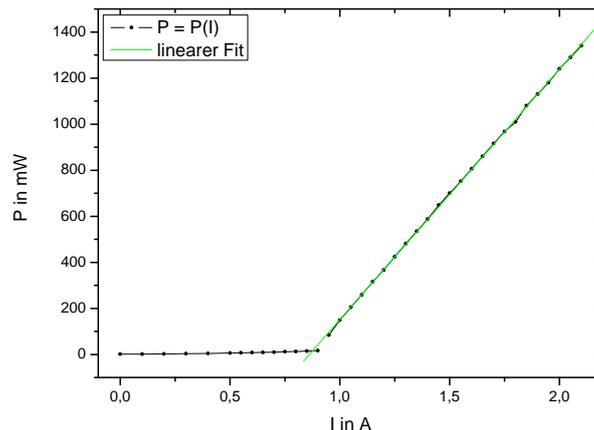


Abbildung 4.25: Abhängigkeit der Ausgangsleistung als Funktion des Stromes. Die Messung wurde vor dem optischen Isolator aufgenommen.

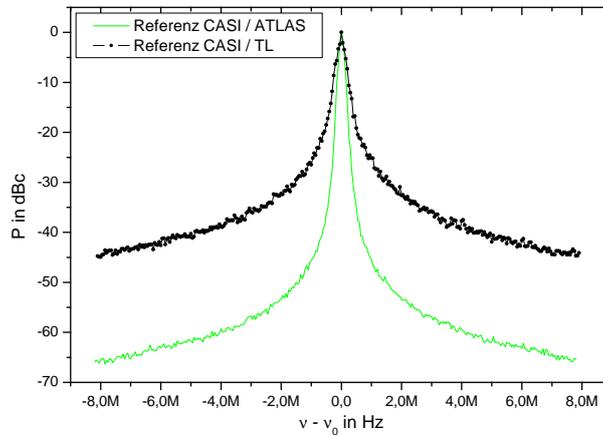


Abbildung 4.26: Schwebungssignal des TLs mit dem frequenzstabilisierten Referenzlaser. Die Messzeit betrug 28,66 ms bei einem Referenzlevel von -20 dBm, einem Messbereich von 20 MHz und einer Auflösungsbandbreite von 30 kHz. Das Signal wurde über 20 Aufnahmen gemittelt, mit der Auflösungsbandbreite normiert und um die Differenzfrequenz verschoben. Zum Vergleich ist das Schwebungssignal aus Abb. 4.26 eingezeichnet.

besondere Bedeutung zu. Aus einer Schwebungsmessung abgebildet in Abb. 4.26 mit dem Referenzlasersystem wurde der Gaussanteil der Linienbreite zu  $187 \pm 12$  kHz und der Lorentzanteil zu unter 85 kHz bestimmt. Außerdem ist in der Abbildung zu erkennen, dass der Untergrund für Frequenzen, deren Unterschied zur Trägerfrequenz größer als 5 MHz ist, um 40 dB niedriger als das Signal liegt. Dabei ist die verstärkte spontane Emission der dominante Beitrag zum Untergrund. Einen signifikanten Beitrag zur Linienverbreiterung liefert der Stromtreiber [Thorlabs LDC 340], dessen Rauschen mit  $\approx 5 \mu\text{A}$  spezifiziert ist. Mit der Frequenzempfindlichkeit auf Stromänderungen entspricht dies mehreren zehn kHz.

Weiterhin wurde das räumliche Modenprofil anhand der Faserankopplungseffizienz untersucht. Nach einer Anpassung des Strahldurchmessers konnten 51% der Leistung in eine Singlemodefaser eingekoppelt werden.

Im Vergleich zu MOPA Systemen bietet der TL eine vergleichbare Ausgangsleistung und je nach Wahl des Injektionslasers nur eine geringfügig höhere Linienbreite. Ein Vorteil ist, dass kein Injektionslaser mit der dazugehörigen Elektronik wie Temperaturregelung und Stromtreiber benötigt wird. Gegenüber einem MOPA Design zeichnet sich der TL aus, weil dieser kompakter ist und eine kostengünstigere Lösung darstellt, da kein Injektionslaser gebraucht wird. Mit den genannten Eigenschaften kann der TL als Kühllaser für die 2D-MOT eingesetzt werden.

## 4.6 Elektronik für die Detektionsphotodiode

Die Optimierung der Elektronik für die Detektionsphotodiode rundet die Arbeit am Detektionsabschnitt des Interferometers ab. Mögliche Rauschekopplung dieser Komponente sollen minimiert und in der Folge das Signal-zu-Rausch-Verhältnis verbessert werden. Dazu wurde das bisher bestehende Design aus konventionellen Bauteilen auf eine SMD-Platine umgesetzt. Der Schaltplan der Elektronik befindet sich im Anhang A.2. Die Schaltung wandelt das Stromsignal der Photodiode [Hamamatsu S5107] in eine Spannung um und verstärkt diese. Weiterhin wird eine Vorspannung von 12 V an den Detektor angelegt. Bei der Wahl der Verstärker wurde darauf geachtet, besonders schnelle sowie rauscharme Element zu integrieren. Zunächst wurde die Spannungs-Eingangleistungs-Kennlinie der Photodiodenelektronik mit der nachfolgenden Schaltung vermessen, wie in Abb. 4.27 gezeigt. Die Steigung der Geraden, die an die Messpunkte angelegt wurde und die Sensitivität der Detektionselektronik auf Lichteinfall widerspiegelt, beträgt  $0,085 \text{ V}/\mu\text{W}$ . Zum Vergleich ist die Messkurve der alten Elektronik ebenfalls eingezeichnet. Diese weist einen Wert von  $0,086 \text{ V}/\mu\text{W}$  auf. Die wesentliche zu untersuchende Eigenschaft war das Rauschen. Das hochfrequente Rauschen des Signals beider Photodioden zu den Messpunkten aus Abb. 4.27 wurde mit Hilfe eines Oszilloskops verglichen. Abhängig von der Lichtleistung wurde das resultierende Spannungsrauschen in Abb. 4.28 abgetragen. Für sowohl alte und neue Schaltung zeigt sich ein nahezu konstanter Rauschuntergrund, wobei dieser für die neue Elektronik um einen aus den Fits bestimmten Faktor von ca. 2,8 niedriger ausfällt, wodurch das Signal-zu-Rausch-Verhältnis verbessert wird. Das eigentliche Spannungsrauschen

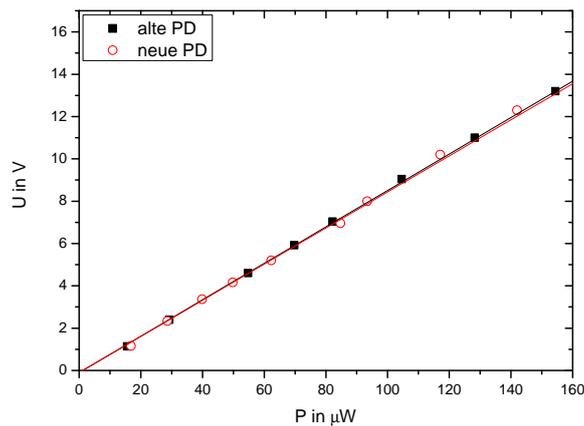


Abbildung 4.27: Eichung der alten und neuen Photodiodenelektronik. Die Schaltung gibt ein Spannungssignal aus, das linear von der Lichtleistung auf der Photodiode abhängt.

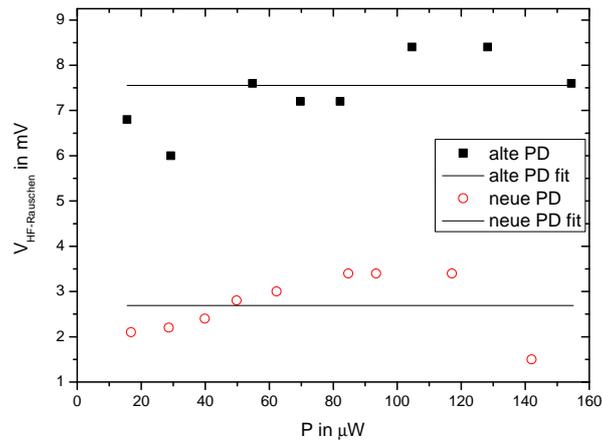


Abbildung 4.28: Darstellung des hochfrequenten Rauschens der Schaltungen in Abhängigkeit von der Leistung.

der Photodiodelektronik ist in beiden Fällen weitaus geringer. Es wird jedoch bei der Messung durch das Rauschen des Oszilloskops vervielfacht. Um sich ein vollständiges Bild des Spannungsrauschens zu machen, wurde daher zusätzlich die spektrale Leistungsdichte des Spannungsrauschens mit einem Spectrum Analyser [HP 35670A] aufgenommen. Die spektrale Rauschleistungsdichte abgetragen über der Frequenz  $\nu$  in Abb. 4.29 zeigt im Bereich 90 Hz bis 500 Hz einen gegenüber der alten Photodiodelektronik abgesenkten Rauschuntergrund.

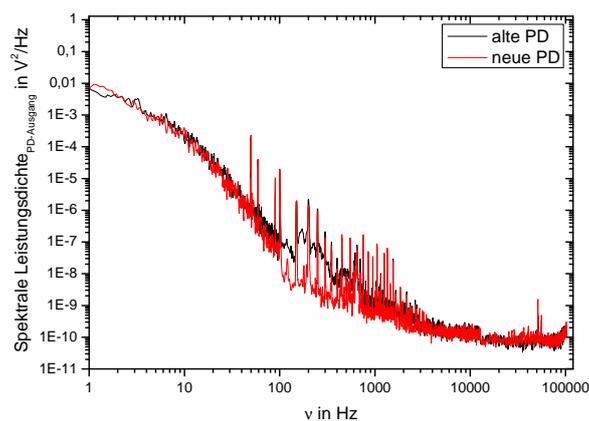


Abbildung 4.29: Messung der spektralen Rauschleistungsdichten für beide Detektorelektroniken.

Abschließend lässt sich zu dieser Untersuchung sagen, dass mit dem Einsatz der neuen Detektionselektronik das Detektionsrauschen weiter minimiert werden kann.

---

## AUSBLICK

Das in dieser Diplomarbeit realisierte aktiv frequenzstabilisierte Diodenlasersystem bildet die Grundlage für zukünftige Experimente, die sich mit der Manipulation von Rubidium mit Lasern beschäftigen. Eine konkrete Anwendung ist das atomare Sagnac Interferometer (CASI). Gegenüber dem bisherigen Detektionslasersystem stellt das neue Lasersystem mit einer instantanen Linienbreite von  $8\pm 2$  kHz und einer verbreiterten von  $130\pm 25$  kHz im unregulierten Fall sowie der Reduktion der Verbreiterung auf  $92\pm 5$  kHz durch aktive Regelung und einer hohen Ausgangsleistung von 1 W eine deutliche Verbesserung dar.

Die Konzeption des neuen Detektionslasersystems bietet weitere Möglichkeiten zur Optimierung. Gegenwärtig werden durch die Regelung über die Resonatorlängenänderung und den Diodenstrom am Stromtreiber ein langsamer und mittlerer Pfad verwendet. Damit verbleibt die Option der Einbindung eines schnellen Regelpfades durch eine Einkopplung in den Strom direkt an der Laserdiode, was die Regelbandbreite potentiell in den MHz Bereich erhöht. Außerdem kann die Spektroskopiezelle geheizt werden, wodurch die Laserfelder mit einer höheren Atomzahl wechselwirken können. In der Folge ergibt sich ein höheres Signal-zu-Rauschverhältnis. Um die gesteigerte Wärmeentwicklung kompensieren zu können, müsste die Bleischaumverkleidung entfernt werden, wodurch die Akustik einen stärkeren Einfluss hätte als momentan. Es bliebe demnach zu untersuchen, welches von beiden die bessere Alternative darstellt. Für den Laborbetrieb ist weiterhin die Langzeitstabilität über eine oder mehrere Arbeitswochen interessant, was ebenfalls zur Untersuchung aussteht. Schließlich könnte das neue Detektionslasersystem im experimentellen Betrieb mit einem ähnlichen Lasersystem verglichen werden [41]. Die Anbindung an einen atomaren Übergang erfolgt hier über die Technik der Frequenzmodulationsspektroskopie statt wie bei CASI über einen Modulationstransfer. Für nachfolgende Experimente wäre es interessant zu wissen, welche der beiden Stabilisierungen sich eher im experimentellen Alltag bewährt. Die Diodenlaser, die in beiden Systemen

verwendet werden, wurden bereits im Rahmen der bereits genannten Veröffentlichung [26] mit einem dritten verglichen, der langfristig zur Manipulation von Kalium eingesetzt werden soll.

