Summenfrequenzerzeugung von 626 nm Laserlicht

von

Lena Maske

Bachelorarbeit in Physik
vorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz
am 25. Januar 2016

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

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

Mainz, den 25. Januar 2016

Lena Maske
QUANTUM
Institut für Physik
Staudingerweg 7
Johannes Gutenberg-Universität D-55099 Mainz
lmaske@students.uni-mainz.de

Inhaltsverzeichnis

1. Motivation **1**

2. Grundlagen **3**
2.1. Mathematische Beschreibung von Strahlen 3
2.1.1. Gaußstrahlen 4
2.1.2. Hermite-Gauß-Strahlen 6
2.2. Nichtlineare Optik 6
2.2.1. Summenfrequenz 7
2.2.2. Phasenanpassung 8
2.2.3. Quasi-Phasenanpassung 9

3. Temperaturregelung **10**
3.1. Aufbau eines Temperaturreglers 10
3.2. Inbetriebnahme von Ofen und Temperaturregler 12

4. Summenfrequenzerzeugung **15**
4.1. Abhängigkeit der Leistung vom Pumpstrom 15
4.2. Vermessung des Strahlprofils 16
4.3. Modifizierung der Strahltaillen 21
4.4. Realisierung des Aufbaus 22
4.5. Variation der Eingangsleistungen 25
4.6. Bewertung der freien Parameter 29
4.7. Charakterisierung des erzeugten Strahls 33

5. Einkopplung in einen Resonator **36**
5.1. Theoretische Grundlagen zur Resonatoroptik 36
5.2. Aufbau zur Arbeit mit dem erzeugten Lichts an einem Resonator . . . 38
5.3. Durchstimmen der Frequenz des erzeugten Lichts 39
5.4. Erzeugung eines Fehlersignals 43

6. Fazit und Ausblick **45**

A. Anhang **46**
A.1. Datenblätter 47
A.2. Zusätzliche Abbildungen 52
A.3. Tabellen und Berechnungen 58

1. Motivation

Für ein besseres Verständnis dipolarer Wechselwirkungen ist die Untersuchung dipolarer Quantengase von großem Interesse. Vielversprechend ist dabei die Verwendung von Dysprosium als Quantengas, da Dysprosium sowohl stabile bosonische als auch fermionische Isotope mit großem magnetischen Moment im Vergleich zu anderen Quantengasen besitzt[1].
Eine etablierte Methode zur Erzeugung von Quantengasen ist das starke Abkühlen der Atome mithilfe einer magneto-optischen Falle. Zur Realisierung dieser Kühlmethode müssen die Atome mit Laserstrahlen bestimmter Frequenzen bestrahlt werden. Ziel ist die Absorption eines Photons durch eines der Atome, wobei der gesamte Impuls des Photons übertragen wird. Durch eine anschließende spontane Emission wird das Photon und damit der Impuls in eine beliebige Raumrichtung emittiert. Da die spontane Emission isotrop ist, ist der mittlere Impulsübertrag dabei null. Durch Wiederholung dieses Vorgangs erfahren die Atome einen Impulsübertrag, woraus eine Kraft in Ausbreitungsrichtung des Lasers resultiert. Diese resultierende Kraft bewirkt eine Reduzierung der kinetischen Energie der Atome, welche äquivalent zur Kühlung der selbigen ist [2].
Um eine Absorption eines Photons durch eines der Atome zu gewährleisten, muss die Energie der Photonen mit der Energie eines Übergangs im Atom übereinstimmen. Für Dysprosium eignet sich der Atomübergang bei einer Wellenlänge von $\lambda = 625{,}909$ nm (gemessen in Luft) [3]. Zur Realisierung der Kühlung wird also ein Laser mit identischer Wellenlänge benötigt.
Zu Beginn dieser Arbeit im November 2015 ist es nicht möglich, Laserdioden oder Gaslaser der entsprechenden Wellenlänge mit ausreichend hoher Leistung und ausreichend schmaler Bandbreite käuflich zu erwerben [4]. Es ist also notwendig, das benötigte Laserlicht durch einen eigenen Aufbau zu erzeugen, wobei die Summenfrequenzerzeugung einen vielversprechenden Ansatz bietet.
Die Summenfrequenzerzeugung beschreibt einen Prozess, bei dem zwei Laserstrahlen mit bestimmten Frequenzen innerhalb eines nichtlinearen optischen Mediums miteinander wechselwirken. Aus dieser Wechselwirkung resultiert Laserlicht, dessen Frequenz exakt der Summe der Eingangsfrequenzen entspricht [5]. Es besteht also die Möglichkeit aus Lasern mit Wellenlängen von $\lambda = 1050$ nm und $\lambda = 1550$ nm einen Laserstrahl mit Wellenlänge von $\lambda = 626$ nm zu erzeugen. Beide Eingangslaser können als Faserlaser mit schmaler Linienbreite käuflich erworben werden und bieten durch zusätzliche Verstärker die Möglichkeit mit hohen Leistungen zu arbeiten.
Inhalt dieser Arbeit ist zunächst der Aufbau eines solchen Systems zur Summenfrequenzerzeugung von 626 nm Laserlicht, wobei verschiedene Aspekte beachtet werden müssen. Zum einen ist es notwendig, die Temperatur des nichtlinearen optischen

Mediums auf einem fest definierten Wert zu halten, um eine spätere Phasenanpassung der beiden eingehenden Laserstrahlen zu gewährleisten. Zum anderen müssen die eingehenden Laserstrahlen bezüglich ihrem Strahlradius und ihrer Fokusposition modifiziert werden, um effiziente Summenfrequenzerzeugung zu gewährleisten. Das erzeugte Licht soll anschließend charakterisiert und die Effizienz und Funktionalität des Aufbaus bewertet werden. Um später eine Kühlung von Dysprosiumatomen zu ermöglichen, muss die Frequenz des erzeugten Lichts stabilisiert werden, was mithilfe des Pound-Drever-Hall Verfahrens realisiert werden soll. Die Erzeugung des dafür notwendigen Fehlersignals ist ebenfalls Teil dieser Arbeit.

2. Grundlagen

In diesem Kapitel sollen die notwendigen physikalischen Grundlagen, angelehnt an Saleh und Teich [5], erklärt werden. Dazu gehört die mathematische Beschreibung einer elektromagnetischen Welle als Gaußstrahl, welche eine gute Näherung zur Beschreibung von Laserstrahlen bietet. Des Weiteren soll auf den verallgemeinerten Fall der Hermite-Gauß-Strahlen eingegangen werden. Diese beinhalten den Gaußstrahl als Spezialfall. Anschließend wird eine kurze Einführung in die nichtlineare Optik gegeben, welche die Grundlage für das Verständnis der Summenfrequenzerzeugung bildet. Zudem sollen die Voraussetzungen für die Erzeugung der Summenfrequenz geklärt werden. Dazu gehören die Erhaltung von Energie und Impuls. Um die Erhaltung des Impulses für den gesamten Prozess zu gewährleisten, muss die Phasenanpassung der beteiligten Wellen optimiert werden. Für diese Optimierung kann die Quasi-Phasenanpassung genutzt werden.

2.1. Mathematische Beschreibung von Strahlen

Eine Welle kann mathematisch vollständig durch die komplexe Wellenfunktion $U(\vec{r}, t)$ beschrieben werden, welche eine komplexe Funktion des Ortes $\vec{r}$ und der Zeit t ist:

$$U(\vec{r}, t) = U(\vec{r})e^{i\omega t} \tag{2.1}$$

Hier ist $U(\vec{r})$ die zeitunabhängige komplexe Amplitude der Welle und ω die Kreisfrequenz der Welle. Die komplexe Wellenfunktion $U(\vec{r}, t)$ löst eine Differentialgleichung zweiter Ordnung, die sogenannte Wellengleichung:

$$\nabla^2 U(\vec{r}, t) - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 U(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \tag{2.2}$$

Dabei ist c die Lichtgeschwindigkeit im Medium. Durch Einsetzen von $U(\vec{r}, t)$ in die Wellengleichung (Gleichung 2.2) erhält man eine Differentialgleichung für die komplexe Amplitude $U(\vec{r})$der Welle, die sogenannte Helmholtzgleichung:

$$\nabla^2 U(\vec{r}) + k^2 U(\vec{r}) = 0 \tag{2.3}$$

Hierbei ist $k = |\vec{k}| = \frac{\omega}{c}$ die Wellenzahl. Eine gute Näherung für Laserstrahlen bieten die paraxialen Strahlen; also Strahlen, deren Wellenfronten kleine Winkel mit der z-Achse einschließen. Zur Konstruktion solcher Strahlen kann für die komplexe

Amplitude folgender Ansatz gewählt werden:

$$U(\vec{r}) = A(\vec{r})e^{-ikz} \qquad \text{mit} \qquad \frac{\partial^2 A(\vec{r})}{\partial z^2} \ll k^2 A(\vec{r}) \tag{2.4}$$

$A(\vec{r})$ wird dabei als komplexe Einhüllende der Welle bezeichnet und muss eine langsam variierende Funktion des Orts z sein, was durch obige Bedingung gegeben ist. Durch Einsetzen von Gleichung 2.4 in die Helmholtzgleichung (Gleichung 2.3) resultiert eine partielle Differentialgleichung für die komplexe Einhüllende $A(\vec{r})$, die sogenannte paraxiale Helmholtzgleichung:

$$\nabla_t^2 A(\vec{r}) - i2k\frac{\partial A(\vec{r})}{\partial z} = 0 \tag{2.5}$$

mit dem transversalen Laplaceoperator $\nabla_t^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$.

2.1.1. Gaußstrahlen

Eine wichtige Lösung der paraxialen Helmholtzgleichung ist der sogenannte Gaußstrahl, welcher eine gute Näherung zur Beschreibung von Laserstrahlen bietet. Einige besondere Eigenschaften sollen im Folgenden erläutert werden. Für die komplexe Amplitude eines sich in z-Richtung ausbreitenden Gaußstrahls gilt:

$$A(\vec{r}) = \frac{A_1}{q(z)}e^{-ik\frac{\rho^2}{2q(z)}} \tag{2.6}$$

mit

$$\rho^2 = x^2 + y^2 \qquad \text{und} \qquad q(z) = z + iz_0 \tag{2.7}$$

Dabei ist ρ der radiale Abstand, $q(z)$ der sogenannte q-Parameter des Strahlbündels und z_0 seine Rayleighlänge:

$$z_0 = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda} \tag{2.8}$$

Abbildung 2.1 zeigt schematisch einen sich in z-Richtung ausbreitenden Gaußstrahl. Es ist zu sehen, dass der Strahl bei $z = 0$ seinen minimalen Durchmesser hat. Dieser Punkt wird als Strahltaille bezeichnet. Von hier aus divergiert der Strahl in beide Richtungen. Im Bereich zwischen $-z_0$ und z_0 steigt der Durchmesser in beide Richtungen um einen Faktor $\sqrt{2}$ gegenüber dem Minimalwert an. Dieser Bereich nennt sich Fokuslänge oder Konfokalparameter b des Gaußstrahls und entspricht dem Doppelten der Rayleighlänge:

$$b = 2z_0 = \frac{2\pi\omega_0^2}{\lambda} \tag{2.9}$$

Für $z \gg z_0$ divergiert der Strahl wie ein Kegel (in Abbildung 2.1 grün eingezeichnet).

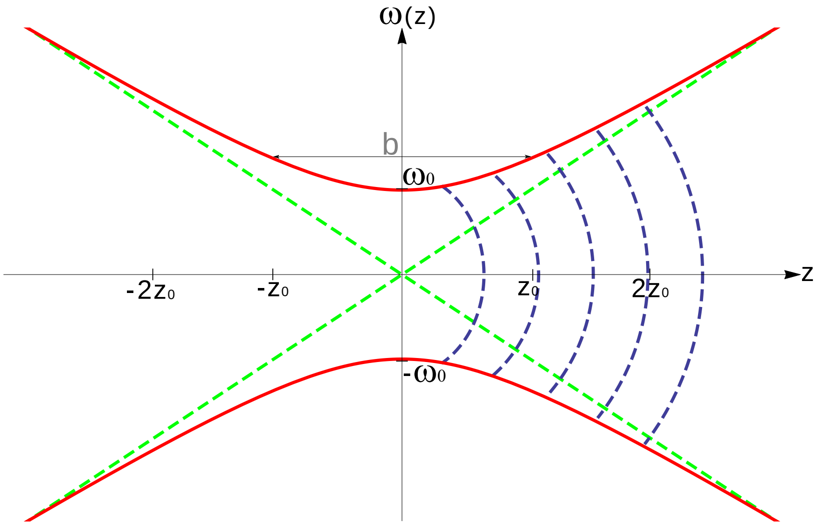


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung eines Gaußstrahls mit Ausbreitung in z-Richtung.

Der Radius des Strahls $\omega(z)$ lässt sich zu jeder Position z berechnen:

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \tag{2.10}$$

Der Strahlradius ist definiert als der Abstand zur Strahlachse, bei dem die Strahlintensität um den Faktor $\frac{1}{e^2}$ abgenommen hat. Eine weitere hilfreiche Größe zur Beschreibung eines Gaußstrahls ist der Krümmungsradius $R(z)$ der Wellenfronten:

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2\right] \tag{2.11}$$

Die Wellenfronten sind in Abbildung 2.1 blau eingezeichnet. Für $z = 0$ ist der Krümmungsradius unendlich, was einer planaren, also nicht gekrümmten Wellenfront entspricht. Bei $z = z_0$ ist der Minimalwert erreicht. Das heißt, hier ist die Wellenfront am stärksten gekrümmt. Für $z \gg z_0$ nimmt der Krümmungsradius dann immer weiter bis $R(z) \approx z$ zu, was den Wellenfronten einer Kugelwelle entspricht.
Die Bezeichnung Gaußstrahl bezieht sich auf die transversale Intensitätsverteilung eines Gaußstrahls, die für jeden Wert von z einer Gaußfunktion des radialen Abstands ρ entspricht. Es gilt:

$$I(\rho, z) = I_0 \left[\frac{\omega_0}{\omega(z)}\right]^2 e^{-\frac{2\rho^2}{\omega^2(z)}} \tag{2.12}$$

Das Maximum der Gaußfunktion liegt auf der z-Achse bei $\rho = 0$ und nimmt mit steigendem ρ ab. Die vom Strahlbündel übertragene Leistung lässt sich als Integral über die Intensität berechnen.

$$P = \int_0^\infty I(\rho, z) 2\pi\rho \mathrm{d}\rho \tag{2.13}$$

2.1.2. Hermite-Gauß-Strahlen

Eine weitere Lösung der paraxialen Helmholtzgleichung sind die Hermite-Gauß-Strahlen. Diese haben, ebenso wie der Gaußstrahl, parabolische Wellenfronten mit Krümmungsradien ähnlich zu denen von sphärischen Spiegeln. Dies hat den Vorteil, dass eine Anpassung an die Krümmungen von sphärischen Spiegeln, wie sie beispielsweise in optischen Resonatoren verwendet werden, möglich ist. Der Unterschied zum Gaußstrahl ergibt sich durch die nichtgaußschen Intensitätsverteilungen:

$$I_{l,m}(x, y, z) = |A_{l,m}|^2 \left[\frac{\omega_0}{\omega(z)}\right]^2 G_l^2 \left[\frac{\sqrt{2}x}{\omega(z)}\right] G_m^2 \left[\frac{\sqrt{2}y}{\omega(z)}\right] \tag{2.14}$$

Dabei ist $A_{l,m}$ die konstante Amplitude, $G_{l/m}(u) = H_{l/m}(u)e^{\frac{-u^2}{2}}$ die Hermite-Gauß-Funktionen der Ordnung l bzw. m und $H_{l/m}$ die Hermite-Polynome. In Abbildung 2.2 ist der Verlauf der ersten Hermite-Gauß Funktionen für $l = 0,1,2$ bzw. $m = 0,1,2$ zu sehen. Der Spezialfall $l = 0$, $m = 0$ ergibt ein gaußsches Intensitätsprofil und entspricht dem Gaußstrahl. Für alle höheren Ordnungen ergeben sich nichtgaußsche Intensitätsverteilungen.

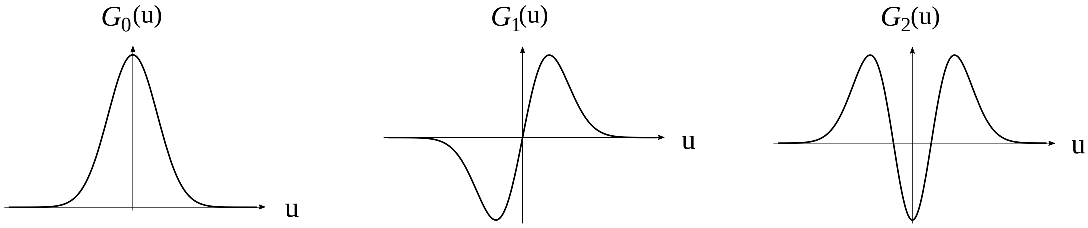


Abbildung 2.2.: Verlauf der ersten Hermite-Gauß Funktionen für $l/m = 0,1,2$

2.2. Nichtlineare Optik

Viele Effekte im Bereich der Optik lassen sich mit linearen Medien erklären. Dies hat beispielsweise zur Folge, dass Materialeigenschaften wie Brechungsindex und Absorptionskoeffizient nicht abhängig von der Lichtintensität sind und die Frequenz von Licht beim Durchgang durch ein Medium nicht verändert wird. Die Erfindung des ersten Lasers Mitte des 20. Jahrhunderts [6] ermöglichte die Untersuchung von optischen Medien bei wesentlich höheren Intensitäten. Es konnte in zahlreichen Experimenten nichtlineares Verhalten bestimmter optischer Medien nachgewiesen werden. Diese Nichtlinearität ist dabei stets eine Eigenschaft des optischen Mediums und nicht

des Lichts selbst.
Ob ein Medium lineares oder nichtlineares Verhalten aufweist, ist dabei durch die Beziehung zwischen Polarisationsvektor $\vec{P}(\vec{r},t)$ und elektrischem Feldstärkevektor $\vec{\tilde{E}}(\vec{r},t)$ definiert. Ein lineares Medium ist durch die lineare Beziehung $P(t) = \epsilon_0 \chi \tilde{E}(t)$ charakterisiert, mit χ der linearen Suszeptibilität des Mediums und ϵ_0 der Vakuumpermittivität. Entsprechend wird von nichtlinearen Medien gesprochen, wenn diese Beziehung nichtlinear ist. Der Zusammenhang zwischen Polarisation und elektrischer Feldstärke kann dabei als Reihenentwicklung [7] geschrieben werden:

$$P(t) = \epsilon_0 \left[\chi \tilde{E}(t) + \chi^{(2)} \tilde{E}^2(t) + \chi^{(3)} \tilde{E}^3(t) + ...\right] \tag{2.15}$$

Dabei sind $\chi^{(2)}$ und $\chi^{(3)}$ die sogenannten nichtlinearen Suszeptibilitäten zweiter und dritter Ordnung, welche charakteristische Konstanten des Mediums sind und durch Tensoren höherer Stufe beschrieben werden können. Für diese Arbeit genügt es, die nichtlinearen Effekte bis zur zweiten Ordnung zu betrachten. Daher wird auf eine Betrachtung der höheren Ordnungen im Folgenden verzichtet. Die Polarisation kann zudem als Summe linearer und nichtlinearer (P_{nl}) Anteile geschrieben werden, was für die weiteren Betrachtungen nützlich ist:

$$P(t) = \epsilon_0 \chi \tilde{E}(t) + P_{\mathrm{nl}} \qquad \text{mit} \qquad P_{\mathrm{nl}} = \chi^{(2)} \tilde{E}^2(t) \tag{2.16}$$

2.2.1. Summenfrequenz

Ein Beispiel für einen nichtlinearen Prozess ist die Erzeugung der Summenfrequenz. Dazu werden zwei Laserstrahlen mit unterschiedlichen optischen Frequenzen ω_1 und ω_2 betrachtet, die in einem optischen Medium mit nichtverschwindender nichtlinearer Suszeptibilität zweiter Ordnung wechselwirken. Für das elektrische Feld gilt dann:

$$\tilde{E}(t) = Re\left(E(\omega_1)e^{-i\omega_1 t} + E(\omega_2)e^{-i\omega_2 t}\right) \tag{2.17}$$

mit der komplexen Amplitude E des elektrischen Felds. Einsetzen in Gleichung 2.16 ergibt für den nichtlinearen Anteil der Polarisation[7]:

$$\begin{aligned} P_{\mathrm{nl}} = \epsilon_0 \chi^{(2)} [&E^2(\omega_1)e^{-2i\omega_1 t} + E^2(\omega_2)e^{-2i\omega_2 t} + 2E(\omega_1)E(\omega_2)e^{-i(\omega_1+\omega_2)t} \\ &+ 2E(\omega_1)E^*(\omega_2)e^{-i(\omega_1-\omega_2)t}] + 2\epsilon_0\chi^{(2)} \left[E(\omega_1)E^*(\omega_1) + E(\omega_2)E^*(\omega_2)\right] \end{aligned} \tag{2.18}$$

Es ist also zu sehen, dass die nichtlineare Komponente der Polarisation Anteile bei den Frequenzen 0, $2\omega_1$, $2\omega_2$, $\omega_+ = \omega_1 + \omega_2$ und $\omega_- = \omega_1 - \omega_2$ enthält. Obwohl, wie in Gleichung 2.18 zu sehen ist, eine Erzeugung von fünf verschiedenen Frequenzen möglich ist, werden nie alle Frequenzen gleichzeitig erzeugt. Dies ist damit zu begründen, dass für die Erzeugung einer bestimmten Frequenz zusätzliche Bedingungen erfüllt sein müssen. Diese Bedingungen werden als Phasenanpassungsbedingungen bezeichnet und werden im folgenden Abschnitt näher erklärt.
Wird die Komponente ω_+ erhalten, so spricht man von der Erzeugung der Summenfre-

quenz, da die resultierende Frequenz gerade der Summe der beiden Einzelfrequenzen entspricht. Dieser Prozess ist in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt.

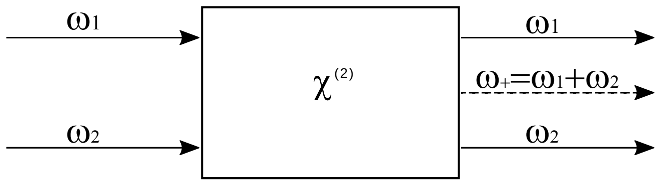


Abbildung 2.3.: Schematische Darstellung der Erzeugung der Summenfrequenz ω_+ aus den Frequenzen ω_1 und ω_2, durch Wechselwirkung in einem optischen Medium mit nichtlinearer Suszeptibilität.

