Aufbau und Charakterisierung eines frequenzverdoppelten Lasersystems für die Zwei-Photonen Rydberg-Anregung von Rubidium

Bachelorarbeit von Patrick Kaspar

15. Oktober 2015

Prüfer: Prof. Dr. Tilman Pfau



Universität Stuttgart

5. Physikalisches Institut Universität Stuttgart Pfaffenwaldring 57, 70569 Stuttgart

Inhaltsverzeichnis

	Abs [.] Einl	tract	4 6
1	Gru	ındlagen der Optik	8
	1.1	Paraxiale Wellenoptik und der Gauß-Strahl	8
		1.1.1 Die paraxiale Wellengleichung	8
		1.1.2 Der Gauß-Strahl	9
	1.2	Die Knife-Edge-Methode zur Vermessung eines Gauß-Strahls	10
		1.2.1 Auswerteformel für die Knife-Edge-Methode	11
		1.2.2 Praktische Anwendung der Knife-Edge-Methode	13
	13	Second Harmonic Generation (SHG)	14
	1.0	1.3.1 Mathematische Beschreibung von SHG	14
		1.3.2 Experimentalle Realisierung von SHC	17
		1.5.2 Experimentene Realisierung von 5116	11
2	Gru	ındlagen der Atomphysik	20
	2.1	Rydbergatome und ihre Eigenschaften	20
	2.2	Elektromagnetisch induzierte Transparenz (EIT)	21
	2.3	Die Hyperfeinstruktur	22
	2.4	Dopplerverschiebung des betrachteten Drei-Niveausystems	23
3	Cha	arakterisierung des Lasersystems	26
	3.1	Technische Charakterisierung des Tapered Amplifiers	27
		3.1.1 Polarisationsabhängigkeit des TA	28
		3.1.2 Leistungsabhängigkeit von Seed-Leistung und dem TA-Strom	29
		3.1.3 Leistungsabhängigkeit von der Wellenlänge des Seed-Lasers	30
		3.1.4 Das Modenprofil des TA	32
	3.2	Technische Charakterisierung des PPLN	34
	-	3.2.1 Abhängigkeit der Ausgangsleistung von der Eingangsleistung bei fester	-
		Wellenlänge	35
		3.2.2 Temperaturabhängigkeit bei fester Wellenlänge	36
		3.2.3 Temperatureinstellung und Leistung für verschiedene Wellenlängen	39
		3.2.4 Polarisationsabhängigkeit bei fester Wellenlänge	42
		3.2.5 Modenprofil des PPLN	42
4	EIT	-Spektroskopie mit Rubidium	44
	4.1	Frequenzkalibrierung der x-Achse	44
	4.2	Qualitative Analyse eines EIT-Spektrums von ⁸⁵ Rb	45
	4.3	Leistungsbhängigkeit von Lininenbreite und -höhe des EIT-Signals	47
	4.4	Hyperfeinstruktur verschiedener Rydbergzustände von ⁸⁵ Rb	50
	Zusa	ammenfassung und Ausblick	56
	Lite	raturverzeichnis	60
	Dan	ksagung	62
	Eige	enständigkeitserklärung	64

Abstract

Im Rahmen dieser Arbeit soll ein Lasersystem für die Zwei-Photonen-Rydberganregung von Rubidium aufgebaut und charakterisiert werden. Dazu wird ein gitterstabilisierter Diodenlaser mittels eines Tapered Amplifiers verstärkt, um anschließend in einem frequenzverdoppelnden Kristall auf die benötigte Wellenlänge gebracht zu werden.

In dieser Arbeit werden der Aufbau und die Optimierung dieses Systems dokumentiert und wesentliche Merkmale charakterisiert. Anschließend wird anhand einiger Beispielmessungen von elektromagnetisch induzierter Transparenz mit Anregung zu unterschiedlichen Hauptquantenzahlen gezeigt, dass das System für derartige Anwendungen geeignet ist.

Diese Arbeit fasst die notwendigen Betriebsparameter des Systems zusammen. Abschließend werden weitergehende Vorschläge zur Optimierung diskutiert, welche das System für die Anwendung im Laborbetrieb praktikabler machen könnten.

Einleitung

Im Rahmen dieser Arbeit soll ein Lasersystem aufgebaut werden, welches mittels eines frequenzverdoppelnden Kristalls Nah-Infrarotes Licht in blaues Licht des sichtbaren Spektralbereichs umwandelt. Ein gitterstabilisierter Diodenlaser wird mit einem Tapered Amplifier verstärkt und in einem Lithiumniobat-Kristall frequenzverdoppelt. Das generierte Licht soll die Möglichkeit bieten Spektroskopie mit Rubidiumatomen durchzuführen. Dazu muss besonderes Augenmerk darauf gelegt werden, dass sich die Wellenlänge des generierten Lichts durch das Einstellen weniger Parameter auf praktikable Art und Weise ändern lässt.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Spektroskopie-Experimente dienten zum Testen des Lasersystems. Dieses soll später zur Spektroskopie von Rubidium in Hohlfasern verwendet werden. Es ist gegenüber einem käuflichen, direkt betriebsbereiten System wesentlich kostengünstiger. Außerdem bietet es die Möglichkeit die generierte Wellenlänge mit geringem Aufwand zu ändern und ist für einen größeren Wellenlängenbereich nutzbar.

Im ersten Kapitel dieser Arbeit werden die Grundkenntnisse aus dem Bereich der Optik zusammengefasst, welche für den Aufbau des Systems und die Dimensionierung der einzelnen Komponenten, wie beispielsweise der Linsen, notwendig waren. Dabei wird sich sowohl der Gaußschen Strahlenoptik, als auch der nichtlinearen Optik bedient. Das zweite Kapitel liefert die nötigen Grundlagen aus dem Bereich der Atomphysik. Es werden elektromagnetisch induzierte Transparenz, die Hyperfeinstruktur und die, für das Verständnis der aufgenommenen Spektren, wichtige Dopplerverschiebung kurz erläutert.

Das dritte Kapitel widmet sich der technischen Charakterisierung des Tapered Amplifiers. Dieser verstärkt den verwendeten Diodenlaser, um genug Leistung für den anschließenden Prozess der Frequenzverdopplung zur Verfügung zu haben. Es wird daher die Abhängigkeit der Ausgangsleistung des Tapered Amplifiers von Faktoren wie der Wellenlänge des Diodenlasers, der Polarisation und der Leistung des Diodenlasers untersucht. Die Frequenzverdopplung findet in einem periodisch gepolten Lithiumniobat Kristall statt. Dessen Charakterisierung ist ebenfalls im 3. Kapitel dieser Arbeit aufgeführt. Es werden der Aufbau und die damit verbundenen Vorsichtsmaßnahmen zum Schutze des Kristalls beschrieben. Anschließend wird die Abhängigkeit der Ausgangsleistung des Kristalls von Einflüssen wie Temperatur, Polarisation und Wellenlänge untersucht.

Das vierte Kapitel stellt die Ergebnisse der, zum Test des Systems durchgeführten EIT-Spektroskopie dar. Es werden die aufgenommenen Spektren analysiert und die Leistungsabhängigkeit der Höhe und Halbwertsbreite des EIT-Signals diskutiert.

Die Ergebnisse der Charakterisierung, sowie der Probemessungen werden abschließend zusammengefasst dargestellt. Des Weiteren wird diskutiert, wie sich das augebaute Lasersystem weiter im Bezug auf Praktikabilität verbessern ließe.

Kapitel 1 Grundlagen der Optik

Für die Optimierung der einzelnen Komponenten des Lasersystems sind genaue Kenntnisse der einen Laserstrahl charakterisierenden Parameter erforderlich. Dieses Kapitel gibt einen kurzen Überblick über die grundlegenden Sachverhalte der verwendeten Theorien.

1.1 Paraxiale Wellenoptik und der Gauß-Strahl

1.1.1 Die paraxiale Wellengleichung

Der Gauß-Strahl ist eine Lösung der paraxialen Wellengleichung. Als paraxiale Wellen werden Wellenfronten bezeichnet, deren Normalen nur einen kleinen Winkel mit der optischen Achse, die im Folgenden als z-Achse bezeichnet wird, einschließen. Zur Beschreibung einer paraxialen Welle wird davon ausgegangen, dass sich die Einhüllende $\vec{A}(\vec{r})$ einer solchen Wellenfront nur langsam in Abhängigkeit von z ändert. Ein einfacher Ansatz zur Beschreibung einer solchen Welle ist der einer ebenen Welle, welche mit einem transversalen Profil multipliziert wird:

$$E(\vec{r},t) = \vec{A}(\vec{r}) \cdot \exp(-ikz) \cdot \exp(i\omega t).$$
(1.1)

Dabei ist \vec{r} der Ortsvektor der propagierenden Welle und t die Zeit. Die Parameter k und ω bezeichnen die Wellenzahl und die Kreisfrequenz der Welle. Da sich die Einhüllende $\vec{A}(\vec{r})$ nur langsam mit z ändert, lässt sich deren Änderung wie folgt beschreiben:

$$\delta \vec{A} = \frac{\partial \vec{A}}{\partial z} \delta z = \frac{\partial \vec{A}}{\partial z} \cdot \lambda \ll \vec{A}.$$
(1.2)

Eine langsame Veränderung der Einhüllenden bedeutet, dass sich die Änderung δz der z-Koordinate in der Größenordnung der Wellenlänge der betrachteten Welle befindet, weshalb sich diese, wie in Gleichung (1.2) durch λ ersetzen lässt. Aus (1.2) folgt für eine einzelne Komponente von \vec{A} :

$$\frac{\partial A}{\partial z} \ll \frac{A}{\lambda} = \frac{k \cdot A}{2\pi} \approx k \cdot A,\tag{1.3}$$

und damit für die zweite Ableitung der Komponenten von A nach z

$$\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \ll \frac{\partial}{\partial z} (k \cdot A) = k^2 \cdot A.$$
(1.4)

Durch Einsetzen in die Helmholtz-Gleichung [ST]

$$\Delta \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0 \tag{1.5}$$

führen die Gleichungen (1.1), (1.3) und (1.4) auf die paraxiale Wellengleichung:

$$\Delta_{\rm T}\vec{A} - 2ik\frac{\partial}{\partial z}\vec{A} = 0. \tag{1.6}$$

1.1.2 Der Gauß-Strahl

Laserstrahlen können in guter Näherung als Gauß-Strahlen beschrieben werden. Der Gauß-Strahl ist eine mögliche Lösung der paraxialen Wellengleichung, welche durch Gleichung (1.6) gegeben ist. Auch ebene Wellen oder Parabolwellen [**ST**] lösen die paraxiale Wellengleichung. Gauß-Strahlen bieten jedoch den Vorteil, dass sie durch wenige Parameter vollkommen charakterisiert werden können. Des Weiteren sind ebene Wellen eine sehr weit gefasste Näherung, während die Parabolwelle, welche die paraxiale Näherung der Kugelwelle ist, wenig sinnvoll ist, da sie die Intensität als mit 1/r abfallend beschreibt, was nicht der physikalischen Realität entspricht. Der Gauß-Strahl kann vereinfacht ausgedrückt als eine Mischung aus ebener Welle und Parabolwelle verstanden werden. Ausgangspunkt für die Konstruktion des Gauß-Strahls ist die parabolische Welle

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{E_0}{z} \cdot \exp\left(-ik\frac{\rho^2}{2z}\right).$$
(1.7)

Dabei ist $\rho^2 = x^2 + y^2$. Eine konstante Verschiebung ξ entlang von z ändert nichts daran, dass (1.7) die paraxiale Wellengleichung löst. Wird die Verschiebung rein imaginär als $\xi = iz_0$ gewählt, lässt sich die Funktion q(z) definieren und in Real- und Imaginärteil trennen, was auf Gleichung (1.8) führt

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i\frac{1}{\pi w^2(z)}.$$
(1.8)

Dabei ist w(z) der Strahlradius und R(z) der Krümmungsradius des Gauß-Strahls, welcher sich letztendlich wie folgt darstellen lässt:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E_0} \cdot \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(\frac{-\rho^2}{w^2(z)}\right) \exp\left(-i\left(kz + k\frac{\rho^2}{2R(z)} - \xi(z)\right)\right).$$
(1.9)

Der Vorfaktor und die reale der beiden Exponentialfunktionen bilden das gaußförmige Amplitudenprofil. Die imaginäre Exponentialfunktion lässt sich in zwei Phasen aufteilen, nämlich eine longitudinale Phase gegeben durch $\exp(-i(kz - \xi(z)))$ und einen radialen Anteil $\exp(-\rho^2/w^2(z))$. Der neu eingeführte Parameter w_0 ist der Taillenradius. Dies ist der Radius des Strahls an dessen schmalster Stelle (Strahltaille), bei dem die Leistung auf $1/e^2$ abgefallen ist. Das bedeutet, dass 87 % der Leistung des Laserstrahls innerhalb dieses Radius liegen. $\xi(z)$ wird als Gouy-Phase bezeichnet und ist eine zusätzliche, die Wellenfront verzögernde Phase, gegenüber ebener oder Kugelwelle.

Die wichtigsten Strahlparameter des Gauß-Strahls sind gegeben durch:

Strahlradius
$$w(z) = w_0 \left(1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right)^{1/2}, \qquad (1.10)$$
Weijimmun gene ding
$$B(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_0}{z_0}\right)^2\right) \qquad (1.11)$$

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2 \right), \qquad (1.11)$$

Gouy-Phase

$$\xi(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_0}\right),$$
 (1.12)

Taillenradius
$$w_0 = \left(\frac{\lambda z_0}{\pi}\right)^{1/2}$$
. (1.13)

Der Gauß-Strahl hat den Vorteil, dass er durch seinen Taillenradius und die Position der Strahltaille vollkommen charakterisiert werden kann, da sich alle weiteren Parameter des Strahls aus den genannten Angaben berechnen lassen. Der eingeführte Parameter z_0 ist die sogenannte Rayleighlänge. Diese Länge entspricht gerade der Distanz auf der z-Achse, bei welcher der Strahlradius von w_0 auf $\sqrt{2}w_0$ angewachsen ist. Die Rayleighlänge lässt sich durch Umstellen von Gleichung (1.13) aus dem Taillenradius berechnen. Manchmal wird anstatt der Rayleighlänge auch deren doppelter Wert angegeben, der als konfokaler Parameter b bezeichnet wird.

An der z-Position der Strahltaille, welche als z = 0 definiert ist, hat der Strahl eine sehr geringe Krümmung, die Wellenfront ist näherungsweise die einer ebenen Welle. Weiter entfernt von der Strahltaille vergrößert sich die Krümmung, die Wellenfront ist nun näherungsweise die einer Kugelwelle, bis auf eine Phasenverschiebung um $\pi/2$ [**ST**].

Werden Gauß-Strahlen fokussiert, divergieren sie anschließend. Gauß-Strahlen können daher nicht auf einen Punkt fokusiert werden. Je kleiner der Fokus des Strahls ist, desto stärker divergiert der Strahl hinter dem Fokus, was einen größeren Divergenzwinkel bedeutet. Der Divergenzwinkel Θ_0 kann aus Gleichung (1.10) berechnet werden. Hierbei wird sich zu nutze gemacht, dass sich im Falle von $z \gg z_0$, also einer großen Entfernung von der Strahltaille, Gleichung (1.10) vereinfacht. Für kleine Divergenzwinkel ergibt sich daraus

$$w(z) \approx \frac{w_0}{z_0} z = \Theta_0 z. \tag{1.14}$$

Aus (1.14) folgt dann

$$\Theta = \frac{\lambda}{\pi w_0}.\tag{1.15}$$

Aus Gleichung (1.15) geht hervor, dass langwelliges Licht einen größeren Divergenzwinkel aufweist als kurzwelliges Licht bei derselben Strahltaille. Dies bedeutet, dass langwelliges Licht nach der Gaußschen Strahlenoptik stärker divergiert als kurzwelliges.

1.2 Die Knife-Edge-Methode zur Vermessung eines Gauß-Strahls



Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der Knife-Edge-Methode, mit in x-Richtung durchgeführter Messung. Die Messung in y-Richtung ist durch die gestrichelte Kontur angedeutet. Der Laserstrahl propagiert in z-Richtung.

Wie in **1.1.2** bereits erläutert wurde, ist es besonders wichtig die Strahltaille eines Gauß-Strahls zu kennen, um Aussagen über dessen weitere Propagation zu machen. Eine einfache Methode zum Vermessen eines Gauß-Strahls ist die Knife-Edge-Methode, welche in **Abb. 1.1** schematisch dargestellt ist.

Zur Messung wird der Gauß-Strahl auf ein Power-Meter geworfen und mit einer Rasierklinge, welche Schritt für Schritt in den Strahl geschoben wird, Stück für Stück blockiert. Dies hat zur Folge, dass die gemessene Leistung am Power-Meter mit jedem Weiterschieben der Klinge sinkt. Vom Power-Meter wird so ein Integral des Gauß-Strahls von $-\infty$ bis zur Position der Klinge aufgenommen. Die Auswertung der Daten kann durch das Fitten mit einem geeigneten Modell erfolgen. Dieses soll im Folgenden hergeleitet werden.