Für das Experiment CASI eröffnen die Vorzüge des neuen Detektionslasersystems interessante Perspektiven. Dazu gehören eine bessere Reproduzierbarkeit der Interferometrie, eine Senkung der atomaren Temperatur des Ensembles und die Steigerung des Signal-zu-Rauschverhältnisses von momentan 30/1 um mehr als eine Größenordnung. Gegenwärtig wird das Lasersystem in das atomare Sagnac Interferometer integriert, wo es zwei Aufgaben erfüllen wird. Zum einen wird es für die Fluoreszenzdetektion der beiden Ausgänge des Interferometers dienen und zum anderen als Frequenzreferenz für andere Lasersysteme, die für die Manipulation der Atome benötigt werden. Neben der verbesserten Frequenzstabilität ermöglicht die Verstärkungsstufe eine hohe Sättigung des Übergangs bei der Detektion, so dass diese intrinsisch weniger empfindlicher ist gegen Restschwankungen der Frequenz und Leistung.

Parallel zum Aufbau des neuen Detektionslasersystems wurde ein neuartiger Diodenlaser entwickelt, der den bisherigen Kühllaser für die 2D-MOT ersetzen soll und der sowohl eine höhere Ausgangsleistung als auch eine schmalere Linienbreite als dieser bietet und durch seine Kompaktheit die Transportabilität des Atominterferometers begünstigt sowie durch die Einsparung eines Injektionslasers kosteneffizient und damit auch attraktiv für künftige Experimente ist. Das Lasersystem für die 3D-MOT soll ebenfalls ausgetauscht werden. Dieses basiert momentan auf einem MOPA Aufbau und besteht aus einem Injektionslaser im Littrowaufbau und einem optischen Verstärker der älteren Generation. In der neuen Variante wird ein Diodenlaser im gleichen Aufbau wie der Laser im neuen Detektionssystem einen Verstärker injizieren, der zu dem in dieser Arbeit verwendeten baugleich ist. In der Folge wird für die 3D-MOT, verglichen mit dem bisherigen System, mehr Lichtleistung bei gleichzeitig deutlich schmalere Linienbreite zur Verfügung stehen.

Nach der Einbindung des Detektions- und gleichzeitig auch Referenzlasersystems, das ein wichtiges Element zur Steigerung der Auflösung des Interferometers ist, in das Experiment, bietet sich eine Analyse des Signal-zu-Rauschverhältnisses an, wobei ein Verhältnis 1000/1 angestrebt wird. Dazu sind weitere Verbesserungen am Experiment erforderlich, die geplant sind und teilweise auch schon durchgeführt wurden. Eine Maßnahme, die bereits erfolgt ist, ist die Absenkung des Restgasdrucks in der Interferometrikammer um eine Größenordnung. Was an Verbesserungen noch aussteht, ist die Anhebung der von den Atomtrajektorien eingespannten Fläche auf die geplanten  $22 \text{ mm}^2$ , wofür die drei Ramanlaserpulse an drei Fenstern der Interferometrikammer, statt wie bisher an einer, appliziert werden. Außerdem soll eine Vibrationsisolierung integriert werden.

Nach Abschluss der genannten Optimierungen ist die hochpräzise Messung von Rotationen ein greifbares Ziel. Der transportable Aufbau steht dann für Vergleichsmessungen mit anderen Atominterferometern wie dem GOM (**G**yroscop **e** des **o**udes

metieres) in Paris [44] oder Lasergyroskopen wie dem in Wettzell [7] zur Verfügung. Aus diesen Messungen wird sich zeigen, ob atomare Sagnac Interferometer eine komplementäre Technologie sind, um Lasergyroskope von mehreren 10 bis 100 m<sup>2</sup> zu kompaktifizieren und für die Beobachtung der Variation der Erdrotation zu ergänzen.

Parallel in einer zweiten Diplomarbeit wurde ein ähnliches Diodenlasersystem realisiert, das bei dem Experiment ATLAS zum Einsatz kommt und dort eine ähnliche Aufgabe wie das Detektionslasersystem bei CASI hat, und wie bereits erwähnt zur wechselseitigen Charakterisierung genutzt. Neben der Untersuchung rein optischer Erzeugung von Bose-Einsteinkondensaten soll bei dem Experiment ATLAS das Potential degenerierter Quantengase für die Atominterferometrie ermittelt werden. Das Anwendungsgebiet hierfür ist die Durchführung von Tests des Äquivalenzprinzip im Quantenregime, d.h. unter Verwendung von Materiewellen aus Rubidium und Kalium. Ähnliche Experimente befinden sich gegenwärtig in Stanford im Aufbau und sind für die Durchführung im Weltall vorgeschlagen.



## SCHALTPLÄNE

In diesem Anhang befinden sich die Schaltpläne für die MTS-Photodiodeelektronik A.1 sowie die der Photodiodeelektronik für die Detektion an den beiden Interferometerausgängen A.2.

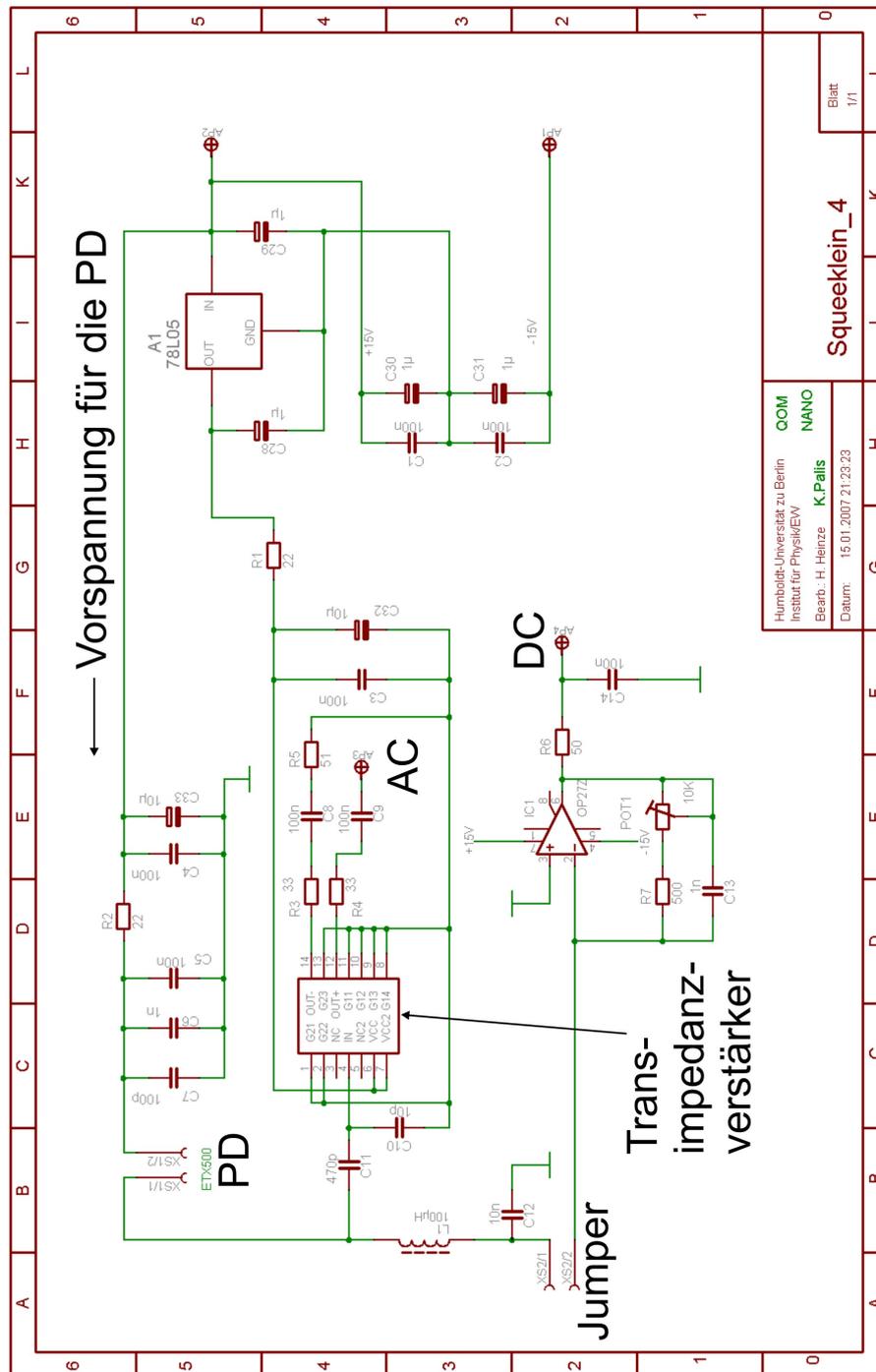


Abbildung A.1: Elektronik für die MTS-Photodiode. Die Photodiode (PD) erhält eine Vorspannung von 15 V. Das Signal wird in einen AC und einen DC Pfad aufgeteilt und im Falle des AC Pfades durch einen Transimpedanzverstärker in eine Spannung umgewandelt. Für den DC Pfad wird ein herkömmlicher Verstärker für die Umwandlung genutzt. Über den Jumper kann der DC Pfad deaktiviert werden.

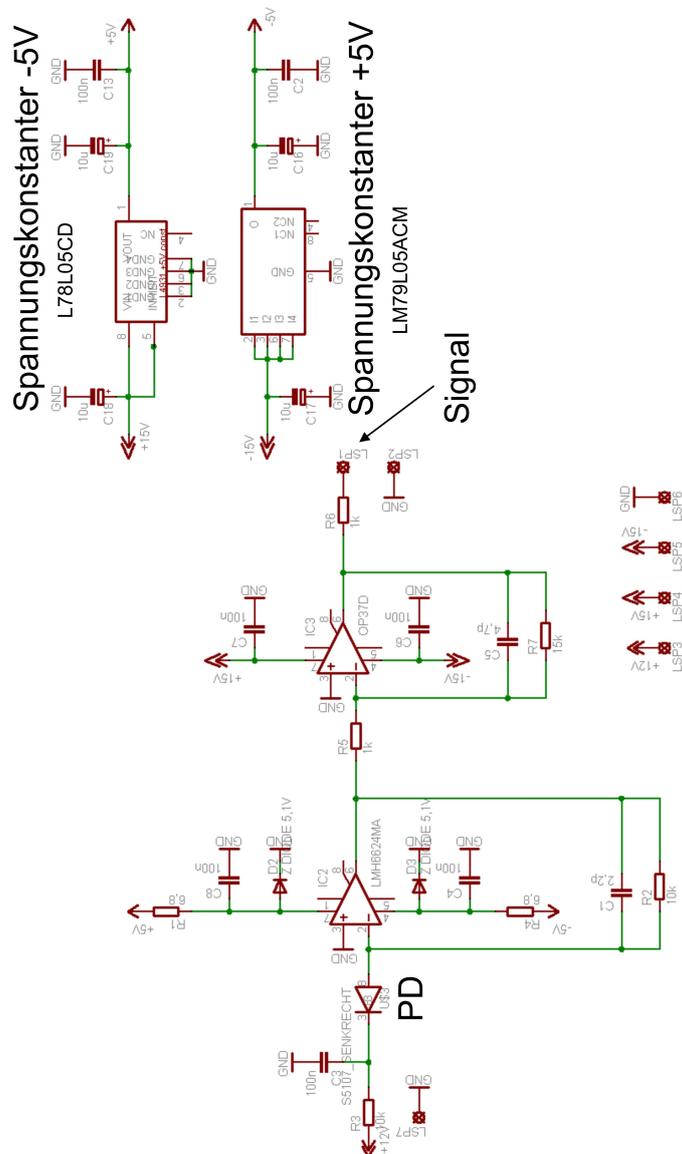


Abbildung A.2: Elektronik für die Detektionsphotodiode. Die Vorspannung für die Photodiode (PD) beträgt 12 V. Der erste Verstärker hinter der Photodiode wird mit  $\pm 5$  V versorgt, der zweite mit  $\pm 15$  V. Die Spannungskonstanter für den ersteren sind auf der Platine integriert. Für die Vorspannung der Photodiode wird ebenfalls ein Spannungskonstanter eingesetzt, der auf dem Schaltplan nicht verzeichnet ist.