2.2.2. Phasenanpassung

Die Erzeugung der Summenfrequenz kann sowohl als Dreiphotonenwechselwirkung als auch als Dreiwellenmischung betrachtet werden. Im ersten Fall werden zwei Photonen der Frequenzen ω_1 und ω_2 vernichtet und dadurch ein Photon der Frequenz ω_+ erzeugt. Dabei muss stets die Erhaltung der Energie $\hbar\omega$ gelten: $\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 = \hbar\omega_+$. Aus dieser Gleichung folgt unmittelbar die Frequenzbedingung:

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_+ \tag{2.19}$$

Die erzeugte Frequenz ω_+ ist also gerade die Summe der Frequenzen ω_1 und ω_2.
Ebenso muss die Erhaltung des Impulses $\hbar\vec{k}$ gelten: $\hbar\vec{k_1} + \hbar\vec{k_2} = \hbar\vec{k_+}$. Daraus folgt unmittelbar:

$$\vec{k_1} + \vec{k_2} = \vec{k_+} \tag{2.20}$$

Um die Notwendigkeit dieser Bedingung zu verstehen, ist es einfacher den Prozess als Dreiwellenmischung zu betrachten. Dabei mischen sich zwei Wellen mit den Wellenvektoren $\vec{k_1}$ und $\vec{k_2}$ in einem nichtlinearen optischen Medium und erzeugen dabei eine Welle mit Wellenvektor $\vec{k_+}$. Für den nichtlinearen Anteil der Polarisation gilt dann:

$$P_{\text{nl}}(\omega_+) = 2\epsilon_0\chi^{(2)}E(\omega_1)E(\omega_2) = 2\epsilon_0\chi^{(2)}A_1 e^{-i\vec{k_1}\cdot\vec{r}}A_2 e^{-i\vec{k_2}\cdot\vec{r}} = 2\epsilon_0\chi^{(2)}A_1A_2 e^{-i\vec{k_+}\cdot\vec{r}} \tag{2.21}$$

A_1 und A_2 sind dabei Konstanten. Eine optimale Überlagerung zweier Wellen ist immer nur dann möglich, wenn die beiden Wellen in Phase verlaufen, da es anderenfalls durch destruktive Interferenz zur Abschwächung kommt. Damit beide Wellen in Phase verlaufen, muss Gleichung 2.20 für die Wellenvektoren erfüllt sein. Diese Gleichung wird deshalb auch Phasenanpassungsbedingung genannt.
Eine Abweichung von der Phasenanpassung wird Phasenfehlanpassung genannt und kann folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$\Delta\vec{k} = \vec{k_+} - \vec{k_2} - \vec{k_1} \neq 0 \tag{2.22}$$

Bereits eine geringe Phasenfehlanpassung reduziert den Wirkungsgrad wesentlich. In Anwesenheit einer Fehlanpassung $\Delta\vec{k}$ gilt für die Intensität der erzeugten Welle[7]:

$$I = I_0 \mathrm{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \tag{2.23}$$

Dabei ist L die Länge des optischen Mediums.
Da jedes Medium dispersiv ist, hängt der Brechungsindex innerhalb des optischen Mediums von der Frequenz der Welle ab. Das heißt, die wechselwirkenden Wellen haben unterschiedliche Brechungsindizes und damit auch unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten innerhalb des Mediums. Dadurch variiert die Phasenbeziehung zwischen den Wellen und es kommt zur Phasenfehlanpassung. Diese Fehlanpassung kann durch optimale Wahl der nichtlinearen Suszeptibilität des Mediums vermieden werden. Da dies aber schwer exakt zu realisieren ist, wird oft das Konzept der Quasi-Phasenanpassung genutzt, das im folgenden Abschnitt beschrieben wird.
Neben der Abhängigkeit von der Frequenz der Welle weist der Brechungsindex auch eine Abhängigkeit von der Polarisation der Welle und der Temperatur des optischen Mediums auf [8]. Durch die Doppelbrechung des Lichts beim Eintritt in ein anisotropes nichtlineares Medium wird der Strahl in einen ordentlichen und einen außerordentlichen Strahl aufgeilt. Diese beiden Eigenschaften müssen also zusätzlich optimal angepasst werden.

2.2.3. Quasi-Phasenanpassung

Bei der Quasi-Phasenanpassung wird die Fehlanpassung durch Verwendung eines Medium mit einer ortsabhängigen Nichtlinearität kompensiert. Für die nichtlineare Suszeptibilität gilt dann $\chi^{(2)} = \chi_2 e^{-i\vec{G}\cdot\vec{r}}$, wobei χ_2 eine Konstante ist. Es wird also eine ortsabhängige zusätzliche Phase $\vec{G} = \Delta\vec{k}$ eingeführt, sodass gilt:

$$\vec{k_1} + \vec{k_2} + \vec{G} = \vec{k_+} \tag{2.24}$$

Da es schwierig ist, ein Medium mit einer stetig variierenden Suszeptibilität herzustellen, werden Medien mit periodischen Strukturen genutzt. Diese haben nichtlineare Suszeptibilitäten mit konstantem Betrag, aber periodisch wechselndem Vorzeichen. So wird gewährleistet, dass Gleichung 2.24 immer nahezu erfüllt ist.
Zur Realisierung eines solchen Mediums können Kristalle mit nichtlinearen Strukturen genutzt werden. Bei diesen kann eine Umkehrung des Vorzeichens der nichtlinearen Suszeptibilität durch Änderung der Richtung der Hauptachse erzielt werden. Dazu kann der Kristall beispielsweise einem periodischen elektrischen Feld ausgesetzt werden. Der Abstand, in dem die nichtlineare Suszeptibilität das Vorzeichen ändert, wird Periode genannt und muss abhängig von den verwendeten Wellenlängen festgelegt werden [8]. Um trotzdem die Verwendung verschiedener Wellenlängen zu ermöglichen, kann die Temperaturabhängigkeit dieser Periode ausgenutzt werden [9]. Dadurch wird eine genaue Temperaturanpassung des nichtlinearen optischen Mediums zur effektiven Summenfrequenzerzeugung notwendig.

3. Temperaturregelung

Wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben, muss die Temperatur des optischen Mediums während des gesamten Versuches auf einem bestimmten, konstanten Wert gehalten werden, da sonst de Phasenanpassung nicht dauerhaft erfüllt ist. Als optisches Medium dient ein MgO:PPLN(MgO doped periodically poled lithium niobate)-Kristall der Firma Covesion [10]. Zum Erreichen der nötigen Temperatur wird ein Ofen genutzt, der den Kristall auf Betriebstemperatur bringt. Damit die Temperatur konstant gehalten werden kann, wird ein Temperaturregler benötigt. Ein solcher Regler kann mit einem PI-Regelkreislaufs realisiert werden. Bei einem derartigen Regelkreislauf wird der gewünschte Temperaturwert als Sollwert vorgegeben. Dieser Sollwert wird intern mit dem aktuellen Temperaturwert, dem Istwert, abgeglichen, um dann eine entsprechende Regelung einzuleiten. Der P-Anteil (Proportionalanteil) ermöglicht ein schnelles Abbauen der Regelabweichung. Der zusätzliche I-Anteil (Integralanteil) verhindert zudem eine bleibende Regelabweichung [11]. Der Aufbau bzw. Umbau eines solchen Temperaturreglers soll im folgenden Kapitel erläutert werden. Ebenso wird die Inbetriebnahme des Ofens nach der Fertigstellung des Reglers beschrieben.

3.1. Aufbau eines Temperaturreglers

Zur Realisierung des hier benötigten Reglers steht in der Arbeitsgruppe ein funktionsfähiger Temperaturregler zur Verfügung. Als PI-Regelkreislauf dient dabei ein WTC3243-Baustein der Firma Wavelength Electronics [12]. Um diesen herum wurde eine Schaltung entworfen, die den Regelkreislauf mit einem Sensor und einem Heizelement verbindet.

Das Heizelement soll die Regelung der Temperatur ermöglichen, um den Istwert dem Sollwert anzupassen. Hierfür wird vom Hersteller die Verwendung von Peltier-Elementen oder Heizwiderständen empfohlen. Der Sensor soll ein Auslesen des Istwerts ermöglichen. Hierzu können temperaturabhängige Widerstände verwendet werden, die durch Messung des Widerstandes eine direkte Umrechnung in den Temperaturwert ermöglichen. Dabei wird unterschieden zwischen NTC-Widerständen (Negative Temperature Coefficient) und PTC-Widerständen (Positive Temperature Coeffiient), deren Widerstand mit der Temperatur sinkt bzw. steigt. Zur Realisierung dieser Schaltung stehen vom Hersteller des WTC3243-Bausteins exemplarische Schaltpläne im Datenblatt zur Verfügung.

Der vorhandenen Temperaturregler war für den Betrieb eines NTC-Widerstand als Sensor und einem Peltier-Element für die Wärmezufuhr vorgesehen. Der Ofen, der für die Kristallheizung verwendet werden soll kommt aus der PV Oven Series der Firma Covesion und wurde mit passender Halterung für den Kristall entwickelt. Dieser

Ofen nutzt allerdings laut Datenblatt einen PTC-Widerstand in Form eines Pt 100 als Sensor und einen Heizwiderstand für die Wärmezufuhr. Folglich müssen einige Änderungen im ursprünglichen Schaltplan vorgenommen werden.
Der ursprüngliche Schaltplan des Reglers ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Dabei wurden die wichtigsten Stellen, an denen Änderungen vorgenommen wurden, farblich markiert. Ein Schaltplan mit allen eingezeichneten Änderungen ist im Anhang Abschnitt A.2 zu finden. Der Umbau wird gemäß den Empfehlungen in [12] vorgenommen.

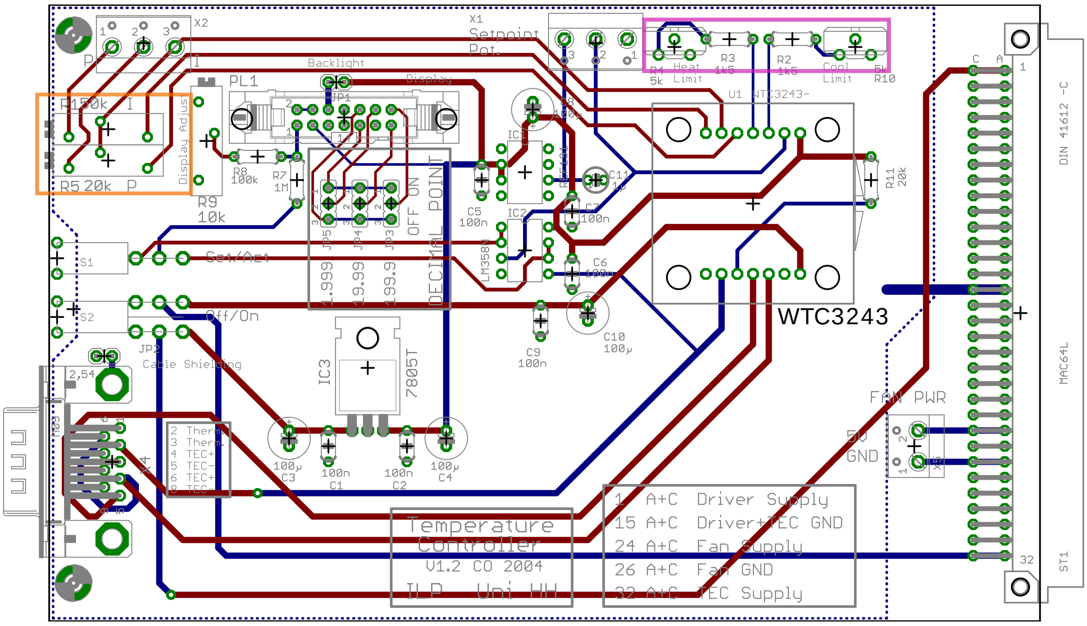


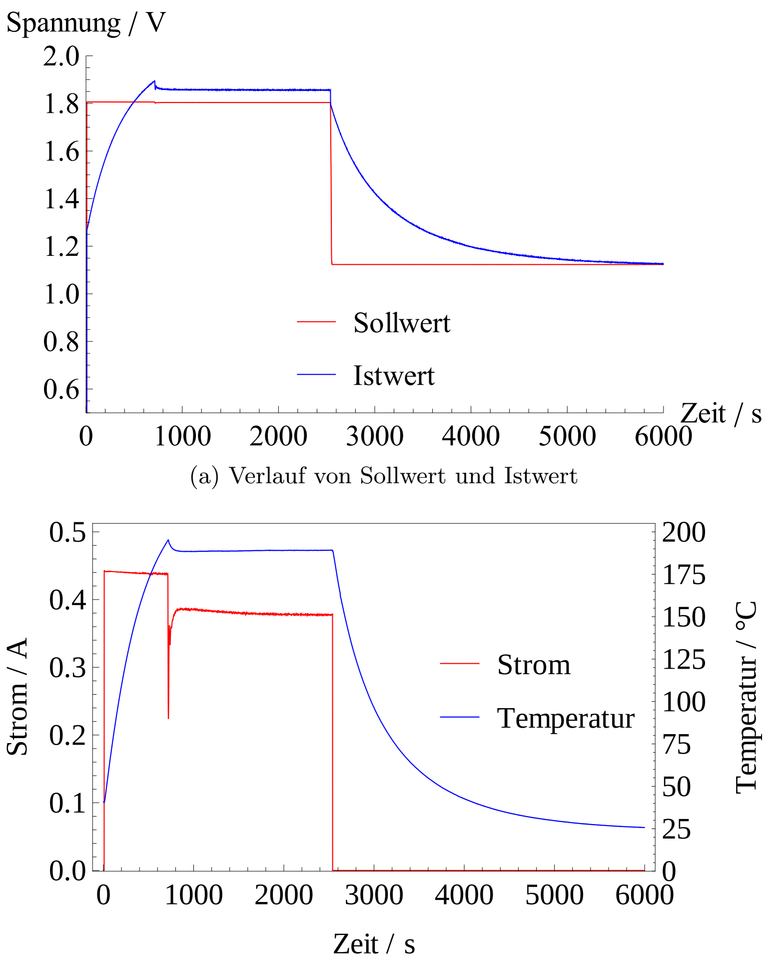
Abbildung 3.1.: Schaltplan des verwendeten Temperaturreglers

Um eine effiziente Regelung mit den neuen Bauteilen zu ermöglichen, müssen zunächst die Parameter des P-Reglers und des I-Reglers angepasst werden. Im Schaltplan orange eingezeichnet sind zwei Potentiometer zu sehen. Das obere Potentiometer erlaubt durch Änderung des Widerstands eine Variation der Integrationszeit des I-Reglers. Dieses Potentiometer wird ausgebaut, was einem unendlich großen Widerstand und damit einer möglichst kleinen Integrationszeit von 0,75 s entspricht. Darunter befindet sich ein Potentiometer zur Variation des Verstärkungsfaktors des P-Reglers. Um, wie im [12] empfohlen, einen Verstärkungsfaktor von 50 $\frac{\text{A}}{\text{V}}$ zu erreichen, muss ein Widerstand von 100 kΩ eingestellt werden. Das Potentiometer im Schaltplan ist lediglich bis 20 kΩ einstellbar und wird daher durch ein 200 kΩ Potentiometer ersetzt. Dies ermöglicht zudem eine spätere Änderung des Verstärkungsfaktors, um die P-Regelung zu optimieren.
Oben im Schaltplan befinden sich zwei Potentiometer, die zur Einstellung der Heiz- und Kühlgrenzen bestimmt sind (violett markiert). Der Widerstand der Heizgren-

ze wird, wie in [12] verlangt, minimiert. Dies ist notwendig, da der Regelkreislauf durch Änderung der Stromrichtung sowohl Heizen als auch Kühlen ermöglicht. Da Heizwiderstände nur elektrische Energie in Wärme umwandeln können, muss eine Kühlung aber immer durch Verringerung des Stroms und damit durch eine Abkühlung des Heizwiderstands durch die Umgebungstemperatur erfolgen. Der Widerstand der Kühlgrenze wird auf 2,1 kΩ eingestellt, wodurch sichergestellt wird, dass Strom durch den Heizwiderstand fließen kann, dieser allerdings maximal 0,55 A beträgt
Um zu gewährleisten, dass der Temperaturregler nicht überhitzt, wird er mit einem zusätzlichen Lüfter ausgestattet. Trotzdem dürfen die verwendeten Ströme und Spannungen nicht zu groß gewählt werden. Das Datenblatt stellt hierfür ein Schaubild zur Verfügung, das es ermöglicht zu bestimmen, ob man mit den eingestellten Strömen und Spannungen in der sogenannten „Safe Operating Area“ arbeitet (siehe Anhang Abschnitt A.1). Für die Berechnung ist es notwendig, die über dem Heizwiderstand abfallende Spannung zu kennen. Diese kann durch Parallelschaltung eines Multimeters über dem Heizwiderstand einfach gemessen werden. Fließt der maximal zulässige Strom von 0,55 A ergibt sich ein Wert von $U_{Heizwidersand} = 14{,}0$ V. Damit folgt, dass für maximale Ströme von 0,55 A eine Versorgungsspannung bis $V_S = 31{,}5$ V verwendet werden kann.

3.2. Inbetriebnahme von Ofen und Temperaturregler

Nach Fertigstellung des Temperaturreglers wird dieser auf seine Funktionsfähigkeit getestet. Da der Kristall sehr empfindlich gegenüber Temperaturänderungen ist, wird eine erste Messung nur mit Ofen und Regler durchgeführt. Über einen Zeitraum von $t = 6000$ s wird durch Änderung des Sollwerts sowohl der Aufheiz- als auch der Abkühlvorgang des Ofens aufgenommen. Dabei wird die Temperatur im Ofen, der Strom durch den Heizwiderstand I_{S}, der Sollwert sowie der Istwert gemessen. Für die Messung der Temperatur muss ein externer Temperatursensor genutzt werden, da ein paralleles Auslesen des vorhandenen Sensors zu einer Verfälschung des Messwerts für die Regelung führen kann. Es ist daher zu erwarten, dass die gemessenen Temperaturwerte leicht von den tatsächlichen Temperaturwerten abweichen, was aber für eine Betrachtung des Temperaturverlaufs belanglos ist. Die Versorgungsspannung wird auf $V_{\mathrm{S}} = 16$ V eingestellt, woraus ein Maximalstrom von $I_{\mathrm{S}} = 0{,}41$ A resultiert. Die erhaltenen Messergebnisse sind in Abbildung 3.2 zu sehen.
Sollwert und Istwert werden vom Temperaturregler als Spannungsgrößen angezeigt. Diese Spannung ist proportional zum Widerstand des PTC und kann so in einen Temperaturwert umgerechnet werden. Sowohl zwischen Sensor und Istwertanzeige als auch zwischen Eingang des Sollwerts und Sollwertanzeige, sind in der Schaltung Operationsverstärker in Form von Spannungsfolgern verbaut. Im Idealfall wird dabei eine Verstärkung des Signals um den Faktor Eins erwartet [13], was unter realen Bedingungen nur näherungsweise erreicht werden kann.
Daraus resultiert, dass der Istwert, der direkt am Sensor abgegriffen wird, zu jedem Zeitpunkt dem aktuellen Temperaturwert entspricht, wodurch beide Größen densel-



(a) Verlauf von Sollwert und Istwert

(b) Verlauf von Temperatur und Strom

Abbildung 3.2.: Aufheizungs- bzw. Abkühlvorgang des Ofens

ben Verlauf zeigen sollten. Diese Erwartung wird durch die erhaltenen Messergebnisse bestätigt, weshalb im Folgenden nur auf den Temperaturverlauf eingegangen wird. In Abbildung 3.2b) ist zu sehen, dass zunächst der maximal verfügbare Strom durch den Heizwiderstand fließt und die Temperatur ansteigt. Beim Erreichen des Sollwerts schwingt die Temperatur leicht über, was durch einen verringerten Strom kompensiert wird. Nach kurzer Zeit hat sich das System eingeschwungen und die Temperatur wird konstant auf dem Sollwert gehalten, indem ein konstanter Strom fließt. Um die Temperatur konstant zu halten, wird hier ein Strom von $I_S = 0{,}37$ A benötigt. Der Maximalstrom sollte immer etwas höher als der benötigte Strom eingestellt sein, damit Temperaturänderungen gut reguliert werden können. Nach $t = 2540$ s wird die Raumtemperatur als Sollwert eingestellt. Die Temperatur beginnt zu sinken bis der eingestellte Sollwert erreicht ist, wobei kein Strom fließt. Wie im vorherigen Abschnitt

erklärt, wird dadurch eine Abkühlung durch die Umgebungstemperatur ermöglicht.
Um das Einstellen eines bestimmten Temperaturwertes zu ermöglichen, muss der Zusammenhang zwischen eingestelltem Sollwert und Temperaturwert ermittelt werden. Für Pt 100 Widerstände gibt es Tabellen, die eine Umrechnung des Widerstandswerts in einen Temperaturwert ermöglichen. Um diese nutzen zu können, muss der eingestellte Sollwert aber zunächst in den zugehörigen Widerstandswert umgerechnet werden. Der Zusammenhang dieser beiden Größen ist, wie zuvor bereits beschrieben, linear, weswegen lediglich der Proportionalitätsfaktor ermittelt werden muss. Dazu können die erhaltenen Daten der vorherigen Messung genutzt werden. Sowohl am Ende des Aufheizvorgangs als auch am Ende des Abkühlvorgangs entspricht der eingestellte Sollwert dem Temperaturwert (Temperatur wird konstant gehalten). Die zugehörigen Werte sind im Anhang Abschnitt A.3 zu finden.
Durch Berechnung des Mittelwerts wird folgende Umrechnung von Sollwert U_{Sollwert} zu Widerstandswert R_{Pt} des Pt 100 erhalten:

$$R_{\mathrm{Pt}} = 96{,}54 \cdot \frac{\Omega}{\mathrm{V}} \cdot U_{\mathrm{Sollwert}} \tag{3.1}$$

Da dies nur eine Abschätzung ist, soll auf eine Fehlerrechnung verzichtet werden. Mithilfe dieser Umrechnung und einer Tabelle (Anhang Abschnitt A.2) ist es nun möglich, den Temperaturwert zu bestimmen.

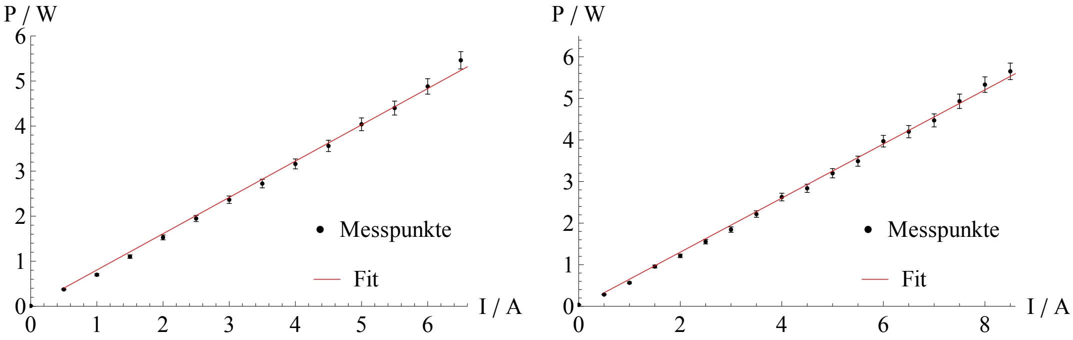
4. Summenfrequenzerzeugung

Am National Institute of Standards & Technology in Boulder (USA) wurde bereits erfolgreich ein Aufbau zur Erzeugung der Summenfrequenz von 626 nm Laserlicht realisiert, der zudem in einer Veröffentlichung beschrieben wird [4]. Diese Veröffentlichung soll im Folgenden als Ausgangspunkt für die Realisierung eines eigenen Aufbaus dienen. Ähnlich wie in der Veröffentlichung stehen auch hier zwei Lasersysteme der Firma NKT mit Wellenlängen von 1050 nm und 1550 nm zur Verfügung. Als Summenfrequenz ergibt sich folglich $\lambda = 626$ nm. Im Falle des 1050 nm Lasers handelt es sich um den Koheras Adjustik Y10 Faserlaser, der mit einem Koheras Boostik Verstärker auf Ausgangsleistungen bis zu 5,5 W verstärkt werden kann. Im Falle des 1550 nm Lasers handelt es sich um den Koheras Adjustik E15 Faserlaser, der ebenfalls mit einem Koheras Boostik Verstärker auf Ausgangsleistungen bis zu 5,5 W verstärkt werden kann (Datenblätter im Anhang Abschnitt A.1). Der Aufbau zur Erzeugung der Summenfrequenz mithilfe dieser beiden Lasersysteme soll im folgenden Kapitel beschrieben werden. Dabei muss zunächst für beide Lasersysteme die Ausgangsleistung in Abhängigkeit des Pumpstroms, sowie das Strahlprofil gemessen werden. Anschließend kann mithilfe der notwendigen Optiken der Gesamtaufbau realisiert werden und das durch Summenfrequenzerzeugung erhaltene Laserlicht vermessen werden. Dabei soll insbesondere auf die notwendigen freien Parameter zur Optimierung des Aufbaus eingegangen werden.