1.2.1 Auswerteformel für die Knife-Edge-Methode

Das Intensitätsprofil eines Gauß-Strahls, welcher in z-Richtung propagiert, ist gegeben durch Gleichung (1.16) **[KE]**

$$I(x,y) = I_0 \exp\left(-2x^2/w_x^2\right) \exp\left(-2y^2/w_y^2\right).$$
(1.16)

Dabei sind w_x und w_y die zu $1/e^2$ proportionalen Strahlradien der x- und y-Achse, an der z-Position, an welcher gemessen wird. Der Vorfaktor I_0 ist die maximale Intensität. Sind die Strahlradien für die x- und y-Achse des Strahls gleich, so ist dieser kreisförmig, bei unterschiedlichen Radien ist der Strahl elliptisch. Die Leistung des gesamten Strahls kann durch Integration über das komplette Intensitätsprofil berechnet werden. Es ergibt sich:

$$P_{\text{Max}} = I_0 \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-2x^2/w_x^2\right) dx \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-2y^2/w_y^2\right) dy = \frac{\pi}{2} I_0 w_x w_y.$$
(1.17)

Um nur einen Teil der Leistung des Strahls zu berechnen, muss das Integral angepasst werden. Ist die Klinge bis zur Position x' in den Strahl bewegt worden, so gilt für die gemessene Leistung:

$$P(x') = P_{\text{Max}} - I_0 \int_{-\infty}^{x'} \exp\left(-2x^2/w_x^2\right) dx \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-2y^2/w_y^2\right) dy.$$
(1.18)

Das Integral nach dy ist ein einfaches Gauß-Integral, dessen Lösung bekannt ist [**BR**]. Das Integral über dx lässt sich aufteilen, dies führt auf

$$P(x') = P_{\text{Max}} - \sqrt{\frac{\pi}{2}} I_0 w_y \left[\int_{-\infty}^0 \exp\left(-2x^2/w_x^2\right) dx + \int_0^{x'} \exp\left(-2x^2/w_x^2\right) dx \right].$$
(1.19)

Berechnung des ersten Integrals und Vereinfachen führen auf folgende Relation für P(x')

$$P(x') = P_{\text{Max}} - \frac{\pi}{4} I_0 w_y w_x - \sqrt{\frac{\pi}{2}} I_0 w_y \int_0^{x'} \exp\left(-2x^2/w_x^2\right) \mathrm{dx}.$$
 (1.20)

Das verbliebene Integral lässt sich nun durch Substitution auf die Form der Error-Funktion bringen. Dazu wird wie folgt substituiert

$$u^2 = \frac{2x^2}{w_r^2},$$
 (1.21)

womit folgt:
$$dx = \frac{w_x}{\sqrt{2}}.$$
 (1.22)

Es gilt dann

$$P(x') = P_{\text{Max}} - \frac{\pi}{4} I_0 w_y w_x - \frac{\sqrt{\pi}}{2} I_0 w_y w_x \int_0^{\frac{\sqrt{2}x'}{w_x}} \exp\left(-u^2\right) \text{du.}$$
(1.23)

Ausklammern von $\frac{\pi}{4}I_0w_yw_x$ und Identifizieren der maximalen Leistung P_{Max} , welche in Gleichung (1.17) berechnet wurde, ergibt

$$P(x') = P_{\text{Max}} - \frac{1}{2} P_{\text{Max}} \left[1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{0}^{\frac{\sqrt{2}x'}{w_x}} d\mathbf{u} \right].$$
(1.24)

Nun entspricht das Integral in (1.24) genau der Definition der Error-Funktion [**BR**] mit dem Argument $\frac{\sqrt{2}x'}{w_x}$. Ausklammern von $\frac{1}{2}P_{\text{Max}}$ ergibt nachfolgende Relation für die gemessene Leistung hinter der bis zur Position x' geschobenen Klinge

$$P(x') = \frac{P_{\text{Max}}}{2} \left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{2}x'}{w_x}\right) \right].$$
(1.25)

Dabei ist $\operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{2}x'}{w_x}\right)$ die Gaußsche Error-Funktion. Aus experimentellen und technischen Gründen eignet sich für die Auswertung der Daten eine Funktion des nachfolgenden Typs

$$P_{\text{gemessen}} = \frac{P_0}{2} \left[1 \pm \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{2}(x'-x_0)}{w_m}\right) \right] + O.$$
(1.26)

Die Fit-Parameter sind P_0 , x_0 , w_m und O. P_0 ist die maximal gemessene Leistung, also die Leistung, die gemessen wurde, bevor der Strahl abgeschattet wurde. Der Parameter x_0 berücksichtigt eine Verschiebung in x-Richtung, da die Error-Funktion normalerweise durch den Ursprung verläuft. Auf diesen Parameter kann verzichtet werden, wenn die Daten um den richtigen Wert verschoben werden, was jedoch aufwändiger ist. Der Parameter O ist technischen Gründen geschuldet. Aufgrund von Raumlicht zeigt das Power-Meter auch bei gänzlich von der Klinge blockiertem Strahl noch einen Restwert an, fällt also nicht auf 0 ab. Um diesen konstanten Offset zu berücksichtigen, dient der Parameter O, welcher die gesamte Kurve um einen konstanten Wert nach oben oder unten verschiebt. Der ausschlaggebende Parameter in diesem Modell ist w_m , er entspricht dem zu $1/e^2$ proportionalen Strahlradius des vermessenen Gauß-Strahls. Des Weiteren muss beim Fit-Modell das Vorzeichen der Fehlerfunktion angepasst werden, je nachdem, ob die Klinge in positive oder negative Richtung bewegt wurde, der Strahl also schrittweise blockiert wurde oder zu Beginn der Messung blockiert war und schrittweise freigegeben wurde.

1.2.2 Praktische Anwendung der Knife-Edge-Methode

Die Genauigkeit, mit der die Strahltaille mit der Knife-Edge-Methode bestimmt werden kann, hängt davon ab, wie groß die einzelnen Schritte sind, um welche die Klinge bewegt wird. Je kürzer die einzelnen Schritte, desto mehr Datenpunkte werden genommen, was ein genaueres Anpassen des Fits ermöglicht. In jedem Falle ist es ratsam, eine Mikrometer-Stage zu verwenden. Die Klinge muss für die Messung gerade und fest eingespannt sein, dass sie sich in keine andere Richtung bewegt als in die gewünschte Messrichtung. Außerdem sollte sichergestellt werden, dass der Strahl lediglich von der Klinge und keinem anderen Objekt blockiert wird.

Vor Beginn der eigentlichen Messung empfiehlt es sich, den Strahl einmal mit der Klinge zu blockieren, um den Messbereich grob zu bestimmen und die Schritte, in denen die Klinge bewegt werden soll, richtig zu wählen. Es hat sich gezeigt, dass bei Strahlradien im Bereich von etwa 400 µm) bis zu ein paar Millimetern eine anfängliche Schrittweite von 0,25 mm sinnvoll ist. Im Bereich großer Änderungen der Leistung pro Schritt ist es jedoch ratsam, in kleineren Schritten im Bereich von 0,1 mm zu messen. Es ist des Weiteren wichtig, zu beachten, dass zunächst nur der Strahlradius gemessen wird. Der Taillenradius, also der kleinstmögliche Radius des Gauß-Strahls wird nur dann gemessen, wenn die Messung im Fokus stattfindet oder ein kollimierter Strahl vorliegt. Kollimiert bedeutet, dass der konfokale Parameter $b = 2z_0$ (siehe auch 1.1.2) sehr viel größer sein muss als die Brennweite f der zur Kollimation verwendeten Linse. Der Strahl hat also eine sehr große Fokuslänge, wodurch sich sein Radius über große Distanzen gegenüber f nur sehr wenig verändert.

Ist die Position des Fokus nicht bekannt, so lässt sich diese durch eine Reihe von Messungen des Strahlradius an verschiedenen Punkten der Propagationsachse (z-Achse) bestimmen. Da das genaue Messen mittels der Knife-Edge-Methode recht zeitaufwändig ist, empfiehlt es sich, beim Messen entlang der Propagationsachse eine weniger genaue, aber dafür zeiteffizientere Methode anzuwenden. Dazu wird die maximale Leistung auf einen geeigneten Wert gebracht, wie z.B. 1 mW, 100 mW oder 1 W. Die Klinge wird dann zu zwei verschiedenen Positionen bewegt, sodass bei 90 % und 10 % der maximal gemessenen Leistung der Wert ermittelt wird, um welchen die Klinge in den Strahl geschoben wurde. Zur Auswertung dieser 90-10-Methode wird die Differenz der beiden Werte gebildet, um welche die Klinge eingedrungen ist. Der Strahlradius kann damit nach folgendem, in [**KE**] hergeleitetem, Zusammenhang berechnet werden:

$$x'_{90-10} = 1,28w_m. (1.27)$$

Der Korrekturfaktor 1,28 ist nötig, um zu berücksichtigen, dass der ermittelte Strahlradius proportional zu $1/e^2$ ist.

Wurde an mehreren Punkten entlang der Propagationsachse um die vermutete Fokusposition herum gemessen, so werden die mit (1.27) ermittelten Werte über den z-Werten aufgetragen, was auf eine in guter Näherung parabelförmige Kurve führt. Durch Fitten dieser Kurve mit einem Polynom 2. Ordnung in Scheitelform $a(x-b)^2 + c$ lässt sich die Position des Scheitels (-b, c) und damit die Position der Strahltaille bestimmen. In jedem Falle muss dann im so bestimmten Fokus mit kleiner Schrittweite erneut der Strahlradius gemessen werden. Schrittweiten im Bereich von $0.5 \,\mu$ m führen auch bei kleinen Foki zu guten Ergebnissen.

Im Rahmen des Aufbaus des in Kapitel **3.** näher vorgestellten Lasersystems wurden mehrmals Strahlen vermessen, wobei sich gezeigt hat, dass die 90-10-Methode zu ungenau ist und die mit ihr gewonnen Ergebnisse eher als grobe Richtwerte zu behandeln sind. Zur Berechnung von Optiken auf Basis von Messergebnissen eignen sich nur die mit der genaueren aber zeitaufwändigeren klassischen Knife-Edge-Methode bestimmten Strahlradien.

1.3 Second Harmonic Generation (SHG)

Second Harmonic Generation ist ein nichtlinearer Effekt 2. Ordnung, welcher bei verschiedenen Materialien wie zum Beispiel Kaliumdihydrogenphosphat (KDP), Kaliumtitanylphosphat (KTP), Lithiumniobat (LiNbO₃) und Lithiumiodat (LiIO₃) auftritt. SHG führt zur Frequenzverdopplung von Licht durch die Wechselwirkung gleicher Photonen der Frequenz ω_1 mit einem nichtlinearen Kristall. Es entstehen dabei Photonen der Frequenz $\omega_2 = 2\omega_1$.

Die aus der linearen Optik als Materialkonstante bekannte Permittivität ε , sowie die elektrische Suszeptibilität $\chi = 1 + \varepsilon$ werden in der nichtlinearen Optik nicht mehr als konstant, sondern als vom elektrischen Feld abhängig behandelt. Man bezeichnet SHG als nichtlinearen Prozess

2. Ordnung, weil die Antwort des Mediums quadratisch mit dem elektrischen Feld geht.

Im Nachfolgenden soll die mathematische Beschreibung dieses Prozesses nach [**BO**] erläutert werden.

1.3.1 Mathematische Beschreibung von SHG

Das elektrische Feld innerhalb des nichtlinearen Mediums sei nur in z-Richtung orientiert und gegeben durch

$$E(z,t) = E_1(z,t) + E_2(z,t), \qquad (1.28)$$

wobei jede Komponente j des Feldes gegeben ist durch

$$E_j(z,t) = \hat{E}_j(z) \exp(-i\omega_j t) + c.c.$$
 (1.29)

Die Abkürzung c.c. steht dabei für das komplex Konjugierte des Terms. Die komplexe Amplitude $\hat{E}_j(z)$ beinhaltet eine sich nur langsam ändernde Amplitude A_j , sodass gilt

$$\hat{E}_j(z) = A_j(z) \exp\left(ik_j z\right). \tag{1.30}$$

Die Wellenzahl k_j des nichtlinearen Mediums und dessen Brechungsindex n_j seien des Weiteren gegeben durch:

$$k_j = \frac{n_j \omega_j}{c}, \, n_j = [\varepsilon_r \omega_j]^{1/2} \,. \tag{1.31}$$

Dabei ist c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, ε_r die relative Permittivität und ω_j die entsprechende Frequenzkomponente.

Weiterhin benötigen wir zur Beschreibung des Effekts die nichtlineare Wellengleichung, welche nach [**BO**] allgemein gegeben ist durch:

$$\Delta \vec{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}^{\rm NL}, \qquad (1.32)$$

mit der nichtlinearen Polarisation \vec{P}^{NL} . Wird nur eine Komponente des elektrischen Feldes betrachtet und beachtet, dass das in Gleichung (1.28) eingeführte elektrische Feld nur von z und t abhängt, so ergibt sich nach Einsetzen des Brechungsindex aus Gleichung (1.32)

$$\frac{\partial^2 E_j}{\partial z^2} - \frac{\varepsilon_r \omega_j}{c^2} \frac{\partial^2 E_j}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial P_j}{\partial t^2}.$$
(1.33)

Die nichtlineare Polarisation ist gegeben durch

$$P^{\rm NL}(z,t) = P_1(z,t) + P_2(z,t), \qquad (1.34)$$

mit den einzelnen Komponenten j

$$P_j(z,t) = \hat{P}_j(z) \exp\left(-i\omega_j t\right) + c.c.$$
(1.35)

Die Amplituden der Polarisationen sind für $\hat{P}_1(z)$ und $\hat{P}_2(z)$ unterschiedlich. Sie sind gegeben durch **[BO]**:

$$\hat{P}_1(z) = 4\varepsilon_0 d_{\text{eff}} A_2 A_1^* \exp(i(k_2 - k_1)z), \qquad (1.36)$$

sowie

$$\hat{P}_2(z) = 2\varepsilon_0 d_{\text{eff}} A_1^2 \exp(2ik_1 z).$$
(1.37)

Wobei die betrachtete Frequenzkomponente für P_2 genau 2ω entspricht, da SHG zur Verdopplung der Frequenz von P_1 führt. Dabei sind die A_j die in (1.30) definierten Amplituden und d_{eff} ist das effektive Matrixelement des nichtlinearen Suszeptibilitätstensors. Dieser ist im Allgemeinen durch eine 3×6 Matrix gegeben, kann im Falle von SHG und beispielsweise auch im Falle von Sum-Frequency-Generation, jedoch durch d_{eff} dargestellt werden.

Entsprechendes Einsetzen von Gleichung (1.29) beziehungsweise (1.30) und Gleichungen (1.36-37) in Gleichung (1.33) ergeben nach **[BO]** zwei gekoppelte Differentialgleichungen für A_1 und A_2

$$\frac{dA_1}{dz} = \frac{2i\omega_1^2 d_{\text{eff}}}{k_1 c^2} A_1^2 \exp(i\Delta kz),$$
(1.38)

$$\frac{\mathrm{d}A_2}{\mathrm{d}z} = \frac{i\omega_2^2 d_{\mathrm{eff}}}{k_2 c^2} A_1^2 \exp(i\Delta kz). \tag{1.39}$$

 Δk ist dabei gegeben durch $\Delta k = 2k_1 - k_2$. Zur Lösung der beiden gekoppelten Differentialgleichungen bietet es sich an, die langsam variierenden Amplituden A_1 und A_2 der elektrischen Felder dimensionslos darzustellen. Sie lassen sich dann schreiben als:

$$A_1 = \left(\frac{I}{2n_1\varepsilon_0c}\right)^{1/2} u_1 \exp\left(\varphi_1\right), \qquad (1.40)$$

$$A_2 = \left(\frac{I}{2n_2\varepsilon_0c}\right)^{1/2} u_2 \exp\left(\varphi_2\right). \tag{1.41}$$

Die neue Größe I ist die Gesamtintensität der beiden Wellen, welche sich aus der Addition der beiden einzelnen Intensitäten ergibt. Die beiden realen und normierten Feldamplituden u_1 und u_2 sind so definiert, dass die Summe ihrer Quadrate räumlich konstant bleibt, sie erfüllen also die Relation: $u_1^2(z) + u_2^2(z) = 1$. Zur weiteren Vereinfachung müssen noch einige Parameter eingeführt werden. Zunächst wird der normierte Längenparameter Ψ eingeführt, welcher gegeben ist durch

$$\Psi = \frac{z}{l},\tag{1.42}$$

mit der charakteristischen Länge l, über welche Energieaustausch zwischen den Feldern stattfindet

$$l = \left(\frac{2n_1^2 n_2}{\varepsilon_0 cI}\right)^{1/2} \frac{c}{2\omega_1 d_{\text{eff}}}.$$
(1.43)

Die in (1.40) und (1.41) eingeführten Phasen φ_i werden dazu verwendet, um die relative Phase zwischen den beiden wechselwirkenden Felder einzuführen, welche gegeben ist durch

$$\Phi = 2\varphi_1 - \varphi_2 + \Delta kz. \tag{1.44}$$

Des Weiteren wird ein Parameter Δd eingeführt, welcher die normierte Phasendifferenz der beiden Felder berücksichtigt. Er ist gegeben durch

$$\Delta d = \Delta kl. \tag{1.45}$$

Einsetzen der in den Gleichungen (1.42) bis (1.45) eingeführten Parameter in die beiden gekoppelten Differentialgleichungen (1.38) und (1.39), ergibt nach längerer Umformung die nachfolgenden drei Gleichungen:

$$\frac{\mathrm{d}u_1}{\mathrm{d}\Psi} = u_1 u_2 \sin \Phi, \tag{1.46}$$

$$\frac{\mathrm{d}u_2}{\mathrm{d}\Psi} = -u_2 \sin\Phi,\tag{1.47}$$

$$\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}\Psi} = \Delta d + \frac{\cos\Phi}{\sin\Phi} \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\Psi} \ln(u_1^2 u_2).$$
(1.48)

Dieses System aus Gleichungen wurde unter allgemeinen Bedingungen von Armstrong *et al.* [**AR**] gelöst. In dieser Arbeit sei die weitere Lösung des Gleichungssystems jedoch dadurch vereinfacht, dass von perfekter Phasenanpassung ausgegangen wird. Dies hat zur Folge, dass die Parameter Δk und demzufolge auch Δd verschwinden, wodurch sich (1.48) zu

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\Psi}\ln(u_1^2 u_2 \cos\Phi) = 0 \tag{1.49}$$

vereinfacht. Da das Argument des Logarithmus konstant ist, lässt sich schreiben

$$\Gamma = u_1^2 u_2 \cos \Phi. \tag{1.50}$$

Weil Γ unabhängig von Ψ ist, lässt es sich aus den bekannten Größen u_1 , u_2 und Φ am Anfang des Kristalls (hier gilt $\Psi = 0$) bestimmen. Aufgrund der Unabhängigkeit von Ψ bleibt Γ über den ganzen Kristall konstant, ebenso wie die Summe $u_1^2 + u_2^2 = 1$. Diese beiden Erhaltungsgrößen ermöglichen es die Gleichungen (1.46) bis (1.48) zu entkoppeln.