---

## AUFTEILUNG DES 3D-MOT-KÜHLLICHTS

Im Rahmen der Umbauten zur Erhöhung der Stabilität des Experiments wurden Faseraufteilungssboxen entworfen, die zur Aufteilung des Lichts, das das MOPA-Lasersystem liefert, für die 3D MOT dienen. Da diese nicht nur zur Kühlung der Atome, sondern für eine „bewegte-Melasse-Technik“ [20] verwendet wird, ist es notwendig, die horizontalen und vertikalen Laserstrahlen in der MOT zueinander verstimmen zu können [20]. Diese Verstimmung erfolgt über AOMs.

Für die zwei 3D-MOTs werden insgesamt 12 Fasern und vier verschiedene Frequenzen benötigt. Für die vertikalen Zugänge wurde eine doppelte 2-zu-2-Aufteilung (siehe Abb. B.1) konstruiert, die jeweils Licht einer bestimmten Frequenz für die beiden oberen bzw. die beiden unteren Fenster der 3D-MOT bereitstellt. In Abb. B.2 ist die 2-zu-4-Aufteilung dargestellt, die für vorderen und hinteren Zugänge der beiden 3D-MOTs liefert. In beiden Boxen wird über einen Polwürfel nach dem Fasereingang die Polarisation des Lichts eingestellt, von dem ein geringer Teil auf eine Photodiode zur Leistungskontrolle abgezweigt wird. Danach erfolgt eine Überlagerung mit dem Rückpumpelaser und die Aufteilung in die zwei Arme. Vor dem Einkoppeln in die Fasern werden mit einem Polstrahlteiler die vertikal polarisierten Anteile herausgefiltert, um eine saubere Polarisation zu erhalten, die danach mit einem  $\lambda/2$ -Plättchen für eine höhere Stabilität an die polarisationserhaltenden Fasern angepasst wird.

Gegenwärtig sind die Aufteilung nicht in einer derartigen Box, sondern mit anderen optischen Elementen zusammen auf einem optischen Tisch aufgebaut. Aufgrund der langen Strahlwege auf dem Tisch, der sich verzieht, ist es notwendig, die Faserkopplungen regelmäßig zu optimieren. Mit der Verwendung kurzer Strahlwege in einer geschlossenen Box wird die Aufteilung unabhängig von den thermischen und mechanischen Instabilitäten des Tische.

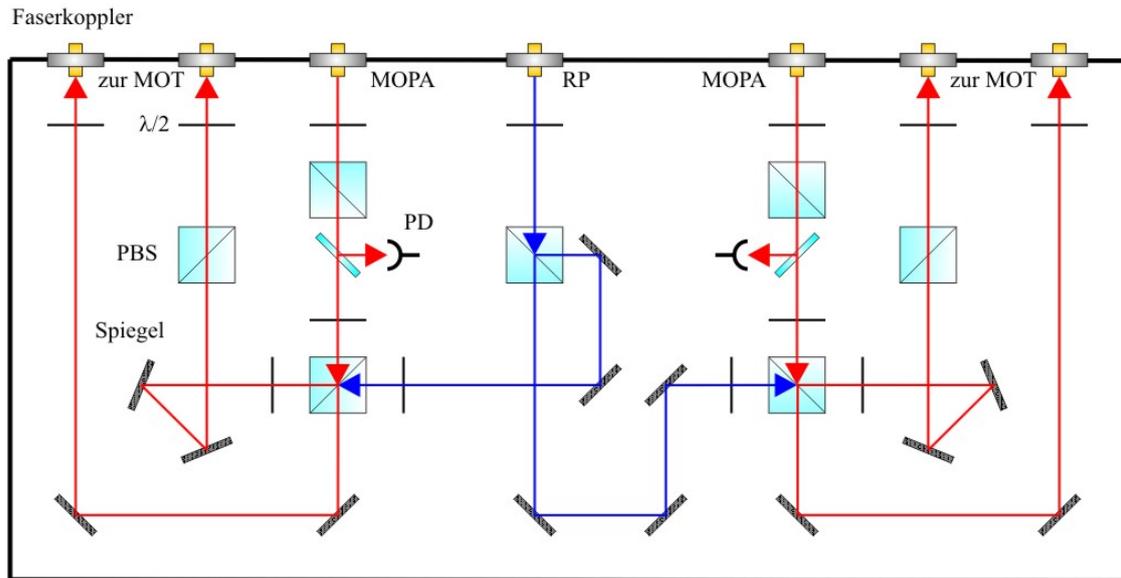


Abbildung B.1: Schematische Darstellung der doppelten 2-zu-2-Aufteilung. In der Zeichnung sind Polstrahlteiler als PBS, die Photodiode als PD, der Rückpumper als RP und  $\lambda/2$ -Plättchen als  $\lambda/2$  bezeichnet.

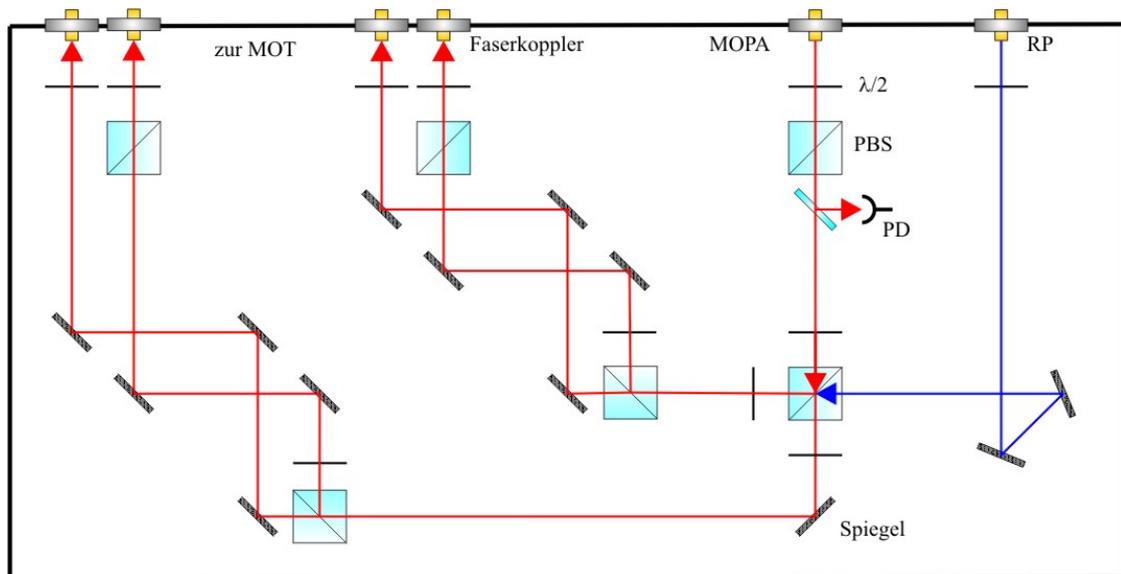


Abbildung B.2: Schematische Darstellung der 2-zu-4-Aufteilung. In der Zeichnung sind Polstrahlteiler als PBS, die Photodiode als PD, der Rückpumper als RP und  $\lambda/2$ -Plättchen als  $\lambda/2$  bezeichnet.

Im Folgenden befinden sich die Konstruktionsskizzen für die Boxen.

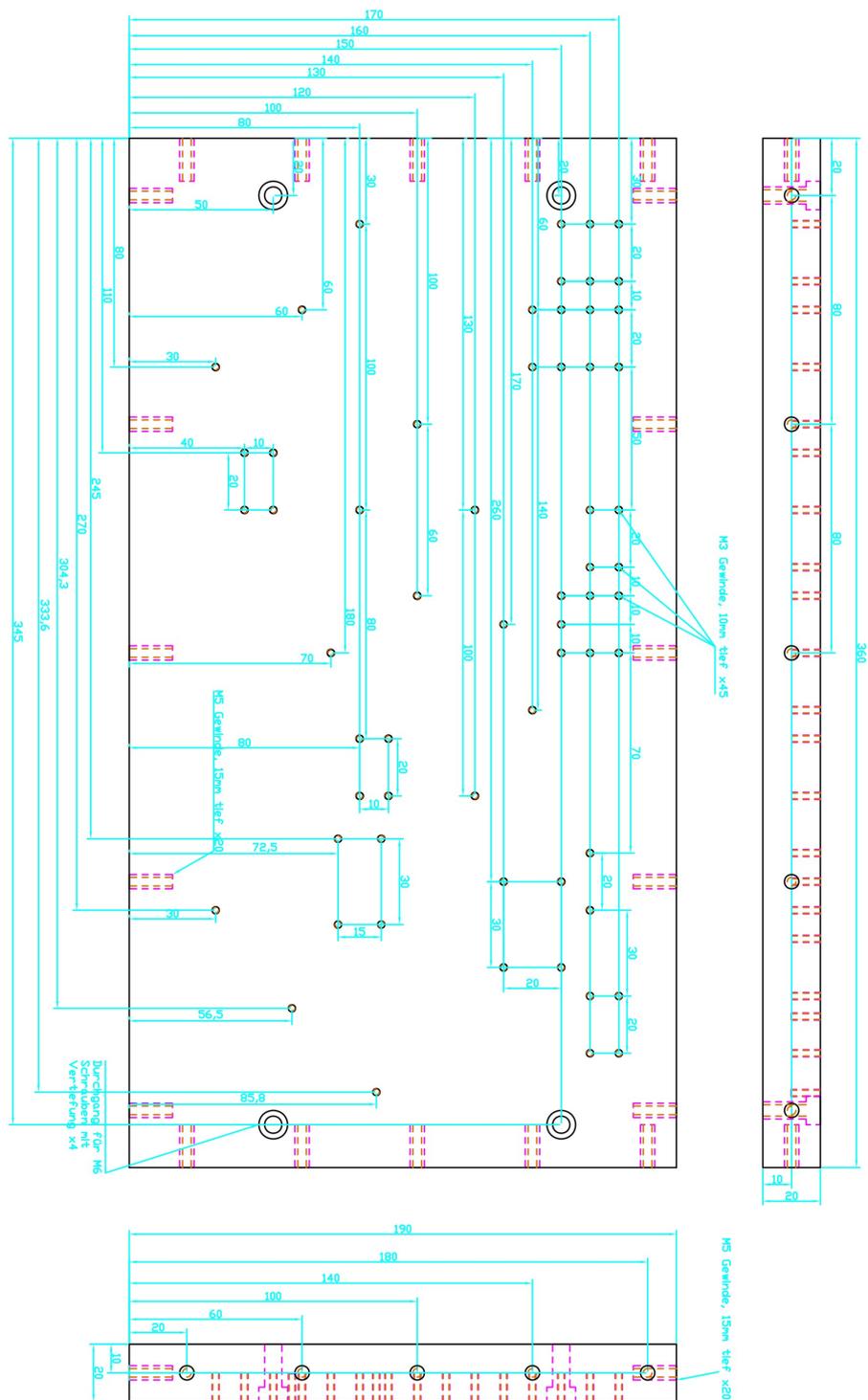


Abbildung B.3: Bodenplatte der 2-zu-4-Faseraufteilungsbox.