4.1. Abhängigkeit der Leistung vom Pumpstrom

Beide Lasersysteme geben ohne Verstärkung eine konstante Leistung aus. Die Möglichkeit, diese Leistung zu verstärken, ergibt sich durch Hinzufügen eines Pumpstroms, der am Verstärker ausgewählt werden kann. Mit steigendem Pumpstrom steigt die Pumpleistung des Verstärkers und damit der Verstärkungsfaktor. Je größer der Verstärkungsfaktor, desto größer ist die ausgegebene Leistung. Um zu einem eingestellten Pumpstrom die ausgegebene Leistung zu berechnen, ist es nötig, den Zusammenhang dieser beiden Größen zu kennen. Dazu wird für beide Systeme zu verschiedenen Pumpströmen die Leistung gemessen. Hierfür wird ein Leistungsmessgerät (FieldMaxII-TOP) und ein Sensor (PowerMax-PM30) der Firma Coherent benutzt. Für eine Messung mit Kombination dieser beiden Komponenten gibt der Hersteller im Katalog eine Messungenauigkeit von 3,5% des abgelesenen Werts an. Für den eingestellten Pumpstroms wird kein Fehler angenommen, da hierzu keine Angaben vom Hersteller gemacht werden. Die erhaltenen Messdaten sind in Abbildung 4.1 graphisch dargestellt.
Der Messpunkt bei einem Pumpstrom von $I = 0$ A zeigt gerade die ausgegebene

Leistung bei ausgeschaltetem Verstärker. Für den Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1050$ nm wird hierbei $P_{1050} = (9{,}0 \pm 0{,}3)$ mW, für den Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1550$ nm $P_{1550} = (35{,}0 \pm 1{,}2)$ mW gemessen. Um den gewünschten mathematischen Zusammenhang zwischen ausgegebener Leistung und Pumpstrom zu erhalten, wird eine lineare Regression durchgeführt. Da dieser Zusammenhang vom Verhalten des Verstärkers abhängig ist, wird der Messpunkt bei $I = 0$ A hier nicht beachtet.



(a) Messung für den 1050 nm Laser.

(b) Messung für den 1550 nm Laser.

Abbildung 4.1.: Abhängigkeit der ausgegebenen Leistung P vom Pumpstrom I.

Mit den erhaltenen Fitparametern ergeben sich folgende Umrechnungen:

$$P_{1050} = 0{,}806\ \frac{\mathrm{W}}{\mathrm{A}} \cdot I_{1050} \qquad \Delta P_{1050} = 0{,}007\ \frac{\mathrm{W}}{\mathrm{A}} \cdot I_{1050} \tag{4.1}$$

$$P_{1550} = 0{,}650\ \frac{\mathrm{W}}{\mathrm{A}} \cdot I_{1550} \qquad \Delta P_{1550} = 0{,}003\ \frac{\mathrm{W}}{\mathrm{A}} \cdot I_{1550} \tag{4.2}$$

Zur Berechnung des Fehlers ΔP wird die Gaußsche Fehlerfortpflanzung genutzt. Für eine bessere Unterscheidung zwischen den Lasern wird im Index jeder Größe die jeweilige Wellenlänge angegeben.

4.2. Vermessung des Strahlprofils

Zur Realisierung der Summenfrequenzerzeugung ist es notwendig, die Strahlen der beiden Laser innerhalb des nichtlinearen Mediums zu überlagern, damit eine Wechselwirkung stattfinden kann. Die Strahltaillen sollen dabei genau in der Mitte des Kristalls aufeinander treffen, um zu garantieren, dass der gesamte Strahl innerhalb des Kristalls verläuft. Das Modell von Boyd und Kleinman [14] gibt zusätzlich Anhaltspunkte zur Realisierung effizienter Summenfrequenzerzeugung. Optimale Bedingungen ergeben sich demnach, wenn für das Verhältnis von Kristalllänge zu Konfokalparameter für jeden Strahl gilt: $\frac{l}{b} = 2{,}84$. Nach diesem Modell ergeben sich ideale

Strahltaillen zu $\omega_{1050}^{\text{ideal}} = 22\mu\text{m}$ und $\omega_{1550}^{\text{ideal}} = 27\mu\text{m}$ (ausführliche Berechnung im Anhang Abschnitt A.3). Die Strahlen müssen innerhalb des Kristalls in einem Bereich von $(0{,}50 \pm 0{,}05)$ mm Höhe und $(0{,}50 \pm 0{,}05)$ mm Breite überlagert werden [10]. Die Wahl einer kleinen Strahltaille führt automatisch zu einer großen Divergenz des Strahls (Vgl. Gleichung 2.9), wodurch die Überlagerung innerhalb des Kristalls erschwert wird. Die Wahl einer größeren Strahltaille und damit eine Abweichung des optimalen Verhältnisses ($\frac{l}{b} = 2{,}84$) zugunsten einer kleineren Divergenz kann also dennoch sinnvoll sein. In [4] wird beschrieben, wie dieser Kompromiss mit Strahltaillen von $\omega_{1050} = (40 \pm 3)\mu\text{m}$ und $\omega_{1550} = (45 \pm 3)\mu\text{m}$ umgesetzt wurde.
Um zu wissen, welche Strahltaillen die vom Auskoppler ausgehenden Strahlen der beiden Laser besitzen, ist es zunächst wichtig, das Strahlprofil zu vermessen. Um einen Gaußstrahl vollständig zu beschreiben, ist es beispielsweise ausreichend, die Position und Größe der Strahltaille zu kennen. Die Ermittlung dieser beiden Größen wird im Folgenden beschrieben. Die Kenntnis über das Strahlprofil ermöglicht es, die Strahlen anschließend mit optischen Elementen zu modifizieren.
Bei der Messung des Strahlprofils ist es nicht möglich, den Strahlradius durch das einfache Anbringen einer Kamera zu messen. Ein Grund dafür ist, dass die beiden Lasersysteme auch bei geringer Verstärkung bereits einige Hundert mW Leistung ausgeben und der Sensor einer solchen Kamera nicht für große Leistungen ausgelegt ist. Hinzu kommt auch, dass verstärkt darauf geachtet werden muss, dass es keine unkontrollierten Rückreflexe gibt, da der Laserstrahl bei diesen Leistungen schädlich für Augen und Haut ist [21]. Des Weiteren bietet auch eine einfache Abschwächung des Strahls keine Lösung. Einerseits besteht die Möglichkeit, das Strahlprofil durch eine Abschwächung zu verändern, wodurch die Messung nicht das gewünschte Ergebnis liefern würde. Andererseits handelt es sich bei beiden Lasern um Strahlen mit Wellenlängen im Infrarotbereich, für die der Sensor der vorhandenen Kamera ebenfalls nicht ausgelegt ist.
Eine Alternative bietet hier eine sogenannte Rasierklingenmessung. Dabei wird eine Rasierklinge schrittweise durch den Strahl gefahren und die Leistung hinter der Klinge gemessen. Um unkontrollierte Rückreflexe zu vermeiden, wird hierfür extra eine Box angefertigt, die lediglich kleine Öffnungen für Laserstrahl und Rasierklinge hat.
Es soll im Folgenden von einem sich in z-Richtung ausbreitenden Gaußstrahl ausgegangen werden. Die x- und y-Richtung wird entsprechend einem rechtshändigen Koordinatensystems gewählt. Die Rasierklinge wird auf zwei Verschiebetischen (LNR25D TravelMaxStage der Firma Thorlabs) angebracht, sodass Verschiebungen in x- und y-Richtung möglich sind. Zur Messung des Strahlprofils wird die Rasierklingel für fünf verschiedene Abstände r vom Auskoppler in x-Richtung durch den Strahl gefahren. Alle Messungen sollen bei verschiedenen Pumpströmen durchgeführt werden, um eine Leistungsabhängigkeit des Strahlprofils auszuschließen. Um zu überprüfen, ob es sich um einen runden Strahl handelt, wird außerdem an zwei Punkten eine zusätzliche Messung in y-Richtung durchgeführt.
Wie in der Theorie beschrieben, gilt für die vom Strahlbündel übertragene Leistung Gleichung 2.13, welche in Polarkoordinaten angegeben ist. Wird der Strahl mit einer Klinge aus negativer Richtung kommend in x-Richtung durchfahren, gilt folglich nach

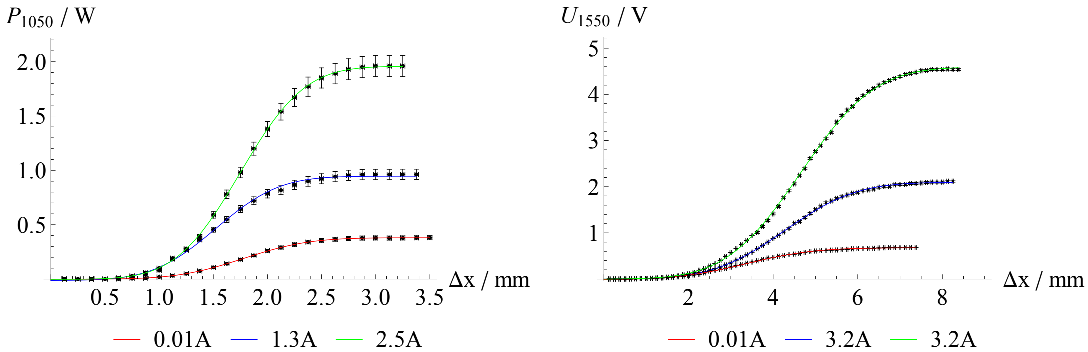
Umformung in karthesische Koordinaten:

$$P(x_0) = I_0 \left(\frac{\omega_0}{\omega(z)}\right)^2 \int_{x_0}^{\infty} e^{-\frac{2x^2}{\omega^2(z)}} \mathrm{d}x \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{2y^2}{\omega^2(z)}} \mathrm{d}y \tag{4.3}$$

Umschreiben mithilfe der Fehlerfunktion $\mathrm{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\tau^2} \mathrm{d}\tau = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-x}^{x} e^{-\tau^2} \mathrm{d}\tau$ [17] ergibt:

$$P(x_0) = \frac{\pi}{4} I_0 \omega_0 \left[1 - \mathrm{erf}\left(\frac{\sqrt{2} x_0}{\omega(z)}\right)\right] \tag{4.4}$$

Analoges gilt auch für die Verschiebung in y-Richtung. Die Verschiebung der Rasierklinge wird auf einer Stellschraube des Verschiebetisches abgelesen. Als Ablesefehler wird ein Skalenteil gewählt, was einem Fehler von 0,02 mm entspricht. Zur Messung der Ausgangsleistung müssen auf Grund der verschiedenen Wellenlängen der Laser verschiedene Messgeräte verwendet werden. Für den Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1050$ nm wird ein Sensor (S142 S/N 15092309 der Firma Thorlabs) verwendet, der mithilfe eines Leistungsmessgerätes (PM 100A der Firma Thorlabs) ausgelesen wird. Für den Sensor gibt der Hersteller einen Fehler von 5% auf den angezeigten Wert an. Dagegen kann die Messungenauigkeit des Leistungsmessgerätes vernachlässigt werden. Für den Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1550$ nm wird eine Photodiode (PDA20CS-EC der Firma Thorlabs) verwendet, die mithilfe eines Multimeters (179 True RMS der Firma Fluke) ausgelesen wird. Dabei wird ein Spannungswert gemessen, der zwar proportional zum Leistungswert ist, aber nicht umgerechnet wird. Für die Photodiode wird vom Hersteller keine Messungenauigkeit angegeben, weswegen hier nur die Ungenauigkeit des Multimeters von 0,09% + 2 Digit berücksichtigt wird. Die erhaltenen Messdaten sind in Abbildung 4.2 zu je einem Abstand r zu sehen (Graphen zu den weiteren Abständen im Anhang Abschnitt A.2).



(a) Verlauf bei $r = 733$ mm (1050 nm Laser)

(b) Verlauf bei $r = 650$ mm (1550 nm Laser)

Abbildung 4.2.: Leistungs- bzw. Spannungsverlauf beim Durchfahren des Strahls mit einer Rasierklinge aus negativer x-Richtung kommend

Für einen Fit der erhaltenen Messdaten wird Gleichung 4.4 genutzt. Der Strahlradius $\omega(z)$ an der Stelle z wird dabei als Fitparameter erhalten.
Es ist zu sehen, dass zu Beginn der Messung keine Leistung bzw. Spannung gemessen wird. Dies ist damit zu erklären, dass der Strahl hier vollständig von der Rasierklinge abgedeckt ist. Je größer die Verschiebung der Klinge, desto größer wird der Anteil des Strahls, der auf den Messsensor trifft. Für genügend große Verschiebungen ist der Strahl nicht mehr durch die Klinge geblockt. Es wird also eine konstante Leistung bzw. Spannung gemessen.
Um einen Vergleich der Strahlradien zu ermöglichen, werden die Ergebnisse der Einzelmessungen in Tabellen zusammengefasst. Tabelle 4.1 zeigt die Zusammenstellung der Strahlradien für den 1050 nm Laser. Es ist zu sehen, dass der Strahlradius für verschiedene Abstände r zum Auskoppler verschiedene Werte annimmt. Dies war zu erwarten, da wie in der Theorie beschrieben, die Abhängigkeit des Strahlradius von der Position z durch Gleichung 2.10 gegeben ist. Zudem ist zu sehen, dass sich für gleiche Abstände r zu verschiedenen Pumpströmen I ähnliche Strahlradien ergeben. Daraus kann geschlossen werden, dass der Strahlradius näherungsweise leistungsunabhängig ist.
Ein Vergleich der Messungen in x- und y-Richtung zeigt zudem eine Übereinstimmung der Strahlradien innerhalb der Fehlerabweichung, was bedeutet, dass es sich um ein rundes Strahlprofil handelt. Aufgrund dieser Tatsachen ist es ausreichend, die Strahltaille für einen beliebigen Pumpstrom in x-Richtung zu vermessen, um den kompletten Strahl zu beschreiben.

Tabelle 4.1.: Strahlradien in Abhängigkeit des Abstands r für den 1050 nm Laser

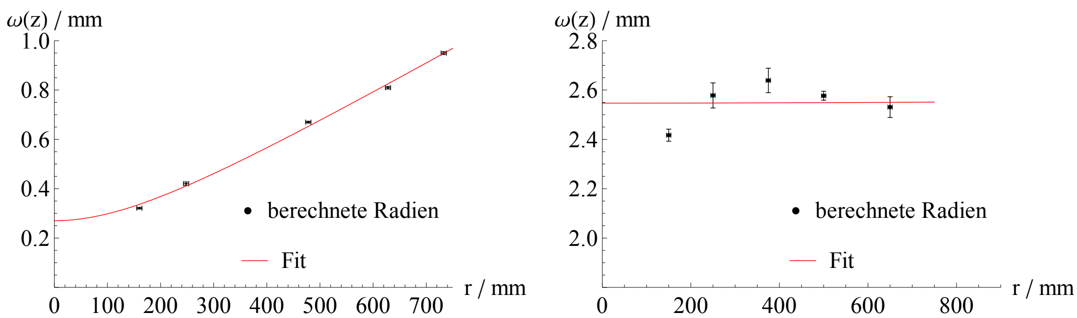
	x-Richtung			y-Richtung
r / mm	$\omega(z)$ / mm für $I = 0{,}01$ A	$\omega(z)$ / mm für $I = 1{,}3$ A	$\omega(z)$ / mm für $I = 2{,}5$ A	$\omega(z)$ / mm für $I = 0{,}01$ A
160	$(0{,}321 \pm 0{,}004)$	$(0{,}332 \pm 0{,}001)$	$(0{,}317 \pm 0{,}003)$	-
248	$(0{,}420 \pm 0{,}007)$	$(0{,}406 \pm 0{,}006)$	$(0{,}415 \pm 0{,}005)$	$(0{,}422 \pm 0{,}005)$
478	$(0{,}670 \pm 0{,}004)$	$(0{,}663 \pm 0{,}005)$	$(0{,}656 \pm 0{,}005)$	-
628	$(0{,}809 \pm 0{,}005)$	$(0{,}825 \pm 0{,}010)$	$(0{,}814 \pm 0{,}012)$	$(0{,}813 \pm 0{,}016)$
733	$(0{,}950 \pm 0{,}006)$	$(0{,}916 \pm 0{,}033)$	$(0{,}932 \pm 0{,}009)$	-

Tabelle 4.2 zeigt die Zusammenstellung der Strahlradien für den 1550 nm Laser. Es ist zu sehen, dass der Strahlradius kaum vom Abstand r zum Auskoppler abhängig ist. Dies kann bedeuten, dass der Strahl einen sehr großen Konfokalparameter hat und dadurch über einen großen Bereich nahezu kollimiert ist. Der Strahlradius eines kollimierten Strahls ist unabhängig von der Postion z und verläuft daher parallel zur z-Achse. Analog zu den vorherigen Erklärungen beim 1050 nm Laser kann wieder näherungsweise geschlossen werden, dass der Strahlradius leistungsunabhängig und in x- und y-Richtung gleich ist. Damit genügt es auch in diesem Fall zur Strahlbeschreibung die Strahltaille für einen beliebigen Pumpstrom in x-Richtung zu vermessen.

Tabelle 4.2.: Strahlradien in Abhängigkeit des Abstands r für den 1550 nm Laser

	x-Richtung			y-Richtung
r / mm	$\omega(z)$ / mm für $I = 0{,}01$ A	$\omega(z)$ / mm für $I = 1{,}6$ A	$\omega(z)$ / mm für $I = 3{,}2$ A	$\omega(z)$ / mm für $I = 0{,}01$ A
155	$(2{,}42 \pm 0{,}02)$	$(2{,}69 \pm 0{,}01)$	$(2{,}61 \pm 0{,}01)$	-
250	$(2{,}58 \pm 0{,}05)$	$(2{,}55 \pm 0{,}02)$	$(2{,}53 \pm 0{,}01)$	$(2{,}64 \pm 0{,}05)$
375	$(2{,}64 \pm 0{,}05)$	$(2{,}64 \pm 0{,}01)$	$(2{,}63 \pm 0{,}01)$	-
500	$(2{,}58 \pm 0{,}02)$	$(2{,}70 \pm 0{,}01)$	$(2{,}66 \pm 0{,}01)$	$(2{,}60 \pm 0{,}04)$
650	$(2{,}53 \pm 0{,}04)$	$(2{,}65 \pm 0{,}02)$	$(2{,}76 \pm 0{,}02)$	-

Für beide Laser wird ein Pumpstrom von $I = 0{,}01$ A für die weiteren Berechnungen gewählt. Um das Strahlprofil in z-Richtung zu betrachten, wird der Strahlradius $\omega(z)$ gegen den Abstand r aufgetragen. Die dadurch erhaltenen Graphen sind in Abbildung 4.3 zu sehen.



(a) Axiales Strahlprofil des 1050 nm Lasers. (b) Axiales Strahlprofil des 1550 nm Lasers.

Abbildung 4.3.: Strahlradius $\omega(z)$ in Abhängigkeit des Abstands r vom Auskoppler bei $I = 0{,}01$ A.

Der Fit wird mit Gleichung 2.10 durchgeführt, die den Strahlradius in Abhängigkeit vom Ort z beschreibt. Die Addition eines freien Parameters a ermöglicht eine Verschiebung auf der z-Achse und erlaubt somit eine Aussage über die Position der Strahltaille, relativ zum Auskoppler. a gibt den Abstand zwischen Auskoppler und Strahltaille an, wobei für einen beliebigen Abstand z von der Strahltaille gilt $z = r + a$. Für den Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1550$ nm ist keine Aussage über die Position der Strahltaille möglich, da sich für alle Abstände nahezu gleiche Strahlradien ergeben.
Es werden folgende Fitparameter für Strahltaille und Position erhalten:

$$\omega_{1050} = (0{,}270 \pm 0{,}007)\ \text{mm} \qquad \omega_{1550} = (2{,}55 \pm 0{,}03)\ \text{mm}$$
$$a_{1050} = -(2{,}1 \pm 13{,}1)\ \text{mm}$$

Der Strahl des 1050 nm Lasers ist also ein Gaußstrahl, dessen Strahltaille $\omega_{1050} = (0{,}270 \pm 0{,}007)$ mm beträgt und ungefähr am Auskoppler positioniert ist. Der Strahl des 1550 nm Lasers ist ein nahezu kollimierter Strahl mit einem Strahlradius von $\omega_{1550} = (2{,}55 \pm 0{,}03)$ mm. Diese Informationen können nun zur Modifizierung der Strahltaillen genutzt werden, was im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

4.3. Modifizierung der Strahltaillen

Zur Modifizierung der Strahltaillen stehen verschiedene dünne optische Linsen zur Verfügung. Beim Durchgang durch eine dieser dünnen Linsen verändert sich die Größe und Position der Strahltaille je nach Brennweite der Linse. Die Form eines Gaußstrahls bleibt dabei erhalten [5]. Um Linsen mit optimalen Brennweiten auszuwählen, kann ein Computersimulationsprogramm verwendet werden. Das kostenlos erhältliche Programm „GaussianBeam“[18] simuliert Gaußstrahlen beim Durchgang durch ein oder mehrere dünne Linsen und berechnet die resultierende Größe und Position der Strahltaille.
Zur Modifizierung der Strahlen sollen hier drei Linsen verwendet werden. Aus den ersten beiden Linsen wird ein Teleskop gebaut, welches dazu dient den Strahl zunächst zu kollimieren und im Durchmesser anzupassen. Wird nun eine dritte Linse im Strahlengang positioniert, resultiert ein Gaußstrahl mit Strahltaille im Brennpunkt der Linse. Die Größe der Strahltaille ist dabei unabhängig von der Position der dritten Linse. Diese Vorgehensweise ermöglicht es später, die Strahltaille durch Verschiebung der dritten Linse entlang der z-Achse zu verfahren ohne die modifizierte Taillengröße zu ändern und erlaubt damit eine exakte Positionierung der Strahltaille im Kristall.
Testsimulationen ergeben, dass für den 1050 nm Laser Linsen mit den Brennweiten $f = 16$ mm, $f = 125$ mm und $f = 250$ mm benötigt werden. Die ersten beiden Linsen müssen in einem Abstand von 141 mm zueinander angebracht werden und dienen zum Bau des Teleskops. Die dritte Linse dient zur letztendlichen Realisierung der gewünschten Strahltaille. Um zu überprüfen, ob sich nun tatsächlich die erwartete Strahltaille ergibt, wird das Strahlprofil in Strahlrichtung vermessen. Dabei wird vollkommen analog zu Abschnitt 4.2 vorgegangen. Das erhaltene Strahlprofil ist in Abbildung 4.4a) zu sehen (Graphen zu den Einzelmessungen zur Bestimmung der Radien im Anhang Abschnitt A.2). Als Fitparameter ergeben sich:

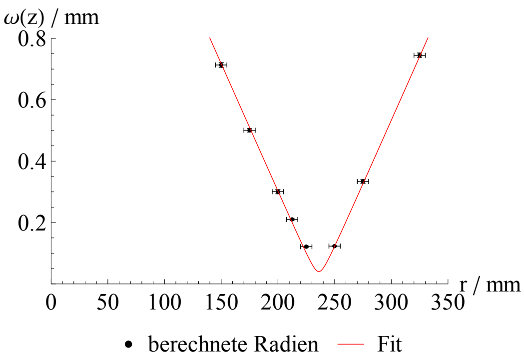
$$\omega_{1050} = (40{,}2 \pm 0{,}4)\ \mu\text{m}$$
$$a_{1050} = (236{,}1 \pm 0{,}5)\ \text{mm}$$

Die Größe der Strahltaille ist also in guter Übereinstimmung mit dem gewünschten Wert von $\omega_{1050} = (40 \pm 3)$ µm und ist im Abstand $a_{1050} = (236{,}1 \pm 0{,}5)$ mm zur Linse mit der Brennweite $f = 250$ mm positioniert.
Für den Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1550$ nm ergeben die Testsimulationen, dass lediglich eine Linse mit einer Brennweite $f = 250$ mm zur Realisierung der gewünschten Strahltaille nötig ist. Dies ist damit zu begründen, dass der Strahl

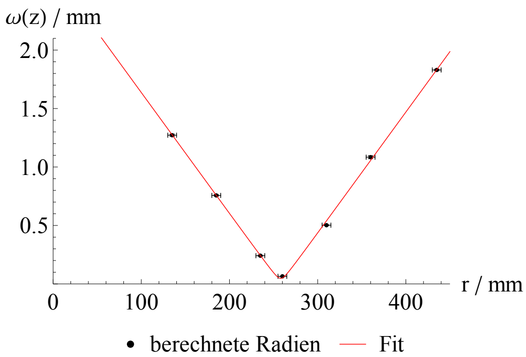
bereits auf einen passenden Durchmesser kollimiert ist. Auch hier wird das Strahlprofil in Strahlrichtung nachgemessen und ist in Abbildung 4.4b) zu sehen (Graphen zu den Einzelmessungen zur Bestimmung der Radien im Anhang Abschnitt A.2). Als Fitparameter ergeben sich:

$$\omega_{1550} = (47{,}7 \pm 0{,}4)\ \mu\text{m}$$
$$a_{1550} = (258{,}1 \pm 0{,}9)\ \text{mm}$$

Auch hier ist die Größe der Strahltaille in guter Übereinstimmung mit dem gewünschten Wert von $\omega_{1550} = (45 \pm 3)\ \mu\text{m}$. Die Position der Strahltaille befindet sich im Abstand $a_{1550} = (258{,}1 \pm 0{,}9)$ mm zur Linse.