Gleichung (1.47) lässt sich mit Hilfe der Beziehung $u_1^2 + u_2^2 = 1$ umschreiben und durch darstellen von $\cos^2 \Phi$ durch Γ auf nachfolgende Form bringen:

$$\frac{\mathrm{d}u_2}{\mathrm{d}\Psi} = \pm \left(1 - u_2^2\right) \left(1 - \frac{\Gamma^2}{u_1^4 u_2^2}\right)^{1/2} = \pm \left(1 - u_2^2\right) \left(1 - \frac{\Gamma^2}{\left(1 - u_2^2\right)^2 u_2^2}\right).$$
(1.51)

Weiteres Vereinfachen führt letztendlich auf:

$$\frac{\mathrm{d}u_2^2}{\mathrm{d}\Psi} = \pm 2 \left[\left(1 - u_2^2 \right)^2 u_2^2 - \Gamma^2 \right]^{1/2}.$$
(1.52)

Die allgemeine Lösung von Gleichung (1.52) lässt sich nach $[\mathbf{AR}]$ durch folgendes Integral darstellen:

$$\Psi = \pm \frac{1}{2} \int_{u^2(0)}^{u^2(\Psi)} \frac{\mathrm{d}u_2^2}{\left[u_2^2(1-u_2^2)^2 - \Gamma^2\right]^{1/2}}.$$
(1.53)

Wird nun die Anfangsbedingung $\Gamma = 0$ betrachtet, welche immer dann vorliegt, wenn eine der beiden Amplituden u_1 und u_2 gleich null ist oder die Phasenverschiebung zwischen den beiden Feldern dazu führt, dass $\cos \theta$ verschwindet. So lässt sich aus Gleichung (1.46) und (1.47) eine nichtlineare Differentialgleichung für u_2 gewinnen, welche auf nachfolgende Lösung führt:

$$u_2 = \tanh(\Psi + C_1). \tag{1.54}$$

Dabei ist die Integrationskonstante C_1 durch die Anfangsbedingungen zu bestimmen. Sie verschwindet für den Fall $u_1(0) = 1$ und $u_2(0) = 0$. Dies ist jener Fall, bei dem kein Licht der verdoppelten Wellenlänge auf den Kristall fällt, dass heißt, dass dieses Licht nur im Kristall erzeugt wird, was bei dem in dieser Arbeit beschriebenen Lasersystem gerade der Fall ist. Für die beiden Amplituden u_i ergeben sich somit die beiden Lösungen

$$u_1(\Psi) = \tanh \Psi, \tag{1.55}$$

$$u_2(\Psi) = \frac{1}{\cosh \Psi}.$$
(1.56)

Werden Gleichung (1.55) und (1.56) für $\Psi \to \infty$ betrachtet so ist zu erkennen, dass alles Licht der Amplitude u_1 letztendlich in Licht der Amplitude u_2 umgewandelt wird. Es wird also für sehr große Ψ alles Licht in die SHG umgewandelt. Dies gilt aber nur für den Fall von perfekter Phasenanpassung, von welchem hier ausgegangen wurde. Armstrong stellt in seiner Arbeit [**AR**] dar, dass für beliebige Δk , also nicht perfekter Phasenanpassung, trotzdem weiterhin die Umwandlung des einfallenden Lichts der Amplitude u_1 in SHG erfolgt, jedoch mit geringerer Effizienz.

1.3.2 Experimentelle Realisierung von SHG

Das in dieser Arbeit beschriebene Lasersystem verwendet zur Frequenzverdopplung, also zur Erzeugung von SHG periodisch gepoltes Lithiumniobat (engl. periodically poled Lithium Niobate)– kurz PPLN. Dieses ist zu 5 % mit Magnesiumoxid (MgO) dotiert. Um die maximale Ausbeute an frequenzverdoppeltem Licht zu erhalten, ist es vor allem nötig, eine möglichst gute Phasenanpassung zu erreichen. Für viele Materialien wird die Phasenanpassung durch Doppelbrechung realisiert. Für manche Materialien ist dies jedoch nicht möglich, weil sie entweder nicht doppelbrechend sind oder die Doppelbrechung die Dispersion des linearen Brechungsindex nicht kompensieren kann. Speziell für hohe Frequenzen kommt hinzu, dass für viele Stoffe der Brechungsindex bei hohen Frequenzen stark ansteigt. Aus diesen Gründen verwendet man sogenannte Quasi-Phasenanpassung (engl. quasi-phase-matching), um eine möglichst gute Anpassung der Phasen zu erreichen. Dazu wird im Falle von PPLN ein Gitter (engl. Grating) auf den Kristall aufgebracht, dass dessen Orientierung in festgelegtem Abstand umkehrt.

Um eine maximale Ausbeute von frequenzverdoppeltem Licht zu bekommen, sind auch bei PPLN mehrere Parameter zu optimieren, welche im Nachfolgenden kurz erläutert werden.

Temperatur und Gitterperiode

Die Gitterperiode des auf den Kristall aufgebrachten Gitters muss der Wellenlänge entsprechend angepasst sein. Des Weiteren ist die Gitterperiode temperaturabhängig aufgrund der natürlichen Ausdehnung des Kristalls. Ebenso ist auch der Brechungsindex des Kristalls von der Temperatur abhängig. Der Brechungsindex für eine Wellenlänge λ lässt sich mit der Sellmeier-Gleichung beschreiben.

$$n_e = a_1 + b_1 f + \frac{a_2 + b_2 f}{\lambda_2 - (a_3 + b_3 f)^2 + \frac{a_4 + b_4 f}{\lambda^2 - a_5^2}} - a_6 \lambda^2,$$
(1.57)

mit dem Temperaturparameter f

$$f = (T - 24.5 \,^{\circ}\text{C})(T + 570.82 \,^{\circ}\text{C}). \tag{1.58}$$

für die Temperatur T. Sind die Brechungsindizes für die zu verdoppelnde Wellenlänge (n_i) und für die entsprechend verdoppelte Wellenlänge n_o berechnet, lässt sich die Gitterperiode G berechnen $[\mathbf{JU}], [\mathbf{GA}]$

$$G = \frac{1}{\frac{n_o}{\lambda_o} - \frac{2n_i}{\lambda_i}}.$$
(1.59)

Die Gitterperioden des Kristalls des Systems, welches in dieser Arbeit charakterisiert wird, sind: $5,17 \,\mu\text{m}, 5,20 \,\mu\text{m}, 5,23 \,\mu\text{m}, 5,26 \,\mu\text{m}$ und $5,29 \,\mu\text{m}.$

Polarisation

Der höchste nichtlineare Koeffizient von Lithium-Niobat wird für den in diesem System verwendeten Kristall genau dann genutzt, wenn das einfallende Licht so polarisiert ist, dass der Polarisationsvektor senkrecht zur Dicke des Kristalls steht. Das vom Kristall frequenzverdoppelte Licht weist die selbe Polarisation auf, wie das einfallende Licht.

Kristalllänge

Die Kristalllänge muss auf den Laser angepasst sein, dessen Licht verdoppelt werden soll. Für breitbandig einstellbare Laser eignen sich längere Kristalle von zwei bis vier Zentimetern Länge. Für gepulste Laser mit kleiner Bandbreite sind kürzere Kristalle mit ungefähr einem Zentimeter Länge besser geeignet. Für sehr kurze Pulse können jedoch auch Kristalle mit einer Länge von nur einem Millimeter notwendig werden. Der in diesem System verbaute Kristall hat eine Länge von drei Zentimetern.

Anordnung und Fokus

Für optimale Effizienz ist es notwendig, den zu verdoppelten Laser so zu fokussieren, dass der Fokus gerade mittig in der Längsachse des Kristalls liegt. Des Weiteren spielt die Rayleighlänge, beziehungsweise der konfokale Parameter des fokussierten Lasers, eine Rolle, auch dieser muss auf die Länge des Kristalls angepasst sein. Laut der Arbeit von Boyd und Kleinmann [**BK**] ist die Phasenanpassung am besten, wenn der Fokusparameter ξ einen Wert von 2,84 annimmt. Der Fokusparameter ist gegeben durch den Quotienten der Kristallänge L mit dem konfokalen Parameter des fokussierten Strahls

$$\xi = \frac{L}{b}.\tag{1.60}$$

Kapitel 2

Grundlagen der Atomphysik

Um die Funktion des Lasersystems zu testen, wurden in einer thermischen Dampfzelle Messungen zur Hyperfeinstruktur verschiedener Rydbergzustände von 85 Rb vorgenommen. Im Folgenden sollen knapp die dazu notwendigen Grundkenntnisse der Atomphysik zusammengefasst dargestellt werden.

2.1 Rydbergatome und ihre Eigenschaften

"Atome, bei denen ein Elektron in ein außergewöhnlich hohes Energieniveau angeregt ist, veranschaulichen die gedankliche Kontinuität zwischen der Welt der klassischen Physik und der Quantenmechanik."¹

Als Rydbergatome werden eben solche Atome bezeichnet, die sich in einem hoch angeregten Zustand befinden. Das bedeutete, dass sich eines oder auch mehrere ihrer Elektronen in einem Zustand mit sehr hoher Hauptquantenzahl n befinden. Durch Beobachtungen im Bereich der Radioastronomie konnten Rydbergatome mit Hauptquantenzahlen bis zu n = 350 beobachtet werden [**HW**]. Aufgrund der außergewöhnlich hohen Anregung haben Rydbergatome auch besondere Eigenschaften. So erreichen sie außergewöhnlich große Durchmesser und haben aufgrund des sehr geringen Überlapps mit den Grundzuständen im Vergleich zu niedrigen Anregungszuständen deutlich erhöhte Lebensdauern. Die Erhöhung der Lebensdauer ist proportional zur dritten Potenz der Hauptquantenzahl n, steigt also rasch an. Auch die Polarisierbarkeit steigt mit der Hauptquantenzahl an, wobei dieser Anstieg sogar proportional zur siebten Potenz von n. Des Weiteren führt die große Entfernung des hoch angeregten Elektrons vom Kern dazu, dass es sich sehr leicht aus dem Atom entfernen lässt. Das liegt an der schwachen Coulombanziehung zwischen Kern und Rydberg-Elektron, welche zum einen durch die Entfernung und zum anderen durch die Abschirmung des Kerns durch die anderen Hüllenelektronen abgeschwächt wird.

Quantenmechanisch können Alkaliatome, wie Rubidium, sehr gut durch das Wasserstoffmodell beschrieben werden. Dies liegt an der eben schon erwähnten Abschirmung des Kerns durch jene Hüllenelektronen, die sich nicht in einem Zustand mit hoher Hauptquantenzahl befinden. So spürt das äußerste Elektronen effektiv nur die Anziehung durch eine positive Elementarladung, weshalb Rydbergatome wie hoch angeregte Wasserstoffatome behandelt werden können. Für ein Elektron geht der Bahnradius dabei proportional zum Quadrat der Hauptquantenzahl n, während der Abstand der benachbarten Energieniveaus proportional zur negativen dritten Potenz von n abnimmt. Für große n rücken die Energieniveaus eines Atoms also sehr stark zusammen,

 $^{^{1}}$ [**HW**] Seite 122

weshalb beim Übergang eines Rydbergatoms von einer Quantenzahl n zu n-1 Licht im Bereich des Ferninfraroten oder der Mikrowellenstrahlung emittiert wird.

2.2 Elektromagnetisch induzierte Transparenz (EIT)

Um elektromagnetisch induzierte Transparenz beobachten zu können, sind zwei elektrische Felder notwendig. Das den im Rahmen dieser Arbeit gemachten Messungen zu Grunde liegende System zur Behandlung des EIT-Prozess ist ein Drei-Niveau-System. Einer der drei Zustände muss durch zwei Dipolübergänge mit den anderen beiden Zuständen verbunden sein, während der dritte mögliche Übergang durch die Auswahlregeln für Dipolübergänge verboten sein muss. Es existieren so drei mögliche Schemata für geeignete Drei-Niveau-Systeme. Diese sind in Abb.2.1 dargestellt.



Abbildung 2.1: Die verschiedenen Anregungsschemen von Dreiniveausystemen. Schema a) wird als Leiter-Schema, b) als Λ-Schema und c) als V-Schema bezeichnet. In blau ist der Übergang für den Coupling-Laser, in rot der Übergang für den Probe-Laser eingezeichnet.

Einer der Übergänge wird durch das elektrische Feld angeregt, das der Probe-Laser erzeugt, welcher mit nur geringer Leistung einstrahlt. Der zweite Übergang wird durch das Feld eines weiteren Lasers, welcher mit wesentlich mehr Leistung in die Zelle einstrahlt, angeregt. Dieser zweite Laser wird Coupling-Laser genannt.

Elektromagnetisch induzierte Transparenz ist ein durch destruktive Quanteninterferenz zustande kommendes Phänomen, welches letztendlich dazu führt, dass die Absorption des Probe-Lasers verringert wird oder dieser sogar vollkommen transmittiert wird. Daraus folgt, dass sich mit Hilfe zweier Laser die optischen Eigenschaften eines Mediums manipulieren lassen. Da außer der Absorption auch die Dispersion manipuliert werden kann, gibt es viele Anwendungsgebiete für EIT, welche beispielsweise in **[KK]** vorgestellt werden.

Es gibt zwei Möglichkeiten das Phänomen der elektromagnetisch induzierten Transparenz zu erklären. Der Zustand $|2\rangle$ des Drei-Niveau-Systems kann auf zwei unterschiedlichen Wegen erreicht werden. Zum einen durch direkte, resonante Anregung von Zustand $|1\rangle$ aus: $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$, zum anderen auch vom Zustand $|3\rangle$ aus, indem dieser zunächst über den Zustand $|2\rangle$ erreicht wird: $|1\rangle \rightarrow |2\rangle \rightarrow |3\rangle$, um anschließend auf den Zustand $|2\rangle$ zurück zu gehen: $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$. "Die Quantenmechanik verlangt, dass zwei Pfade, welche auf denselben Endzustand führen, miteinander

interferieren müssen."² Diese von der Quantenmechanik verlangte Interferenz der Wahrscheinlichkeitsamplituden der Pfade ist im Falle des EIT destruktiv, sie löschen sich gegenseitig aus, weshalb das Medium für den Probe-Laser transparent wird. Es können auch mehr als zwei Pfade existieren, die durch Interferenz zu EIT führen, denn es muss sich bei dem System nicht zwingend um ein Drei-Niveau-System handeln.

Die zweite mögliche Erklärung für das Auftreten von EIT erfolgt mittels sogenannter "dressed states" [**KK**]. Für das betrachtete Drei-Niveau-System folgt mit diesem Modell, dass durch das elektrische Feld, welches der Coupling-Laser erzeugt, ein Paar von dressed states entsteht. Diese liegen dicht beieinander, wobei einer der beiden Zustände energetisch höher liegt als Zustand $|2\rangle$ und der andere etwas niedriger. Die beiden Zustände werden mit $|2d'\rangle$ und $|2d\rangle$ bezeichnet. Es ergeben sich wieder zwei verschiedene Pfade, welche durch konstruktive Interferenz erneut EIT verursachen. Die beiden Pfade ergeben sich bei der Absorption des Probe-Lasers, da dieser gegenüber den beiden dressed states gleichermaßen verstimmt ist, da diese etwas niedriger, beziehungsweise höher als der frühere Zustand $|2\rangle$ liegen sind die Pfade $|1\rangle \rightarrow |2d\rangle$ und $|1\rangle \rightarrow |2d'\rangle$ möglich.

Zur genaueren Beschreibung von EIT muss das Dipolmatrixelement für den Übergang zwischen den Zuständen $|1\rangle$ und $|3\rangle$ betrachtet werden. Jedweder Prozess, der die Kohärenz dieser beiden Zustände zerstört, beeinflusst die Effektivität des EIT. Solche Prozesse sind beispielsweise Kollisionen zwischen den Atomen des Mediums oder spontane Emission der betrachteten Zustände. Der Zerfall der beiden Zustände kann durch die Zerfallsraten Γ_i für spontane Emission berücksichtigt werden. Dann gilt für die Zerfallsrate γ_{13} der Kohärenz der Zustände $|1\rangle$ und $|3\rangle$ [**KK**]:

$$\gamma_{13} = \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{3}.\tag{2.1}$$

Das in dieser Arbeit betrachtete Drei-Niveau-System besteht aus Energiniveaus des ⁸⁵Rb Isotops und entspricht dem als Leiter-Schema bezeichneten Übergang aus **Abb.2.1**. Der vom Probe-Laser angeregte Übergang von $|1\rangle$ nach $|2\rangle$ ist der Übergang $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$, welcher einer Wellenlänge von 780,243 nm entspricht [**SD**]. Der Coupling-Laser dient dann zur Anregung auf einen Rydbergzustand, wobei hier verschiedene Hauptquantenzahlen möglich sind. Der Übergang von $|2\rangle$ nach $|3\rangle$ ist somit $5P_{3/2} \rightarrow nS_{1/2}$. Der direkte Übergang zwischen $|1\rangle$ und $|3\rangle$ wäre $5S_{1/2} \rightarrow nS_{1/2}$, ist jedoch durch die Dipolauswahlregel für die Änderung des Bahndreimpulses l verboten, denn die Auswahlregel erlaubt nur Übergänge mit $\Delta l = \pm 1$.

2.3 Die Hyperfeinstruktur

Die Hyperfeinstruktur der atomaren Energieniveaus kommt durch das von den Elektronen am Ort des Atomkerns erzeugte Magnetfeld zustande. Das Problem ist analog zur Feinstruktur zu behandeln, welche als bekannt vorausgesetzt wird. Die Energie der Hyperfein-Wechselwirkung beträgt in etwa nur ein Tausendstel der Energie der Feinstruktur-Wechselwirkung, da das magnetische Moment des Atomkerns etwa 1000 mal kleiner ist als das des Elektrons. Die Hyperfein-Wechselwirkung ist so gering, dass sie die Kopplung der magnetischen Momente der Elektronen eines Atoms untereinander nicht beeinflussen kann.