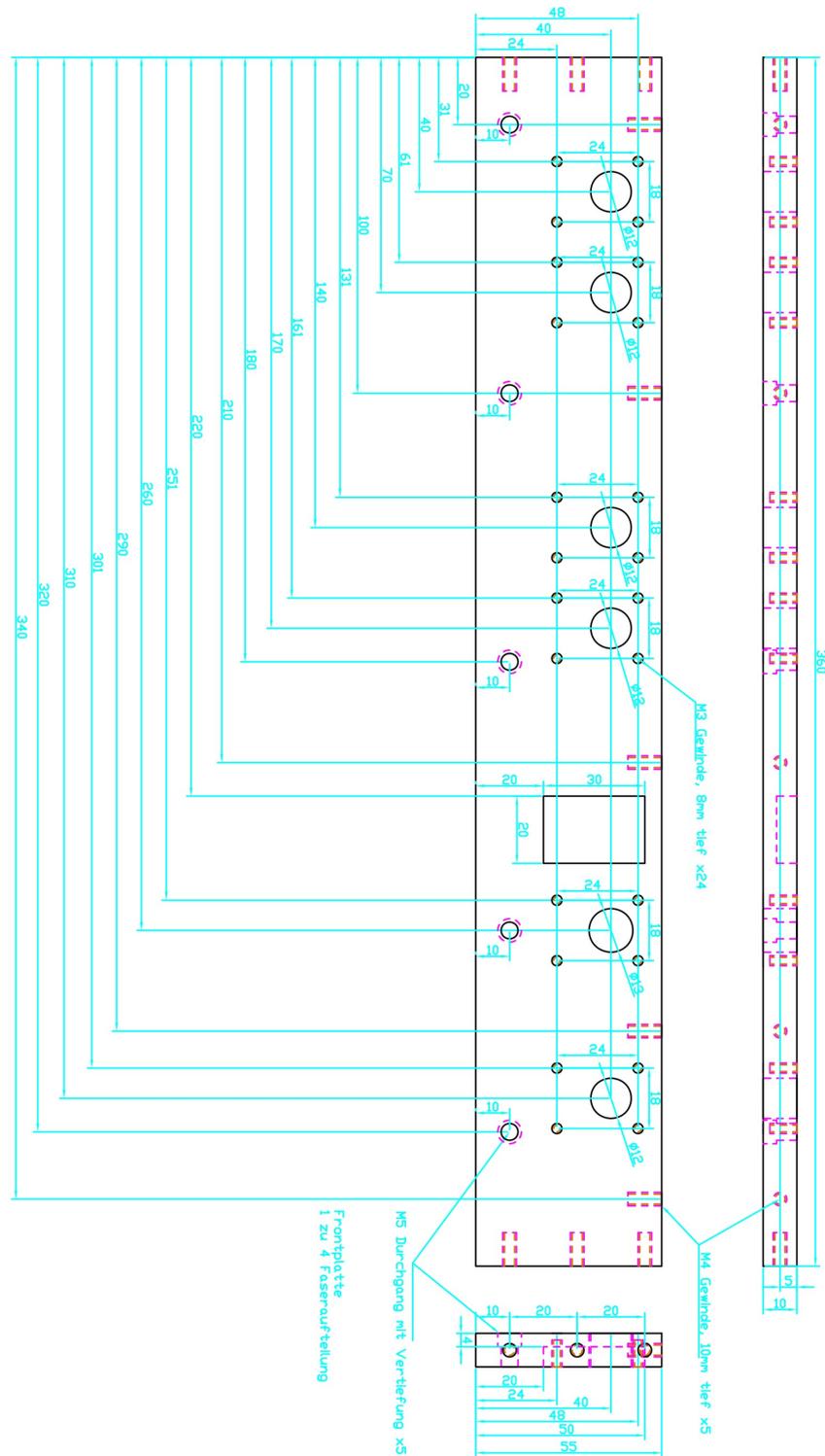


Abbildung B.4: Frontplatte der 2-zu-4-Faseraufteilungsbox.

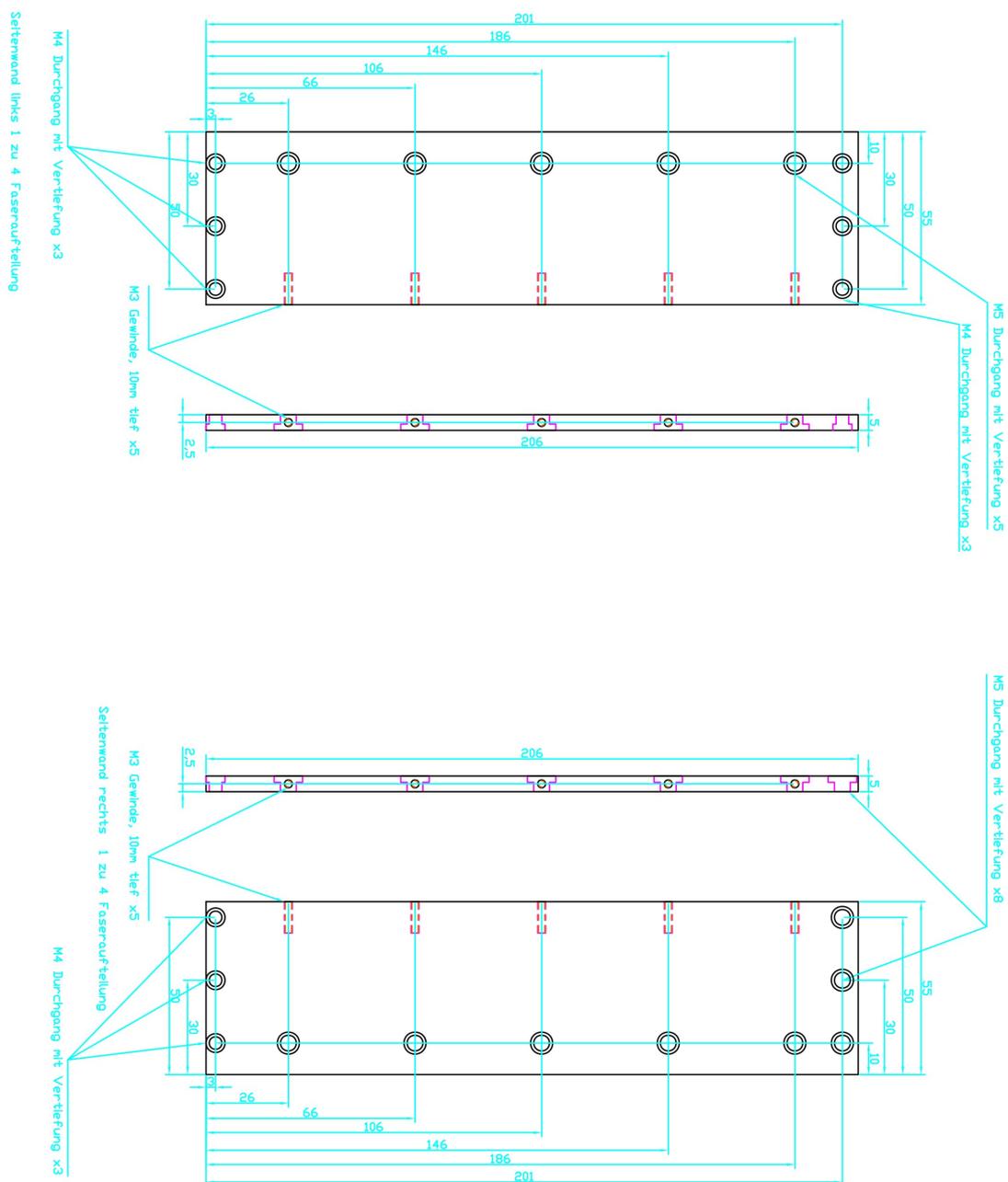


Abbildung B.5: Seitenplatten der 2-zu-4-Faseraufteilungsbox.

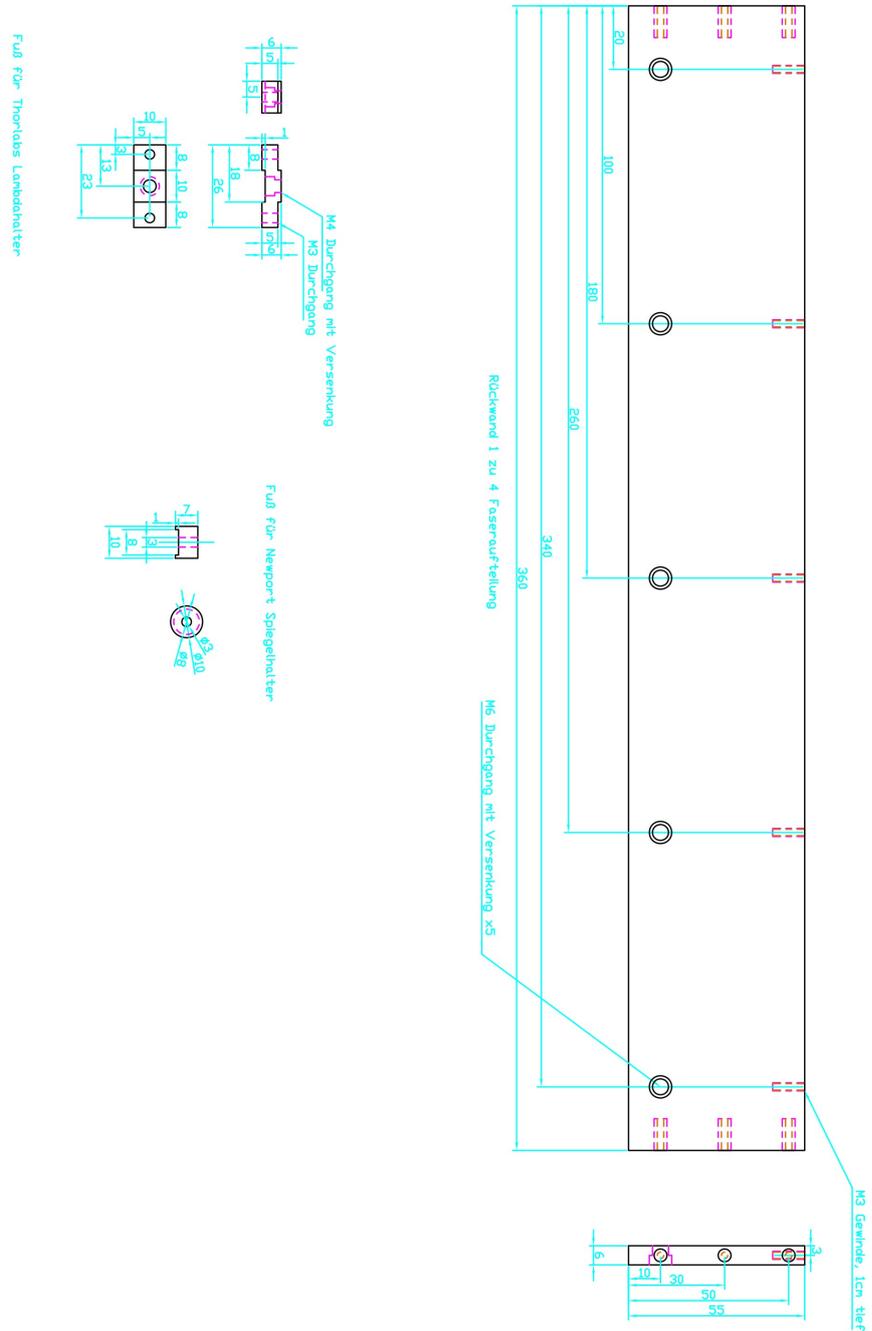


Abbildung B.6: Rückwand der 2-zu-4-Faseraufteilungsbox.

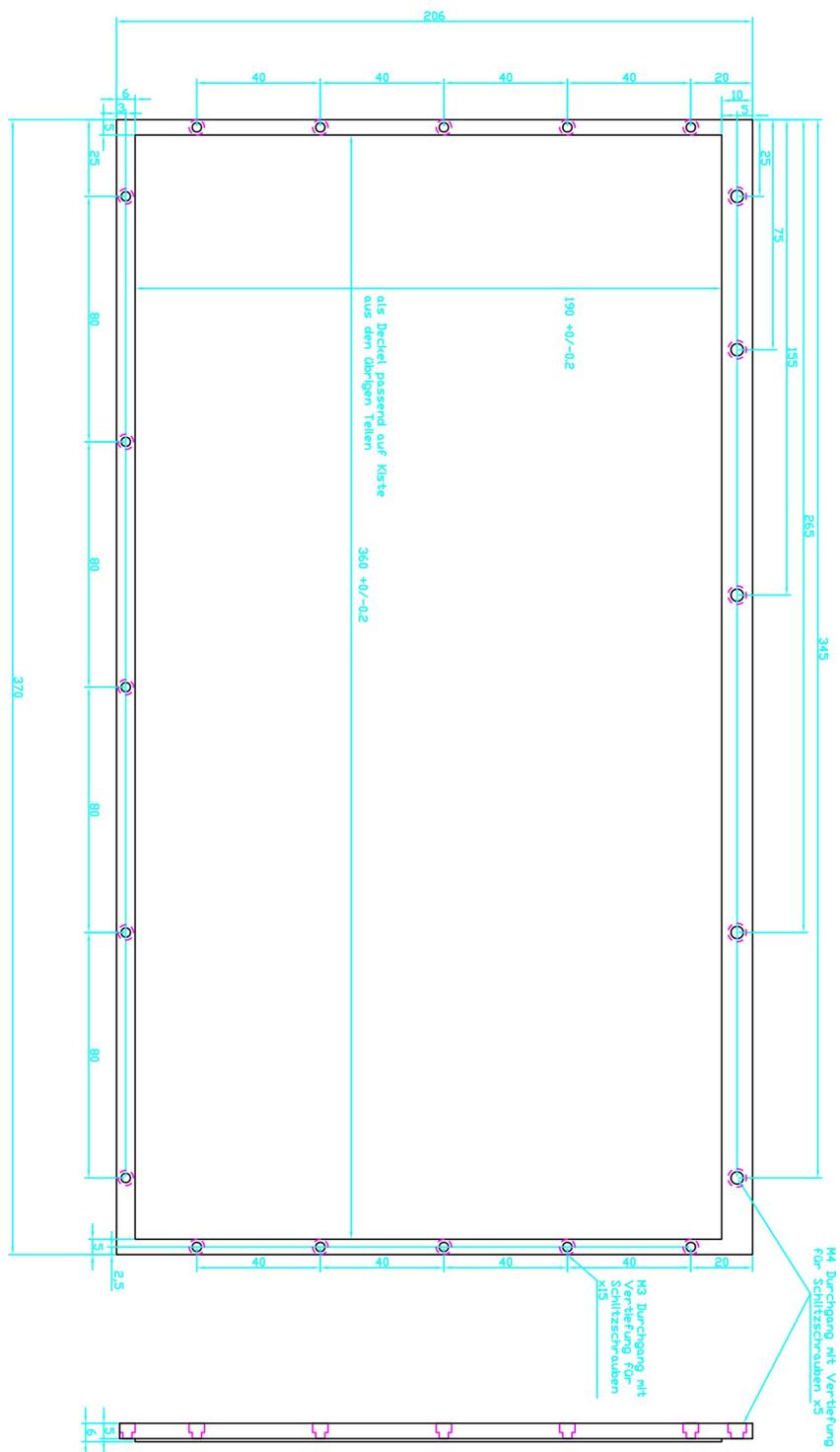


Abbildung B.7: Deckel der 2-zu-4-Faseraufteilungsbox.