(a) Axiales Strahlprofil des 1050 nm Lasers.



(b) Axiales Strahlprofil des 1550 nm Lasers.

Abbildung 4.4.: Strahlradius $\omega(z)$ in Abhängigkeit des Abstands r von der Linse nach der Strahlanpassung.

4.4. Realisierung des Aufbaus

Aus dem vorherigen Abschnitt ist nun bekannt, welche Linsen zur Modifizierung der Strahlen benötigt werden. Es kann also nun mit der Realisierung eines Aufbaus zur Summenfrequenzerzeugung begonnen werden. Vom Hersteller des PPLN-Kristalls steht ein Online-Leitfaden [8] zur Verfügung, der Hilfestellungen beim richtigen Gebrauch des Kristalls geben soll.
Wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben, ist eine Anpassung der Polarisation der Strahlen relativ zur Orientierung des Kristalls nötig, um eine effektive Summenfrequenzerzeugung zu ermöglichen. Im Aufbau wird der PPLN-Kristall so orientiert, dass die Länge l parallel zur z-Achse, die Breite b parallel zur x-Achse und die Höhe h parallel zur y-Achse liegt. Dem Leitfaden ist dann zu entnehmen, dass für optimale Summenfrequenzerzeugung linear polarisierte Wellen mit Schwingungen parallel zur y-Achse benötigt werden. Zur Anpassung der Polarisation wird zunächst eine sogenannte Verzögerungsplatte verwendet. Bei den vom Auskoppler ausgehenden Strahlen

handelt es sich um linear polarisiertes Licht. Linear polarisiertes Licht kann immer als Überlagerung zweier zueinander senkrechten Polarisationskomponenten beschreiben werden. Beim Durchgang durch die Verzögerungsplatte erfährt die Komponente senkrecht zur optischen Achse eine Phasenverschiebung gegenüber der Komponenten parallel zur optischen Achse. Da es sich um eine sogenannte $\frac{\lambda}{2}$-Platte handelt, entspricht der Phasenunterschied gerade π. Durch Drehung der Platte ist es möglich, die optische Achse und damit auch die Polarisationskomponenten der Welle um einen beliebigen Winkel zu drehen [19]. Da sich die Ausbreitungsrichtungen der Polarisationskomponenten nicht unterscheiden, müssen diese nun räumlich getrennt werden. Dazu werden sogenannte polarisierende Strahlteilerwürfel verwendet. Diese reflektieren die senkrecht polarisierte Komponente des Strahls und transmittieren den horizontal polarisierten Anteil[5]. Durch Drehung der Verzögerungsplatte kann jetzt die horizontal polarisierte Komponente, welche der Komponenten parallel zur y-Achse entspricht, maximiert werden. Anschließend kann der Strahlteilerwürfel wieder entfernt werden.
Der Strahlradius des 1550 nm Lasers ist zu groß für die vorhandenen Verzögerungsplatte. Es wird deshalb eine Halterung angefertigt, die es ermöglicht den Auskoppler selbst zu drehen und anschließend zu befestigen. Aus der Drehung des Auskopplers resultiert eine Drehung der Polarisationskomponenten, die anschließend wieder mit einem Strahlteilerwürfel räumlich getrennt werden können.
Zur Überlagerung der Laserstrahlen wird ein sogenannter dichroitischer Spiegel verwendet. Dieser hat die Eigenschaft, Licht in Abhängigkeit der Wellenlänge entweder zu reflektieren oder zu transmittieren. In diesem Fall wird ein Spiegel verwendet, der Licht der Wellenlänge $\lambda = 1550$ nm reflektiert und Licht der Wellenlänge $\lambda = 1050$ nm transmittiert. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 4.5 dargestellt.

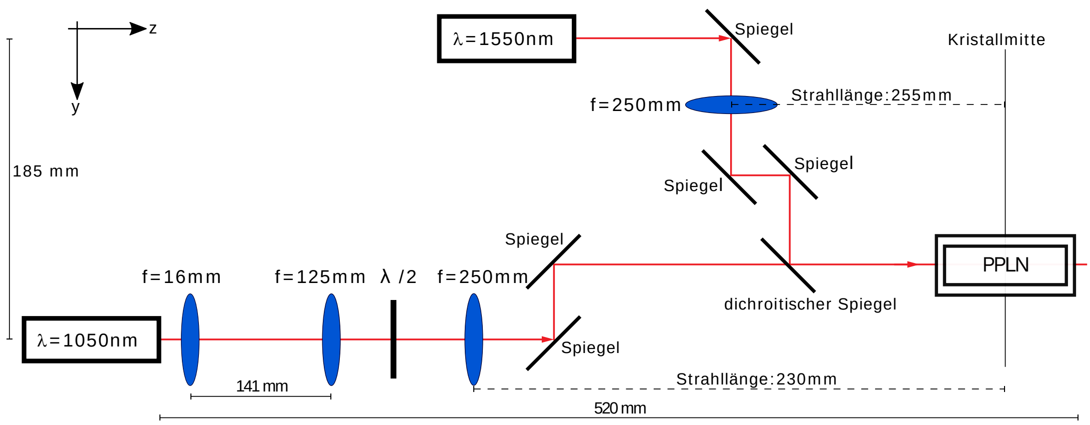


Abbildung 4.5.: Schematischer Gesamtaufbau zur Realisierung der Erzeugung der Summenfrequenz.

Links in der Abbildung sind die beiden Laser mit den jeweiligen Wellenlängen schematisch dargestellt. Der Strahlengang ist in rot markiert. Im Strahlengang sind sämtliche verwendeten optische Elemente wie Linsen mit den zugehörigen Brennwei-

ten, Verzögerungsplättchen und Spiegel eingezeichnet. Rechts in der Abbildung ist der Ofen mit dem PPLN-Kristall dargestellt, in dem beide Strahlen überlagert werden. Zudem sind die Strahllängen zwischen der jeweils letzten Linse und der Kristallmitte angegeben, welche die tatsächliche optische Weglänge der Strahle beschreiben. Um zu garantieren, dass die Strahltaillen in der Mitte des Kristalls überlagert werden, müssen diese Längen beachtet werden. Des Weiteren ist der Abstand der beiden Teleskoplinsen eingezeichnet. Nur mit dem angegebenen Abstand kann der Strahl wie gewünscht kollimiert werden. Zur Überlagerung und Justage der Strahlen werden die Spiegel genutzt.
Um einen Eindruck über die Ausmaße des Aufbaus zu bekommen, ist die Gesamtlänge von 520 mm sowie die Gesamtbreite von 185 mm markiert. Diese Größen dienen nur zur Orientierung und können verändert werden, ohne einen Einfluss auf die Effizienz der Summenfrequenzerzeugung zu haben.
Um eine optimale Justage zu gewährleisten, werden verschiedene freie Parameter gewählt. Beide Linsen mit Brennweite $f = 250$ mm stehen auf Verschiebetischen und können entlang der z-Achse verfahren werden. Dies ist nötig, um die Strahllänge zwischen Linse und Kristallmitte anpassen zu können. Der Ofen ist unter anderem auf drei Verschiebetischen positioniert, die es ermöglichen den Kristall entlang der x-,y- und z-Achse zu verfahren. Zusätzlich ist ein Goniometertisch angebracht, welcher den Kristall in der zy-Ebene kippbar macht.
Nach Fertigstellung des Aufbaus folgt, wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben, die Auswahl der richtigen Betriebstemperatur. Der Kristall bietet drei verschiedene Bereiche mit unterschiedlichen Perioden von 11,12 µm, 11,17 µm und 11,22 µm. Die Perioden geben an, in welchen Abständen das Vorzeichen der nichtlinearen Suszeptibilität umgekehrt wird und damit entweder eine zusätzliche Phase addiert oder subtrahiert wird. Die verschiedenen Perioden liegen entlang der z-Achse und sind durch Verschiebung des Kristalls entlang der x-Achse auswählbar (kleinere Periode bei kleineren x-Werten). Zur Orientierung zeigt Abbildung 4.6 den Kristall innerhalb des gewählten Koordinatensystems.

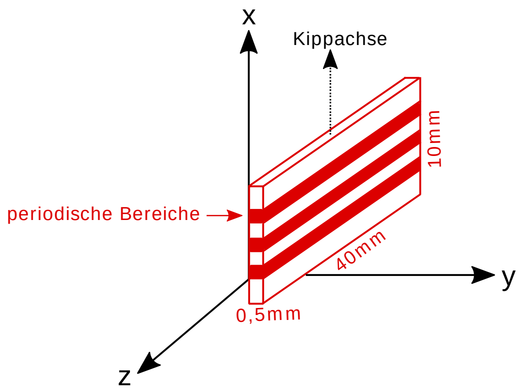


Abbildung 4.6.: Skizze des Kristalls (rot) innerhalb des gewählten Koordinatensystems.

Eingezeichnet ist die Kippachse, die eine Kippung in der zy-Ebene ermöglicht, sowie die Maße des Kristalls und die verschiedenen periodischen Bereiche. Laut Datenblatt hat der Kristall eine Länge von $l = (40{,}0 \pm 0{,}5)$ mm, eine Breite von $b = (10{,}0 \pm 0{,}5)$ mm und eine Höhe von $h = (0{,}50 \pm 0{,}05)$ mm [10]. Die periodischen Bereiche haben eine Höhe und eine Breite von je $(0{,}50 \pm 0{,}05)$ mm und erstrecken sich über die gesamte Kristalllänge.
Abhängig von der gewählten Periode muss die Temperatur angepasst werden. Dazu wird vom Hersteller des PPLN-Kristalls im Datenblatt eine Grafik zur Verfügung gestellt, die das Ablesen der nötigen Temperatur für alle drei Perioden ermöglicht (siehe Anhang Abschnitt A.2). Zur Orientierung zeigt Abbildung 4.6 den Kristall innerhalb des gewählten Koordinatensystems.

4.5. Variation der Eingangsleistungen

Das aus der Summenfrequenzerzeugung resultierende Licht hat eine Wellenlänge von $\lambda = 626$ nm und liegt damit im sichtbaren Bereich. Neben dem erzeugten sichtbaren Licht verlässt aber auch infrarotes Licht mit Wellenlängen von $\lambda = 1050$ nm und $\lambda = 1550$ nm den Kristall. Um die Strahlen räumlich voneinander zu trennen, werden dichroitische Spiegel verwendet. Diese transmittieren 98% des infraroten Lichts und reflektieren das erzeugte sichtbare Licht. Durch die Verwendung von zwei solcher Spiegel wird der Infrarotanteil im erzeugten Licht vernachlässigbar klein ($< 1\%$).
Es ist nun möglich, verschiedene Messungen mit dem aus der Summenfrequenzerzeugung resultierenden Licht durchzuführen. Insbesondere soll dabei überprüft werden, ob das Verhalten des erzeugten Lichts von der Wahl der Periode abhängt. Dazu werden nacheinander die verschiedenen periodischen Bereiche eingestellt und die Messungen wiederholt. Die Einstellung einer neuen Periode erfordert eine Veränderung der Temperatur und eine Optimierung der Strahlpositionen innerhalb des Kristalls durch Justage der freien Parameter. Auf diese Weise gelingt es, alle Messungen für die Perioden 11,12 µm bzw. 11,17 µm durchzuführen. Eine Einstellung der Periode 11,22 µm gelingt nicht. Auch durch starke Variation der Temperatur und Justage der freien Parameter ist es nicht möglich, ein Leistungsmaximum zu finden. Dies kann vielerlei Gründe haben. Da zur Optimierung des Aufbaus zunächst nur der mittlere periodische Bereich verwendet wurde, ist es möglich, dass ein weiterer freier Parameter wie die Kippung in der xy-Ebene zur Einstellung benötigt wird. Denkbar ist aber auch eine falsche Angabe der Periode oder eine Nichtfunktionsfähigkeit des periodischen Bereichs.
Es soll nun die Abhängigkeit der Ausgangsleistung P_{626} von den beiden Eingangsleistungen P_{1050} und P_{1550} untersucht werden. Dazu soll je eine Leistung konstant gehalten werden, während die andere variiert wird. Verschiedene Leistungen werden dabei durch Änderung des Pumpstroms eingestellt. Die Umrechnung erfolgt jeweils mit Gleichung 4.1 und Gleichung 4.2. Zur Messung der Leistung des Strahls mit $\lambda = 626$ nm wird ein Sensor (S142 S/N 15092309 der Firma Thorlabs) verwendet, der mithilfe eines Leistungsmessgerätes (PM 100A der Firma Thorlabs) ausgelesen wird. Für den

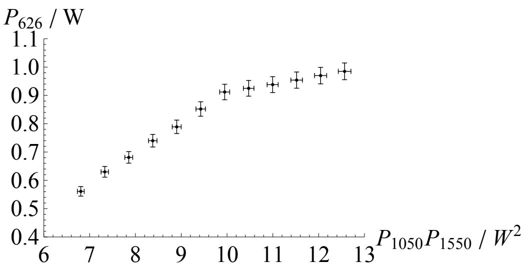
Sensor gibt der Hersteller Fehler von 3% auf den angezeigten Wert an. Dagegen kann die Messungenauigkeit des Leistungsmessgerätes vernachlässigt werden.
Zum Verständnis sollen als einfacher Ansatz die Photonenanzahlen in den einfallenden Laserstrahlen betrachtet werden. Wie in Abschnitt 2.2.1 erklärt, kann die Summenfrequenzerzeugung als Dreiphotonenwechselwirkung beschrieben werden. Um ein Photon der Wellenlänge $\lambda = 626$ nm zu erzeugen, wird genau ein Photon der Wellenlänge $\lambda = 1050$ nm und ein Photon der Wellenlänge $\lambda = 1550$ nm benötigt. Für die Energie eines einzelnen Photons gilt $E = \frac{h \cdot c}{\lambda}$. Die Gesamtenergie eines Strahls berechnet sich folglich mit $E_{\text{Gesamt}} = N \cdot E$, wobei N die Photonenanzahl ist. Für die Leistung des Strahls gilt damit:

$$P = \frac{E_{\text{Gesamt}}}{t} = \frac{N \cdot E}{t} \tag{4.5}$$

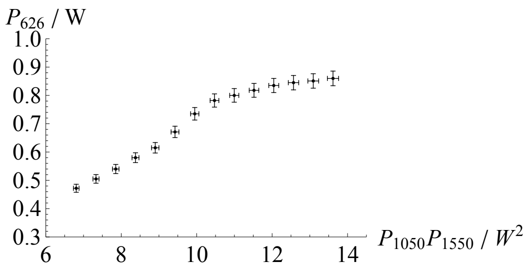
Bei gleicher Leistung gilt daher für das Verhältnis der Photonenanzahl der beiden verwendeten Laserstrahlen:

$$\frac{N_{1050}}{N_{1550}} = \frac{E_{1550}}{E_{1050}} = \frac{\lambda_{1050}}{\lambda_{1550}} = 0{,}68 \tag{4.6}$$

Da die Photonenzahl des 1050 nm Lasers kleiner ist, wird erst bei Eingangsleistung $P_{1050} > P_{1550}$ eine gleiche Anzahl beider Photonen erreicht. Da für nichtlineare Prozesse zweiter Ordnung das resultierende elektrische Feld proportional zum Produkt der eingestrahlten elektrischen Felder ist (Vgl. Gleichung 2.18), wird für die Leistungen ein äquivalenter Zusammenhang erwartet. Diese Überlegung folgt aus der Tatsache, dass das elektrische Feld proportional zum Quadrat der Intensität ist, welches wiederum bei konstanter Fläche proportional zur Leistung ist (Vgl. Gleichung 2.13).
Gemessen wird zunächst für $I_{1050} = konstant = 4{,}00$ A, was einer Leistung von $P_{1050} = (3{,}22 \pm 0{,}03)$ W entspricht. Die erhaltenen Messdaten sind in Abbildung 4.7 graphisch dargestellt.



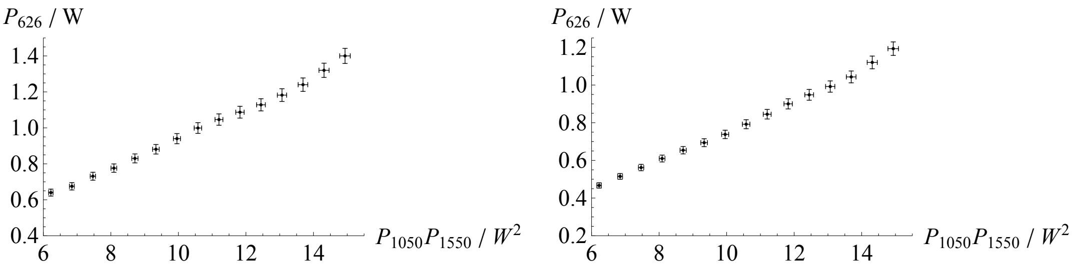
(a) Graph für eine Periode von 11,12 µm.



(b) Graph für eine Periode von 11,17 µm.

Abbildung 4.7.: Abhängigkeit der Leistung P_{626} des erzeugten Lichts vom Produkt der Eingangsleistungen $P_{1050}P_{1550}$ bei $P_{1050} = konstant$.

Aufgetragen ist die Leistung des erzeugten Lichts P_{626} gegen das Produkt der Leistungen des infraroten Lichts $P_{1050}P_{1550}$. Der Fehler $\Delta(P_{1050}P_{1550})$ wird mithilfe der gaußschen Fehlerfortpflanzung aus den einzelnen Fehlern der Eingangsleistungen berechnet.
Es ist zu sehen, dass für steigende Eingangsleistungen größere Ausgangsleistungen erzeugt werden können. Bis zum Erreichen einer Eingangsleistung von $P_{1550} = 3{,}15$ W steigt die Ausgangsleistung wie erwartet näherungsweise linear an. Danach ändert sich die Steigung und die Ausgangsleistung nimmt nur noch langsam zu. Durch die steigende Eingangsleistung stehen immer mehr Photonen mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1550$ nm für eine Wechselwirkung mit den bereits vorhandenen Photonen einer Wellenlänge von $\lambda = 1050$ nm zur Verfügung. Dieses Verhalten zeigt sich bis zum Erreichen einer Eingangsleistung von $P_{1550} = 3{,}15$ W. Ab jetzt nimmt die Anzahl der Photonen mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1550$ nm zwar weiter zu, es stehen aber keine weiteren neuen Wechselwirkungspartner zur Verfügung, wodurch die Ausgangsleistung nicht linear weiter ansteigt. Aus dem sinkenden Anstieg der Ausgangsleistung resultiert eine geringere Effizienz der Summenfrequenzerzeugung für Eingangsleistungen $P_{1050} < P_{1550}$, was ebenso in [15] beschrieben wird.
Analog wird für $I_{1550} = konstant = 4{,}75$ A gemessen, was einer Leistung von $P_{1550} = (3{,}09 \pm 0{,}02)$ W entspricht. Die erhaltenen Messdaten sind in Abbildung 4.8 graphisch dargestellt.



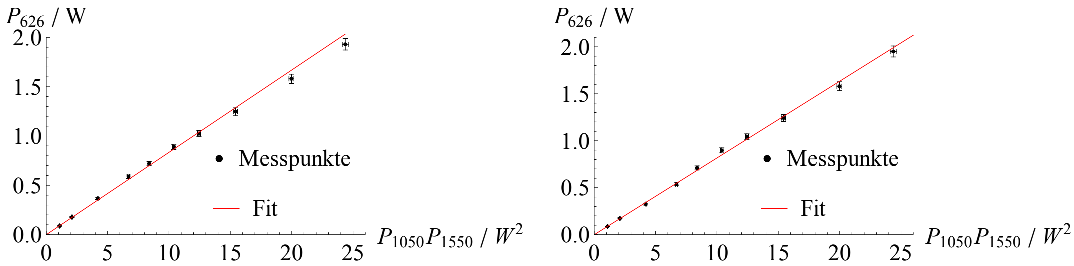
(a) Graph für eine Periode von 11,12 µm.

(b) Graph für eine Periode von 11,17 µm.

Abbildung 4.8.: Abhängigkeit der Leistung P_{626} des erzeugten Lichts vom Produkt der Eingangsleistungen $P_{1050}P_{1550}$ bei $P_{1550} = konstant$.

Der Anstieg der Ausgangsleistung ist hier, wie erwartet, näherungsweise linear. Durch die steigende Eingangsleistung stehen immer mehr Photonen mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1050$ nm für eine Wechselwirkung mit den bereits vorhandenen Photonen einer Wellenlänge von $\lambda = 1550$ nm zur Verfügung. Da die Photonenzahl des 1550 nm Lasers bei gleichen Leistungen größer ist als die des 1050 nm Lasers, wird für die gemessenen Eingangsleistungen kein Überschuss an Photonen mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1050$ nm erreicht. Dadurch steigt die Ausgangsleistung immer weiter an.
Um die Ausgangsleistungen innerhalb eines größeren Bereichs messen zu können, sollen nun beide Leistungen variiert werden. Dabei wird darauf geachtet, dass stets

ein gutes Verhältnis zwischen den Photonenzahlen der Eingangslaser erreicht wird ($P_{1050} > P_{1550}$). Diese Messung kann zur Berechnung der Effizienz der Summenfrequenzerzeugung genutzt werden. Die zugehörigen Messwerte sind mit Umrechnungen als Tabellen im Anhang Abschnitt A.3 zu finden. Abbildung 4.9 zeigt graphisch die erhaltenen Daten der beiden vermessenen periodischen Bereichen.