Durch das von den Elektronen erzeugte Magnetfeld $B_{\rm J}$ am Ort des Atomkerns wird der Kernspin

 $^{^2[\}mathrm{SH}],$ Original text: "Quantum mechanics requires that two paths that result in the same end product must interfere."

entsprechend orientiert. Die Drehimpulse von Elektronen und Atomkern koppeln aneinander. Das Resultat ist ein Gesamtdrehimpuls \vec{F} , welcher sich aus der Summe des Gesamtelektronendrehimpuls \vec{J} und des Kerndrehimpulses \vec{I} zusammensetzt

$$\vec{\mathbf{F}} = \vec{\mathbf{J}} + \vec{\mathbf{I}}.\tag{2.2}$$

Der Betrag des Gesamtdrehimpulses \vec{F} ist dabei gegeben durch:

$$|\vec{\mathbf{F}}| = \sqrt{\mathbf{F}(\mathbf{F}+1)}\hbar. \tag{2.3}$$

Die daraus resultierende Quantenzahl F kann Werte annehmen, welche von J + I bis zu J – I reichen. Es gilt für sie also F = J + I, J + I - 1, ...J - I, was bedeutet, dass diese Quantenzahl 2I + 1 oder 2J + 1 Werte annehmen kann [**HW**]. Werden die Vektoren betrachtet, steht der Gesamtdrehimpulsvektor \vec{F} fest im Raum, während die Vektoren \vec{I} und \vec{J} um diesen präzedieren. Je nachdem wie der Kernspin im Feld \vec{B}_J orientiert ist, ergibt sich die zusätzliche Energie, die durch die Hyperfeinwechselwirkung zustande kommt zu [**HW**]

$$V_{\rm HFS} = -|\vec{\mu}_{\rm I}| \cdot B_{\rm J} \cdot \cos(\vec{\mu}_{\rm I}, \vec{B}_{\rm J}) = g_{\rm I} \mu_{\rm K} \sqrt{{\rm I}({\rm I}+1)} B_{\rm J} \cos(\vec{\rm I}, \vec{\rm J}), \qquad (2.4)$$

mit dem magnetischen Moment des Kerns $\vec{\mu}_{I}$, dem g-Faktor des Kerns g_{I} und dem Kernmagneton μ_{K} . Der Cosinus bezieht sich immer auf den Winkel zwischen den in seinem Argument aufgeführten Vektoren. Die Energie der Hyperfeinstruktur-Wechselwirkung ist in der Darstellung mit Quantenzahlen schlussendlich gegeben durch [**HW**]:

$$\Delta E_{\rm HFS} = \frac{a}{2} (F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)F), \qquad (2.5)$$

mit der Hyperfeinstrukturkonstante

$$a = \frac{g_{\mathrm{I}}\mu_{\mathrm{K}}B_{\mathrm{J}}}{\sqrt{\mathrm{J}(\mathrm{J}+1)}}.$$
(2.6)

Wird ein externes Magnetfeld angelegt, so spalten die zunächst noch entarteten Energieniveaus der Hyperfeinstruktur in 2F + 1 Niveaus nach der Quantenzahl m_F auf.

2.4 Dopplerverschiebung des betrachteten Drei-Niveausystems

Bei der EIT-Spektroskopie, wie sie im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurde, spielt die Dopplerverschiebung eine wichtige Rolle, da die Spektren bei Temperaturen nahe der Raumtemperatur aufgenommen wurden. Die Geschwindigkeit der Atome ist also zu groß, um den Doppler-Effekt vernachlässigen zu können.

In Abb. 2.2 b) ist das Anregungsschema für das betrachtete Drei-Niveau-System dargestellt. Ganz links ist der Idealfall dargestellt, nämlich die Anregung von $5S_{1/2}$, F = 3 auf $P_{3/2}$, F' = 4und von dort aus auf den Rydbergzustand $nS_{1/2}$, F'' = 3. Der Probe-Laser, welcher den ersten Übergang anregt, ist gelockt, was bedeutet, dass seine Frequenz auf einen konstanten Wert stabilisiert ist. Atome, welche sich nur senkrecht zur optischen Achse bewegen oder sich in Ruhe befinden, erfahren keine Dopplerverschiebung und werden nach diesem Schema angeregt. Atome, die sich jedoch auf den Probe-Laser, welcher auf den Übergang von $5S_{1/2}$, F = 3 auf $5P_{3/2}$, F' = 4frequenzgelockt ist, zubewegen, erfahren dessen Wellenlänge ins rote verschoben. Sie können so auf den energetisch niedrigeren F' = 3 Zustand angeregt werden, was zur Verschiebung Δ_1 führt. Da der Coupling-Laser nicht auf eine feste Frequenz gelockt ist, sondern gescannt wird, ist eine weitere Anregung auf den Rydbergzustand dennoch möglich. Bewegt sich das Atom auf den Probe-Laser zu, so bewegt es sich, wie **Abb. 2.2 a**) zeigt, vom Coupling-Laser weg. Es kommt zu einer Blauverschiebung, die in **Abb. 2.2 b**) ganz rechts durch den gestrichelten, blauen Pfeil dargestellt ist. Die Blauverschiebung kompensiert dabei teilweise die Rotverschiebung des Probe-Lasers. Die Differenz zwischen dieser Blauverschiebung und der Frequenz des Übergangs entspricht $k_2 \cdot v$, wobei v die Geschwindigkeit des Atoms ist und k_2 der Betrag des Wellenvektors des Coupling-Lasers. Da die Blauverschiebung und die Rotverschiebung sich nicht vollständig gegenseitig kompensieren, taucht im Spektrum eine gegenüber dem Zustand $nS_{1/2}$, F'' = 3 um Δ_2 verschobene Linie auf.



Abbildung 2.2: a) Schematische Darstellung der Bewegung eines Atoms relativ zu den beiden Laserstrahlen b) Schematische Darstellung des Anregungsschemas der durchgeführten Rydbergspektroskopie, mit den durch den Dopplereffekt entstehenden Verschiebungen. Die blauen, gestrichelten Pfeile sind keine erlaubten Dipolübergänge, sie dienen lediglich zur besseren Verständlichkeit.

Da die Hyperfeinstruktur des $5P_{3/2}$ -Zustandes bekannt ist lässt, sich mit ihr die Verstimmung Δ_2 berechnen, um welche die durch Dopplerverschiebung zustande kommenden Maxima im Spektrum gegenüber dem eigentlichen Maximum, des gewünschten Übergangs verschoben sind. Zur Berechnung muss gefordert werden, dass die Summe der Verschiebungen null ergibt, wobei Rotverschiebungen ein negatives und Blauverschiebungen ein positives Vorzeichen erhalten. Es gilt somit:

$$0 = -\Delta_1 + \Delta_2 + k_2 \cdot v. \tag{2.7}$$

Die Geschwindigkeit der Atome v steht mit der Verstimmung Δ_1 und dem Wellenvektor des Probe-Lasers in folgendem Zusammenhang:

$$v = \frac{\Delta_1}{k_1}.\tag{2.8}$$

Einsetzen von Gleichung (2.8) in (2.7) ergibt schlussendlich für die Verstimmung Δ_2

$$\Delta_2 = \Delta_1 \left(1 - \frac{k_2}{k_1} \right) = \Delta_1 \left(1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right).$$
(2.9)

Die Wellenlänge λ_1 ist die des Probe-Lasers und λ_2 ist die des Coupling Lasers.

Kapitel 3

Charakterisierung des Lasersystems

In diesem Kapitel soll das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Lasersystem technisch charakterisiert werden. In Abb. 3.1 ist das System schematisch dargestellt.



Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des aufgebauten Lasersystems.

Die drei wichtigsten Komponenten des Systems sind der Tapered Amplifier (TA), der PPLN-Kristall und der grating-stabilisierte Diodenlaser (Seed-Laser). Der Diodenlaser wurde von der Firma Toptica individuell für dieses System gefertigt. Er ist für Wellenlängen von 910-985 nm konfiguriert und hat eine maximale Ausgangsleistung von 100 mW Der PPLN und der dazugehörige Ofen, welcher durch einen PID-Regler eine genaue Einstellung der Temperatur ermöglicht, wurden ebenfalls gekauft. Der TA-Chip wurde gekauft und in ein selbstkonstruiertes Gehäuse eingebaut. In **Tab. 3.1** sind die Geräte und Hersteller aufgeführt.

 Tabelle 3.1: Liste der wichtigsten Systemkomponenten, mit Hersteller, Herstellerbezeichnung und Seriennummer S.No.

Gerät	Hersteller	Herstellerbezeichnung	SNo.
Tapered Amplifier (TA)	m2k-laser GmbH	TA-0976-3000-CM	27391
PPLN-Kristall	Covesion Ltd.	MSHG976-0.5-30	KM280512-Y371-01
PPLN Ofen	Covesion Ltd.	OC1 Temperature Controler	COV368
Diodenlaser (Seed-Laser)	Toptica Photonics	SYST DL-Pro	3730

Das Layout des in **Abb. 3.1.** dargestellten Lasersystems hat sich während des Projekts entwickelt. Der Optische Isolator OI1 war zu Beginn des Aufbaus nicht geplant, musste jedoch nachträglich hinzugefügt werden, da bei hohen Betriebsstromstärken (>2 A) des TA, der als Seed-Laser verwendete Diodenlaser Modensprünge aufwies. Diese wurden vermutlich von dem bei hohen Betriebsstromstärken ebenfalls erhöhten Auto-Stimulated-Emission (ASE) des TA ausgelöst. Der Seed-Laser besitzt selbst einen integrierten optischen Isolator, welcher aber nicht ausreichte, um das ASE stark genug abzuschwächen. Nach der Installation des zusätzlichen optischen Isolators OI1 trat das Problem nicht mehr auf.

Die $\lambda/2$ -Platte L1 dient, in Kombination mit PBS1, zum Einstellen der Seed-Leistung. Die Polarisation des Seed-Lasers wird mit der $\lambda/2$ -Platte L3 kontrolliert. Die in **Abb. 3.1** dargestellten Spiegel unterscheiden sich in ihrer Antireflexbeschichtung, die jeweils auf die entsprechende Wellenlänge der Laser abgestimmt sein muss. Das System kann bei verschiedenen Wellenlängen betrieben werden. Der Seed-Laser ist für Wellenlängen von 910-985 nm konfiguriert. In der Praxis sind auch Wellenlängen knapp oberhalb 985 nm gemessen worden. Die Bezeichnungen 960 nm und 480 nm in **Abb. 3.1** sind deshalb als Richtwerte aufzufassen. Die vom PPLN generierte Wellenlänge ist gerade die halbe Wellenlänge des Diodenlasers. Der PPLN ist zu Verdopplung von Licht der Wellenlänge 976 nm entwickelt worden, weshalb seine maximale Ausgangsleistung bei anderen Wellenlängen geringer ist (**3.2.3**).

Vor dem PPLN befindet sich die Linse F1, deren Fokus in der Mitte des Kristalls liegt, um für optimale Phasenanpassung (siehe **1.3.2**) zu sorgen. Der auf den TA folgende dichroische Spiegel DM1 dient zum Herausfiltern des nicht frequenzverdoppelten 960 nm Lichts. Der Beam-Dump BD ist für hohe Leistungen geeignet, um auch bei hohem Betriebsstrom des TA kein gefährliches Streulicht zuzulassen. Die Brennweiten der entsprechenden Linsen, die zur Formung und Fokusierung der Strahlen verwendet werden, sind im Anhang C aufgeführt.

3.1 Technische Charakterisierung des Tapered Amplifiers

Der Tapered Amplifier wird benötigt, um den Seed-Laser zu Verstärken. Ohne das Verstärken wäre die Leistung des als Seed-Laser verwendeten Diodenlasers zu schwach, um ausreichend

frequenzverdoppeltes Licht zu generieren. Die Ausgangsleistung des TA hängt von mehreren Faktoren ab, welche in diesem Kapitel erläutert und durch entsprechende Messungen charakterisiert sind.

In erster Linie ist es wichtig, den TA möglichst gut zu koppeln, es genügt nicht, mit dem Seed-Laser in den TA hineinzuleuchten. Zum Koppeln des TA empfiehlt es sich, diesen zuerst ohne Seed-Laser zu betreiben, wobei es hierbei wichtig ist, die Betriebsstromstärke des TA nicht über 1 A zu erhöhen [**TA**], da es ansonsten zu Beschädigungen am TA kommen kann. Im Betrieb ohne Seed-Laser emittiert der TA dennoch Licht. Durch Überlagerung des ASE mit dem Seed Laser lässt sich der TA koppeln. Die Kopplung lässt sich überprüfen, indem der Seed-Laser zuerst blockiert und dann freigegeben wird. Ist der TA gekoppelt, leuchtet beim freigeben im ASE des TA ein heller Punkt auf. Bei schlechter, beziehungsweise keiner Kopplung ist das Aufleuchten nicht erkennbar. Ist der Punkt sichtbar, so lässt sich die Kopplung optimieren, indem die Ausgangsleistung mit einem Power-Meter gemessen wird und die Spiegel M7 und M8 so nachgestellt werden, dass diese maximal ist. Es ist beim Power-Meter, sowie bei allen Optiken die hinter dem TA, aber noch vor dem Optischen Isolator OI2 stehen, darauf zu achten (cf. **Abb. 3.1**), dass deren Rückreflektionen das Gehäuse des TA treffen und nicht in dessen Ausgang hineingelangen, da dies schon bei vergleichsweise geringer Leistung der Reflektion zur Zerstörung des TA führen kann.

An den Ein- und Ausgängen des Gehäuses, in welchem der TA-Chip verbaut ist, befinden sich plankonvexe Linsen. Diese dienen dazu den Seed-Laser zu fokussieren und entsprechend den Ausgangsstrahls des TA zu kollimieren. Außerdem wird die Temperatur des TA durch eine Temperaturkontrolle konstant bei 22 °C gehalten. Die Leistungsmessungen wurden für den TA hinter dem optischen Isolator OI2 zwischen den Spiegeln M11 und M12 durchgeführt. Dies hat zur Folge, dass die gemessenen Leistungen niedriger sind als vom Hersteller angegeben, da im optischen Isolator ein Teil der Leistung verloren geht. Da jedoch die an der angegebenen Position gemessene Leistung jene ist, die im PPLN zur Verfügung steht, ist es angebracht, nicht vor OI2 zu messen.

3.1.1 Polarisationsabhängigkeit des TA

Damit der TA optimale Ausgangsleistung liefert, muss der Seed-Laser die korrekte Polarisation liefern, weshalb, wie in **Abb. 3.1** zu sehen ist, vor dem Eingang des TA eine $\lambda/2$ -Platte installiert ist. In **Abb. 3.2** ist der prozentuale Anteil der Ausgangsleistung von der Maximalleistung hinter dem optischen Isolator OI2 in Abhängigkeit vom Drehwinkel der $\lambda/2$ -Platte für zwei verschiedene Betriebsströme aufgetragen.

In Abb. 3.2 ist zu sehen, dass maximale Effizienz des TA nur mit einer bestimmten Polarisationsrichtung erreicht werden kann. Die Polarisation ist in einem Turnus von 90° für den Drehwinkel der $\lambda/2$ -Platte ideal, was zu optimaler Verstärkung führt. Eine Erhöhung der Betriebsstromstärke führt, wie in Abb. 3.2 zu sehen ist, nicht zur Verschiebung der benötigten Polarisation, diese ist also unabhängig von den Einstellungen des Betriebsstroms. Des Weiteren ist zu erkennen, dass die Auswirkungen der Polarisation auf die Effizienz bei geringerem Betriebsstrom deutlich größer sind, als bei höheren Werten.



Abbildung 3.2: Prozentualer Anteil der Ausgangsleistung des TA von der maximalen Leistung bei der entsprechenden Stromstärke, gemessen hinter dem optischen Isolator OI2 bei Betriebsströmen von 1 A(rot) und 3 A (blau) und Seed-Leistung von 20 mW in Abhängigkeit des Drehwinkels der vor dem TA montierten $\lambda/2$ -Platte.

3.1.2 Leistungsabhängigkeit von Seed-Leistung und dem TA-Strom

Die Ausgangsleistung des TA ist von der Betriebsstromstärke abhängig. Diese kann bis zu 5 A betragen, wobei darauf zu achten ist, dass der TA bei Stromstärken über 1 A niemals ohne Seed-Laser betrieben wird. Außer der Betriebsstromstärke hat auch die Leistung des Seed-Lasers Auswirkungen auf die Ausgangsleistung, beziehungsweise das Gain des TA. Als Gain ist der Quotient aus Ausgangsleistung und Seed-Leistung definiert. Als Seed-Leistung wird die hinter der $\lambda/2$ -Platte L3 gemessen Leistung bezeichnet.

Wie Abb. 3.3 a) zeigt sinkt das Gain bei ansteigender Leistung des Seed-Lasers. Im unteren Bereich des Betriebsstroms ist das Gain für alle Seed-Leistungen sehr ähnlich, während es bei ansteigendem Strom zusehends Unterschiede im Gain für die verschiedenen Leistungen des Seed-Lasers gibt. Im Bereich über 1,5 A Betriebsstrom hängt das Gain näherungsweise linear mit der Betriebsstromstärke des TA zusammen.

Der TA wird in der Regel bei 20 mW Seed-Leistung betrieben. Das Gain ist bei dieser Leistung zwar nicht maximal, dafür ist die maximale Ausgangsleistung mit 1760 mW deutlich höher als bei einer Seed-Leistung von 10 mW. Bei dieser beträgt die maximale Ausgangsleistung nur 1540 mW. Eine weitere Erhöhung der Seed-Leistung über 20 mW hinaus führt zu unwesentlich weiterer Erhöhung der Ausgangsleistung, zu lasten der Lebensdauer des Chips. Die absolut höchste Ausgangsleistung wurde bei 35 mW Seed-Leistung gemessen und betrug 1900 mW.