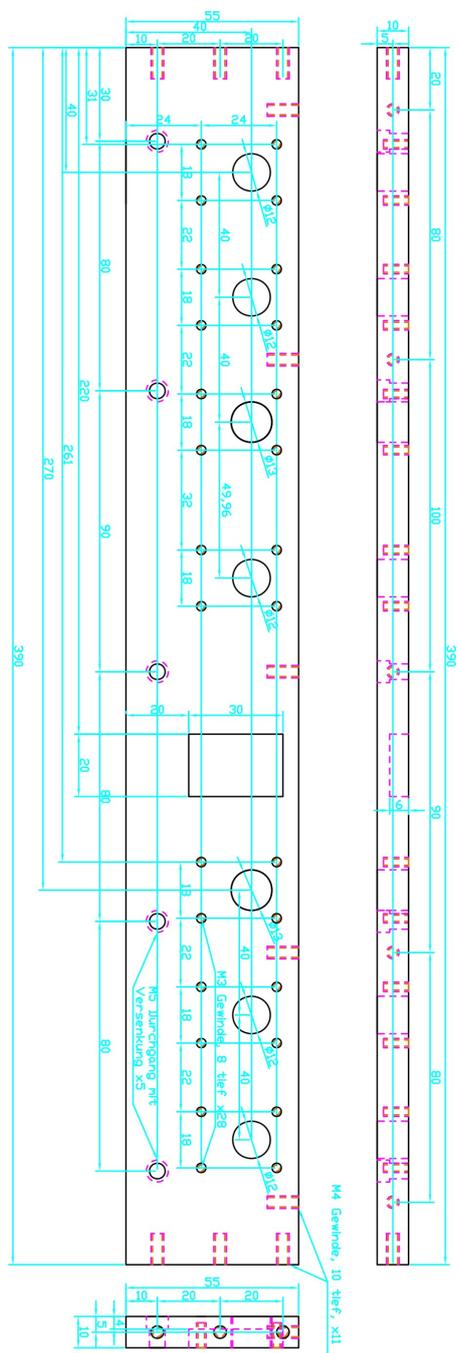


Abbildung B.9: Frontplatte der doppelten 2-zu-2-Faseraufteilungsbox.

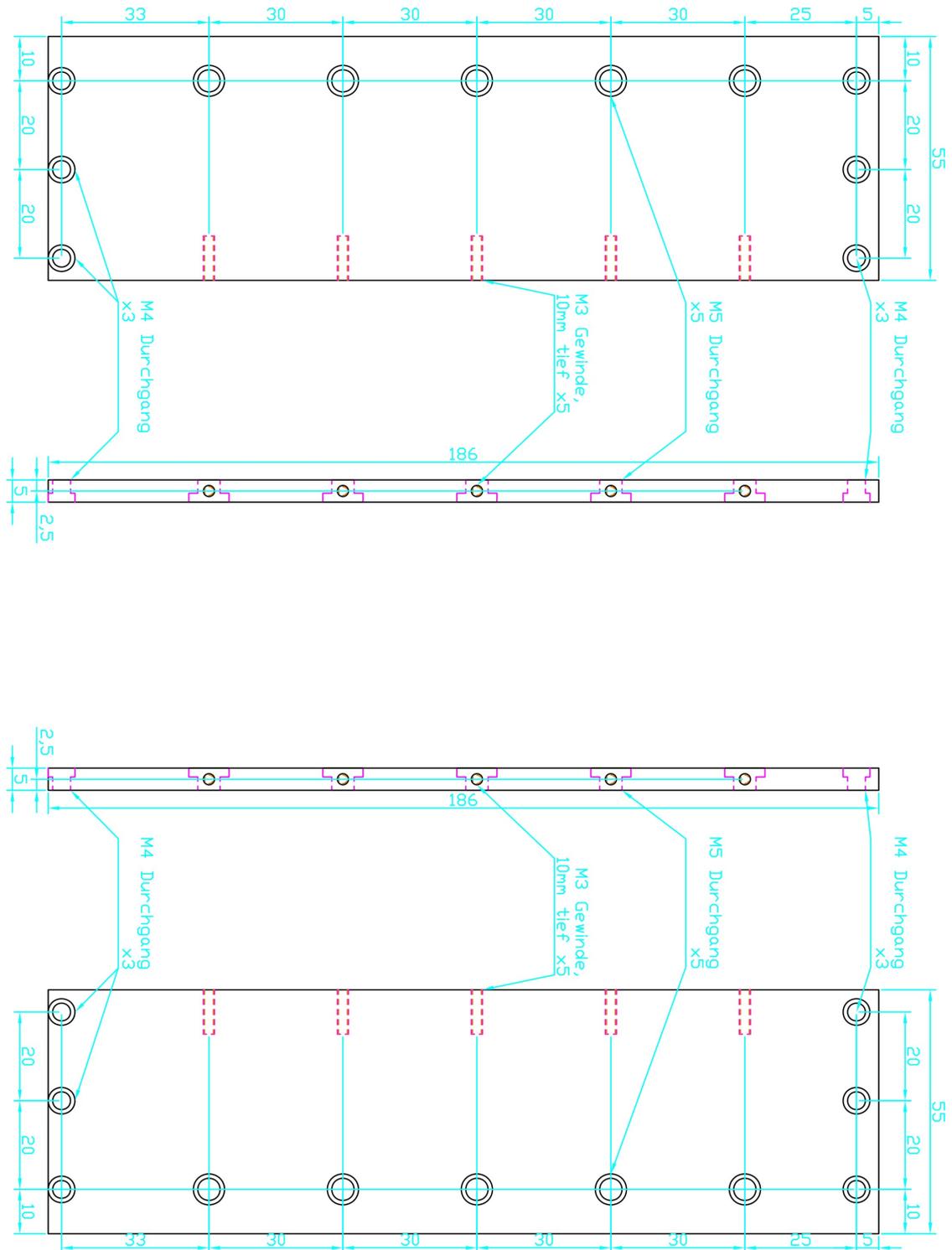


Abbildung B.10: Seitenplatten der doppelten 2-zu-2-Faseraufteilungsbox.

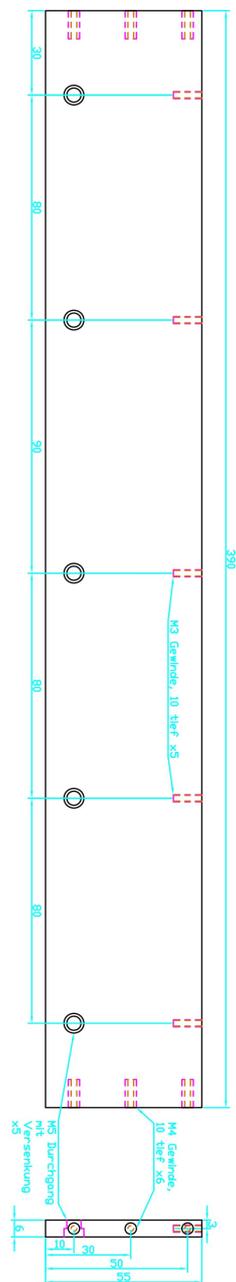


Abbildung B.11: Rückwand der doppelten 2-zu-2-Faseraufteilungsbox.

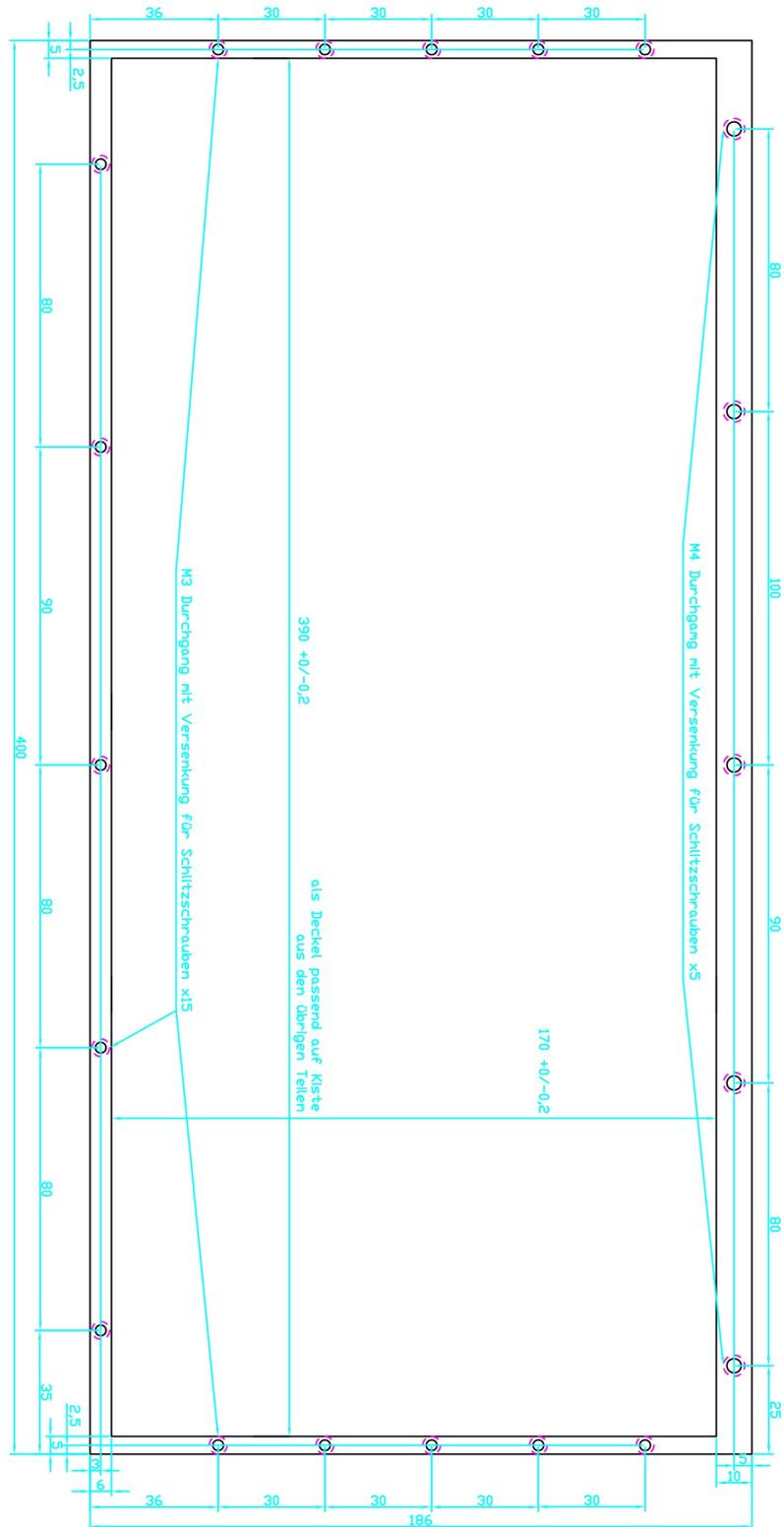


Abbildung B.12: Deckel der doppelten 2-zu-2-Faseraufteilungsbox.

## PUBLIKATION

Im Folgenden ist die Publikation, zu deren Ergebnissen diese Diplomarbeit beigetragen hat.