(a) Graph für eine Periode von 11,12 µm.

(b) Graph für eine Periode von 11,12 µm.

Abbildung 4.9.: Effizienzmessung für verschiedene Kanäle.

Für beide Graphen wird eine lineare Regression durchgeführt, wodurch sich die Steigung m als Fitparameter ergibt. Die Effizienz η lässt sich wie folgt berechnen [8]:

$$\eta = \frac{P_{626}}{P_{1050}P_{1550} \cdot l} = \frac{m}{l} \qquad \text{mit} \qquad \Delta\eta = \sqrt{\left(\frac{1}{l}\Delta m\right)^2 + \left(-\frac{m}{l^2}\Delta l\right)^2} \tag{4.7}$$

Dabei ist l die Länge des Kristalls. Der Fehler $\Delta\eta$ wird mit der gaußschen Fehlerfortpflanzung berechnet.
Es ergibt sich damit:

$$\eta_{11,12} = (2{,}09 \pm 0{,}04)\% \ \frac{1}{\mathrm{W} \cdot \mathrm{cm}}$$
$$\eta_{11,17} = (2{,}04 \pm 0{,}04)\% \ \frac{1}{\mathrm{W} \cdot \mathrm{cm}}$$

Im Index ist diesmal zur Unterscheidung die Periode angegeben. Da die gemessenen Werte innerhalb der Fehlerabweichung übereinstimmen, ist die Effizienz offensichtlich unabhängig vom eingestellten periodischen Bereich.
Laut Hersteller des PPLN-Kristalls kann eine Effizienz von $(2{,}5 - 3{,}5)\% \ \frac{1}{\mathrm{W \cdot cm}}$ erreicht werden [8]. In [4] wird beschrieben, wie eine Effizienz von $(2{,}7 \pm 0{,}1)\% \ \frac{1}{\mathrm{W \cdot cm}}$ erzielt wurde. Es ist also anzunehmen, dass durch eine weitere Optimierung des Aufbaus durchaus eine Verbesserung der Effizienz erreicht werden kann. Eine Bewertung der verwendeten freien Parameter in Hinblick auf Notwendigkeit und Verbesserungsmöglichkeiten wird im nachfolgenden Abschnitt gegeben. Da aber bereits hohe Leistungen des erzeugten Lichts erzielt werden, die für den gewünschten Anwendungsbereich ausreichend sind, soll auf eine weitere Optimierung des Aufbaus

verzichtet werden.
An dieser Stelle soll auch erwähnt werden, dass sich bei den vorherigen Messungen eine geringe Abhängigkeit zwischen optimaler Betriebstemperatur und gewählter Eingangsleistung gezeigt hat. Für größere Leistungen mussten kleinere Temperaturen gewählt werden, um eine maximale Ausgangsleistung zu realisieren. Dies kann auf ein Aufheizung im Inneren des Kristalls durch den Anstieg der Eingangsleistung zurückgeführt werden [16].
Sowohl bei der asymmetrischen Variation der Leistung, als auch bei der gleichzeitigen Variation der Leistungen ist ein identisches Verhalten für beide Perioden zu beobachten. Da auch für beide Perioden dieselbe Effizienz erreicht wird, wird im Folgenden nur noch den mittleren periodischen Bereich mit einer Periode von 11,17 µm zu betrachtet.

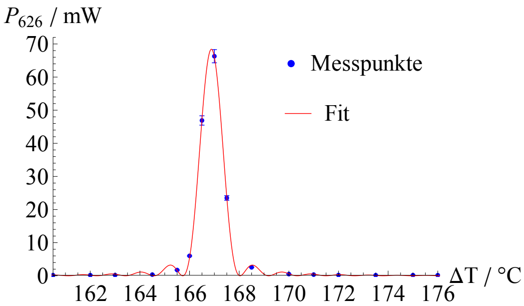
4.6. Bewertung der freien Parameter

Im Folgenden soll eine Bewertung über die verwendeten freien Parameter hinsichtlich deren Notwendigkeit oder Einfluss auf die Effizienz gegeben werden. Hierzu werden zunächst alle freien Parameter optimiert, bis die Ausgangsleistung einen Maximalwert erreicht. Begonnen wird mit der Temperatur T des Kristalls. Wie im Leitfaden empfohlen, wird die Temperatur zunächst oberhalb des Optimalwerts eingestellt und dann schrittweise herruntergedreht [8]. Die Umrechnung des eingestellten Sollwerts in einen Temperaturwert erfolgt wie in Abschnitt 3.2 beschrieben. Nach jeder Sollwerteinstellung wird einige Minuten gewartet, um eine Regelung durch den Temperaturregler auf den eingestellten Wert zu garantieren. Um eine Leistungsabhängigkeit des Temperaturparameters auszuschließen, wird bei verschiedenen Pumpströmen gemessen.
Der Strahl bleibt während jeder Messung unverändert. Für den Zusammenhang zwischen Leistung und Intensität des Strahls gilt dann $P \sim I$ (Vgl. Gleichung 2.13). Eine Abweichung der Temperatur vom Optimalwert führt zu einer Phasenfehlanpassung Δk. Für einen Fit der erhaltenen Messdaten kann also Gleichung 2.23, die in Abschnitt 2.2.2 erklärt ist, verwendet werden. Die erhaltenen Messdaten sind mit entsprechendem Fit in Abbildung 4.10 zu sehen.
Die Halbwertsbreite ($FWHM$) des jeweiligen Hauptmaximums kann aus den Graphen abgelesen werden. Da die Umrechnung des eingestellten Sollwerts in einen Temperaturwert nur als Abschätzung diente, macht eine genauere Bestimmung der Halbwertsbreite keinen Sinn. Es ergibt sich für beide Graphen:

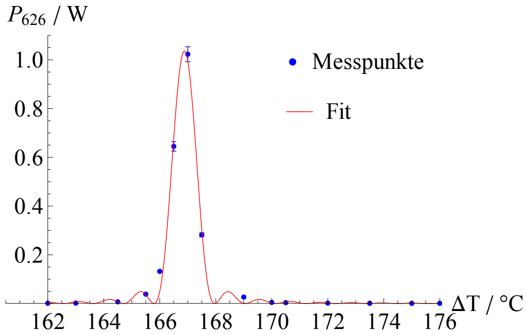
$$FWHM \approx 1{,}0\ ^{\circ}\mathrm{C}$$

Es kann also geschlossen werden, dass die Effizienz der Summenfrequenzerzeugung sehr empfindlich gegenüber Temperaturänderung ist. Schon bei einer Abweichung von 0,5°C vom Optimalwert wird nur noch die Hälfte der maximalen Ausgangsleistung erhalten. Zur Datennahme wurde vor allem um das Maximum herum bereits die kleinst mögliche Änderungen des Sollwerts von 0,001 V genutzt. Zur Optimierung des Temperaturparameters ist also die Möglichkeit einer feineren Temperatureinstellung nötig.

Da sich für beide Graphen dieselben Halbwertsbreiten ergeben, kann geschlossen werden, dass die Empfindlichkeit des Temperaturparameters nicht abhängig von der Leistung ist.



(a) Variation der Temperatur für $I_{1050} = 1{,}30$ A und $I_{1550} = 1{,}60$ A.



(b) Variation der Temperatur für $I_{1050} = 5{,}25$ A und $I_{1550} = 4{,}75$ A.

Abbildung 4.10.: Verlauf der Ausgangsleistung P_{626} von der Temperatur T.

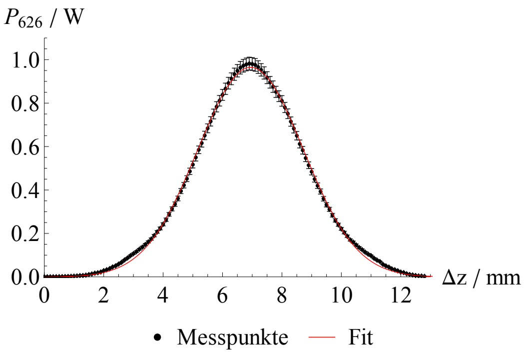
Als nächste freie Parameter werden die Verschiebungen der beiden Linsen mit $f = 250$ mm entlang der z-Achse betrachtet. Wieder werden zunächst alle freien Parameter optimiert, bis die Ausgangsleistung einen Maximalwert erreicht. Anschließend wird eine der Linsen durch Drehung der Stellschraube in beide Richtungen entlang der z-Achse verfahren. Die Linsen sind auf Verschiebetischen der Firma Owis angebracht (MT 60). Als Fehler für die Verschiebung wird ein Skalenteil angenommen, was 5 µm entspricht. Durch Änderung der Position der Linse wird die jeweilige Position der Strahltaille variiert. Analog wird für die andere Linse gemessen. Die erhaltenen Messdaten sind in Abbildung 4.11 zu sehen.
Es ergeben sich gaußförmige Graphen, deren Maximalwert der Position bei maximaler Ausgangsleistung entspricht. Durch einen Fit mit einer gaußförmigen Funktion wird die Standardabweichung σ als Fitparameter erhalten. Die Halbwertsbreite ergibt sich dann mit [20]:

$$FWHM = 2\sqrt{2\ln 2} \cdot \sigma \qquad \text{mit} \qquad \Delta(FWHM) = 2\sqrt{2\ln 2} \cdot \Delta\sigma \tag{4.8}$$

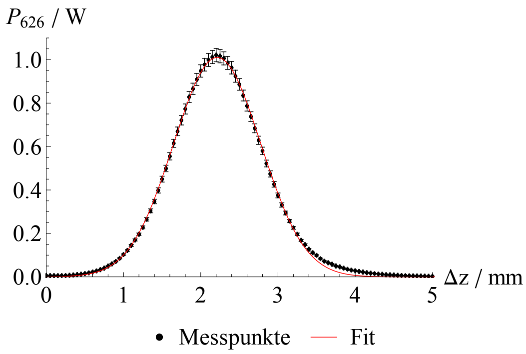
Der Fehler wird mithilfe der gaußschen Fehlerfortpflanzung berechnet. Es ergibt sich:

$$FWHM_{1050} = (4{,}191 \pm 0{,}013)\ \text{mm}$$
$$FWHM_{1550} = (1{,}330 \pm 0{,}005)\ \text{mm}$$

Es ist zu sehen, dass die Halbwertsbreite bei der Messung mit der Linse im Strahlengang des 1050 nm Lasers wesentlich größer ist als die bei der Messung mit der Linse im Strahlengang des 1550 nm Lasers. Da die Konfokalparameter beider Strahlen etwa gleich groß gewählt wurden, war dies nicht zu erwarten. Es ist also wahrscheinlich, dass diese Abweichung auf eine ungenaue Positionierung des 1050 nm Laserstrahls zurückzuführen ist. So besteht die Möglichkeit, dass die Strahltaille durch Änderung der Linsenposition nicht exakt entlang der z-Achse verschoben wird. Der Grund hierfür kann eine ungenaue Positionierung des Verschiebetischs oder der Linse sein. Damit beide Strahltaillen optimal überlagert werden können, ist also eine exaktere Positionierung dieser Komponenten notwendig.



(a) Verschiebung der Linse (f = 250 mm) im Strahlengang des 1050 nm Lasers in z-Richtung.



(b) Verschiebung der Linse (f = 250 mm) im Strahlengang des 1550 nm Lasers in z-Richtung.

Abbildung 4.11.: Abhängigkeit der Ausgangsleistung P_{626} von der Position der Strahltaille.

Zuletzt werden die freien Parameter des PPLN-Kristalls analog vermessen. Dazu gehören die Verschiebungen des Kristalls entlang der x-,y- und z-Achse sowie einer Kippung des Kristalls in der xz-Ebene.
Zur Verschiebung in x-, y- und z-Richtung werden dieselben Verschiebetische verwendet, die bereits zur Rasierklingenmessung eingesetzt wurden. Als Fehler für die Verschiebung wird also erneut 0,02 mm angenommen. Zur Kippung des Kristalls wird ein Goniometertisch der Firma Thorlabs verwendet (GNL 10). Mithilfe der Stellschraube ist damit ein Kippwinkel von insgesamt 20° möglich. Für eine genaue Einstellung ist eine Skala auf dem Goniometer selbst angebracht, die in Skalenteile von 1° unterteilt ist. Es stellt sich aber heraus, dass diese Schrittweite viel zu groß für die gewünschte Messung ist. Um trotzdem eine Abschätzung über die erlaubte Kippabweichung des Kristalls zu erhalten, wird nur die Gesamtkippung von 0,8° auf der Skala abgelesen. Der Zusammenhang zwischen Drehung der Stellschraube und Kippung des Kristalls wird dann als linear angenommen, um dazwischenliegende Werte zu ergänzen. Da vom Hersteller bekannt ist, dass zwischen diesen Größen kein linearer Zusammenhang besteht, ist dies nur als Abschätzung gedacht, weswegen kein Fehler angenommen wird. Die erhalten Graphen sind in Abbildung 4.12 zu sehen.
Nur wenn beide Strahlen über die gesamte Länge des periodischen Bereichs überlagert werden, kann es zur Erzeugung einer Summenfrequenz kommen. Wird dies

berücksichtigt, ist Graph a) einfach zu erklären. Die Messung wird begonnen, wenn die Strahlen gerade nicht im periodischen Bereich verlaufen. An diesem Punkt ist die Ausgangsleistung null. Durch Bewegung des Kristalls in x-Richtung wird der Bereich auf die überlagerten Strahlen geschoben und die Ausgangsleistung nimmt immer weiter zu. Für die maximale Ausgangsleistung ist ein Plateau von etwa 0,2 mm Breite zu sehen, welches den Abschnitt beschreibt, in dem beide Strahlen innerhalb des periodischen Bereichs verlaufen. Wird der Kristall noch weiter verschoben, nimmt der Anteil der Strahlen im periodischen Bereich wieder ab und die Ausgangsleistung sinkt.

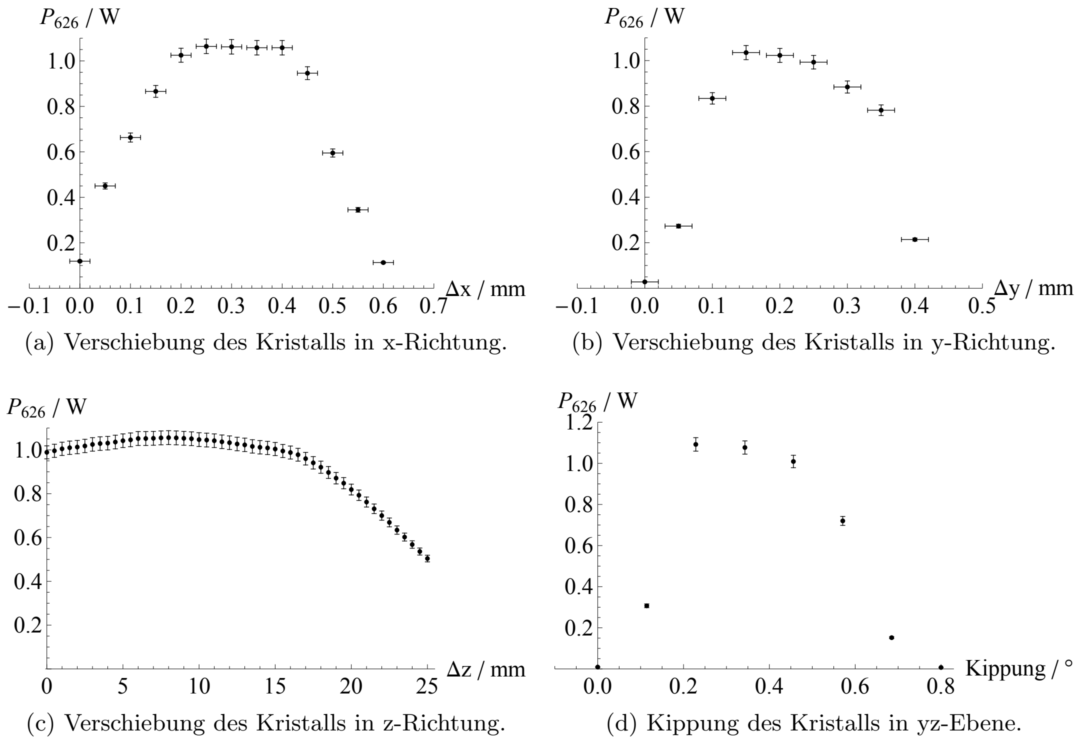


Abbildung 4.12.: Abhängigkeit der Ausgangsleistung P_{626} von der Variation verschiedener freier Parameter des Kristalls.

Ebenso lässt sich Graph b) erklären. Hier wird der periodische Bereich in y-Richtung durch die überlagerten Strahlen geschoben. Da der erhaltene Graph nicht exakt symmetrisch ist, ist davon auszugehen, dass die überlagerten Strahlen nicht optimal durch den periodischen Bereich verlaufen. Das heißt, die überlagerten Strahlen und die Länge l des Kristalls verlaufen nicht exakt parallel zueinander, was durch eine Kippung in der zx-Ebene oder xy-Ebene korrigiert werden könnte.

Ähnlich dem Graph zur Verschiebung in y-Richtung verläuft Graph d) für die Kippung des Kristalls in der zy-Ebene. Der Verlauf der Ausgangsleistung kann analog zu den vorherigen Beschreibungen durch den geringen Querschnitt der periodischen Bereiche

erklärt werden. Die leichte Asymmetrie der Messpunkte kann erneut durch einen nicht exakt parallelen Verlauf der überlagerten Strahlen zur Länge l des Kristalls begründet werden. Denkbar ist hier auch die Existenz eines kleinen Winkels zwischen den beiden überlagerten Strahlen. Da die Strahlen dann nicht über die gesamt Länge des Kristalls optimal überlagert sind, kann die Ausgangsleistung für verschiedene Kipprichtungen verschiedene stark variieren. Durch eine Verbesserung der Strahlüberlagerung kann dieses Problem umgangen werden.
Ein vollkommen anderes Verhalten ist in Graph c) zu sehen. Da der Kristall hier entlang der z-Achse verschoben wird, bleiben die überlagerten Strahlen während der gesamten Verschiebung im periodischen Bereich. Lediglich die Position der überlagerten Strahltaillen relativ zum Kristallmittelpunkt wird variiert. Da die Strahlen den periodischen Bereich nie verlassen, sinkt die Ausgangsleistung nie auf null und es wird immer weiter Licht erzeugt. Lediglich bei großen Verschiebungen nimmt die Ausgangsleistung ab. Ein möglicher Grund dafür kann die bereits erwähnte nicht exakt parallele Ausrichtung des Kristalls zur z-Achse sein. Ein weiterer denkbarer Grund ist, dass auf Grund der Divergenz der Strahlen der Strahlquerschnitt irgendwann größer als der Querschnitt des periodischen Bereichs ist und damit ebenfalls die Ausgangsleistung abnimmt. Offensichtlich ist dieser freie Parameter am wenigsten empfindlich und könnte bei einem erneuten Aufbau weggelassen werden.
Letztendlich lässt sich sagen, dass sich eine Maximierung der Effizienz durch optimale Wahl der freien Parameter erreichen lässt. Die Parameter Temperatur, Verschiebung der Linsen im Strahlengang der Laser, Verschiebung des Kristalls in x- und y-Richtung, sowie eine Kippung in zy-Ebene erwiesen sich dabei als unbedingt notwendig. Lediglich der Parameter der Verschiebung in z-Richtung kann bei einem erneuten Aufbau weggelassen werden. Zusätzlich kann die Effizienz durch die Möglichkeit einer feineren Temperatureinstellung und einer optimierten Strahlüberlagerung weiter verbessert werden.

4.7. Charakterisierung des erzeugten Strahls

Der aus der Summenfrequenzerzeugung resultierende Lichtstrahl soll nun genauer charakterisiert werden. Zur Charakterisierung sollen die genaue Wellenlänge des Lichts und das Strahlprofil gemessen werden.
Da das erzeugte Licht im Detektionsbereich des Sensors liegt, ist es hier möglich, das Strahlprofil mit Hilfe der vorhandenen Kamera (UI-1540LE-M-GL der Firma iDS) zu vermessen. Um den Sensor vor großen Leistungen zu schützen, wird mit niedrigen Eingangsleistungen gearbeitet. Werden beide Pumpströme auf den Minimalwert eingestellt, resultiert eine Ausgangsleistung von $P_{626} = (9{,}40 \pm 0{,}28)$ mW (gemessen), wodurch der Sensor nicht beschädigt werden sollte.
Es wird für drei verschiedene Abstände r zwischen Ofenmitte und Kamerasensor gemessen. Abbildung 4.13 zeigt eines der erhaltenen Strahlprofile in der xy-Ebene für einen Abstand von $r = 210$ mm. Für die Kamera steht ein Analyseprogramm zur Verfügung, das eine direkte Ausgabe der Strahlradien in x- und y-Richtung

ermöglicht. Die erhaltenen Radien sind für alle gemessenen Abstände r in Tabelle 4.3 zusammengefasst.
Da ein Anstieg der Strahlradien mit größer werdendem Abstand zu beobachten ist, kann geschlossen werden, dass der erzeugte Strahl divergent ist. Zudem ist sowohl in Abbildung 4.13 als auch in Tabelle 4.3 deutlich zu sehen, dass es sich um ein elliptisches Strahlprofil in der xy-Ebene handelt. Eine mögliche Erklärung hierfür ist, dass die Form eines Gaußstrahls bei der Wechselwirkung nicht auf den erzeugten Strahl übertragen wird. Eine weitere Möglichkeit ist, dass der Kristall nicht optimal ausgerichtet wurde und der Strahl so nicht exakt im periodischen Bereich verläuft.

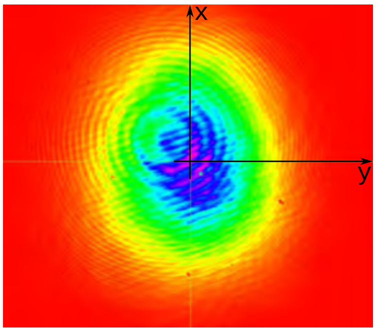


Abbildung 4.13.: Strahlprofil

r in mm	$\omega(z)$ in x-Richtung in mm	$\omega(z)$ in y-Richtung in mm
185	1,34	1,06
210	1,47	1,15
235	1,73	1,34

Tabelle 4.3.: Zusammenstellung der Messungen

Zur Messung der Wellenlänge steht ein Wellenlängenmessgerät (WS/6-200 der Firma HighFinesse) zur Verfügung, welches sowohl Wellenlänge (gemessen in Luft) als auch Frequenz des gemessenen Strahls ausgibt. Als absoluter Fehler wird vom Hersteller 200 MHz auf eine Messung der Frequenz, angegeben. Aus dem Zusammenhang zwischen Wellenlänge und Frequenz kann dann mit Hilfe der gaußschen Fehlerfortpflanzung der resultierende Fehler auf eine Angabe der Wellenlänge berechnet werden:

$$\lambda = \frac{c_0}{n \cdot f} \qquad \text{mit} \qquad \Delta\lambda = \left| -\frac{c_0}{n \cdot f^2} \cdot \Delta f \right| \tag{4.9}$$

Dabei ist c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und $n = 1{,}0003$ der Brechungsindex in Luft [20]. Es ergibt sich:

$$f = (478{,}8395 \pm 0{,}002)\ \text{THz}$$
$$\lambda = (625{,}9081 \pm 0{,}0261)\ \text{nm}$$

Innerhalb der Fehlerabweichung hat der Strahl also die gewünschte Wellenlänge von $\lambda = 625{,}909$ nm.
Für die einzelnen Photonen im Strahl folgt damit, dass deren Energie nahezu mit der geforderten Energie übereinstimmt. Wie in Kapitel 1 beschrieben, sollen später einzelne Photonen von Dysprosiumatomen absorbiert werden. Um eine Absorption zu erzielen, muss die Energie der Photonen aber innerhalb der Breite des atomaren

Übergangs liegen. Um dies zu gewährleisten, muss es möglich sein, die Energie der Photonen leicht um den hier erzielten Wert variieren zu können. Eine Möglichkeit hierfür wird im folgenden Kapitel beschrieben.