Abbildung 3.3: a) Gain des TA gemessen zwischen den Spiegeln M11 und M12 für verschiedene Leistungen des Seed-Lasers aufgetragen über der Betriebsstromstärke des TA b) Die Ausgangsleistung des TA, gemessen an der selben Stelle, in mW aufgetragen über der Betriebsstromstärke in A.

3.1.3 Leistungsabhängigkeit von der Wellenlänge des Seed-Lasers

Die Effizienz des TA ist nicht nur von der Kopplung, der Polarisation und der vom Seed-Laser eingestrahlten Leistung abhängig, sondern verändert sich auch mit der Wellenlänge. Die für die bisherigen Messungen eingestellte Wellenlänge von 976,153 nm kann als die Standardwellenlänge des Systems betrachtet werden. Sie entspricht gerade der halben Übergangsenergie für den Übergang $5P_{3/2} \rightarrow 20S_{1/2}$ des ⁸⁵Rb-Isotops. Für Übergänge auf niedrigere Hauptquantenzahlen als n = 20 lassen sich die entsprechenden Wellenlängen aus der Energiedifferenz zwischen den zugehörigen Energieniveaus berechnen. Die Energien der Niveaus von ⁸⁵Rb wurden [**JS**] entnommen. Das ⁸⁵Rb-Isotop wird betrachtet, da es das am häufigsten im natürlich vorkommenden Rubidium auftretende Isotop ist. Die berechneten Wellenlängen liegen im Bereich des vom PPLN erzeugten Lichts, am Seed-Laser muss also gerade die doppelte Wellenlänge eingestellt werden, um diese am TA zu verstärken und anschließend im PPLN zu verdoppeln. Die betrachteten Übergänge mit den dazugehörigen Wellenlängen sind in **Tab. 3.2** aufgelistet.

Tabelle 3.2: Betrachtete Übergänge von ⁸⁵Rb und die dazugehörige Übergangsenergien [**JS**] und Wellenlängen λ_{Trans} , sowie die am Seed-Laser des Systems einzustellende Wellenlänge λ_{Seed} .

Übergang	Übergangsenergie $[\rm cm^{-1}]$	λ_{Trans} [nm]	$\lambda_{\text{Seed}} \text{ [nm]}$
$5P_{3/2} \rightarrow 20S_{1/2}$	$20785,\!58486$	488,076	$976,\!153$
$5P_{3/2} \rightarrow 19S_{1/2}$	$20438,\!43964$	489,274	$978,\!548$
$5P_{3/2} \rightarrow 18S_{1/2}$	20377,83747	490,729	$981,\!458$
$5\mathrm{P}_{3/2} \rightarrow 17\mathrm{S}_{1/2}$	$20303,\!35475$	$492,\!522$	$985,\!044$



Abbildung 3.4: Gain des TA gemessen zwischen den Spiegeln M11 und M12 für verschiedene Wellenlängen des Seed-Lasers aufgetragen über der Betriebsstromstärke des TA bei einer Leistung des Seed-Lasers von 20 mW.

Es ist anzumerken, dass nach der Einstellung der Wellenlänge die Kopplung des TA nachjustiert werden muss, da sich durch das Ändern der Wellenlänge der Strahlengang des Seed-Lasers leicht verändert. Ebenso muss die Leistung des Seed-Lasers während des Einstellens überprüft werden. Dies liegt daran, dass der Seed-Laser durch das Ändern der Wellenlänge instabil wird, was zu Modensprüngen führt. Daher muss die Mode des Lasers während des Einstellens auf dem Fabry-Perot-Interferometer (cf. Abb. 3.1 FPI) überprüft werden und gegebenenfalls die Stromstärke am Seed-Laser nachgeregelt werden, was dessen Ausgangsleistung leicht verändert. Für die in Tab. 3.2 dargestellten Wellenlängen des Seed-Lasers wurde die Ausgangsleistung des TA hinter OI2 zwischen den Spiegeln M11 und M12 gemessen. Die Leistung des Seed-Lasers vor dem TA betrug dabei 20 mW.

Das Gain des TA wurde für die verschiedenen in **Tab. 3.1** aufgeführten Wellenlängen gemessen. Die Leistung des Seed-Lasers betrug dabei für alle Messungen 20 mW. Die Messergebnisse sind in **Abb. 3.4** dargestellt. Es ist zu erkennen, dass das Gain des TA für die Wellenlängen $\lambda_{\text{Seed}} = 976,153 \text{ nm}, \lambda_{\text{Seed}} = 978,548 \text{ nm}$ und $\lambda_{\text{Seed}} = 981,458 \text{ nm}$ sehr ähnlich ist. Auffällig ist, dass das Gain bei einer Wellenlänge von $\lambda_{\text{Seed}} = 978,548 \text{ nm}$ und einer Betriebsstromstärke von 3,5 A etwas höher liegt als bei den anderen Wellenlängen. Da dies nur bei einer konkreten Betriebsstromstärke der Fall ist, kann die Ursache hierfür auch die Messungenauigkeit des Power-Meters sein. Bei höheren Betriebsstromstärken ist das Gain für $\lambda_{\text{Seed}} = 984,044 \text{ nm}$ sichtlich geringer als bei den anderen Wellenlängen. Dies liegt daran, dass diese Wellenlänge am weitesten von der Wellenlänge, für welche der TA konzipiert wurde, entfernt liegt. Zur genaueren Einsicht sind die Daten, auf deren Grundlage Abb. 3.4 erstellt wurde, in Anhang D aufgeführt.

Die Genauigkeit der Leistungmessungen ist vom jeweiligen Power-Meter abhängig. Für alle Messungen wurde ein "Thorlabs PM100D" Power-Meter verwendet. Bei der Reproduktion der Messergebnisse mit einem anderen Power-Meter kann es zu messgerätspezifischen Abweichungen kommen. Des Weiteren sei darauf hingewiesen, dass die Messungen mit zwei unterschiedlichen Köpfen für das Power-Meter durchgeführt wurden. Bis zu einer Leistung von ca. 500 mW (TA-Betriebsstrom bei 2 A) ließ sich ein Standardkopf des Typs "Thorlabs S121C" verwenden. Für höhere Leistungen wurde ein speziell für diese Zwecke gebauter Kopf des Typs "Thorlabs S314C" verwendet.

3.1.4 Das Modenprofil des TA

In Kapitel 1.1.2 wurde der Gauß-Strahl beschrieben. Die Grundmode eines Lasers hat typischerweise ein gaußförmiges Intensitätsprofil. Neben dem in Kapitel 1.1.2 vorgestellten Gauß-Strahl lösen auch noch andere Gleichungen die paraxiale Wellengleichung. Diese machen sich als höhere Moden eines Lasers bemerkbar. Mathematisch lassen sie sich nach [**RP**] wie folgt beschreiben:

$$\vec{E}_{nm}(x,y,z) = \vec{E}_0 \frac{w_0}{w(z)} \cdot H_n\left(\sqrt{2}\frac{x}{w(z)}\right) \exp\left(-\frac{x^2}{w(z)^2}\right) \cdot H_m\left(\sqrt{2}\frac{y}{w(z)}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{w(z)^2}\right)$$
(3.1)

$$\cdot \exp\left(-i(kz-1+n+m) + \frac{k(x^2+y^2)}{2R(z)} - \xi(z)\right).$$

Mit den Hermite-Polynomen H der Ordnung n respektive m. Die niederste Hermite-Gauß-Mode ist der in Gleichung (1.9) dargestellte Gaußstrahl, da für m = 0, beziehungsweise n = 0 die Hermite-Polynome gerade eins sind. Für höhere m respektive n sind die Hermite-Polynome ungleich 1, was zur Gewichtung der Gauß-Funktionen führt.

Der als Seed-Laser verwendete Diodenlaser ist so stabilisiert, dass er bei richtiger Einstellung nur Licht der Grundmode, also der Gauß-Mode emittiert. Das Modenprofil des TA hingegen war nach dessen Installation nicht bekannt und soll daher hier erläutert werden.

Das Modenprofil eines Laserstrahls lässt sich aus den mit der Knife-Edge-Methode (siehe Kapitel **1.2**) gewonnen Daten berechnen. Dazu müssen diese nach dem Ort abgeleitet werden. Das Ergebnis ist das Intensitätsprofil des Strahls. Da sich die Mode des Strahls über größere Distanzen verändern kann, wurde hinter dem TA vor dem Einbau des optischen Isolators OI2 an zwei verschiedenen Positionen die Mode des TA gemessen. Die beiden Punkte lagen dabei 28 cm voneinander entfernt, wobei die Position I hinter dem Spiegel M10 lag. Wie schon in **Abb. 1.1** dargestellt ist die x-Achse als jene Achse parallel zur Tischfläche und die y-Achse als jene senkrecht dazu, definiert. Der Strahl propagiert in z-Richtung.

In Abb. 3.5 und Abb. 3.6 ist das Modenprofil an den beiden Positionen dargestellt, nachdem die Mode mit der, im Gehäuse des TA, verbauten plankonvexen Linse und der rotierbaren Zylinderlinse RC1 optimiert wurde. Aus Abb. 3.5 und Abb. 3.6 wird ersichtlich, dass der TA nicht nur Licht der Gauß-Mode emittiert. Es lässt sich aus der Form des Profils zwar darauf schließen, dass ein großer Teil des Lichts des TA in der Gauß-Mode ist, das Vorhandensein höherer Moden ist jedoch aufgrund der gezackten Form des Profils unverkennbar.



Abbildung 3.5: Modenprofil des TA für die x- und y-Achse, gemessen hinter dem Spiegel M10, an Position I. Die Intensität ist in willkürlichen Einheiten angegeben.



Abbildung 3.6: Modenprofil des TA für die x- und y-Achse, gemessen an Position II, welche 28 cm hinter Position I liegt. Die Intensität ist in willkürlichen Einheiten angegeben.

3.2 Technische Charakterisierung des PPLN

Die grundlegenden Punkte, auf welche bei Aufbau und Inbetriebnahme eines PPLN-Kristalls zur Frequenzverdopplung zu achten ist wurden in **1.3.2** bereits angesprochen. Kristalllänge und Gitterperiode wurden bereits vom Hersteller, individuell für den Verwendungszweck angepasst. Wie in Kapitel **3.1.4** dargestellt ist, besteht das Modenprofil des TA nicht nur aus der benötigten gaußförmigen Grundmode. Dies führte dazu, dass die auf der Grundlage von Knife-Edge-Messungen basierenden Strahlradien nicht dazu geeignet waren, die korrekte Linse zu berechnen. Die Knife-Edge-Methode unterscheidet nicht zwischen den verschiedenen Moden des Gaußstrahls, weshalb der Radius der Grundmode vermutlich kleiner war als der gemessene Radius. Die effizientere Methode zum Finden der passenden Linse war das Ausprobieren verschiedener Linsen, das schließlich auf eine Linse mit der Brennweite f = 150 mm führte.



Abbildung 3.7: Schematische Darstellung des PPLN a) als Draufsicht bei geöffnetem Ofen und b) als Vorderansicht bei angehobener Ofenabdeckung. Die Gratings sind als weiße Linien, beziehungsweise Quadrate dargestellt. In a) ist die Kopplung in das zweite Grating von links (5,20 µm) durch die punktierte blaue Linie und die beiden Pfeile, die den einfallenden infraroten und den frequenzverdoppelten blauen Laserstrahl symbolisieren, dargestellt. Der Kristall ist durch die dunkelgraue Färbung markiert.

Der PPLN ist schematisch in **Abb. 3.7** dargestellt. Er besitzt 5 sogenannte Gratings mit Gitterperioden von 5,17 µm 5,20 µm, 5,23 µm, 5,26 µm und 5,29 µm. Die Gitterperiode bestimmt die Temperatur für optimale Phasenanpassung, denn je größer die Gitterperiode, desto niedriger die benötigte Temperatur für optimale Phasenanpassung bei gleicher Wellenlänge. Die verschiedenen Gratings sind innerhalb des Kristalls jeweils 0,5 mm voneinander entfernt. Die Gitterperiode erhöht sich von links nach rechts, wenn der Kristall von der Eingangsöffnung her betrachtet wird. Um zu überprüfen, ob mit dem Laserstrahl das gewünschte Grating getroffen wird, kann der Ofen, in dem sich der Kristall befindet, geöffnet werden und mit einem Infrarotsichtgerät der Strahl beobachtet werden. Des Weiteren kann mit einer Detektorkarte die Position des Strahls am Ausgang des PPLN betrachtet werden, da immer auch unverdoppeltes Licht durch den PPLN transmitiert wird. Beim Einkoppeln in ein Grating sollte niemals mit mehr als 100 mW Eingangsleistung gearbeitet werden, da höhere Leistungen, laut Hersteller, zu Beschädigungen am PPLN führen können, wenn das Grating nicht richtig getroffen wird. Wird der Strahl durch das Grating gegeben, so ist in der Regel auch bei Leistungen etwas unter 100 mW und falsch eingestellter Temperatur ein schwacher Punkt blaues Licht am Ausgang des PPLN zu sehen. Um die Beobachtung dieses Punktes zu erleichtern, empfiehlt es sich, anstatt einer Detektorkarte ein weißes Stück Papier zu verwenden und das Raumlicht zu reduzieren. Ist der blaue Schimmer zu sehen, sollte zunächst die Temperatur angepasst werden, um die Phasenanpassung zu verbessern (siehe auch Kapitel **3.2.2**). Ist die Temperatur angepasst, kann mittels eines Power-Meters hinter dem PPLN die Ausgangsleistung durch Nachstellen der Spiegel M11 und M12 maximiert werden. Der Strahl sollte den PPLN möglichst gerade durchstrahlen. Schräges Durchstrahlen oder die falsche Höhe führt zu niedriger Ausgangsleistung und unförmigen Moden (z.B. gitter- oder sichelförmig). Bei der Verwendung eines Power-Meters sollte hinter dem PPLN immer mindestens ein (besser noch zwei) dichroischer Spiegel positioniert werden. Ist die Ausgangsleistung nur schwer zu optimieren, so kann das an der Polarisation liegen, welche durch Verdrehen der $\lambda/2$ -Platte L4 gedreht werden kann (siehen auch Kapitel **3.2.4**). Ist der PPLN korrekt gekoppelt, so kann er schließlich bei voller Ausgangsleistung des TA betrieben werden.

3.2.1 Abhängigkeit der Ausgangsleistung von der Eingangsleistung bei fester Wellenlänge

Sind Wellenlänge, Polarisation und Kopplung korrekt eingestellt, so hängt die Ausgangsleistung des PPLN in erster Linie von der Eingangsleistung ab.



Abbildung 3.8: Ausgangsleistung des vom PPLN frequenzverdoppelten Lichts aufgetragen über der vom TA gelieferten Eingangsleistung. Die Messung der Ausgangsleistung fand hinter zwei dichroischen Spiegeln statt, der Strahl wurde durch das Grating mit einer Periode von $5,17 \,\mu\text{m}$ geleitet, die Wellenlänge betrug 976,153 nm.

In Abb. 3.8 ist die Ausgangsleistung des PPLN gegenüber der Eingangsleistung aufgetragen. Sie verhält sich ähnlich wie die Ausgangsleistung des TA in Abhängigkeit zu dessen Betriebsstromstärke. Zu Beginn verläuft der Anstieg eher parabelförmig, während er ab Eingangsleistungen jenseits der 500 mW linear ansteigt. Die maximal gemessene Ausgangsleistung bei der Verdopplung der Wellenlänge 976, 153 nm betrug 114,8 mW.

3.2.2 Temperaturabhängigkeit bei fester Wellenlänge

Die Phasenanpassung und damit die Effizienz des PPLN hängen von der Temperatur ab, da sich der Kristall bei Temperaturänderungen ausdehnt oder zusammenzieht und dabei seinen Brechungsindex verändert. Wie **Abb. 3.9** zeigt, ist die Phasenanpassung sehr temperaturempfindlich. Das Maximum der Ausgangsleistung ist sehr schmal und fällt an beiden Seiten steil ab. Bei optimaler Phasenanpassung ist die Ausgangsleistung des PPLN mehr als 1000 mal höher als bei schlechter Phasenanpassung, also der falschen Temperatur. Die in diesem Teilkapitel durchgeführten Temperaturscans wurden alle für eine Eingangs-Wellenlänge des PPLN von 976, 153 nm durchgeführt. Informationen zu anderen Wellenlängen finden sich in **3.2.3**. Der Strahl wurde durch das Grating mit einer Gitterperiode von 5,17 µm geführt. Die Eingangsleistung betrug immer 450 mW.



Abbildung 3.9: Ausgangsleistung des PPLN bei verschiedenen Temperaturen. Die Wellenlänge des TA betrug 976, 153 nm, verwendet wurde das $5,17 \mu m$ Grating bei einer Eingangsleistung von 450 mW für den PPLN.

Um die Temperatur des PPLN zu optimieren, sollte diese zweimal gescannt werden. Zuerst in größeren Schritten und über einen großen Bereich, wie zum Beispiel in **Abb. 3.9** dargestellt. Ist bereits bekannt, in welcher Region die Temperatur vermutlich liegt, so lässt sich der Bereich schon für das erste scannen der Temperatur eingrenzen. Informationen zur ungefähren Temperaturabhängigkeit des PPLN können beim Hersteller eingeholt werden. Zur Messung der Leistung

wird hinter dem PPLN ein Power-Meter aufgestellt. Je besser die Temperatureinstellung, desto höher die Ausgangsleistung. Auch hier empfiehlt sich wieder die Verwendung von dichroischen Spiegeln vor diesem. Beim scannen der Temperatur ist darauf zu achten, dass diese sich nicht zu schnell ändert, da der gesuchte Temperaturbereich in dem das Maximum liegt ansonsten übergangen werden könnte. Die einfachste Lösung des Problems ist es, den PPLN zunächst über den abzusuchenden Bereich hinaus aufzuheizen und dann abkühlen zu lassen. Die verwendetet Temperaturkontrolle (**Tab. 3.1**) kühlt nicht aktiv, weshalb das Abkühlen des PPLN wesentlich langsamer erfolgt als das Aufheizen. Eine andere Möglichkeit ist es, stufenweise höhere Temperaturwerte einzustellen, so dass die Differenz zwischen Istwert und Sollwert nur im Bereich von 5 °C liegt. Nach dem ersten groben Scannen der Temperatur folgt ein weiterer Scan in kleineren Schritten über den relevanten Bereich. Vor allem nahe am Maximum sollten die kleinstmöglichen Temperaturschritte gemacht werden, um die bestmögliche Optimaltemperatur zu finden.