## Narrow bandwidth interference filter-stabilized diode laser systems for the manipulation of neutral atoms

M. Gilowski, Ch. Schubert, M. Zaiser, W. Herr, T. Wübbena, T. Wendrich, T. Müller,  
E. M. Rasel, and W. Ertmer

*Institut für Quantenoptik, Welfengarten 1, 30167 Hannover, Germany*

---

### Abstract

We present and investigate different external cavity diode laser (ECDL) configurations for the manipulation of neutral atoms, wavelength-stabilized by a narrow-band high transmission interference filter. A novel diode laser, providing high output power of more than 1 W, with a linewidth of less than 85 kHz, based on a self-seeded tapered amplifier chip has been developed. Additionally, we compare the optical and spectral properties of two laser systems based on common laser diodes, differing in their coating, as well as one, based on a distributed-feedback (DFB) diode. The linear cavity setup in all these systems combines a robust and compact design with a high wavelength tunability and an improved stability of the optical feedback compared to diode laser setups using diffraction gratings for wavelength discrimination.

*Key words:* interference filter, self-seeded tapered amplifier, external cavity diode laser, manipulation of atoms

---

### 1. Introduction

Diode laser systems have become an attractive light source with versatile applications in many fields of modern physics, such as telecommunication or the manipulation of atoms. The atom optical experiments in the field of e.g. quantum degenerated gases [1] or metrology [2] with their future space-based experiments [3,4,5] make high demands on the laser systems. The challenge is to design compact and robust laser configurations offering a narrow linewidth and a high output power.

In this article, we compare four different laser systems, based on a narrow-band high transmission interference filter, as presented in [6] and [7]. The laser designs offer an improved stability and tunability compared to grating-based setups combined with convincing spectral properties. In particular, we study a novel laser design, based on a self-seeded tapered amplifier, in the following called tapered

laser (TL). The TL provides a high output power and a narrow spectral bandwidth combined with a higher stability, yielding a better performance than self-seeded tapered amplifier lasers using a grating for wavelength discrimination. In addition, the TL offers a simplified setup compared to the well-established master-oscillator-power-amplifier (MOPA)-system [8]. Furthermore, we study three ECDL-systems which differ in their implemented medium power laser diode (<100mW), thus leading to different properties, such as wavelength tunability and output power of the lasers. We implemented two common laser diodes, with and without an AR-coating, as well as a DFB-diode in the ECDL-systems.

The article is organized as follows: We begin in section 2 with the general description of the studied laser configurations. The characterization of the ECDL-setups follows in section 3.1. Finally, we discuss the properties of the new high output power

laser prototype in section 3.2.

## 2. Laser Configurations

The basic setup for the three ECDLs, described in [7] is illustrated in Fig. 1 (a). The emitted light from the laser diode is collimated by an aspheric lens (CL) ( $f=3.1$  mm) with a high numerical aperture  $N.A.$  of 0.68. A part of the collimated light is back reflected to the laser diode by a partially transmitting mirror (OC). Different reflectivities  $R$  are used for the three lasers, respectively. Together with the laser diode, the out-coupling mirror forms the external cavity of the laser with a total length of 70 mm. The length of the cavity can be modified by displacing the out-coupler with a piezo-electric transducer (PZT). A higher stability of the optical feedback is obtained by placing an aspheric lens ( $L_1$ ) with  $f=18.4$  mm in front of the out-coupler in focal length distance (cat eye configuration). The out-coupled light is then collimated by a second identical lens ( $L_2$ ). The interference filter (IF) is placed inside the cavity. As it was presented in [7], the interference filters have 90% transmission and a FWHM of about 0.3 nm. By varying the filter's angle of incidence relative to the optical axis the wavelength can be coarsely adjusted. The advantage of this design is that the wavelength discrimination and the optical feedback are performed by two independent elements, the interference filter and the out-coupler [7]. In combination with the linear design of the setup, the interference filter-stabilized configuration offers a higher stability and tunability compared to the Littrow design [6,9]. Furthermore, the wavelength dependent spatial displacement of the out-coupled beam is reduced compared to grating-stabilized setups.

We investigated the implemented laser diodes [10] for the three ECDL-systems with respect to their different spectral properties and their application in the manipulation of atoms. The laser diode in laser 1 is a common laser diode with a center wavelength  $\lambda_c$  of 783 nm and without an AR-coating. With a reflectivity of 30% for the out-coupler we obtain stable laser operation. A laser diode with an AR-coated front facet and with  $\lambda_c=770$  nm was chosen for laser 2, providing a broad wavelength tunability. Here we use a reflectivity of 20% for the out-coupler. In laser 3 a DFB-diode with a specified linewidth of less than 2 MHz and a center wavelength of  $\lambda_c=780$  nm is implemented. Due to this

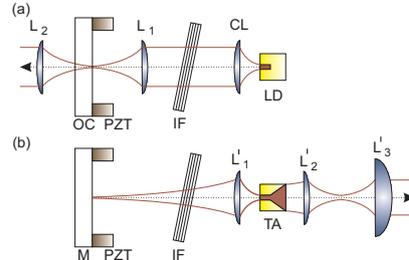


Fig. 1. Schematic drawing of the laser configurations 1-3 in (a) and of the tapered laser in (b). The optical elements laser diode (LD) or tapered amplifier (TA), collimation lens (CL), interference filter (IF), out-coupler (OC) or mirror (M), piezo-electric transducer (PZT) and lenses ( $L_{1,2}$ ) as well as ( $L'_{1,2,3}$ ) for the cat eye configuration and collimation purposes are displayed.

intrinsic narrow linewidth we chose an out-coupler with  $R=20\%$ .

The design of the tapered laser is illustrated in Fig. 1 (b). It is based on a self-seeded tapered amplifier (TA), emitting light in both output directions. The backward emitted light is focused with an aspheric lens ( $L'_1$ ) with  $f=4.5$  mm and  $N.A.=0.55$  on a HR coated mirror (M) which forms together with the front facet of the TA the 77 mm long external cavity of the TL. We could observe an unstable multi-mode operation, arising from parasitic feedback of the following collimation optics, using a common TA-chip with an AR-coating on both sides. To suppress this disturbing effect we increased the feedback of the TL-cavity by implementing a TA-chip with a low reflectivity at the front facet and an AR-coated back facet [10]. An interference filter (IF) is set up in between the mirror and the TA. The back reflected light is seeding the TA chip. In the gain medium of the TA the light is amplified and finally emitted from the front facet. Due to the high asymmetry of the output aperture we use an aspheric lens ( $L'_2$ ) with  $f=4.5$  mm and  $N.A.=0.55$  as well as a cylindric lens ( $L'_3$ ) with  $f=80$  mm to collimate the astigmatic output beam. The laser, the beam-shaping optics and a following optical isolator are shielded by a foamed material to reduce acoustic noise. For passive stabilization, the laser bodies of the TL as well as of the other three lasers are milled from a single solid block of Ceral. The block and the diode are independently temperature controlled.

### 3. Characterization of the laser systems

In this section we present and discuss the optical properties of our laser systems, such as the linewidth and the wavelength tunability. We also characterize the output power and the spatial mode quality. The relevant properties of the ECDL-configurations are summarized in Table 1. The characterization of the tapered laser is discussed separately in section 3.2.

#### 3.1. Properties of the ECDL-configurations

For the determination of the linewidth of each laser, at 780 nm, a series of beat measurements have been taken. The beat notes of each possible combination of two lasers permit an estimation of the linewidth for each laser. The full width half maximum (FWHM) squared of the beat signal is given by the sum of the squared linewidths of two uncoupled lasers. As an example, the beat signal at 410 MHz of laser 1 and laser 3, both free-running, is shown in Fig. 2. The instantaneous linewidth can be calculated by determining the FWHM of a Lorentzian fit of the distribution's flanks for frequencies with  $|\nu - \nu_0| > 0.5$  MHz. Due to technical frequency noise the center frequency is distributed randomly and can be fitted with a Gaussian func-

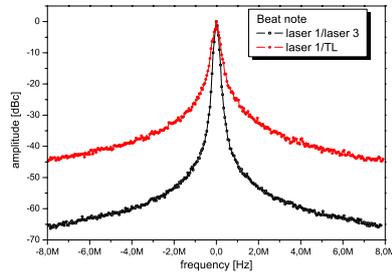


Fig. 2. Average of 20 single measurements of the beat signals of laser 1 and 3 for a sweep time of 2.8 s and a resolution bandwidth (RBW) of 3 kHz (squares) as well as of the beat between laser 1 and the TL with a RBW of 30 kHz (dots) for a sweep time of 28 ms (see section 3.2). The distributions are normalized with respect to the RBW and are shifted by the difference frequency.

tion for  $|\nu - \nu_0| < 0.5$  MHz.

The values for the linewidths of each free-running laser are summarized in Table 1. The broadened linewidths for all lasers are between 120 kHz and 150 kHz determined by the Gaussian fit. We obtain an instantaneous linewidths for the three lasers of approximately 8 kHz determined via a Lorentzian fit.

The wavelength of the ECDL can be coarsely adjusted by varying the angle of incidence of the interference filter relative to the optical axes or by changing the temperature of the laser diode. During the measurements we kept the diode's temperature constant. Changing the filter's angle of incidence leads to a wide wavelength tunability of several tens of nm as shown in Fig. 3. The jump of the laser mode during the wavelength tuning is due to the jump to the adjacent transmission peak of the interference filter. The inset in Fig. 3 shows the transmission curve of the interference filter. A broad transmission minimum between 680 nm and 930 nm is observable. Within that valley, several sharp transmission peaks separated by about 33 nm arise, limited here by the resolution (1 nm) of the spectrometer [11]. We achieve wavelength tunabilities between 11 nm and 32 nm for the three lasers (see Table 1).

Due to the difference in the physical dimensions

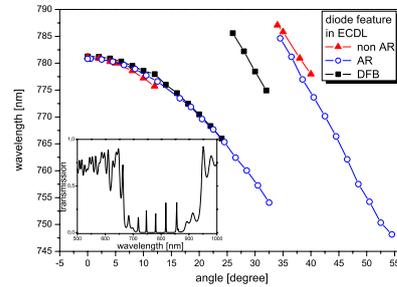


Fig. 3. Wavelength tunability of the lasers as a function of the angle of incidence of the interference filter. The inset shows the transmission curve of the IF (angle of incidence = 0°) measured with a resolution of 1 nm.

of the diodes, the current dependent frequency tunability differs for the three configurations, as can be found in Table 1. Stable operation just on the same diode mode is assured within several tens of GHz for all lasers. However, mode competition due to the ECDL-configuration leads of course to mode instabilities which can be compensated by changing the resonator length. By varying only the PZT voltage, single-mode operation for the three lasers can be assured within a span of about 2 GHz, limited by the length of the external cavity. With the combination of PZT and current tuning, a mode-hop-free tuning range of several GHz can be accomplished.

A further important property is the output power  $P$  of the lasers which depends on the properties of the implemented diode as well as on the feedback which is mainly determined by the reflectivity of the out-coupler. Since the linewidth also depends on  $R$ , it is necessary to make a compromise between small linewidth and high output power. For an optimal operation current we achieve output powers between 30 mW and 39 mW, measured before going through an optical isolator. The values for the power as well as the values for the threshold of the three lasers are summarized in Table 1.

Another criterion of the lasers is the spatial mode profile which is necessary for a well-defined manipulation of atoms or for the efficiency of fiber coupling.

	laser 1	laser 2	laser 3
LD feature	non-AR	AR	DFB
linewidth $\Delta\nu$ [kHz] (Gaussian)	130±25	150±25	120±25
linewidth $\Delta\nu$ [kHz] (Lorentzian)	8±2	8±2	8±2
LD current tun. [GHz]	33	43	28
current sen. [MHz/mA]	92	87	62
filter tun. [nm]	11	32	19
PZT tun. [GHz]	2.3	2.3	2.1
$P$ [mW] (@ supply current [mA])	34 (100)	39 (110)	30 (113)
$I_{threshold}$ [mA]	23	36	30
estimation TEM <sub>00</sub> [%] (Gaussian fit)	99.4	95.8	99.6

Table 1  
Optical and spectral properties of the characterized ECDL-  
configurations.

We characterized the profile by measuring the beam shape with a CCD-camera at a distance of about 20 cm from the lasers. By fitting a Gaussian function to the distribution's cross-section, we could coarsely estimate the purity of the spatial mode profile. All lasers provide a major fraction of the TEM<sub>00</sub> mode in their profile. The best performance could be realized with laser 3, where the distribution corresponds with 99.6% to a Gaussian fit. Furthermore, we reach efficiencies of over 72% for laser 1 and 3 for the injection of the laser beam into a single-mode fibre. We inject 63% for laser 2, where the AR-coating is responsible for a slightly worse spatial mode shape.