5. Einkopplung in einen Resonator

Um Resonanzabsorption zu ermöglichen, ist es notwendig, dass die Energie der Photonen im Laserstrahl der Energie des Übergangs entspricht. Um dies zu gewährleisten, müssen verschiedene Aspekte beachtet werden. Zum einen muss es möglich sein, die Energie eines Photons leicht zu variieren, um es überhaupt zu ermöglichen, den Resonanzwert zu finden. Zum anderen ist es notwendig, die Energie der Photonen über lange Zeiträume zu stabilisieren, damit es nicht zu Abweichungen vom Resonanzwert kommt. Da die Energie eines Photons direkt proportional zu seiner Frequenz ist, können diese Aspekte auch durch Betrachtung der Photonfrequenz realisiert werden. Der gewählte atomare Übergang hat eine Breite von 136 kHz [1]. Um Resonanzabsorptionen zu ermöglichen, muss die Frequenz des erzeugten Laserstrahls also innerhalb dieser Breite mit der Resonanzfrequenz übereinstimmen. Zur Variation der Frequenz bieten beide Lasersysteme die Möglichkeit mithilfe eines Piezoelements die Frequenz des einfallenden Strahls zu variieren, was unmittelbar zur Durchstimmung der Frequenz des erzeugten Lichts führt.
Zur Stabilisierung der Frequenz wird das Pound-Drever Hall Verfahren verwendet. Dabei ist es notwendig, ein sogenanntes Fehlersignal zu erzeugen. Dieses enthält dann Informationen über die Frequenzabweichung und kann zur Regelung genutzt werden. Um ein solches Signal zu erzeugen, wird mit einem Resonator gearbeitet.
In diesem Kapitel soll zunächst eine kurze theoretische Einführung zur Resonatoroptik, angelehnt an [5], gegeben werden. Anschließend soll ein Aufbau mit dem erzeugten Licht und einem Fabry-Pérot Resonator realisiert werden. Durch das Durchstimmen der Frequenz des Lichts wird dann eine möglichst effiziente Einkopplung in den Resonator ermöglicht. Zuletzt soll versucht werden ein Fehlersignal zu erzeugen.

5.1. Theoretische Grundlagen zur Resonatoroptik

Ein optischer Resonator ermöglicht die Speicherung von elektromagnetischen Wellen bestimmter Frequenzen. Die Speicherdauer und die möglichen Speicherfrequenzen werden dabei durch den Aufbau bestimmt. Die einfachste Bauform, die auch für diesen Versuch verwendet wird, ist ein sogenannter Fabry-Pérot Resonator. Dieser besteht aus zwei parallelen hochreflektierenden Spiegeln, die in einem Abstand d voneinander angebracht sind.
Einfallendes Licht wird zwischen diesen beiden Spiegeln hin und her reflektiert. Um eine Speicherung zu ermöglichen, muss sich die Welle nach einem Umlauf wieder auf sich selbst reproduzieren, da es durch destruktive Interferenz sonst zur Abschwächung

kommt. Um dies zu ermöglichen, muss folgende Bedingung erfüllt sein:

$$\nu_{\mathrm{g}} = q\frac{c}{2d} \qquad \text{mit} \qquad q = 1{,}2{,}3, \ldots \tag{5.1}$$

Dabei ist $c = \frac{c_0}{n}$ die Lichtgeschwindigkeit im Medium zwischen den beiden Spiegeln. Frequenzen, die diese Bedingung erfüllen, werden Resonanzfrequenzen genannt. Der Abstand zweier Resonanzfrequenzen ist $\nu_{\mathrm{F}} = \frac{c}{2d}$ und wird als freier Spektralbereich bezeichnet. Für verschiedene q ergeben sich Wellen verschiedener Frequenzen, die als longitudinale Moden bezeichnet werden. Diese Moden können durch den Gaußstrahl beschrieben werden. Da der Gaußstrahl einem Hermite-Gaußstrahl für $l = 0$ und $m = 0$ entspricht, werden diese Moden auch (0,0)-Moden oder Grundmoden genannt. Auch alle höheren Ordnungen der Hermite-Gaußstrahlen können Moden beschreiben; die sogenannten $(l{,}m)$-Moden. Da die Resonanzfrequenz von der Wahl der Indizes l und m abhängig ist, ergeben sich dabei zusätzliche Resonanzfrequenzen zwischen den Grundmoden. Diese höheren Moden werden als transversale Moden bezeichnet und sind zwischen den Grundmoden zu finden.
Im Idealfall wird davon ausgegangen, dass das Licht verlustfrei im Resonator umlaufen kann. Es wird dann von einem idealen Resonator gesprochen, der erhalten wird, wenn für die Reflektivität r der verwendeten Spiegel gilt: $r = 1$. Da diese Bedingung in der Realität aber nie erfüllt ist, wird die sogenannte Finesse F als Gütefaktor eingeführt. Für den Fall des idealen Resonators wird $F = \infty$ erhalten.
Wenn Resonanzverluste zugelassen werden, wird die Frequenzbedingung aus Gleichung 5.1 gelockert und es sind auch Frequenzen in der Umgebung der Resonanzfrequenz erlaubt. Die Verteilung entspricht einer Lorentz-Verteilung und ist in Abbildung 5.1 für verschiedene Finessen F schematisch dargestellt.

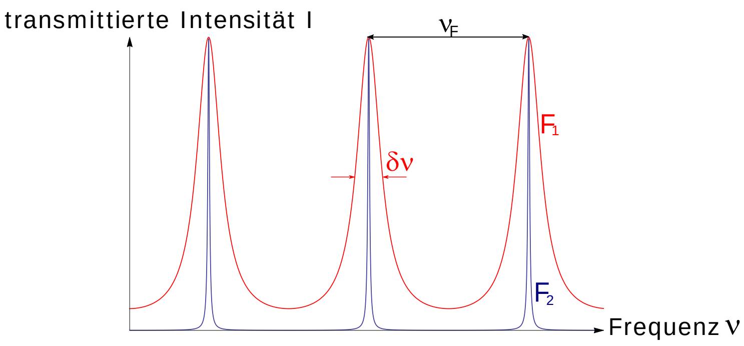


Abbildung 5.1.: Schematische Darstellung der Resonanzfrequenzen im Abstand von $\nu_{\mathrm{F}} = \frac{c}{2d}$ für verschiedenen Finessen F mit $F_1 < F_2$.

Eingezeichnet ist hier auch die Halbwertsbreite $\delta\nu$ eines Resonanzmaximums. Diese wird spektrale Breite genannt und es gilt:

$$\delta\nu = \frac{\nu_{\mathrm{F}}}{F} \tag{5.2}$$

5.2. Aufbau zur Arbeit mit dem erzeugten Lichts an einem Resonator

Durch die Einkopplung des Lichts in eine Monomodefaser ergeben sich mehrere Vorteile. Zum Einen werden nur Anteile des Strahls eingekoppelt, die der Grundmode und damit einem Gaußstrahl entsprechen. Dies hat zur Folge, dass der ausgekoppelte Strahl ein Gaußstrahl ist und wie im vorherigen Kapitel mit dünnen Linsen modifiziert werden kann. Zum Anderen ist es möglich, den Strahl mithilfe der Faser an der gewünschten Position anzubringen.
Der hier verwendete Resonator besteht aus einem planaren, hochreflektierenden Spiegel und einem sphärischen Spiegel mit Krümmungsradius $R = 50$ cm. Beide Spiegel sind in einem Abstand von 100 mm zueinander angebracht und in einer Vakuumkammer gelagert.
Der Resonators ist so konzipiert, dass ein Gaußstrahl optimal eingekoppelt werden kann, wenn die Krümmungsradien der Wellenfronten des Strahls mit den Krümmungsradien der Spiegel übereinstimmt. Planare Spiegel haben einen Krümmungsradius von $R = \infty$, was dem Krümmungsradius der Wellenfront eines Gaußsstrahls an der Strahltaille entspricht. Soll sich die Strahltaille nun also genau auf der Position des planaren Spiegels befinden, muss der Krümmungsradius im Abstand $z = 100$ mm von der Taille genau $R = 50$ cm entsprechen. Die Größe der Strahltaille kann dann mithilfe von Gleichung 2.10 und Gleichung 2.11 bestimmt werden. Es ergibt sich: $\omega_0 = 0{,}2$ mm.
Das Strahlprofil kann hier wie in Abschnitt 4.7 einfach mit einer Kamera vermessen werden. Mithilfe der genommenen Datenpunkte und dem Computersimulationsprogramm „GaussianBeam“ können dann wieder die benötigten optischen Elemente berechnet werden.
Um den Strahl zu kollimieren und im Durchmesser anzupassen, werden zwei Linsen mit einer Brennweiten von $f = 50$ mm und $f = 100$ mm verwendet, die im Abstand von 150 mm zueinander positioniert werden müssen. Anschließend wird eine Linse mit einer Brennweite von $f = 500$ mm verwendet, um die gewünschte Strahltaille zu erhalten. Die Strahltaille befindet sich in einem Abstand von 425 mm von der Linse und muss genau auf dem planaren Spiegel positioniert werden. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 5.2 zu sehen.
Der Strahlgang ist in rot markiert. Verlässt der Strahl den Auskoppler, wird zunächst eine $\frac{\lambda}{2}$-Platte mit anschließendem Strahlteilerwürfel passiert. Dadurch ist es möglich, die Strahlen räumlich zu trennen und die Anteile der getrennten Komponenten beliebig zu variieren. Dies ist nützlich, um zeitgleich mit dem Wellenlängenmessgerät die Wellenlänge des Lichts messen zu können. Das transmittierte Licht ist nun horizontal polarisiert bezüglich der zy-Ebene. Danach folgt ein Strahlteilerwürfel mit anschließender $\frac{\lambda}{4}$-Platte. Da der Strahl bereits horizontal polarisiert ist, wird das gesamte Licht durch den Würfel transmittiert. Beim Durchgang durch die $\frac{\lambda}{4}$-Platte wird die Polarisation geändert. Nur wenn die Frequenz des einfallenden Lichts einer Resonanzfrequenz entspricht, wird dieses durch den Resonator geleitet. Entspricht die

Frequenz nicht der Resonanzfrequenz, wird das Licht zurückreflektiert. Dabei passiert der Strahl erneut die $\frac{\lambda}{4}$-Platte. Da das zweimalige Passieren einer $\frac{\lambda}{4}$-Platte äquivalent zum einmaligen Passieren einer $\frac{\lambda}{2}$-Platte ist, wird die Polarisation um 90° gedreht, sodass nun senkrecht polarisiertes Licht vorliegt. Am nachfolgenden Strahlteilerwürfel wird dieses Licht abgelenkt und kann somit mithilfe einer Photodiode gemessen werden. Das Signal der Photodiode kann mithilfe eines Oszilloskops betrachtet werden. Dieser Aufbau ermöglicht es, Resonanzfrequenzen zu finden. Wird an der Photodiode kein Signal gemessen, liegt eine Resonanzfrequenz vor. Der Grund hierfür ist, dass das einfallende und das reflektierte Licht nun um π phasenverschoben sind und es durch destruktive Interferenz zur Auslöschung des reflektierten Lichts kommt.

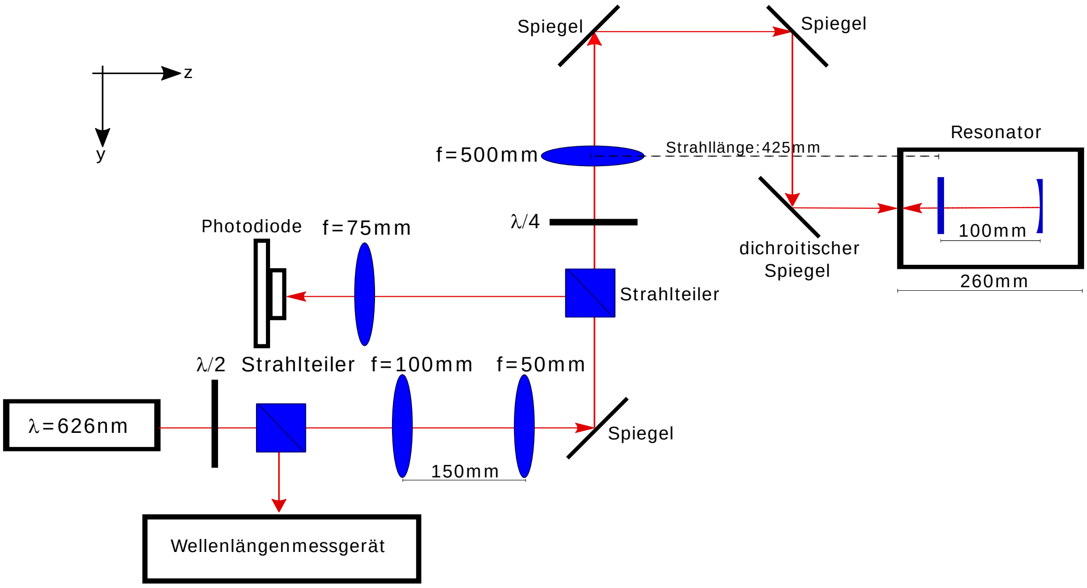


Abbildung 5.2.: Aufbau zur Einkoppelung des erzeugtem Laserstrahls in den Resonator.

5.3. Durchstimmen der Frequenz des erzeugten Lichts

Um verschiedene Resonanzfrequenzen zu finden, ist es notwendig, die Frequenz des erzeugten Lichts zu variieren. Zur Realisierung dieser Frequenzvariation verfügen beide Lasersysteme über ein eingebautes Piezoelement. Piezoelemente sind elektrische Bauteile, deren räumliche Ausdehnung durch Anlegen und Variation einer Spannung geändert werden kann [20]. Abhängig von der Ausdehnung wird durch Druck eine Deformation der Faser eingeleitet, die zu einer Veränderung der Wellenlänge und damit auch der Frequenz führt. Es ist möglich Spannungen im Bereich von 0 V bis 200 V anzulegen [21]. Im Folgenden wird das Piezoelement des 1050 nm Lasers angesteuert. Wie in Abschnitt 5.1 beschrieben wird der Abstand zwischen zwei longitudinalen Moden durch den freien Spektralbereich festgelegt. Für den verwendeten Resonator ergibt sich:

$$\nu_\mathrm{F} = \frac{c}{2d} = 1{,}50\ \mathrm{GHz}$$

Ist es also möglich, die Frequenz um mindestens 1,50 GHz zu verfahren, wird der gesamte Spektralbereich betrachtet, der sowohl die Grundmode als auch alle möglichen transversalen Moden beinhaltet.
Es soll ermittelt werden, welche Spannung notwendig ist, um eine Durchstimmung der Frequenz über den gesamten freien Spektralbereich zu ermöglichen. Als Eingangssignal für das Piezo wird eine Dreiecksspannung gewählt. Dadurch beginnt die Frequenz des 1050 nm Lasers, innerhalb eines kleinen Bereichs, ebenfalls in Form eines Dreieckssignals zu variieren. Da die Frequenz des erzeugten Lichts von der Frequenz es Eingangslicht abhängig ist, übertragen sich diese Schwankungen auch auf das 626 nm Licht. Dieses Schwankungen können vom Wellenlängenmessgerät graphisch angezeigt werden und ermöglichen so das Ablesen des durchfahrenen Frequenzintervalls. Die erhaltenen Messdaten sind in Abbildung 5.3 graphisch dargestellt.

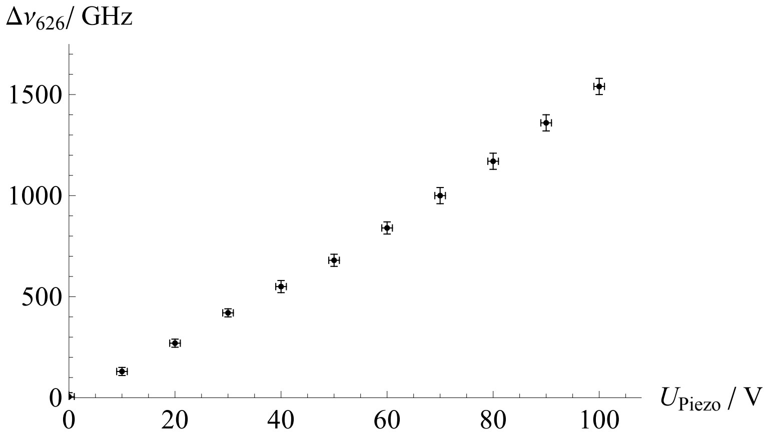
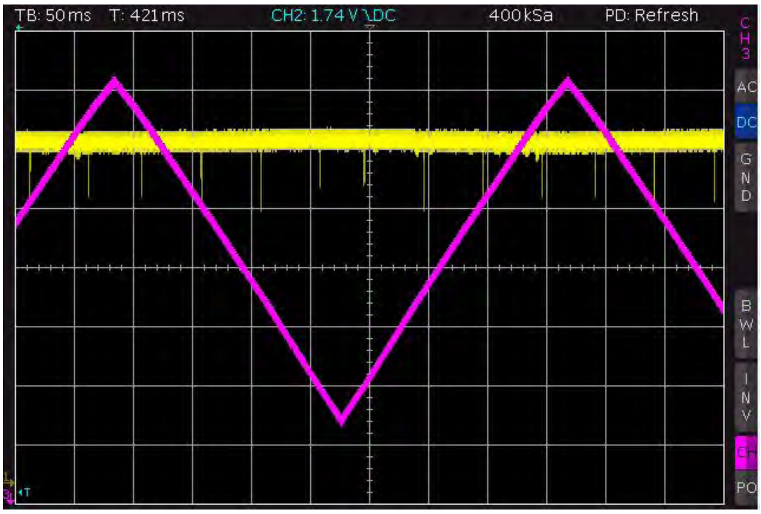
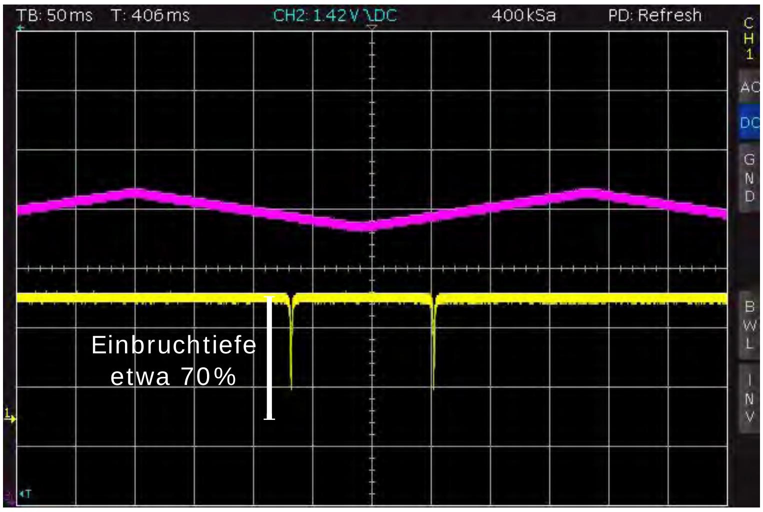


Abbildung 5.3.: Abhängigkeit der Frequenzverstimmung $\Delta\nu_{626}$ von der am Piezo angelegten Spanung U_Piezo

Es ist zu sehen, dass sich mit einer Spannung von $U_\mathrm{Piezo} = 100$ V eine Durchstimmung um 1,54 GHz ergibt, was für den gewünschten Spektralbereich ausreichend ist.
Abbildung 5.4a) zeigt das Signal des reflektierten Lichts (in gelb) sowie die am Piezo anliegende Spannung (in violett).
Innerhalb einer Spannungsrampe sind verschieden tiefe Einbrüche im Signal zu beobachten. Diese Einbrüche entsprechen verschiedenen Moden. Es kann nun versucht werden nur eine bestimmte Mode in den Resonator einzukoppeln. Dazu wird ein Einbruch ausgewählt, welcher dann durch Justage der Spiegel maximiert wird, während alle anderen Einbrüche minimiert werden. Abbildung 5.4b) zeigt eine solche einzelne Mode, bei der etwa 70% des Gesamtsignals mit der gewünschten Mode eingekoppelt werden konnte.



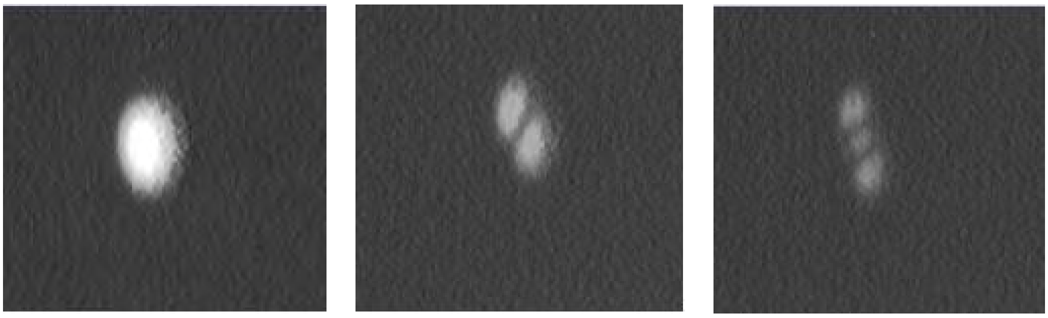
(a) Verschiedene Moden.



(b) Einkopplung einer einzelnen Mode.

Abbildung 5.4.: Darstellung des Signals des reflektierten Lichts (gelb) und der am Piezo anliegenden Spannung (violett) auf dem Oszilloskop.

Der Resonator ist so konzipiert, dass ein Gaußstrahl optimal reflektiert werden kann. Für eine möglichst effiziente Einkopplung ist es also wichtig, die Grundmode zu finden. Dazu wird ein Schirm hinter dem Resonator angebracht. Im Resonanzfall wird der einfallende Strahl durch den sphärischen Spiegel transmittiert und ist dann auf dem Schirm sichtbar. Es ist nun möglich, den Strahl mithilfe einer Kamera aufzunehmen und mit dem erhaltenen Intensitätsprofil in der xy-Ebene die Mode zu bestimmen. Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 5.5 drei verschiedene Intensitätsprofile zu sehen.



(a) (0,0)-Mode (b) (0,1)-Mode (c) (0,2)-Mode

Abbildung 5.5.: Intensitätsprofile verschiedener Moden in der xy-Ebene.