Abbildung 3.10: Ausgangsleistung des PPLN bei verschiedenen Temperaturen im Bereich um das Temperaturoptimum. Die Wellenlänge des TA betrug 976, 153 nm, verwendet wurde das 5,17 µm Grating bei einer Eingangsleistung von 450 mW für den PPLN.

In Abb. 3.10 ist die Temperatur über einen geringeren Bereich als in Abb. 3.9 variiert worden. Die beiden Messreihen entsprechen den beiden Messungen, die eben beschrieben wurden. Aus den Daten zu Abb. 3.10 lässt sich die Optimaltemperatur entnehmen. Sie beträgt bei dieser Wellenlänge 113,86 °C. Im Bereich um das Maximum wurde dazu in den kleinstmöglichen Schritten die Temperatur variiert. Die Temperaturkontrolle regelt die Temperatur mittels eines PID-Reglers. Die kleinstmögliche einstellbare Schrittweite beträgt 0,01 °C.

Neben dem globalen Leistungsmaximum sind in **Abb. 3.10** ein paar deutlich kleinere, lokale Nebenmaxima zu sehen. Beim Messen tauchen solche kleinen Maxima auch bei größerer Entfernung von der Optimaltemperatur bereits auf. Sie werden bei Annäherung an die Optimaltemperatur größer, bleiben aber gegenüber dem globalen Maximum so klein, dass sie in **Abb. 3.10** nicht

erkennbar sind. Auch in **Abb. 3.9** sind sie trotz halblogarithmischer Skala wegen des großen dargestellten Temperaturbereichs nicht erkennbar. Werden die Daten aus **Abb. 3.10** jedoch halblogarithmisch dargestellt, werden diese lokalen Maxima sichtbar, wie in **Abb. 3.11** zu sehen ist. Diese lokalen Maxima sind wichtig für den zu wählenden Bereich, über welchen die Temperatur verändert wird. Dieser sollte immer mindestens zwei bis vier Grad Celsius betragen, da ansonsten ein lokales Maximum am Rande des Temperaturbereichs fälschlicherweise als Temperaturoptimum erkannt werden könnte.



Abbildung 3.11: Ausgangsleistung des PPLN bei verschiedenen Temperaturen im Bereich um das Temperaturoptimum; Halblogarithmische Darstellung. Die Wellenlänge des TA betrug 976, 153 nm, verwendet wurde das $5,17 \,\mu\text{m}$ Grating bei einer Eingangsleistung von $450 \,\text{mW}$ für den PPLN.

Wie stark sich die Temperatur auf die Ausgangsleistung auswirkt, zeigt **Abb. 3.12**. Hier ist die Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Eingangsleistung aufgetragen, wobei die Temperatur nur um maximal ± 1 °C verändert wurde. Die grünen Dreiecke markieren die Ausgangsleistung bei Optimaltemperatur. Die blauen Quadrate zeigen die Ausgangsleistung bei einer geringen Temperaturverringerung von 0,3 °C. Es ist zu erkennen, dass bei dieser geringen Temperaturveränderung die maximale Ausgangsleistung bereits weniger als die Hälfte der maximalen Ausgangsleistung bei Optimaltemperatur beträgt. Bei einer Temperaturabweichung von nur ± 1 °C, was durch die roten Kreise beziehungsweise schwarzen Fünfecke angezeigt wird, ist die Phasenanpassung so schlecht, dass die Ausgangsleistung beinahe unabhängig von der Eingangsleistung ist. Dies unterstreicht noch einmal, wie wichtig eine korrekt eingestellte Temperatur ist.



Abbildung 3.12: Ausgangsleistung des PPLN bei verschiedenen Temperaturen in Abhängigkeit von der Eingangsleistung.

3.2.3 Temperatureinstellung und Leistung für verschiedene Wellenlängen

In **3.1.3** wurde die Ausgangsleistung des TA für verschiedene Wellenlängen untersucht. In diesem Teilkapitel sind die Temperatureinstellungen für den PPLN, sowie die Ausgangsleistungen in Abhängigkeit von der Eingangsleistung bei diesen Wellenlängen aufgeführt. Eine Übersicht über die benötigten Wellenlängen am TA und die entsprechend resultierenden Wellenlängen für den PPLN, sowie die Optimaltemperatur für das verwendete Grating finden sich in **Tab. 3.3**. In **Abb. 3.13** und **Abb. 3.14** ist jeweils die Ausgangsleistung des PPLN für ein Temperaturfenster von zwei bis vier Grad Celsius um das Temperaturmaximum dargestellt. Die Eingangsleistung betrug für alle Messungen 450 mW. Des Weiteren ist anzumerken, dass für die Wellenlänge 985,044 nm das Grating gewechselt werden musste, da bei einer Gitterperiode von 5,17 µm die benötigte Temperatur über den mit dem Ofen maximal erreichbaren 200 °C lag. Das bei dieser Wellenlänge verwendete Grating ist jenes mit einer Gitterperiode von 5,20 µm. Das Temperaturoptimum ist in den Abbildungen jeweils durch eine gestrichelte Linie angezeigt.



Abbildung 3.13 Ausgangsleistung des PPLN bei verschiedenen Temperaturen im Bereich um das, durch eine gestrichelte Linie markierte, Temperaturoptimum für die Seed-Wellenlängen a) 976,153 nm und b) 978,548 nm. Verwendet wurde das $5,17 \,\mu\text{m}$ Grating bei einer Eingangsleistung von $450 \,\text{mW}$ für den PPLN.



Abbildung 3.14 Ausgangsleistung des PPLN bei verschiedenen Temperaturen im Bereich um das, durch eine gestrichelte Linie markierte, Temperaturoptimum für die Seed-Wellenlängen a) 981,458 nm und b) 985,044 nm. Verwendet wurde bei a) das 5,17 μ m Grating und bei b) das 5,20 μ m Grating, bei einer Eingangsleistung von 450 mW für den PPLN.

Aus den Messdaten zu den Abbildungen **3.13** bis **3.14** ergeben sich die in **Tab. 3.3** dargestellten optimalen Temperatureinstellungen für den PPLN.

Tabelle 3.3: Betrachtete Übergänge von ⁸⁵Rb und die dazugehörigen Wellenlängen λ_{Trans} , sowie die am Seed-Laser des Systems einzustellende Wellenlänge λ_{Seed} , die verwendete Gitterperiode und die Optimaltemperatur T_O zur Frequenzverdopplung dieser Wellenlängen.

Übergang	$\lambda_{\text{Trans}} \text{ [nm]}$	$\lambda_{\text{Seed}} \text{ [nm]}$	Gitterperiode [µm]	$T_O [°C]$
$5P_{3/2} \rightarrow 20S_{1/2}$	488,076	$976,\!153$	$5,\!17$	$113,\!86$
$5P_{3/2} \rightarrow 19S_{1/2}$	489,274	$978,\!548$	$5,\!17$	141,28
$5P_{3/2} \rightarrow 18S_{1/2}$	490,729	$981,\!458$	$5,\!17$	$172,\!82$
$5P_{3/2} \rightarrow 17S_{1/2}$	492,522	$985,\!044$	$5,\!20$	$191,\!22$

In Abb. 3.15 ist die Ausgangsleistung des PPLN bei optimal eingestellter Temperatur in Abhängigkeit von der Eingangsleistung dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Effizienz des PPLN mit steigender Wellenlänge nachlässt. Für die Wellenlängen 978,548 nm und 981,458 nm ist die Verringerung in der Effizienz sehr ähnlich. Die maximal gemessenen Ausgangsleistungen betrugen hier bei 978,548 nm 88,7 mW und bei 981,458 nm 92,6 mW. Bei einer Wellenlänge von 985,044 nm lässt seine Effizienz deutlich nach, da diese Wellenlänge näher am Rande des Bereichs liegt, für welchen der PPLN entwickelt wurde. Die maximal gemessene Ausgangsleistung beträgt hier noch 49,9 mW.



Abbildung 3.15: Die Ausgangsleistung des PPLN aufgetragen gegenüber der Eingangsleistung bei verschiedenen Wellenlängen des zu frequenzverdoppelnden Strahls.



3.2.4 Polarisationsabhängigkeit bei fester Wellenlänge

Abbildung 3.16: Ausgangsleistung des PPLN gemessen hinter zwei dichroischen Spiegeln, bei einer Eingangsleistung von 20 mW in Abhängigkeit des Drehwinkels der $\lambda/2$ -Platte.

Wie die Ausgangsleistung des TA ist auch die des PPLN von der Polarisation abhängig. Wie Abb. 3.16 zeigt, ist die Ausgangsleistung des PPLN stark polarisationsabhängig. Bei falsch eingestelltem Polarisationswinkel beträgt die Ausgangsleistung nur noch einen Bruchteil der möglichen Leistung bei optimalem Polarisationswinkel. Eine falsch eingestellte Polarisation kann also dazu führen, dass trotz ansonsten korrekter Einstellung kaum frequenzverdoppeltes Licht erzeugt wird.

3.2.5 Modenprofil des PPLN

Das optimierte Modenprofil des PPLN ist, wie in Abb. 3.17 zu sehen ist, gaußförmig und unterscheidet sich dahingehend von dem des TA (cf. Abb. 3.5 und Abb. 3.6), dass höhere Hermite-Gaußsche-Moden in viel geringerem Maße vorkommen. Der PPLN liefert also größtenteils Licht der Gaußmode. Dies bestätigt Abb. 3.18, welche das Profil des selben Strahls 28 cm hinter der Position der ersten Messung zeigt. Das Profil hat sich auf dieser Distanz zwar verändert, ist aber immer noch gaußförmig. Auch die Breite der beiden Profile hat sich nur wenig verändert, was bedeutet, dass der Strahl kollimiert ist. Gemessen wurde das in Abb. 3.17 dargestellte Profil hinter der Zylinderlinse C4 und das in Abb. 3.18 dargestellte Profil in 28 cm Abstand zur ersten Messung, vor der Linse F3. Auch diese Profile wurden aus den Daten von entsprechenden Knife-Edge-Messungen gewonnen. Die x-Achse verläuft parallel zur Tischfläche, die y-Achse senkrecht dazu.



Abbildung 3.17: Modenprofil des PPLN für x- und y-Achse gemessen hinter der Linse C4. Die Intensität ist in willkürlichen Einheiten angegeben.



Abbildung 3.18: Modenprofil des PPLN für x- und y-Achse gemessen vor der Linse F3, in etwa 28 cm Abstand zur Messung des Profils aus Abb. 3.18. Die Intensität ist in willkürlichen Einheiten angegeben.

Kapitel 4

EIT-Spektroskopie mit Rubidium

Mittels der im Lasersystem integrierten thermischen Dampfzelle wurden verschiedene EIT-Spektren für Rubidium aufgenommen. Dabei wurde die Abhängigkeit der Höhe und Breite des EIT-Signals von der Leistung des Probe- und des Coupling-Lasers untersucht, sowie die Hyperfeinstruktur verschiedener Übergänge auf Rydberg-Niveaus von ⁸⁵Rb. Der Probe-Laser wurde dabei stets auf den Übergang $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ gelockt.

4.1 Frequenzkalibrierung der x-Achse

Um die Skalierung der x-Achse in Frequenzeinheiten zu ermöglichen, wurde ein Fabry-Pérot-Interferometer verwendet. Der Abstand zweier Moden eines Resonators, wie dem Fabry-Pérot-Interferometer, wird als freier Spektralbereich bezeichnet und ist eine spezifische Größe des Resonantors. Der freie Spektralbereich $\Delta \nu$ eines Fabry-Pérot-Interferometers lässt sich nach [ST] berechnen: $\Delta \nu = c/2L$. Hierbei ist L die Länge des Interferrometers und c die Lichtgeschwindigkeit im Inneren des Interferometers. Das verwendete Fabry-Pérot-Interferometer hat eine Länge von L = 30 cm und ist mit Luft gefüllt. Eine grobe Rechnung ergibt einen freien Spektralbereich von 500 MHz für das verwendete Interferometer. Zur genaueren Bestimmung des freien Spektralbereichs wurde das bekannte Spektrum des 780 nm-Diodenlaser verwendet, welcher auch als Probe-Laser benutzt wurde. Das Fitten des aufgenommenen Spektrums erlaubt es dann, die Frequenzabstände der einzelnen spektralen Minima genau zu bestimmen und über diese den freien Spektralbereich des Fabry-Pérot-Interferometers exakt anzugeben.



Abbildung 4.1: Absorptionsspektrum des 780 nm-Lasers in blau und das dazugehörige Signal des Fabry-Pèrot-Interferometers in rot.

In Abb. 4.1 ist das Spektrum des Lasers, sowie das zugehörige Signal des Inteferometers dargestellt. Die x-Achse ist bereits frequenzskaliert dargestellt. Der freie Spektralbereich des Interferometers beträgt nach Auswertung des Spektrums des 780 nm-Lasers 514 MHz, wobei die Skalierung der Achse mit einer Genauigkeit von ± 4 MHz erfolgte. Das Ergebnis liegt also in der Nähe des grob berechneten Wertes.

4.2 Qualitative Analyse eines EIT-Spektrums von ⁸⁵Rb

Bei der Aufnahme des betrachteten Spektrums, welches in **Abb. 4.2** dargestellt ist, wurde der Probe-Laser auf den Übergang $5S_{1/2}$, $F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}$, F' = 4 gelockt, während der Coupling-Laser um die zum Übergang $5P_{3/2}$, $F' = 4 \rightarrow 20S_{1/2}$, F'' = 3 gehörende Wellenlänge gescannt wurde. Der Seed-Laser wurde dazu um die Wellenlänge 976,153 nm gescannt, was nach dem Verdoppeln der Frequenz die Wellenlänge 488,076 nm des anzuregenden Übergangs ergibt. Die Wellenlänge des Probe-Lasers betrug 780,243 nm.

Zur Bestimmung der Halbwertsbreiten und Abstände der einzelnen Maxima innerhalb des Spektrums musste dieses mit einer geeigneten Funktion gefittet werden. Als ein geeignetes Modell für die Analyse erwies sich eine Summe aus Lorentzfunktionen, sodass die Fitfunktion von nachfolgender Form ist:

$$f(x) = O + \sum_{i=1}^{6} \frac{a_i}{(x - b_i)^2 + (c_i/2)^2}.$$
(4.1)

Der Fitparameter b_i gibt die Verschiebung des Maximums der Kurve an, aus ihm lässt sich also die Position dem jeweiligen Extrema zuordnen. Der Parameter c_i entspricht gerade der Halbwertsbreite der Funktion. Der Fitparameter a_i ist ein Normierungfaktor, der für die Auswertung der Spektren von keinerlei Bedeutung ist. Der Parameter O ist ein Offset, welcher zur Verschiebung der Lorentzkurven in y-Richtung dient.

Die Frequenzskalierung der Daten erfolgt, wie in 4.1 erläutert, mittels des Spektrums des Fabry-Pérot-Interferometers. Es ist dabei zu beachten, dass das Signal auf dem Fabry-Pérot-Interferometer vom Seed-Laser stammt, da dieser gerade die doppelte Wellenlänge des Coupling-Lasers besitzt, muss bei der Skalierung der x-Achse noch um einen Faktor zwei korrigiert werden. Das bedeutet, dass der Abstand zweier Maxima des Resonators gerade 514 MHz $\cdot 2 = 1028$ MHz entspricht.

In **Abb 4.2** ist das Spektrum des betrachteten Übergangs dargestellt. Es ist ein globales Maximum zu erkennen, sowie zwei lokale Maxima. Diese kommen durch die in **2.4** erklärte Dopplerverschiebung zustande. Mit Hilfe der dort hergeleiteten Formel lässt sich die Position der beiden durch den Dopplereffekt verursachten lokalen Maxima, bei bekannter Hyperfeinstruktur des Zwischenzustands, vorhersagen. Die Abstände zwischen den Hyperfeinniveaus des $5P_{3/2}$ -Zustandes von ⁸⁵Rb sind bekannt. Sie wurden [**SD**] entnommen und sind in **Tab. 4.1** aufgeführt.

Tabelle 4.1: Abstände der betrachteten F-Zustände des Zustands $5P_{3/2}$ von ^{85}Rb

Betrachtete F-Zustände	Differenz [MHz]
4 zu 3	$120,\!640$
3 zu 2	$63,\!401$
4 zu 2	184,041

Zur Berechnung der Dopplerverschiebung wird jeweils die absolute Differenz zwischen dem Zustand, auf welchen gelockt wurde F' = 4, und dem durch die Verschiebung tatsächlich erreichten

Zustand benötigt. Der Abstand zwischen dem globalen Maximum und den lokalen Maxima ist gerade der Betrag der berechneten Verschiebung. Führt der Dopplereffekt beispielsweise zur Anregung des F' = 2 Zustandes, errechnet sich die Verschiebung des Maximums nach (2.9) wie folgt:

$$\Delta_2 = \Delta_1 \left(1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right) = 184,041 \,\mathrm{MHz} \cdot \left(1 - \frac{780,243 \,\mathrm{nm}}{480,076 \,\mathrm{nm}} \right) = -110,144 \,\mathrm{MHz}. \tag{4.2}$$

Für die Verschiebung bei Anregung des Zustandes mit F' = 3 ergibt sich hingegen ein Wert von -71,833 MHz. Aus dem Fitparameter b_i lässt sich der Abstand der lokalen Maxima vom globalen Maximum bestimmen. Vergleichen der berechneten Werte mit denen des Fits ermöglicht es, die Maxima zuzuordnen. In **Tab. 4.2** sind die Ergebnisse dargestellt.