Though the lasers are very similar, they offer different advantages. Laser 1 is an economic and attractive alternative, due to the low costs of the implemented laser diode. The large wavelength tunability of laser 2 makes this system interesting for experiments including dual species manipulations like atomic potassium (766 nm) and rubidium (780 nm). Laser 3 offers slightly better properties compared to the other two lasers concerning the linewidth and spatial mode profile.

We also measured the linewidth of a laser similar to laser 3 but without the interference filter. In this case we obtained a linewidth which is two times bigger than for the IF-stabilized laser. Mode instabilities due to a possible conflict of the two frequency selective elements in the design of laser 3, the filter and the integrated grating structure in the diode, have not been observed.

From the accomplished characterization, we can summarize that all the three lasers are versatile tools for experiments concerning the precise manipulation of atoms. Due to their brilliant spectral properties, the utilization as a Raman-laser [12] or for detection purposes are interesting applications for these lasers.

### 3.2. The Tapered Laser

As we will discuss in the following, the self-seeded tapered amplifier prototype offers an attractive alternative to other high power diode laser systems. To deduce the linewidth of the TL we measured the beat note, shown in Fig. 2, between the free-running TL and laser 1, locked to a Rb-transition. With the Gaussian fit of the center region we obtain a FWHM of 200 kHz and thus a broadened linewidth of 187 kHz ±12 kHz for the tapered laser. Here we assume a broadened linewidth for laser 1 of less than 100 kHz, due to the locking of the laser to an atomic

transition.

For the instantaneous linewidth of the TL we obtain less than 85 kHz from the Lorentzian fit of the distribution's flanks. For comparison, a commercial self-seeded grating-stabilized TA laser design for instance offers a linewidth of 1 MHz (specified at 1 ms measuring time) [13]. Furthermore, we can see in Fig. 2 that for frequencies higher than 5 MHz with respect to the carrier frequency the background, which is dominated by the contributions of the amplified spontaneous emission, is 40 dB smaller compared to the carrier signal.

Due to the cavity length of 77 mm, the mode-hop-free tunability with the PZT is about 2 GHz. The sensitivity of the laser frequency for current variations was determined to 19 MHz/mA. A sweep of several GHz without mode-hopping can be observed for a combined PZT-current tuning. The specified current noise of the current driver which is about  $\approx 5 \mu\text{A}$  converts with the measured frequency sensitivity for current variations of 19 MHz/mA into a frequency noise in the order of several tens of kHz. Thus the dominant contribution for the broadening of the linewidth is the noise of the current driver.

The power characteristic is a remarkable feature of the new TL-design. High output power of 1.24 W at a supply current of  $I_{TA} = 2 \text{ A}$  before going through the optical isolator has been reached. We obtain a slope of 1081 mW/A and a threshold current of  $I_{th} = 0.9 \text{ A}$  for the power characteristic.

The spatial mode profile is similar to that of a MOPA-system. This turns out from the comparable injection efficiencies into a single mode fibre which is in the case of the TL approximately 51%. Similar injection values have been achieved with MOPA-systems [8].

For a further consideration we discuss the feedback properties of the TL. As it was introduced in [7] the feedback  $F$  depends strongly on the waist  $w_0$  at the mirror's surface. The feedback, normalized by the reflectivity, against a disturbance of the mirror with respect to the optical axes is given by

$$F = e^{-(\alpha\pi w_0/\lambda)^2} \quad (1)$$

for a small tilt with the angle  $\alpha$  and by

$$F = \left(1 + \frac{\delta^2 \lambda^2}{\pi^2 w_0^4}\right)^{-1} \quad (2)$$

for a displacement  $\delta$ . According to the formula, the reduction of the feedback due to a tilt increases with an increasing waist size, what sets an upper limit

for  $w_0$ . On the other hand  $w_0$  must not be chosen too small to assure stability of the feedback against displacements of the mirror. A waist of  $10 \mu\text{m}$  as realized in the ECDL-configurations as well as a waist of about 1 mm for a collimated beam in the TL-cavity leads to an unstable, multi-mode operation of the TL. As an optimal compromise we realized a waist of about  $40 \mu\text{m}$  at the mirror's surface. Disturbances of  $F$  due to a tilt of the mirror are negligible for this value of  $w_0$ .

The new laser system offers many advantages compared to grating-stabilized self-seeded TA-systems or MOPA-systems. In the tapered laser the interplay between angular and displacement sensitivity is easier to control compared to Littrow designs [7] by choosing an adequate beam waist. A further advantage of the IF-based system is that the wavelength dependent spatial displacement of the beam for a tuning of the interference filter, due to the small length which is approximately 0.5 mm of the IF, is strongly reduced. It is even more reduced than in the presented ECDL-configuration, due to the out-coupling at the front facet of the TA. In addition, the TL offers a more compact and simplified setup with a base area of  $16 \times 7 \text{ cm}^2$ , providing lower costs compared to conventional MOPA-lasers, where a master and an amplifier system are required.

#### 4. Conclusion

In the presented work compact and robust laser configurations have been realized based on the wavelength discrimination via narrow-band interference filter. The novel tapered laser with its high output power of more than 1 W combined with best spectral properties, reaching a linewidth of less than 85 kHz, offers a very promising alternative to state-of-the-art systems. The presented laser systems are currently implemented in atom optical experiments for cooling and trapping purposes of different atomic species (Rb, K).

#### 5. Acknowledgements

We are grateful to P. Rosenbusch for detailed information on the SYRTE ECDL-system and to F. Scholz from eagleyard Photonics for technical assistance. The work is supported by the SFB 407 of the "Deutsche Forschungsgemeinschaft" and the cooperation FINAQS of the European Union.

## References

- [1] W. Ketterle, D.S. Durfee, and D.M. Stamper-Kurn, *Bose-Einstein condensation in atomic gases*, Proceedings of the Int. Sch. Phys. "Enrico Fermi", edited by M. Inguscio, S. Stringari, and C.E. Wieman, IOS Press, Amsterdam, 67, (1999).
- [2] P.R. Berman (Ed.), *Atom Interferometry*, Academic Press, (1997).
- [3] C. Salomon et al., C.R. Acad. Sci. IV 2 (9) 1313 (2001).
- [4] A. Vogel, M. Schmidt, K. Sengstock, K. Bongs, W. Lewoczko, T. Schudt, A. Peters, T. van Zoest, W. Ertmer, E. Rasel, T. Steinmetz, J. Reichel, T. Knemann, W. Brinkmann, E. Gkl, C. Lmmerzahn, H.J. Dittus, G. Nandi, W.P. Schleich, and R. Walser, *Appl. Phys. B* **84**, 4 (2006).
- [5] C. Jentsch, T. Müller, E.M. Rasel, W. Ertmer, *Gen. Rel. Grav.* **36**, 2193, (2004).
- [6] P. Zorabedian, W.R. Trutna Jr., *Opt. Lett.* **13** 826 (1988).
- [7] X. Baillard, A. Gauguet, S. Bize, P. Lemonde, Ph. Laurent, A. Clairon, P. Rosenbusch, *Opt. Comm.* **266**,609 (2006).
- [8] D. Voigt, E.C. Schilder, R.J.C. Spreeuw, H.B. van Linden van den Heuvell, *Appl. Phys. B* **72**, 279 (2001).
- [9] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, T.W. Hänsch, *Opt. Comm.* **117**, 541 (1995).
- [10] The implemented laser diodes are the following: Sharp: laser 1: GH0781JA2C, eagleyard Photonics: laser 2: EYP-RWE-0790-04000-0750, laser 3: EYP-DFB-0780-00080-1500, TL: modified TA-chip at 780nm; for the exact value of the reflectivity of the front facette, we would like to refer to eagleyard Photonics. The interference filter which has been used in all lasers is a custom-made product of Research Electro-Optics.
- [11] A spectral analysis of the interference filter has been performed in the Laser Zentrum Hannover by I. Balasa.
- [12] P. Cheinet, B. Camuel, F. Pereira Dos Santos, A. Gauguet, F. Leduc, A. Landragin, arXiv:physics/0510197 (2005)
- [13] S. Stry, L. Hildebrandt, J. Sacher, *Photonics Europe* (2004)



# LITERATURVERZEICHNIS

---

- [1] A. Wicht, J.M. Hensley, E. Sarajlic, and S. Chu.  
A preliminary measurement of the fine structure constant based on atom interferometry.  
*Physica Scripta*, 102:82, 2002.
- [2] A. Bertoldi, G. Lamporesi, L. Cacciapoutti, M. de Angelis, M. Fattori, T. Petelski, A. Peters, M. Prevedelli, J. Stuhler, and G.M. Tino.  
Atom interferometry gravity-gradiometry for the determination of the newtonian gravitational constant  $g$ .  
*European Physics Journal D*, 40:271, 2006.
- [3] S. Fray, C.A. Diez, T.W. Hänsch, and M. Weitz.  
Atomic interferometer with amplitude gratings of light and its applications to atom based tests of the equivalence principle.  
*Physical Reviewed Letters*, 93:240404–1, 2004.
- [4] A. Peters, K.Y. Chung, and S. Chu.  
High-precision gravity measurements using atom interferometry.  
*Metrologia*, 38:25, 2001.
- [5] J.M. McGuirk, G.T. Foster, J.B. Fixler, M.J. Snadden, and M.A. Kasevich.  
Sensitive absolute-gravity gradiometry using atom interferometry.  
*Phys. Rev. A*, 65:033608–1, 2002.
- [6] T.L. Gustavson, A. Landragin, and M.A. Kasevich.  
Rotation sensing with a dual atom-interferometer sagnac gyroscope.  
*Classical and Quantum Gravity*, 17:2385, 2000.
- [7] Stedman GE Schreiber KU, Klugel T.  
Earth tide and tilt detection by a ring laser gyroscope.  
*Journal of Geophysical Research - Solid Earth*, 2132(108 (B2)), 2003.
- [8] T.W. Murphy, K. Nordtvedt, and S.G. Turyshev.  
Gravitomagnetic influence on gyroscopes and on the lunar orbit.  
*Phys. Rev. Lett.*, 98(7):071102, 2007.

- 
- [9] G.E. Stedman, K.U. Schreiber, and H.R. Bilger.  
On the detectability of the lense thirring field from rotating laboratory masses using ring laser gyroscope interferometers.  
*Clas. Quantum Grav.*, 20:2527, 2003.
- [10] M.G. Sagnac.  
L 'éther lumineux démontré par l'effet du vent relatif d'éther dans un interféromètre en rotation uniforme.  
*Compt. Rend. des Sc. d. l'Acad d. Sc.*, 157:1410, 1913.
- [11] C. Jentsch.  
*Konzeption und Aufbau eines Experimentes zur quantenlimitierten Inertial-sensorik mit lasergekühlten Rubidiumatomen.*  
Doktorarbeit, Universität Hannover, 2004.
- [12] M. Gilowski.  
Aufbau und charakterisierung eines raman-lasersystems zur sagnac-interferometrie mit kalten atomen.  
Diplomarbeit, Universität Hannover, 2005.
- [13] X. Baillard, A. Gauget, S. Bize, P. Lemonde, Ph. Laurent, A. Clairon, and P. Rosenbusch.  
Inteference-filter-stabilized external-cavity diode lasers.  
*Optics Communications*, 266:609 – 613, 2006.
- [14] J. Keupp, A. Douillet, T.E. Mehlstäuber, N. Rehbein, E.M. Rasel, and W. Ertmer.  
A high-resolution ramsey-bordé spectrometer for optical clocks based on cold mg atoms.  
*European Physical Journal D*, 36:289–294, 2005.
- [15] Ch. J. Bordé.  
Quantum theorie of atom-wave beam-splitters and applications to multidimensional atomic gravito-inertial sensors.  
*Gen. Rel. Grav.*, 36(475), 2004.
- [16] Ch. J. Bordé.  
Atomic clocks and inertial sensors.  
*Metrologia*, 39:435, 2002.
- [17] Ch. Antoine and Ch. J. Bordé.  
Exact phase shifts for atom interferometry.  
*Phys. Let. A*, 306:277, 2003.
- [18] Ch. Antoine and Ch. J. Bordé.  
Quantum theory of atomic clocks and gravito-inertial sensors: an update.  
*J. Opt. B*, 5:199, 2003.
- [19] T. Müller, T. Wendrich, M. Gilowski, C. Jentsch, E.M. Rasel, and W. Ertmer.