Durch einen Vergleich mit den Intensitätsverteilungen der Hermite-Gauß-Strahlen, die in Abschnitt 2.1.2 beschrieben sind, ist es dann möglich, den Aufnahmen einzelne Moden zuzuordnen. Es kann nun also eine Einkopplung der Grundmode in den Resonator realisiert werden.
Mithilfe einer weiteren Photodiode hinter dem Resonator ist es möglich, auch das Signal des im Resonanzfall transmittierten Lichts zu beobachten. Es ergibt sich zu jedem Einbruch im Signal des reflektierten Lichts ein Maximum im Signal des transmittierten Lichts. Der Resonator wurde anhand der gewünschten Wellenlängen von der Firma Stable Laser Systems aus einzelnen Bauteilen zusammengestellt. Unter Berücksichtigung der verwendeten Bauteile wurde dann zu jeder Wellenlänge die erwartete Finesse kalkuliert. Für Licht der Wellenlänge $\lambda = 626$ nm sollte diese im Bereich von $F = 5000 - 15000$ liegen. Mithilfe des Transmissionsmaximums ist es möglich, die tatsächliche Finesse des aufgebauten Resonators zu bestimmen. Dazu muss lediglich die spektrale Breite $\delta\nu$ dieses Maximums bestimmt werden. Zur Bestimmung der Breite können Markierungspunkte am Oszilloskops genutzt werden. Da die Finesse eine dimensionslose Größe ist, muss die spektrale Breite in die Einheit einer Frequenz umgerechnet werden. Zur Umrechnung wird die zeitliche Breite des gesamten durchfahrenen Bereichs (am Oszilloskop abzulesen) und die resultierende Frequenzänderung (am Wellenlängenmessgerät abzulesen) genutzt. Näheres dazu ist im Anhang Abschnitt A.3 zu finden. Es ergibt sich eine spektrale Breite von $\delta\nu = 0{,}24$ MHz. Daraus folgt für die Finesse:

$$F = 6167$$

Die Finesse für Licht mit einer Wellenlänge von $\lambda = 626$ nm liegt also innerhalb des erwarteten Bereichs.

5.4. Erzeugung eines Fehlersignals

Zur Stabilisierung des Lasers ist es notwendig, die Schwankungen der Laserfrequenz zu minimieren. Dazu soll ein Signal verwendet werden, das alle wichtigen Informationen über die Frequenzschwankungen enthält und durch direkte Rückkopplung zur Regelung der Laserfrequenz genutzt werden kann. Die Erzeugung eines solchen Fehlersignals und die anschließende Stabilisierung des Lasers auf einen Resonator werden durch das Pound-Drever-Hall Verfahren beschrieben. Eine ausführliche Beschreibung dazu ist in [22] zu finden.
Zur Erzeugung des Signals wird ein Aufbau, wie in Abbildung 5.6 zu sehen ist, benötigt.

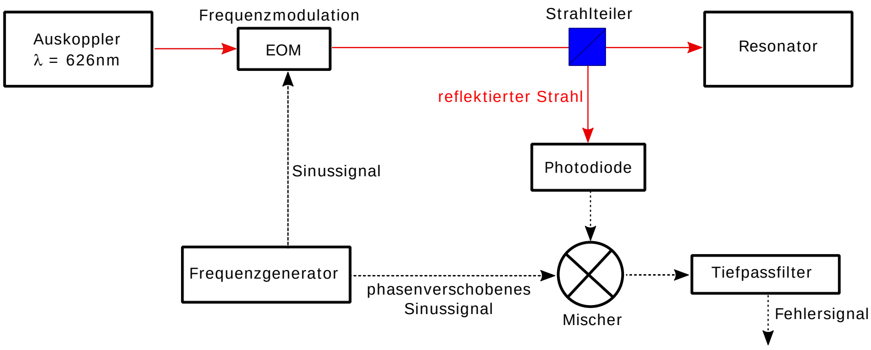


Abbildung 5.6.: Schematischer Aufbau zur Erzeugung des Fehlersignals

Das Fehlersignal enthält Informationen über die Frequenzschwankungen des Lasers in Form der Phase Φ des reflektierten Strahls [22]. Um diese Phase Φ zu messen, wird zunächst eine Frequenzmodulation des einlaufenden Strahls durchgeführt. Dazu wird ein elektrooptischer Modulator (EOM) genutzt, der symmetrische Frequenzseitenbänder mit definierter Phasenbeziehung zum einlaufenden und reflektierten Strahl erzeugt. Die Position der Frequenzbänder wird durch die Frequenz des am EOM anliegenden Sinussignals bestimmt. Da eine Frequenz von $f = 11{,}1$ MHz gewählt wird, sind die Seitenbänder $\pm 11{,}1$ MHz von der Resonanzfrequenz zu finden. Interferiert der einfallende Strahl nun mit dem reflektierten Strahl, wird das Signal an der Photodiode gemessen. Dieses Signal enthält, unter anderem, bereits Informationen über die Phase Φ. Zur Isolierung des notwendigen Anteils werden der eingezeichnete Mischer und der Tiefpassfilter benötigt. Im Mischer wird das Photodiodensignal mit einem weiteren Sinussignal gleicher Frequenz multipliziert. Wird die Phasenverschiebung dieses Sinussignals optimal gewählt, resultiert der gewünschte Anteil des Fehlersignals.
Abbildung 5.7 zeigt eine erste Aufnahme eines solchen Fehlersignals. Das Signal hat bereits die Form eines Pound-Drever-Hall Fehlersignals, müsste vor der angestrebten Rückkopplung allerdings noch verstärkt werden.

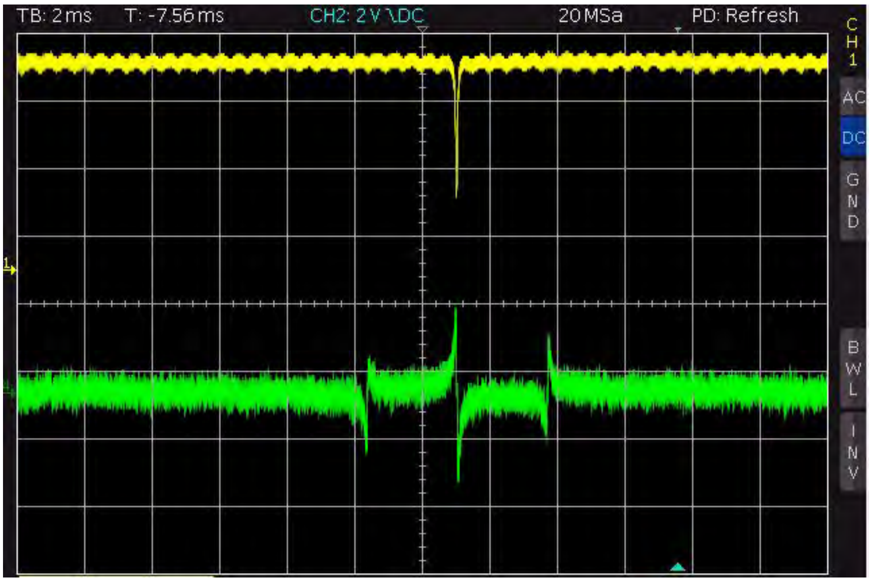


Abbildung 5.7.: Zu sehen ist ein Fehlersignal (grün), erzeugt nach dem Pound-Drever-Hall Verfahren, und das Signal des reflektierten Strahls (gelb).

6. Fazit und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Aufbau zur Summenfrequenzerzeugung von 626 nm Laserlicht realisiert. Als Eingangslaser wurden Faserlasersysteme mit Wellenlängen von 1050 nm und 1550 nm verwendet, die durch Wechselwirkung in einem PPLN-Kristall das gewünschte Laserlicht erzeugen.
Um eine optimale Phasenanpassung zu ermöglichen, musste der PPLN-Kristall mithilfe eines Ofens auf einen konstanten Temperaturwert aufgeheizt werden. Zur Temperaturregelung stand ein Temperaturregler zur Verfügung, der für eine Kompatibilität mit dem Ofen zunächst modifiziert werden musste, um dann in einer ersten Inbetriebnahme erfolgreich auf korrekte Arbeitsweise getestet zu werden.
Zur effizienten Summenfrequenzerzeugung war es notwendig, die Konfokalparameter der Strahlen vor der Überlagerung anzupassen. Um Kenntnis über das Strahlprofil zu erlangen, wurden bei beiden Lasern Rasierklingenmessungen durchgeführt, die eine Bestimmung von Position und Größe der Strahltaille ermöglichten. Die Strahlen wurden anschließend mit dünnen Linsen (für eine optimale Überlagerung) modifiziert.
Anschließend wurde der Aufbau realisiert, wobei verschiedene freie Parameter gewählt wurden, die später alle auf Notwendigkeit und Verbesserungsmöglichkeit überprüft wurden. Nach fertiger Justage konnte eine Effizienz von $\eta_{11,12} = (2{,}04 \pm 0{,}04)\% \, \frac{1}{\mathrm{W \cdot cm}}$ erreicht werden. Damit ist es möglich, bei maximaler Eingangsleistung, 1,95 W Laserlicht mit einer Wellenlänge von 626 nm zu erzeugen, was deutlich über dem benötigten Wert von etwa 1 W liegt.
Anschließend wurde das erzeugte Licht in einen Fabry-Pérot Resonator eingekoppelt. Um Resonanzfrequenzen im erzeugten Laserlicht zu finden, war es notwendig, die Laserfrequenz zu variieren. Dafür bestand die Möglichkeit, mittels Piezoelement die Frequenz des Eingangslasers zu variieren, was unmittelbar zur Durchstimmung der erzeugten Laserfrequenz führte. Es konnten verschiedene Resonanzmoden, darunter auch die Grundmode, betrachtet und identifiziert werden. Durch die Einkopplung der Grundmode war es möglich etwa 70% des Strahls in den Resonator einzukoppeln.
Das erzeugte Laserlicht soll später zur Kühlung von Dysprosiumatomen in einer magneto-optischen Falle verwendet werden. Um den gewünschten Kühleffekt zu erhalten, müssen die Atome Photonen aus dem erzeugten Lichtstrahl absorbieren. Dazu muss die Frequenz der Photonen innerhalb der Breite eines Übergangs in Dysprosium mit der Resonanzfrequenz übereinstimmen. Hierfür ist vor allem eine Stabilisierung der Laserfrequenz nötig, die mithilfe des Pound-Drever-Hall Verfahrens realisiert werden soll. Im Rahmen dieser Arbeit gelang es bereits, das notwendige Fehlersignal zu generieren. In Zukunft kann dieses Signal noch weiter verstärkt werden, um anschließend eine Rückkopplung durchzuführen und somit eine Stabilisierung der Laserfrequenz zu ermöglichen.

A. Anhang

A.1. Datenblätter

Anleitung zur Überprüfung, ob in der „Safe Operating Area“ gearbeitet wird

PAGE 7

WTC3243

TYPICAL PERFORMANCE GRAPHS

Caution:

Do not exceed the Safe Operating Area (SOA). Exceeding the SOA voids the warranty.

To determine if the operating parameters fall within the SOA of the device, the maximum voltage drop across the controller and the maximum current must be plotted on the SOA curves.

These values are used for the example SOA determination:

Vs= 12 volts
Vload = 5 volts } These values are determined from the specifications of the TEC or resistive heater
ILoad = 1 amp

Follow these steps:

1. Determine the maximum voltage drop across the controller ,Vs-Vload, and mark on the X axis. (12volts - 5 volts = 7 volts, Point A)
2. Determine the maximum current, ILoad, through the controller and mark on the Y axis: (1 amp, Point B)
3. Draw a horizontal line through Point B across the chart. (Line BB)
4. Draw a vertical line from Point A to the maximum current line indicated by Line BB.
5. Mark Vs on the X axis. (Point C)
6. Draw the Load Line from where the vertical line from point A intersects Line BB down to Point C.

Refer to the chart shown below and note that the Load Line is in the Unsafe Operating Areas for use with no heatsink (1) or the heatsink alone (2), but is outside of the Unsafe Operating Area for use with heatsink and Fan (3).

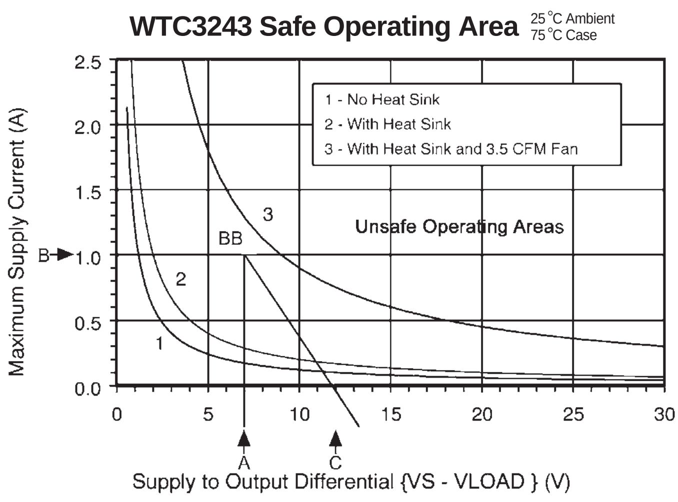


Abbildung A.1.: Grafik zur Bestimmung des Arbeitsbereichs [12].

Umrechnung von Widerstandswert in Temperaturwert bei einem Pt 100

Widerstandswerte Pt100- Sensoren										1/3
								alle Angaben ohne Gewähr		
	0	**1**	**2**	**3**	**4**	**5**	**6**	**7**	**8**	**9**
-200	18,493	18,926	19,358	19,790	20,221	20,653	21,083	21,514	21,944	22,374
-190	22,803	23,232	23,661	24,089	24,517	24,945	25,372	25,799	26,226	26,652
-180	27,078	27,504	27,929	28,354	28,779	29,203	29,627	30,051	30,474	30,897
-170	31,320	31,742	32,165	32,587	33,008	33,429	33,850	34,271	34,691	35,111
-160	35,531	35,951	36,370	36,789	37,208	37,626	38,044	38,462	38,879	39,297
-150	39,714	40,130	40,547	40,963	41,379	41,795	42,210	42,625	43,040	43,455
-140	43,869	44,283	44,697	45,111	45,524	45,937	46,350	46,763	47,175	47,587
-130	47,999	48,411	48,822	49,234	49,645	50,055	50,466	50,876	51,286	51,696
-120	52,106	52,515	52,924	53,333	53,742	54,151	54,559	54,967	55,375	55,783
-110	56,190	56,598	57,005	57,412	57,818	58,225	58,631	59,037	59,443	59,849
-100	60,254	60,659	61,065	61,469	61,874	62,279	62,683	63,087	63,491	63,895
-90	64,299	64,702	65,105	65,508	65,911	66,314	66,717	67,119	67,521	67,923
-80	68,325	68,727	69,128	69,530	69,931	70,332	70,733	71,134	71,534	71,934
-70	72,335	72,735	73,135	73,534	73,934	74,333	74,733	75,132	75,531	75,930
-60	76,328	76,727	77,125	77,523	77,921	78,319	78,717	79,115	79,512	79,910
-50	80,307	80,704	81,101	81,498	81,894	82,291	82,687	83,083	83,479	83,875
-40	84,271	84,667	85,063	85,458	85,853	86,248	86,643	87,038	87,433	87,828
-30	88,222	88,617	89,011	89,405	89,799	90,193	90,587	90,980	91,374	91,767
-20	92,160	92,553	92,946	93,339	93,732	94,125	94,517	94,910	95,302	95,694
-10	96,086	96,478	96,870	97,262	97,653	98,045	98,436	98,827	99,218	99,609
0	100,000	100,391	100,781	101,172	101,562	101,953	102,343	102,733	103,123	103,513
10	103,902	104,681	104,681	105,071	105,460	105,849	106,238	106,627	107,016	107,404
20	107,793	108,181	108,570	108,958	109,346	109,734	110,122	110,509	110,897	111,284
30	111,672	112,059	112,446	112,833	113,220	113,607	113,994	114,380	114,767	115,153
40	115,539	115,925	116,311	116,697	117,083	117,469	117,854	118,240	118,625	119,010
50	119,395	119,780	120,165	120,550	120,934	121,319	121,703	122,087	122,471	122,855
60	123,239	123,623	124,007	124,390	124,774	125,157	125,540	125,923	126,306	126,689
70	127,072	127,454	127,837	128,219	128,602	128,984	129,366	129,748	130,130	130,511
80	130,893	131,274	131,656	132,037	132,418	132,799	133,180	133,561	133,941	134,322
90	134,702	135,083	135,463	135,843	136,223	136,603	136,982	137,362	137,741	138,121
100	138,500	138,879	139,258	139,637	140,016	140,395	140,773	141,152	141,530	141,908
110	142,286	142,664	143,042	143,420	143,797	144,175	144,552	144,930	145,307	145,684
120	146,061	146,438	146,814	147,191	147,567	147,944	148,320	148,696	149,072	149,448
130	149,824	150,199	150,575	150,950	151,326	151,701	152,076	152,451	152,826	153,200
140	153,575	153,950	154,324	154,698	155,072	155,446	155,820	156,194	156,568	156,941
150	157,315	157,688	158,061	158,435	158,808	159,180	159,553	159,926	160,298	160,671
160	161,043	161,415	161,787	162,159	162,531	162,903	163,274	163,646	164,017	164,388
170	164,760	165,131	165,501	165,872	166,243	166,614	166,984	167,354	167,724	168,095
180	168,465	168,834	169,204	169,574	169,943	170,313	170,682	171,051	171,420	171,789
190	172,158	172,527	172,895	173,264	173,632	174,000	174,368	174,736	175,104	175,472
200	175,840	176,207	176,575	176,942	177,309	177,676	178,043	178,410	178,777	179,143
210	179,510	179,876	180,242	180,609	180,975	181,340	181,706	182,072	182,438	182,803
220	183,168	183,534	183,899	184,264	184,628	184,993	185,358	185,722	186,087	186,451
230	186,815	187,179	187,543	187,907	188,271	188,634	188,998	189,361	189,724	190,088
240	190,451	190,813	191,176	191,539	191,901	192,264	192,626	192,988	193,350	193,712
250	194,074	194,436	194,798	195,159	195,521	195,882	196,243	196,604	196,965	197,326
260	197,686	198,047	198,407	198,768	199,128	199,488	199,848	200,208	200,568	200,927
270	201,287	201,646	202,006	202,365	202,724	203,083	203,442	203,800	204,159	204,517
280	204,876	205,234	205,592	205,950	206,308	206,666	207,024	207,381	207,739	208,096
290	208,453	208,810	209,167	209,524	209,881	210,237	210,594	210,950	211,307	211,663
300	212,019	212,375	212,731	213,086	213,442	213,797	214,153	214,508	214,863	215,218

Abbildung A.2.: Tabelle zur Umrechnung von Widerstandswert in Temperaturwert bei einem Pt 100 [23]. Die Temperaturwerte T sind in der ersten Spalte zu finden und in °C angegeben. Die zweite Spalte zeigt den Widerstandswert zur Temperatur T, die dritte Spalte den Widerstandswert zur Temperatur $T + 1$°C und immer so weiter. Alle Widerstandswerte sind in Ω angegeben.

Datenblätter des 1050 nm und 1550 nm Lasersystems

NKT Photonics
the power of light

TECHNICAL SPECIFICATIONS

Type	CYFA-PB-W50-PM-37-NL1-OM0-T302-FA-C1	***Termination***	collimator
S/N	NKT 155463	***Date***	21/10/2015

OPTICAL	**Specification, status**				**Remarks**
	Min.	**Typ.**	**Max.**	***Test result***	
Mode of operation (MofO)		CW		*Comply*	
Nominal output power (W)	-	5	-	*5.5*	Inom = 6.5 A
Operating wavelength (nm)	-	1050	-	*1050.1*	
Input power (IP) (mW)	5	-	50	*5*	CHC 1 = 350 @ pin = 5mW
Instantaneous output signal linewidth (kHz)	-	-	>100	*By design*	By design
State of polarization		Linear		*By design*	
Polarization extinction ratio (PER) (dB)	12	15	-	*22*	
Input connector (IC)		FC / APC		*Comply*	
Input Fiber length (FL) (cm)	-	200	-	*200*	
Optical termination (OT)		Collimated beam		*Comply*	
Output Fiber length (FL) (cm)	-	200	-	*200*	
Beam quality (M^2)	-	1.1	1.3	*Comply*	
Beam diameter (mm)	-	0.6	1.5	*Comply*	By design
Beam divergence (mrad)	-	5	-	*Comply*	By design
Automatic current control (ACC)		Installed		*Comply*	
Output power instabilities (RMS,1 hrs, 25℃) (%)	-	-	4	*0.29*	In ACC mode
Output power tunability (%)		25-100		*Comply*	

ELECTRICAL	**Specification, status**				**Remarks**
Supply voltage. (VAC)	84	-	264	*Comply*	
Frequency (Hz)	47	-	63	*Comply*	
Warm up time (min)	-	20	-	*Comply*	
Power consumption (W)	-		220	*Comply*	

ENVIRONMENTAL	**Value**	**Remarks**
Operating case temperature. (℃)	+35°	
Storage (℃)	-20 - +55	Non condensing

DIMENSIONS	**Value**	**Remarks**
Length x Width x Height (mm)	451 x 448 x 132	

COMMUNICATION PROTOCOL	**Name**	***Status***	**Remarks**
Interface	RS232	*Implemented*	*Via USB connector on front panel*
	IHM	*Front Panel*	

Abbildung A.3.: Datenblatt des Herstellers für den 1050 nm Laser

NKT Photonics
the power of light

TECHNICAL SPECIFICATIONS

Type	CEFA-C-PB-HP-PM-37-NL1-OM0-T302-FA-C1	Termination	Collimator
S/N	NKT155680	Date	09/10/2015

OPTICAL	Specification, status				Remarks
	Min.	Typ.	Max.	Test result	
Mode of operation (MofO)		CW		Comply	
Nominal output power (W)	-	5	-	5.5	@ 9.2 A with 5mW input power
Operating wavelength (nm)	1550	-	1570	Comply	Test wavelength is 1550 nm
Input power (IP) (mW)	5	-	50	Comply	Chc 1 = 415 @ Pin = 5 mW
Seed instantaneous output signal linewidth (kHz)	10	-	-	By design	By design
State of polarization		linear			
Polarization extinction ratio (PER) (dB)	17	20	-	20	
Input connector (IC)		FC / APC		Comply	
Input Fiber length (FL) (cm)		200	-	200	
Optical termination (OT)		Collimator		Comply	
Output Fiber length (FL) (cm)		200		200	
Beam diameter (mm)	-	5	-	comply	
Automatic current control (ACC)		Installed		Comply	
Output power instabilities (RMS, 1 hrs, 25°C) (%)	-	-	4	0.75	In ACC mode
Output power tunability (%)		30-100		Comply	

ELECTRICAL	Specification, status				Remarks
Supply voltage. (VAC)	88	-	264	Comply	
Power consumption (W)	-	-	250	Comply	

ENVIRONMENTAL	Value	Remarks
Operating case temperature. (°C)	+15 - +35	
Storage (°C)	0 - +50	Non condensing

DIMENSIONS	Value	Remarks
Length x Width x Height (mm)	451 x 448 x 132	

COMMUNICATION PROTOCOL	Name	Status	Remarks
Interface	RS232	Implemented	Via USB connector on front panel
	IHM	Front Panel	

Abbildung A.4.: Datenblatt des Herstellers für den 1550 nm Laser

Auswahl der Betriebstemperatur des PPLN-Kristalls

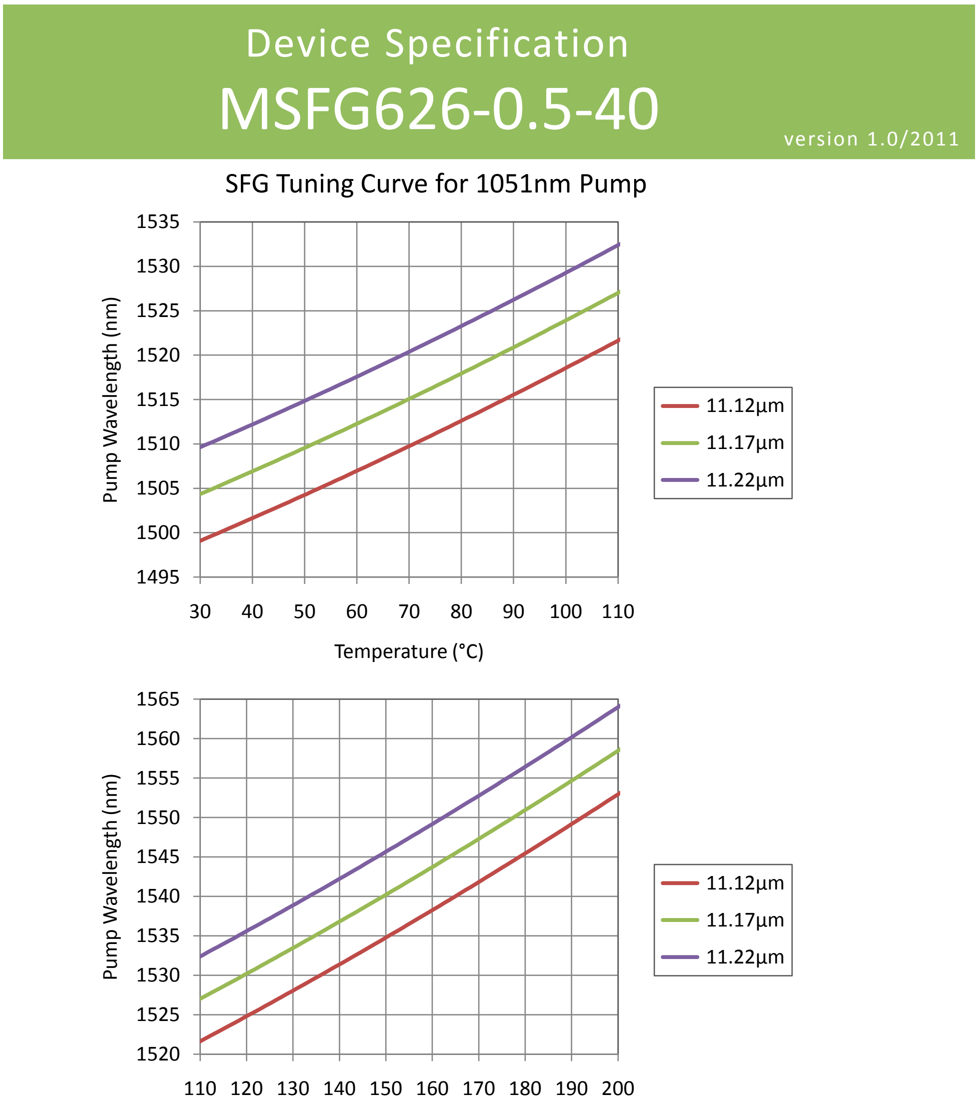


Abbildung A.5.: Auswahl der Betriebstemperatur des PPLN-Kristalls, in Abhängigkeit der gewählten Periode und der verwendeten Wellenlängen [10].