Tabelle 4.2: Durch den Probe-Laser angeregter Übergang und die berechneten Abstände zum Übergang, auf welche gelockt wurde, sowie die Abstände laut Fit.

Angeregter Übergang	Berechneter Abstand [MHz]	Abstand laut Fit [MHz]
$5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}, F' = 3$	71,883	73,07
$5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}, F' = 2$	110,144	$112,\!97$



Abbildung 4.2 Relevanter Bereich des EIT-Spektrum für den $20S_{1/2}$, F'' = 3 Rydbergzustand von ⁸⁵Rb. Die rote Linie ist die Fitfunktion, welche die Form von Gleichung (4.1) hat. Die Pfeile zeigen an welcher Zwischenzustand durch den Probe-Laser angeregt wurde. So bedeutet der Pfeil mit der Beschriftung F = 3 zu F' = 4 beispielsweise, dass der Probe-Laser den Übergang $5F_{1/2}$, $F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}$, F' = 4 angeregt hat.

Die berechneten und gefitteten Werte in **Tab. 4.2** stimmen nicht exakt überein, liegen aber dicht beieinander. Die Abweichungen sind durch Ungenauigkeiten bei der Achsenskalierung und dem Fitten der Daten, sowie durch Rundungsfehler bei der Rechnung zu erklären. Es ist wichtig, sich klar zu machen, dass das in **Abb. 4.2** dargestellte Spektrum dadurch zustande kommt, dass auch von den verschiedenen Hyperfeinniveaus des $5P_{3/2}$ -Zustandes, welche durch den Dopplereffekt angeregt werden, jeweils einer oder mehrere Dipolübergänge auf die verschiedenen Hyperfeinniveaus des $20S_{1/2}$ -Zustandes möglich sind.

Rechnerisch wäre auch ein drittes lokales Maximum möglich, was durch eine noch stärkere Dopplerverschiebung zustande kommen würde. Dies setzt jedoch voraus, dass sich die Atome innerhalb der Zelle noch schneller bewegen müssten. Da die Spektroskopie jedoch bei Temperaturen nahe der Raumtemperatur durchgeführt wurde, erreichen zu wenig Atome die benötigte Geschwindigkeit, sodass dieses Maximum nicht im Spektrum auftaucht.

4.3 Leistungsbhängigkeit von Lininenbreite und -höhe des EIT-Signals

Durch das Aufnehmen von mehreren Spektren bei unterschiedlichen Leistungen von Probe- und Coupling-Laser wurde die Abhängigkeit der Linienbreite und -höhe von deren Leistungseinstellungen untersucht. Die Linienbreiten wurden dabei durch Fitten der Spektren bestimmt, während die Linienhöhen durch Auswertung mit Matlab bestimmt werden konnten. Der für die bestimmten Halbwertsbreiten angegebene Fehler folgt aus der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung.

Werden die aus dem Fitten der Daten gewonnen Halbwertsbreiten und Höhen über die Leistung von Probe- und Coupling-Laser aufgetragen, so ergeben sich die Abbildungen Abb. 4.3 bis Abb. 4.6, die im Folgenden kurz analysiert werden sollen.

Wie Abb. 4.3 zeigt, ist die Breite des Signals in dem betrachteten Bereich nicht von der Leistung des Coupling-Lasers abhängig. Ein Grund für die hohen Schwankungen der Datenpunkte im unteren Bereich der Leistung des Coupling-Lasers ist die Verkleinerung des EIT-Signals, welches bei geringen Leistungen schwerer zu erkennen ist, da es sich deutlich verkleinert. Die Schwankungen könnten von äußeren Einflüssen, wie beispielsweise leichten Temperaturschwankungen in der Zelle, verursacht werden.

Variation der Leistung des Probe-Lasers führt hingegen zu einem deutlich anderen Ergebnis. Hier ist schon bei vergleichsweise geringer Erhöhung der Leistung des Probe-Lasers ein deutlicher Anstieg der Linienbreite zu erkennen. Die Linienbreite scheint exponentiell von der Leistung des Probe-Lasers abzuhängen, da bei semilogarithmischer Darstellung ein linearer Trend zu erkennen ist. Die gemessenen Daten legen die Vermutung nahe, dass die Breite des globalen Maximums ab einer bestimmten Leistung näherungsweise konstant bleibt, das exponentielle Wachstum der Breite also beschränkt ist. Für das Aufnehmen von aussagekräftigen Spektren lässt sich der Schluss ziehen, dass die Probe-Leistung so minimal wie möglich gehalten werden sollte, um Leistungsverbreiterung zu vermeiden. Des Weiteren darf die Leistung des Coupling-Lasers in Bezug auf die Breite nicht zu gering sein, damit die Spektren deutlich vom Rauschen des Hintergrunds zu unterscheiden sind.



Abbildung 4.3: Halbwertsbreite des EIT-Signals in Abhängigkeit von der Leistung des Coupling-Lasers. Aufgenommen für eine Wellenlänge von 488,076 nm.



Abbildung 4.4: Halbwertsbreite des EIT-Signals in Abhängigkeit von der Leistung des Probe-Lasers. Aufgenommen für eine Wellenlänge von 488,076 nm des Coupling-Lasers und bei einer Leistung von 85 mW. Die blaue Linie zeigt den ersichtlichen Trend an.



Abbildung 4.5: Höhe des EIT-Signals normiert auf die maximal gemessenen Höhe, in Abhängigkeit von der Leistung des Coupling-Lasers. Die blaue Linie zeigt den Trend der Daten. Aufgenommen wurden die Daten für eine Wellenlänge von 488,076 nm des Coupling-Lasers, bei einer Leistung von $4,5\,\mu$ W des Probe-Lasers.



Abbildung 4.6: Höhe des EIT-Signals normiert auf die maximal gemessenen Höhe, in Abhängigkeit von der Leistung des Probe-Lasers. Gemessen bei einer Leistung von 85 mW für den Coupling-Laser.

Wird die Höhe des Signals in Abhängigkeit von der Wellenlänge des Probe- und Coupling-Lasers aufgetragen, ergeben sich **Abb. 4.5** und **Abb. 4.6**. In **Abb. 4.5** ist deutlich zu erkennen, dass die Signalhöhe sich mit steigender Leistung des Coupling-Lasers deutlich erhöht. Der Zusammenhang zwischen den beiden Größen ist exponentiell. Es deutet sich an, dass die Signalhöhe ab einer bestimmten Leistung sich nicht mehr verändern wird, sie ist also in ihrem Wachstum beschränkt. Dieser Trend ist durch die blaue Linie in **Abb. 4.5** dargestellt.

Anders verhält es sich für den Probe-Laser. Die Abhängigkeit der Signalhöhe von dessen Leistung scheint anfänglich exponentiell zu sein. Im Bereich zwischen $500 \,\mu\text{W}$ und $750 \,\mu\text{W}$ kommt es jedoch beinahe vollständig zum Verschwinden des Signals, weshalb die Signalhöhe rapide abfällt. Diese ist in **Abb. 4.6** dargestellt.

4.4 Hyperfeinstruktur verschiedener Rydbergzustände von ⁸⁵Rb

In der Rubidium-Zelle des Lasersystems sollten die EIT-Spektren für verschiedene Rydbergübergänge von ⁸⁵Rb aufgenommen werden und anhand der Spektren die Hyperfeinstruktur der Rydbergzustände betrachtet werden. Dafür wurde der Probe-Laser auf den Übergang $5S_{1/2}$, $F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}$, F' = 2 gelockt, während der Coupling-Laser um die entsprechende Wellenlänge für den Übergang $5P_{3/2} \rightarrow nS_{1/2}$ gescannt wurde. Betrachtet wurden Spektren für die Hauptquantenzahlen n = 17, 18, 19 und 20. Die entsprechenden Wellenlängen, um welche gescannt wurde, finden sich in **Tab. 3.2**.

Die Hyperfeinstruktur sollte sichtbar werden, da vom Zustand $5P_{3/2}$, F = 2 sowohl der Übergang auf den Zustand $nS_{1/2}$, F' = 2, als auch auf den Zustand $nS_{1/2}$, F' = 3 erlaubt ist. Da diese beiden Übergänge energetisch dicht beieinander liegen, können durch das Scannen der Wellenlänge des Coupling-Lasers beide Zustände angeregt und beobachtet werden.

In Abb. 4.7 bis Abb. 4.10 sind die jeweiligen Spektren, für verschiedene Hauptquantenzahlen, über einen Frequenzbereich von 2000 MHz, sowie die Datenpunkte des relevanten Bereichs und die dazugehörige Fitfunktion des Signals dargestellt. Das Rauschen in Abb. 4.7 a) ist geringer als bei den anderen Spektren, da bei dieser Messung am Oszilloskop stärker gemittelt wurde. Die Fitfunktion hat abermals die Form von Gleichung (4.1). Zur Auswertung wurden die mit dem Oszilloskop aufgenommene Datenmenge zunächst verkleinert und für das Anpassen der Fitfunktion nur der relevante Datenbereich betrachtet. Die Skalierung in Frequenzeinheiten erfolgte wieder mittels des Fabry-Pérot-Interferometers (4.1).



Abbildung 4.7: a) EIT-Spektrum der Übergänge $5S_{1/2}$, $F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}$, F' = 2 und $5P_{3/2}$, $F' = 2 \rightarrow 17S_{1/2}$, F'' = 2, 3 b) Datenpunkte im relevanten Bereich in Blau und Fitfunktion in Rot.



Abbildung 4.8: a) EIT-Spektrum der Übergänge $5S_{1/2}$, $F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}$, F' = 2 und $5P_{3/2}$, $F' = 2 \rightarrow 18S_{1/2}$, F'' = 2, 3 b) Datenpunkte im relevanten Bereich in Blau und Fitfunktion in Rot.



Abbildung 4.9: a) EIT-Spektrum der Übergänge $5S_{1/2}$, $F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}$, F' = 2 und $5P_{3/2}$, $F' = 2 \rightarrow 19S_{1/2}$, F'' = 2, 3 b) Datenpunkte im relevanten Bereich in Blau und Fitfunktion in Rot.



Abbildung 4.10: a) EIT-Spektrum der Übergänge $5S_{1/2}$, $F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}$, F' = 2 und $5P_{3/2}$, $F' = 2 \rightarrow 20S_{1/2}$, F'' = 2, 3 b) Datenpunkte im relevanten Bereich in Blau und Fitfunktion in Rot.

Aus den Fitparametern (Gleichung (4.1)) lassen sich die Abstände der beiden Maxima in den Spektren (Parameter b_i) und die Linienbreiten (Parameter c_i) bestimmen. Die Ergebnisse sind in **Tab.4.3** dargestellt.

Als f_1 wird das globale Maximum bezeichnet, als f_2 das Maximum, welches auf der abfallenden Flanke des globalen Maximums liegt und nur in den Spektren für n=17 und 20, sowie im Ansatz im Spektrum für n=19 zu sehen ist. Als f_3 wird das lokale Maximum bezeichnet, welches am weitesten in die positive x-Richtung verschoben ist.

Tabelle 4.3: Abstände A und Halbwertsbreiten B der Maxima bei den verschiedenen Hauptquantenzahlen n.

n	B_{f1} [MHz]	B_{f2} [MHz]	B_{f3} [MHz]	A_{f1-f2} [MHz]	A _{f1-f3} [MHz]	A_{f2-f3} [MHz]
17	20.62	26.08	37.21	22.509	64.509	42
18	40.96	-	26.6	-	57.734	-
19	29.79	22.95	25.93	17.294	59.464	42.17
20	28.25	21.62	37.54	24.126	63.606	39.48

Für die entsprechenden Feinstrukturaufspaltungen der Rydbergzustände von ⁸⁵Rb konnten keine Vergleichsdaten gefunden werden, sondern ledigich für ⁸⁷Rb [**AT**]. Jedoch lässt sich aus den Abständen der einzelnen Maxima leicht erkennen, dass in den aufgenommenen Spektren nicht die Hyperfeinstruktur des Rydbergzustandes zu sehen ist. Die Abstände der einzelnen Maxima sind hierführ zu groß. Wird die Hyperfeinstrukturaufspaltung von ⁸⁵Rb und ⁸⁷Rb für verschiedene Zustände verglichen, deren Aufspaltung bekannt ist, so ist zu erkennen, dass die Hyperfeinstrukturaufspaltung von ⁸⁷Rb wesentlich größer ist als für ⁸⁵Rb. Die Hyperfeinstrukturaufspaltung des $5S_{1/2}$ Zustandes von ⁸⁵Rb beträgt in etwa 3 GHz, während die Aufspaltung desselben Zustandes von ⁸⁷Rb in etwa 6,8 GHz beträgt. Sie ist für ⁸⁷Rb also mehr als doppelt so groß wie für ⁸⁵Rb. Dies ist auch bei anderen Zuständen, wie beispielsweise dem $5P_{3/2}$ -Zustand der Fall.

Laut [AT] ist die Hyperfeinstrukturaufspaltung des $20S_{1/2}$ Zustandes von ⁸⁷Rb 7,801 MHz, wobei zur Ermittlung dieses Werts über 300 Messungen gemittelt wurde. Nach der eben durchgeführten, groben Abschätzung ist also für ⁸⁵Rb eine noch geringere Aufspaltung dieses Zustandes zu erwarten. Eine so niedrige Aufspaltung ist jedoch mit der derzeitigen Konfiguration des Systems nicht auflösbar, was an den Halbwertsbreiten der Maxima zu erkennen ist (cf. **Tab. 4.3**).

Eine quantitative Beschreibung der drei Maxima ist die Dopplerverschiebung. Der Probe-Laser wurde auf den Übergang $5S_{1/2}$, $F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}$, F' = 2 gelockt. Die Abstände des F' = 2 Zustandes auf die anderen möglichen Hyperfeinzustände sind in **Tab. 4.4** aufgeführt. Abstände zu einem energetisch höheren Zustand sind mit einem negativen Vorzeichen versehen, die zu einem energetisch niedrigeren mit einem positiven, um nach Gleichung (2.9) die Verschiebung der Spektrallinien korrekt berechnen zu können. Die Abstände wurden **[SD]** entnommen.

Betrachtete F-Zustände	Differenz [MHz]
2 zu 1	29,372

2 zu 3 2 zu 4

Tabelle 4.4: Abstände der betrachteten F-Zuständ
--

-63,401 -184,041 Nach Gleichung (2.9) lassen sich Verschiebungen Δ der durch den Dopplereffekt entstehenden Maxima gegenüber dem Maximum des Übergangs, auf welchen gelockt wurde (5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}, F' = 2), berechnen. Die Ergebnisse sind in **Tab. 4.5** dargestellt.

Tabelle 4.5: Berechnete Verschiebungen Δ der durch den Dopplereffekt vom Probe-Laser angeregten Übergänge gegenüber dem Übergang, auf welchen gelockt wurde. Ein positives Vorzeichen bedeutet eine Blauverschiebung im Spektrum, ein negatives eine Rotverschiebung.

Angeregter Übergang	$\Delta [\text{MHz}]$
$5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{1/2}, F' = 1$	-17,372
$5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{1/2}, F' = 3$	$37,\!952$

Vergleichen der berechneten Verschiebungen mit den in **Tab. 4.3** dargestellten Abständen der Maxima lässt den Schluss zu, dass es sich bei f_1 um das zu dem, durch den Probe-Laser angeregten Übergang $5S_{1/2}$, $F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}$, F' = 1 gehörigen Maximum handelt. Während f_3 zum Übergang $5S_{1/2}$, $F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}$, F' = 3 gehört und f_2 das EIT-Signal ist, welches zu dem Übergang gehört, auf welchen gelockt wurde. In **Abb. 4.11** sind die Übergänge im Spektrum, welches für den Rydbergzustand $17S_{1/2}$ aufgenommen wurde, gekennzeichnet.



Abbildung 4.11 Relevanter Bereich des EIT-Spektrums für den $17S_{1/2}$ Rydbergzustand von ⁸⁵Rb. Die rote Linie ist die Fitfunktion, welche die Form von Gleichung (4.1) hat. Die Pfeile zeigen an, welcher Zwischenzustand durch den Probe-Laser angeregt wurde. So bedeutet der Pfeil mit der Beschriftung F = 3 zu F' = 1 beispielsweise, dass der Probe-Laser den Übergang $5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}, F' = 1$ angeregt hat.

Die Abweichung zwischen den theoretisch berechneten Abständen und jenen, die durch den Fit ermittelt wurden, ist teilweise sehr deutlich. Was auf eine hohe Ungenauigkeit der in Abb. 4.7 bis Abb. 4.10 dargestellten Messungen schließen lässt.

Im Spektrum für die Hauptquantenzahl n = 18 (**Abb. 4.8**) ist eine der durch den Dopplereffekt angeregten Linien gar nicht mehr zu erkennen. Dies liegt vermutlich daran, dass bei dieser Messung f₁ und f₂ durch ihre Breite nicht mehr unterscheidbar sind und zu einem Maximum verschmelzen. Im Spektrum für n = 19 ist eine der Linien nur noch spärlich zu erkennen, was ein weiteres Indiz für das begrenzte Auflösungsvermögen der derzeitigen Systemkonfiguration ist.

Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war der Aufbau und die technische Charakterisierung eines Lasersystems für die Rydberg-Anregung von Rubidium-Atomen. Um Licht der, für die Rydberg-Anregung, benötigten Wellenlänge zu generieren wurde der Seed-Laser, dessen Wellenlänge im Nahinfraroten liegt, zuerst durch einen Tapered Amplifier verstärkt und dann in einem nichtlinearen Kristall frequenzverdoppelt. Die Funktion des Systems wurde anschließend dadurch überprüft, dass in einer thermischen Dampfzelle Spektroskopie mit verschiedenen Rydbergzuständen von Rubidium betrieben wurde. Die technische Charakterisierung der einzelnen Systemkomponenten erfolgte durch eine Reihe verschiedener Messungen, mit denen die optimalen Einstellungen gefunden wurden, sowie die Abhängigkeiten der Komponenten von verschiedenen Parametern untersucht wurden.