- Versatile compact atomic source for high resolution dual atom interferometry. eingereicht bei Phys. Rev. A in 2007.
- [20] Tobias Müller.  
Realisierung eines atominterferometers zur hochauflösenden inertialsensorik mit kalten rubidiumatomen.  
Doktorarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2006.
- [21] Wolfgang Demtröder.  
*Laserspektroskopie*.  
Springer Verlag, 5 edition, 2007.
- [22] Bergmann und Schäfer.  
*Experimentalphysik Band 3 Optik*.  
de Gruyter, 9. auflage edition, 1993.
- [23] F.K. Kneubühl and M.W. Sigrist.  
*Laser*.  
B. G. Teubner, Stuttgart, Leipzig, 1999.
- [24] A.L. Schawlow and C.H. Townes.  
Infrared and optical masers.  
*Phys. Rev.*, 112:1940–1949, 1958.
- [25] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vulvetic, W. König, and T. W. Hänsch.  
A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics.  
*Optics Communications*, 117:541–549, 1995.
- [26] M. Gilowski, Ch. Schubert, M. Zaiser, W. Herr, T. Wübbena, T. Wendrich, T. Müller, E.M. Rasel, and W. Ertmer.  
Narrow bandwidth interference filter-stabilized diode laser systems for the manipulation of neutral atoms.  
*Optics Communications*, doi:10.1016/j.optcom.2007.08.043, 2007.
- [27] P. Zorabedian and W.R. Trutna Jr.  
Interference-filter-tuned, alignment-stabilized, semiconductor external-cavity laser.  
*Opt. Lett.*, 13:826, 1988.
- [28] Das Bild wurde von der Internetseite des Fraunhoferinstituts für angewandte Festkörperphysik entnommen:  
[http://www.iaf.fhg.de/ipdetetd/frames\\_e.htm](http://www.iaf.fhg.de/ipdetetd/frames_e.htm).
- [29] R.V. Pound.  
Electronic frequency stabilization of microwave oscillators.  
*The Review of Scientific Instruments*, 17(11):490–505, 1948.
- [30] Eric D. Black.  
An introduction to pound-drever-hall laser frequency stabilization.

- American Journal of Physics*, 69(1):79–87, 2001.
- [31] Thorsten Petelski.  
*Atom Interferometers for Precision Gravity Measurements*.  
Doktorarbeit, European PhD School, XVII Cycle, 2005.
- [32] L.S. Ma, Ph. Courteille, G. Ritter, W. Neuhauser, and R. Blatt.  
Spectroscopy of te-2 with modulation transfer: Reference lines for precision spectroscopy in yb+ at 467 nm.  
*Appl. Phys. B*, 57:159–162, 1993.
- [33] J.J. Snyder, R.K. Raj, D. Bloch, and M. Ducloy.  
High-sensitivity nonlinear spectroscopy using a frequency-offset pump.  
*Optics Letters*, 5(4):163–165, 1980.
- [34] Gary C. Bjorklund.  
Frequency-modulation spectroscopy: a new method for measuring weak absorptions and dispersions.  
*Optics Letters*, 5(1):15–17, 1980.
- [35] M.D. Levenson and G.L. Eesley.  
Polarisation selective optical heterodyne detection for dramatically improved sensitivity in laser spectroscopy.  
*Appl. Phys.*, 19:1–17, 1979.
- [36] G. Camy, Ch. J. Bordè, and M. Ducloy.  
Heterodyne saturation spectroscopy through frequency modulation of the saturating beam.  
*Optics Communications*, 41(5):325–330, 1982.
- [37] C.H. Henry.  
Theory of the linewidth of semiconductor lasers.  
*IEEE J. Quantum Electron.*, 69:1236, 1982.
- [38] CASI Detektions-/Referenzlaser (Laser 1): Thorlabs GH0781JA2C; ATLAS Detektions-/Referenzlaser (Laser 2): Eagleyard Photonics EYP RWE 0790 04000 750; Laser 3: Eagleyard Photonics EYP DFB 0780 00080 1500; TA: Eagleyard Photonics EYP TPA 0780 01000 3006 CMT03 0000.
- [39] Libbrecht and Hall.  
A low-noise high-speed diode laser current controller.  
*Review of Scientific Instruments*, 64(8):2133–2135, 1993.
- [40] Referenzlaserdiode: Für die Temperaturstabilisierung der Laserdiode wird ein Temperaturregler nach Bauart des BNM Syrte in Paris verwendet; Referenzlaserkörper: Der Temperatur des Laserkörpers wird unter Einsatz einer Spezialanfertigung der Firma TEM Messtechnik Hannover geregelt; MOPA-TA-Chip und TL-TA-Chip: Newport Model 325B Temperature

Controller; MOPA-Gehäuse: Ein Eigenbau PID-Regler des Instituts für Quantenoptik stabilisiert die Temperatur des Gehäuses.

- [41] W. Herr.  
Diplomarbeit am Experiment ATLAS der Leibniz Universität Hannover, voraussichtliche Abgabe Oktober 2007.
- [42] Verwendet wird hier ein Stromtreiber nach Bauart des BNM Syrte in Paris.
- [43] A.C. Wilson, J.C. Sharpe, C.R. McKenzie, P.J. Manson, and D.M. Warrington.  
Narrow-linewidth master-oscillator power amplifier based on a semiconductor tapered amplifier.  
*Applied Optics*, 37(21):4871–4875, 1998.
- [44] B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, A. Gauguet, J. Fils, A. Viridis, A. Clairon, N. Dimarco, Ch. J. Bordè, A. Landragin, and P. Bouyer.  
Six-axis inertial sensor using cold-atom interferometry.  
*Phys. Rev. Lett.*, 97:010402–1, 2006.



# ABBILDUNGSVERZEICHNIS

---

2.1	Aufbau in Ramsey-Bordé Konfiguration. . . . .	6
2.2	Aufbau in Mach-Zehnder Konfiguration. . . . .	6
2.3	Experimentelle Umsetzung des Atominterferometers. . . . .	8
2.4	Signal der Detektionsphotodioden als Funktion der Zeit. . . . .	9
3.1	Darstellung des p-n-Übergangs einer Laserdiode. . . . .	12
3.2	Darstellung eines p-n-Übergangs ohne äußere Spannung. . . . .	12
3.3	Darstellung eines p-n-Übergangs mit angelegter Spannung. . . . .	13
3.4	Schematische Darstellung eines ECDLs in der Littrow Konfiguration. . . . .	15
3.5	Schemazeichnung eines ECDLs mit Interferenzfilter. . . . .	15
3.6	Darstellung der axialen und vertikalen Leistungsverteilung in einem TA Chip. . . . .	18
3.7	Darstellung des optischen Aufbaus zur dopplerfreien Sättigungsspektroskopie. . . . .	19
3.8	Dopplerfrei aufgelöste atomare Übergänge von Rb. . . . .	20
3.9	Verlauf von Pump- ( $E_a$ ) und Probenstrahl ( $E_b$ ) sowie des Signals ( $E_s$ ) bei der MTS. . . . .	22
3.10	Wechselwirkung der Lichtfelder und der Atome in einem Zweiniveausystem. . . . .	23
3.11	Signal der MTS. . . . .	26
4.1	Schema des Diodenlasers im linearen Design. . . . .	32
4.2	Seitlicher Querschnitt der Lasers. . . . .	32
4.3	Fotografie des Referenzlasers. . . . .	33
4.4	Transmissionsspektrum des Interferenzfilters. . . . .	35
4.5	Transmissionsspektrum des Interferenzfilters mit höherer Auflösung. . . . .	35
4.6	Abhängigkeit der Wellenlänge des Lasers vom Winkel $\Theta$ . . . . .	36
4.7	Durchstimmbarkeit der Wellenlänge durch Variation des Diodenstroms. . . . .	37
4.8	Abhängigkeit der Ausgangsleistung hinter dem optischen Isolator als Funktion des Diodenstroms. . . . .	38

4.9	Strahlprofil des Referenzlasers in 30cm Abstand. . . . .	38
4.10	Aufbau zur Schwebungsmessung. . . . .	39
4.11	Schwebung des Referenzlasers mit dem ATLAS Referenzlaser. . . . .	39
4.12	Aufbau der optischen Komponenten der MTS. . . . .	41
4.13	Fotografie der MTS-Box. . . . .	41
4.14	Ansteuerung des AOMs. . . . .	42
4.15	Schematische Darstellung der Regelelektronik. . . . .	43
4.16	Regelbandbreite der MTS Frequenzstabilisierung. . . . .	44
4.17	Schwebung des stabilisierten CASI Referenzlasers mit dem ATLAS Referenzlaser. . . . .	45
4.18	Vergleich der mit verschiedenen Stromtreibern erzielten Linienbreiten. . . . .	48
4.19	Schematischer Aufbau des TA Moduls. . . . .	49
4.20	Fotografie des optischen Verstärkers. . . . .	49
4.21	Abhängigkeit der Ausgangsleistung $P_{MOPA}$ des MOPAs hinter dem optischen Isolator als Funktion des Diodenstroms $I_{TA}$ . . . . .	51
4.22	Abhängigkeit der Ausgangsleistung $P_{MOPA}$ hinter dem optischen Isolator als Funktion der Injektionsleistung. . . . .	51
4.23	Schematischer Aufbau des Tapered Lasers. . . . .	52
4.24	Fotografie des TL. . . . .	53
4.25	Abhängigkeit der Ausgangsleistung als Funktion des Stromes. . . . .	54
4.26	Schwebungssignal des TLs mit dem frequenzstabilisierten Referenzlaser. . . . .	55
4.27	Eichung der alten und neuen Photodiodelektronik. . . . .	56
4.28	Darstellung des hochfrequenten Rauschens der Schaltungen in Abhängigkeit von der Leistung. . . . .	57
4.29	Messung der spektralen Rauschleistungsdichten für beide Detektorelektroniken. . . . .	57
A.1	Elektronik für die MTS-Photodiode. . . . .	64
A.2	Elektronik für die Detektionsphotodiode. . . . .	65
B.1	Schematische Darstellung der doppelten 2-zu-2-Aufteilung. . . . .	68
B.2	Schematische Darstellung der 2-zu-4-Aufteilung. . . . .	68
B.3	Bodenplatte der 2-zu-4-Faseraufteilungsbox. . . . .	69
B.4	Frontplatte der 2-zu-4-Faseraufteilungsbox. . . . .	70
B.5	Seitenplatten der 2-zu-4-Faseraufteilungsbox. . . . .	71
B.6	Rückwand der 2-zu-4-Faseraufteilungsbox. . . . .	72
B.7	Deckel der 2-zu-4-Faseraufteilungsbox. . . . .	73
B.8	Bodenplatte der doppelten 2-zu-2-Faseraufteilungsbox. . . . .	74
B.9	Frontplatte der doppelten 2-zu-2-Faseraufteilungsbox. . . . .	75
B.10	Seitenplatten der doppelten 2-zu-2-Faseraufteilungsbox. . . . .	76
B.11	Rückwand der doppelten 2-zu-2-Faseraufteilungsbox. . . . .	77
B.12	Deckel der doppelten 2-zu-2-Faseraufteilungsbox. . . . .	78

# TABELLENVERZEICHNIS

---

4.1	Vergleich verschiedener Laserdioden im linearen Design. . . . .	47
-----	---	----



## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen meinen Dank aussprechen, die mich bei der Durchführung dieser Diplomarbeit unterstützt haben.

Herrn PD Dr. Ernst Rasel danke ich für die Möglichkeit, meine Diplomarbeit am Institut für Quantenoptik anfertigen zu können. Insbesondere möchte ich mich für die interessante und vielseitige Aufgabenstellung bedanken, aber auch für die Möglichkeit zur Teilnahme an der DPG Frühjahrstagung 2007.

Desweiteren möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Wolfgang Ertmer für die Übernahme des Koreferates bedanken.

Insbesondere möchte ich meinen Doktoranden am CASI Experiment Michael Gilowski und Thjis Wendrich sowie Tobias Müller, der während meiner Diplomarbeit seine Doktorandenzeit abgeschlossen hat, meinen Dank aussprechen für die gute Betreuung. Neben der guten Zusammenarbeit und dem guten Arbeitsklima im Labor haben mir ihre hingebungsvollen Korrekturen sehr geholfen.

Darüber hinaus hat mich die enge Zusammenarbeit mit dem ATLAS Team vorangebracht, wie es ohne sie nicht möglich gewesen wäre.

Schließlich danke ich allen übrigen Mitarbeitern des Instituts für Quantenoptik für die Bereitschaft, Probleme zu diskutieren, und eine generell angenehme Arbeitsatmosphäre.

Mein letzter Dank geht an meine Eltern, die mich immer unterstützt haben, und meinen Freundeskreis, der ein offenes Ohr für mich hatte und mich aufzuheitern vermochte.



# Selbständigkeitsklärung

Hiermit versichere ich, dass ich diese Arbeit selbst verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

---

(Christian Schubert)