Beim Aufbau des Systems musste das ursprüngliche Layout leicht modifizierte werden, da die auto-stimulated-emission des Tapered Amplifiers beim Seed-Laser zu Modensprüngen führte. Durch den Einbau eines optischen Isolators (OI1) zwischen Seed-Laser und Tapered Amplifier konnte dieses Problem behoben werden.

Zur technischen Charakterisierung des Tapered Amplifiers wurden anschließend mehrere relevante Zusammenhänge untersucht. Dabei wurde festgestellt, dass die Ausgangsleistung des Tapered Amplifiers von der Polarisation des Seed-Lasers abhängig ist. Die Schwankung der Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Polarisation ist bei niedrigeren Betriebsstromstärken größer, während der optimale Polarisationswinkel von der Betriebsstromstärke des Tapered Amplifiers vollkommen unabhängig ist.

Auch die Leistung des Seed-Lasers hat Auswirkungen auf die Ausgangsleistung des Tapered Amplifiers. Hier wurde die Verstärkung (Gain), welche als Quotient aus Ausgangsleistung und Seed-Leistung definiert ist, untersucht. Als gute Einstellung empfiehlt sich eine Seed-Leistung von 20 mW. Bei niedrigerer Seed-Leistung ist die Verstärkung größer, jedoch sinkt die maximale Ausgangsleistung. Für höhere Seed-Leistungen verringert sich die Verstärkung. Die maximale Ausgangsleistung erhöht sich trotz geringerer Verstärkung zunächst weiter.

Außer der Leistung des Seed-Lasers hat auch dessen Wellenlänge Auswirkungen auf die Verstärkung des Tapered Amplifiers. Es wurden die zugehörigen Wellenlängen für die Anregung von Rydbergniveaus mit n = 17, 18, 19 und 20 betrachtet. Die Verstärkung des TA ist für alle Wellenlängen sehr ähnlich, außer für jene, die n = 17 zuzuordnen ist. In **Tab. Z1** sind die entsprechenden Wellenlängen des Seed-Lasers und die dadurch im frequenzverdoppelnden Lithiumniobat-Kristall erzeugten Wellenlängen noch einmal dargestellt. Die Untersuchung des Modenprofil des TA ergab, dass dieses auch Licht höherer Hermite-Gauß-Moden enthält und nicht nur das der fundamentalen Gauß-Mode. Auf den zur Verstärkung des Seed-Lasers eingesetzten Tapered Amplifier folgt nach einigen anderen Bauteilen ein periodisch gepolter Lithiumniobat-Kristall. Als ideale Brennweite für die Linse zum Fokussieren des Lasers in den Kristall erwies sich, nach dem Ausprobieren mehrerer Linsen, eine Brennweite von f = 150 mm.

Die Ausgangsleistung des Kristalls ist davon abhängig, mit welcher Leistung in ihn hineingestrahlt wird. Der Zusammenhang zwischen Ausgangs- und Eingangsleistung ist in Abb. 3.8 dargestellt. Ein weiterer wichtiger Punkt bei der Optimierung der Ausgangsleistung ist die Temperatur des Kristalls. Nur wenn diese korrekt eingestellt ist, kann optimale Effizienz erreicht werden. Beim Einstellen dieser ist es hilfreich, zuerst über einen großen Bereich grob zu scannen, um anschließend den Teilbereich, in welchem das Maximum liegt, noch einmal sehr fein zu scannen. Das Temperaturoptimum ist bei diesem Verfahren deutlich zu erkennen, da die gemessene Leistung bei optimaler Temperatur in der Regel mehr als 1000 mal größer ist als jene, die abseits des Optimums gemessen wurde. Die optimalen Temperaturen für verschiedene Wellenlängen sind zusammen mit der Angabe des Gratings in Tab. Z1 zusammengefasst. Außerdem finden sich dort die maximal gemessenen Ausgangsleistungen bei verschiedenen Wellenlängen. Diese verringert sich bei Erhöhung der Wellenlänge des Seed-Lasers, da der Lithiumniobat-Kristall nur für einen bestimmten Wellenlängenbereich optimal funktioniert. Es konnte außerdem in Erfahrung gebracht werden, dass die Abhängigkeit der Ausgangsleistung des Kristalls von der Polarisation sehr groß ist. Bei falsch eingestellter Polarisation wird kaum frequenzverdoppeltes Licht erzeugt. Auch das Modenprofil des vom Kristall generierten Lichtstrahls wurde untersucht. Es besteht zum größten Teil aus der Gauß-Mode und ist wesentlich weniger gezackt als das des Tapered Amplifiers. Höhere Hermite-Gauß-Moden sind nur noch am Rande zu erkennen.

Tabelle Z1: Kompakter Überblick über die für die Anregung der Rydbergniveaus mit Hauptquantenzahl n benötigten Seed Wellenlängen λ_{Seed} , die dadurch im PPLN erzeugte Wellenlänge λ_{Trans} und die dazugehörigen optimalen Temperatureinstellungen T_{O} für ein Grating des PPLN, sowie die bei diesen Einstellungen maximal erreichbaren Ausgangsleistungen P_i^{Max} bei einer Seed-Leistung von 20 mW.

n	$\lambda_{\text{Seed}} \text{ [nm]}$	$\lambda_{\mathrm{Trans}}[\mathrm{nm}]$	Grating [µm]	$T_{\rm O}$ [°C]	$P_{\mathrm{TA}}^{\mathrm{Max}} [\mathrm{mW}]$	$P_{\rm PPLN}^{\rm Max}$ [mW]
17	985,044	492,522	5,20	191,22	1620	49,9
18	$981,\!458$	490,729	$5,\!17$	172,82	1720	$92,\!6$
19	$978,\!548$	489,274	5,17	141,28	1750	88,7
20	$976,\!153$	488,076	5,17	113,86	1760	$114,\!8$

Um die Möglichkeiten der Spektroskopie mittels des vom Lasersystem erzeugten Lichts zu testen, wurden verschiedene Spektren für ⁸⁵Rb aufgenommen. Die Frequenzkalibrierung der x-Achse in den verschiedenen Spektren wurde mittels eines Fabry-Pérot-Interferometers vorgenommen (4.1), dessen freier Spektralbereich zu 514 \pm 4 MHz bestimmt wurde.

Für das Drei-Niveausystem der Zustände $5S_{1/2}$, $5P_{3/2}$ und $20S_{1/2}$ wurden Spektren bei verschiedenen Leistungen von Probe- und Coupling-Laser aufgenommen. Die Maxima der Spektren konnten anhand der Beschreibung durch die Dopplerverschiebung zugeordnet werden und sind in **Abb. 4.2** benannt. Die lokalen Maxima des in **Abb. 4.2** dargestellten Spektrums werden durch die Hyperfeinstruktur des Zwischenzustandes verursacht.

Anhand mehrere Spektren des selben Anregungsschema, die bei unterschiedlichen Leistungen von Seed- und Coupling-Laser aufgenommen wurden, konnte untersucht werden wie Höhe und Halbwertsbreite des Signals von der Leistung der beiden Laser abhängen. Es hat sich dabei gezeigt, dass sich im gesamten Leistungsbereich des Coupling-Lasers keine Leistungsverbreiterung erkennen lässt **Abb. 4.3**, während der Probe-Laser **Abb. 4.4** schon bei vergleichsweise geringen Leistungen eine Verbreiterung des Signals verursacht.

Die Höhen der Maxima der beobachteten Spektren wachsen hingegen mit der Leistung von Probe- und Coupling-Laser beschränkt an. Auch hier liegt der Bereich, in dem die Erhöhung der Spektren beobachtet werden kann, für den Probe-Laser bei einer wesentlich geringeren Leistungen als beim Coupling-Laser. Bei zu großer Probe-Leistung verschwindet das Signal fast vollständig, seine Höhe verringert sich dabei rapide.

Zuletzt sollte die Hyperfeinstruktur verschiedener $nS_{1/2}$ -Rydbergzustände betrachtet werden. Es stellte sich dabei heraus, dass das Auflösungsvermögen des Versuchsaufbaus dazu nicht ausreicht. Die aufgenommenen Spektren wurden mittels der Dopplerverschiebung von bekannten Energieniveaus erklärt (Abb. 4.11).

Schlussendlich konnte gezeigt werden, dass das Lasersystem funktioniert und es möglich ist, Licht im Frequenzbereich verschiedener $nS_{1/2}$ Rydbergzustände zu generieren. Es konnten erfolgreich Spektren dieser Zustände aufgenommen werden. Eine sinnvolle Erweiterung des Systems ist in **Abb. A1** dargestellt und ist darin begründet, dass eine, in nur einer Dimension bewegliche Halterung, das Wechseln des Gratings deutlich beschleunigen und erleichtern würde, da hierzu nicht mehr die Spiegel M11 und M12 benötigt würden. Anstatt den Strahlengang zu ändern würde nur die Position des PPLN verschoben werden. Des Weiteren könnte mittels des in **Abb. A1** dargestellten beweglichen Retroreflektors die Position des Fokus der Linse im Lithiumniobat-Kristall, der in **Abb. A1** als PPLN bezeichnet wird, feiner verändert werden. Das Bewegen des Kristalls zur Optimierung der Position des Fokus wäre nicht mehr notwendig. Eine Optimierung der Fokusposition geht mit einer Erhöhung der maximalen Ausgangsleistung einher.



Abbildung A1: Mögliche Erweiterung des Lasersystems.

Literaturverzeichnis

[**AR**] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan. Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric. *Physical Review* 127, September 1962

[AT] Atreju Tauschinsky, Richard Newell, H. B. van Linden van den Heuvell, R. J. C. Spreeuw. High-Pecision Measurements of Rydberg State Hyperfine Splitting in a Room Temperature Vapour Cell. *arXiv:1301.6907v1*, Januar 2013

[**BK**] G. Boyd and D. Kleinman. Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams. *Journal of Applied Physics*, Vol. 39, No. 8, Februar 1968

[BO] Robert W. Boyd. Nonlinear Optics, Third Edition. 2008, Elsevier Inc.

[**BR**] Bronstein, Semendjajew, Musiol, Mühlig. Taschenbuch der Mathematik, 8. vollständig überarbeitete Auflage 2012. Wissenschaftlicher Verlag Harri Deutsch GmbH, Frankfurt am Main 2012

 $[{\bf CO}]$ http://www.covesion.com/support/how-to-use-ppln.html#howtouse; eingesehen 10. September 2015

[FH] M.Fleischhauer, A. Imamoglu, J.P. Marangos. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media. *Reviews of Modern Physics*, Vol. 77, April 2005

[GA] O. Gayer, Z. Sacks, E. Galun, A. Arie. Temperature and wavelength dependent refractive index equations for MgO-doped congruent and stoichiometric LiNbO₃. *Applied Physics* B 91, 343-348, April 2008

[HW] Haken, Wolf. Atom und Quantenphysik, 8. überarbeitete und erweiterte Auflage. 2004 Springer Verlag Berlin Heidelberg New York

[JU] Dieter H. Jundt, Temperature-dependent Sellmeier equation for the index of refraction, n_e , in congruent lithium niobate. *Optics Letters*, Vol. 22, No. 20, p.1553-1555, Oktober 1997

[**JS**] J.E. Sansonetti. Wavelengths, Transition Probabilities, and Energy Levels for the Spectra of Rubidium (Rb I through Rb XXXVII), *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 35, 301, Februar 2006

[KE] Gaussian Beams and the Knife-Edge Measurement. http://massey.dur.ac.uk/resources/grad_skills/KnifeEdge.pdf, eingesehen 10.September 2015

[KK] K. Kowalski, V. Cao Long. K.Dinh Xuan, M.Glódź, B. Nguyen Huy, J. Szonert. Electromagnetically Induced Transparency. *Computational Methods in Science and Technology*, Special Issue (2) 131-145, September 2010) [**KÜ**] Harald Kübler. Kohärente Rydberg-Spektroskopie in einer Rubidium Mikrozelle. Dissertation. 5. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart 2012

 $[{\bf RP}]$ https://www.rp-photonics.com/hermite_gaussian_modes.html; eingesehen am 2. Oktober 2015

[SD] Rubidium 85 D Line Data. Daniel Adam Steck, Oregon Center for Optics and Departement of Physics, University of Oregon. http://steck.us/alkalidata/rubidium85numbers.pdf, eingesehen am 8. Oktober 2015

[SE] Rubidium 87 D Line Data. Daniel Adam Steck, Oregon Center for Optics and Departement of Physics, University of Oregon. http://steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.pdf eingesehen am 8. Oktober 2015

[SH] http://www.stanford.edu/group/harrisgroup/PAPERS/review.pdf. Electromagnetically Induced Transparency, Artikel von Stephen E.Harris für *Physics Today* 1997. eingesehen am 25 September 2015

[ST] Saleh, Teich. Fundamentals of Photonics. 1991 John Wiley & Sons, Inc.

[TA] Jayampathi C. B. Kangara, Andrew J. Hachtel, Matthew C. Gillette, Jason T. Barkeloo, Ethan R. Clements, and Samir Bali, Brett E. Unks, Nicholas A. Proite, and Deniz D. Yavuz,Paul J. Martin, Jeremy J. Thorn, and Daniel A. Steck. Design and construction of costeffective tapered amplifier systems for laser cooling and trapping experiments. *Apparatus and Demonstration Notes*. Februar 2014

Danksagung

Zuerst möchte ich Tilman Pfau dafür danken, dass er es mir ermöglicht hat meine Bachelorarbeit am 5. Physikalischen Institut der Universität Stuttgart durchzuführen. Ich danke Robert Löw für die Motivation und den Einblick, den er mir in die verschiedenen Möglichkeiten einer Bachelorarbeit an diesem Themengebiet gab. Außerdem danke ich Daniel Weller für die Betreuung und Hilfe im Labor und das Korrekturlesen dieser Arbeit. Für die Unterstützung bei der Korrektur und Überarbeitung dieser Arbeit danke ich Artur Skljarow, Georg Epple und Patrick Friedrich, sowie Harald Kübler.

Ich möchte außerdem meiner Familie für die Unterstützung danken, die ich während meines ganzen Studiums von ihr erhalten habe. Des Weiteren danke ich all jenen Mitgliedern des 5. Physikalischen Instituts der Universität Stuttgart, die mir bei zahlreichen Fragen verschiedener Natur eine große Hilfe waren.

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich,

- dass ich diese Bachelorarbeit selbständig verfasst habe,
- dass ich keine anderen als die angegebenen Quellen benutzt und alle wörtlich oder sinngemäß aus anderen Werken übernommenen Aussagen als solche gekennzeichnet habe,
- dass die eingereichte Arbeit weder vollständig noch in wesentlichen Teilen Gegenstand eines anderen Prüfungsverfahrens gewesen ist,
- dass ich die Arbeit weder vollständig noch in Teilen bereits veröffentlicht habe, es sei denn, der Prüfungsausschuss hat die Veröffentlichung vorher genehmigt
- und dass der Inhalt des elektronischen Exemplars mit dem des Druckexemplars übereinstimmt.

Patrick Kaspar, Stuttgart den 15. Oktober 2015

Anhang

Übersicht

Anhang A: Abkürzungsverzeichnis Anhang B: Sellmeier Koeffizienten für mit 5 % MgO dotiertes PPLN [GA] Anhang C: Brennweiten der im Lasersystem verwendeten Linsen Anhang D: Messdaten zur Ausgangsleistung des TA bei verschiedenen Wellenlängen

Anhang A: Abkürzungsverzeichnis

ASE = Auto-Stimulated-Emission (Selbst-stimulierte-Emission)

EIT = Electromagnetically-Induced-Transparency

KDP = Kaliumdihydrogenphosphat

KTP = Kaliumtitanylphosphat

PPLN = Periodically-Polarised-Lithium-Niobate (Periodisch-gepoltes-Lithiumniobat)

SHG = Second Harmonic Generation

TA = Tapered Amplifier

Anhang B: Sellmeier Koeffizienten für mit 5 % MgO dotiertes PPLN [G.	Koeffizienten für mit 5 % MgO dotiertes PP	J [GA]
--	--	--------

Sellmeier-Koeffizient	5percent MgO-LN	
a_1	5,756	
a_2	0,0983	
a_3	0,2020	
a_4	189,32	
a_5	$12,\!52$	
a_6	$1,32 \cdot 10^{-2}$	
b_1	$2,860 \cdot 10^{-6}$	
b_2	$4,700 \cdot 10^{-8}$	
b_3	$6,113 \cdot 10^{-8}$	
b_4	$1,516 \cdot 10^{-4}$	

Linse	Brennweite [mm]
C1	100
C2	100
C3	100
C4	60
F1	150
F2	100
F3	200
F4	300
F5	300
F6	60
F7	200
RC1	50

Anhang C: Brennweiten der im Lasersystem verwendeten Linsen

Anhang D: Messdaten zur Ausgangsleistung des TA bei verschiedenen Wellenlängen

Die hier aufgeführten Daten sind Grundlage für Abb. 3.4. Es ist die jeweilige Ausgangsleistung des TA für die angegebene Wellenlänge hinter dem optischen Isolator OI2 (cf. Abb.v3.1) bei entsprechendem Betriebsstrom aufgeführt. Die Leistung des See-Lasers Betrug bei allen Messungen 20 mW.

TA-Betriebsstrom [mA]	$P_{976\mathrm{nm}}$ [mW]	P_{978nm} [mW]	P_{981nm} [mW]	P_{985nm} [mW]
800	2,3	-	-	-
900	$6,\!25$	-	-	-
1000	15,09	$18,\!56$	$21,\!60$	$27,\!25$
1250	70,60	-	-	-
1500	178,20	$177,\!20$	$165,\!80$	$166,\!50$
1750	322,20	$315,\!00$	$292,\!60$	$285,\!00$
2000	487,80	476,70	441,00	$427,\!00$
2250	597,00	-	-	-
2500	757,00	$743,\!00$	720,00	$669,\!00$
2750	921,00	-	-	-
3000	1085,00	$1078,\!00$	$1048,\!00$	$976,\!00$
3250	1250,00	-	-	-
3500	1390,00	$1490,\!00$	$1390,\!00$	1280,00
3750	1580,00	-	-	-
4000	1760,00	1750,00	1720,00	1620,00