A.2. Zusätzliche Abbildungen

Zusammenstellung der Änderungen am Temperaturregler

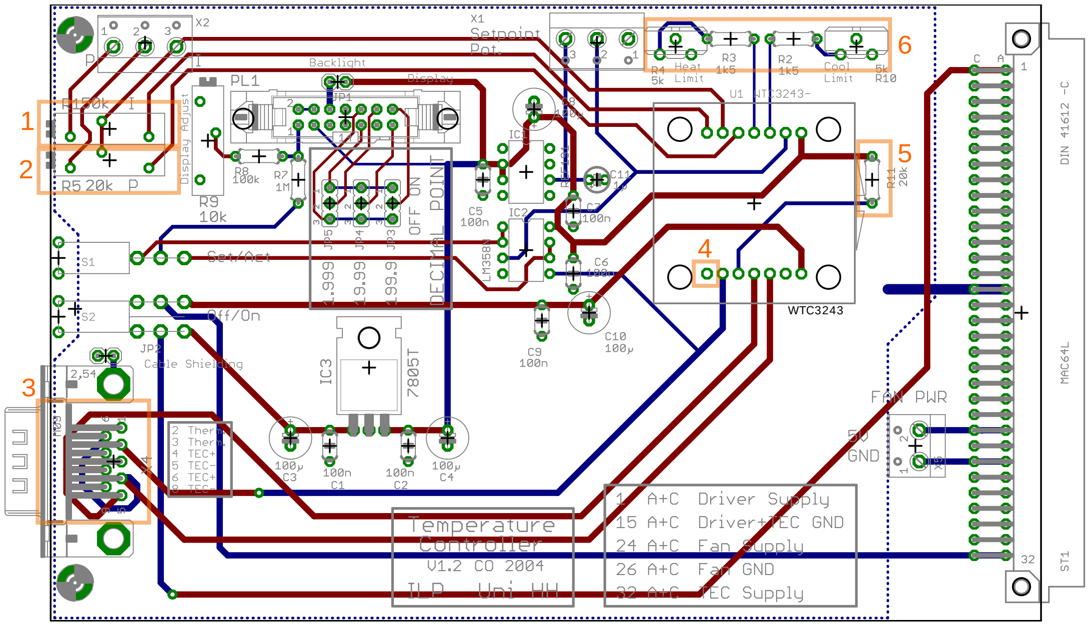
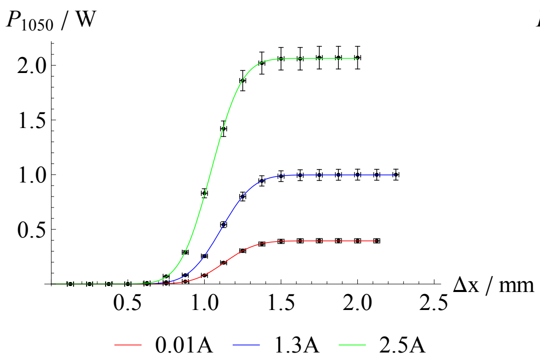


Abbildung A.6.: Schaltplan des verwendeten Temperaturreglers mit allen Änderungen

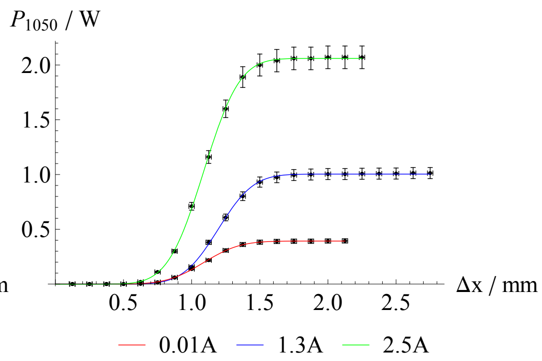
Die Eins und Zwei markieren die bereits in Abschnitt 3.1 beschrieben Änderungen am Widerstand der Potentiometer zur Anpassung der Integrationszeit des I-Reglers und des Verstärkungsfaktors des P-Reglers.
Die Drei markiert den Ausgang des Temperaturreglers, der für einen neunpoligen Stecker angelegt ist. Der Sensor wird, wie angegeben, mit Pin Zwei und Drei verbunden. Der Heizwiderstand hingegen wird mit Pin Fünf und der Versorgungsspannung V_S verbunden. Dies wird realisiert, indem V_S mit dem zuvor unbelegten Pin Neun verbunden wird.
Durch eine Vier im Schaltplan markiert ist Pin Acht des Regelkreislaufs zu finden, welcher zuvor nicht belegt war und nun, wie im Datenblatt empfohlen, geerdet ist.
Rechts neben dem WTC3243-Modul befindet sich ein Widerstand, der zur Regelung der Bias-Ströme des Sensors bestimmt ist (Fünf im Schaltplan). Der eingezeichnete 20 kΩ Widerstand wird durch einen 2 kΩ Widerstand ersetzt.
Die Sechs markiert die bereits beschriebenen Änderungen an Kühl- und Heizgrenze.

Messungen der Strahlradien zur Bestimmung der Strahlprofile entlang der z-Achse.

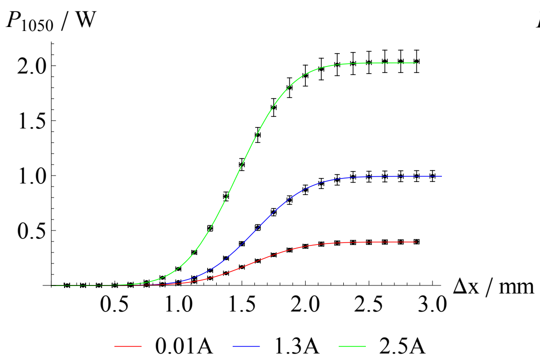
Hier sind die Abbildungen für die Einzelmessungen der Strahlradien zur Bestimmung des Strahlprofils entlang der z-Achse für den vom jeweiligen Auskoppler ausgehenden Strahl zu finden. Für den Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1050$ nm wurde zusätzlich, zu der in Abschnitt 4.2 gezeigten Messung bei $r = 733$ mm Messungen für $r = 160,\ 248,\ 478,\ 628$ mm durchgeführt, die in Abbildung A.7 zu sehen sind.



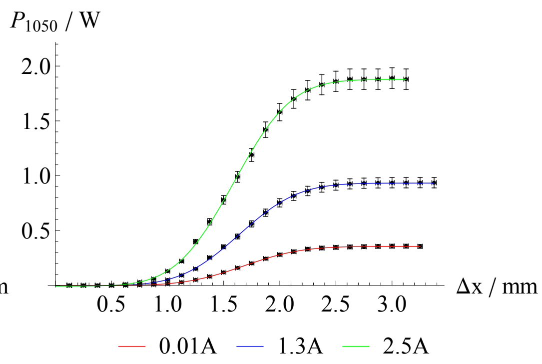
(a) Messung für $r = 160$ mm.



(b) Messung für $r = 248$ mm.



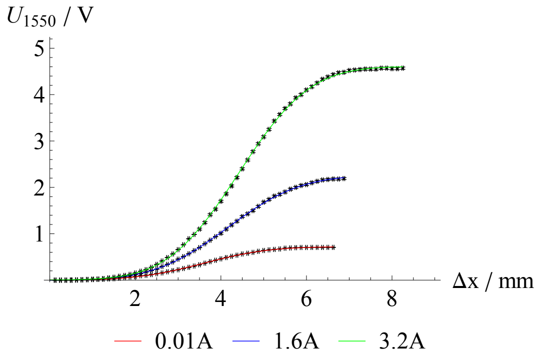
(c) Messung für $r = 478$ mm.



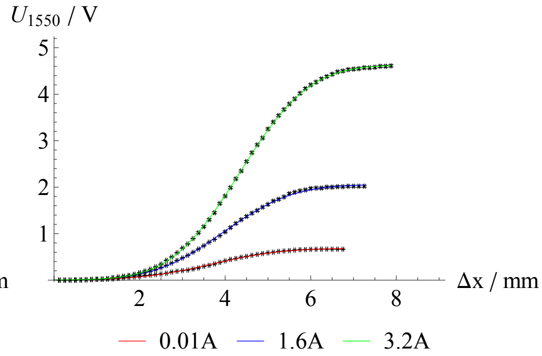
(d) Messung für $r = 628$ mm.

Abbildung A.7.: Leistungsverlauf beim Durchfahren des Strahls mit einer Rasierklinge aus negativer x-Richtung kommend für den Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1050$ nm.

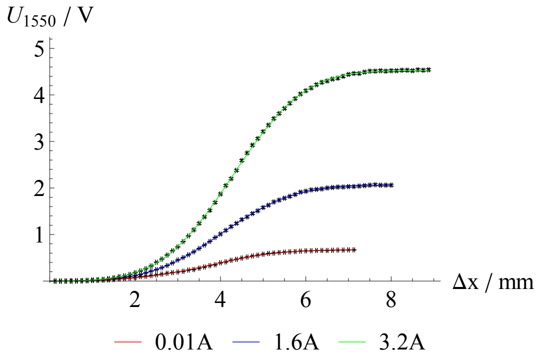
Für den Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1550$ nm wurde zusätzlich, zu der in Abschnitt 4.2 gezeigten Messung bei $r = 650$ mm Messungen für $r = 155,\ 250,\ 375,\ 500$ mm durchgeführt, die in Abbildung A.8 zu sehen sind.



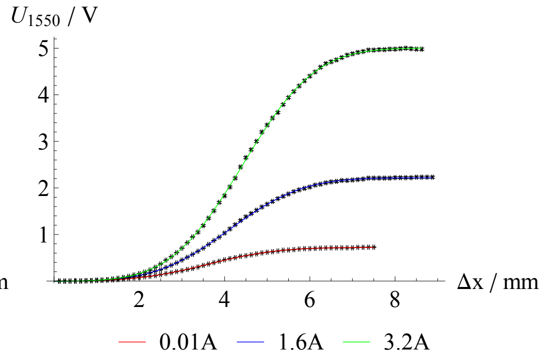
(a) Messung für $r = 155$ mm.



(b) Messung für $r = 250$ mm.



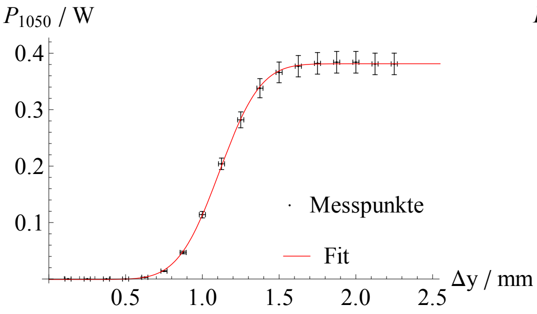
(c) Messung für $r = 375$ mm.



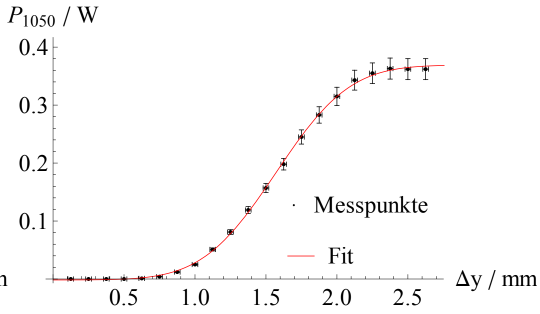
(d) Messung für $r = 500$ mm.

Abbildung A.8.: Spannungsverlauf beim Durchfahren des Strahls mit einer Rasierklinge aus negativer x-Richtung kommend für den Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1050$ nm.

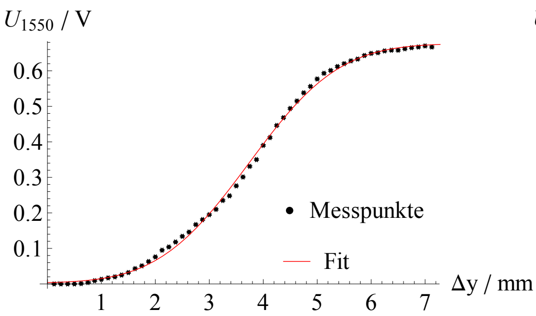
Zusätzlich wurde für beide Laser an je zwei Punkten eine Messung in y-Richtung aufgenommen, die in Abbildung A.9 zu sehen sind.



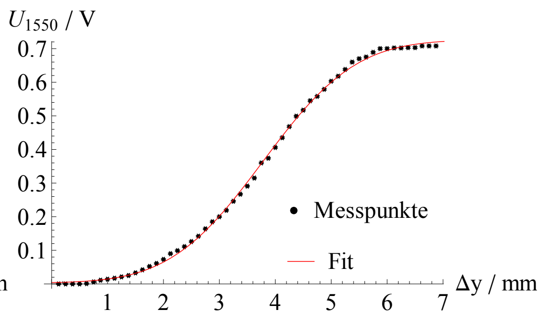
(a) Messung für $\lambda = 1050$ nm, $r = 248$ mm.



(b) Messung für $\lambda = 1050$ nm, $r = 628$ mm.



(c) Messung für $\lambda = 1550$ nm, $r = 250$ mm.

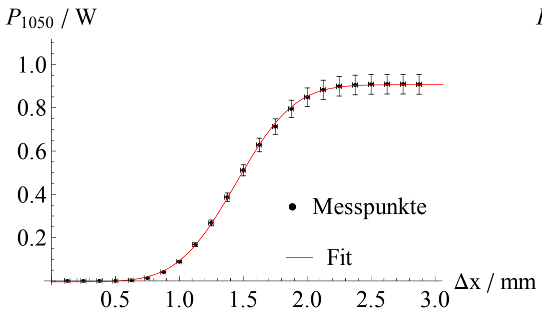


(d) Messung für $\lambda = 1550$ nm, $r = 500$ mm.

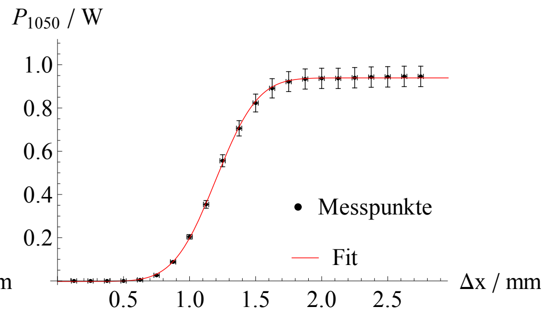
Abbildung A.9.: Leistungs- bzw. Spannungsverlauf beim Durchfahren des Strahls mit einer Rasierklinge aus negativer y-Richtung kommend für $I = 0{,}01$ A.

Messungen der Strahlradien zur Bestimmung der modifizierten Strahlprofile entlang der z-Achse.

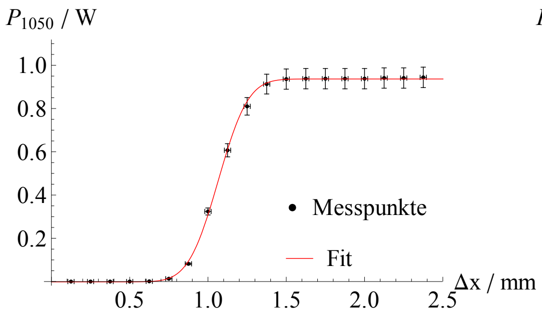
Hier sind die Abbildungen für die Einzelmessungen der Strahlradien zur Bestimmung des Strahlprofils entlang der z-Achse für den jeweils durch Linsen modifizierten Strahl zu finden. Für den Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1050$ nm wurde für acht verschiedene Abstände r von der Linse, mit einer Brennweite von $f = 250$ mm, gemessen. Die Messungen sind in Abbildung A.10 graphisch dargestellt und ergeben jeweils einen Strahlradius pro Abstand als Fitparameter. Analog wurde für den Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1550$ nm Messungen zu sieben verschiedenen Abständen r zur Linse durchgeführt, die in Abbildung A.11 zu sehen sind.



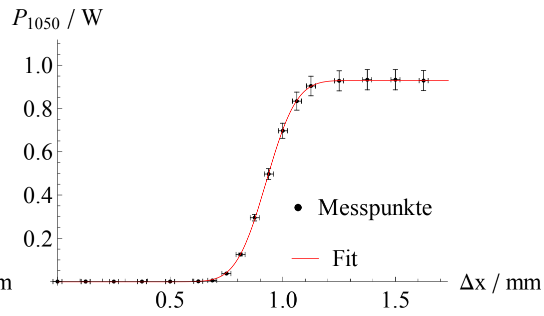
(a) Messung für $r = 150$ mm.



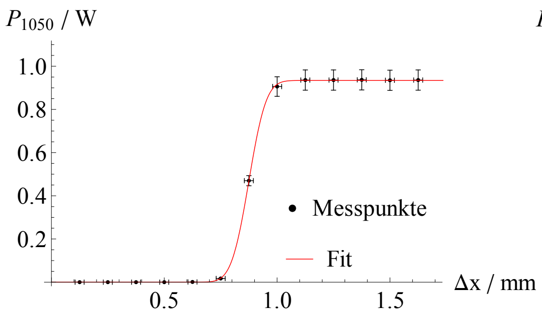
(b) Messung für $r = 175$ mm.



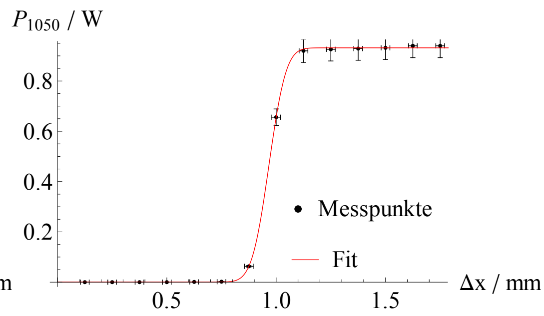
(c) Messung für $r = 200$ mm.



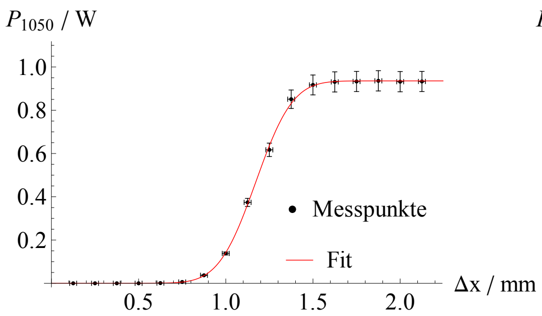
(d) Messung für $r = 215$ mm.



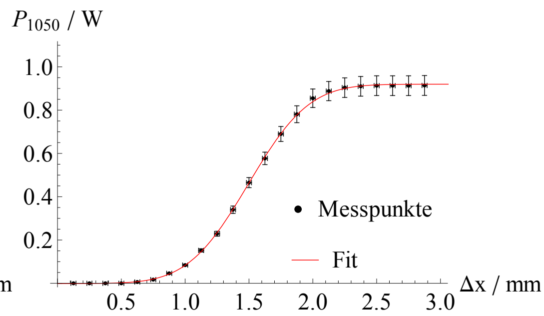
(e) Messung für $r = 225$ mm.



(f) Messung für $r = 250$ mm.

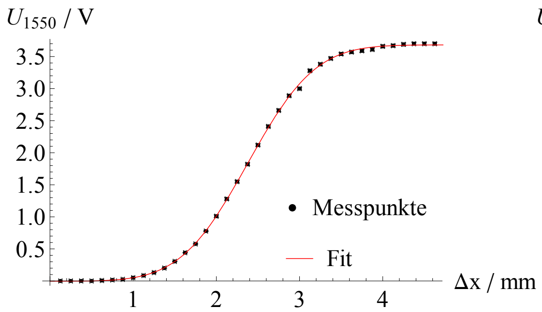


(g) Messung für $r = 275$ mm.

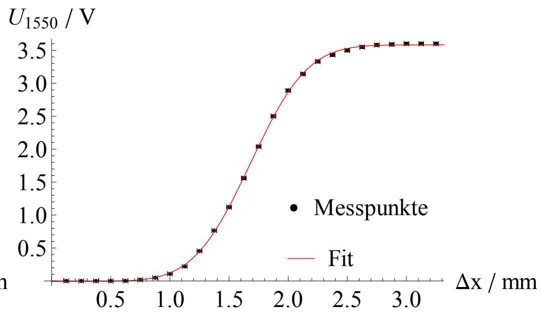


(h) Messung für $r = 325$ mm.

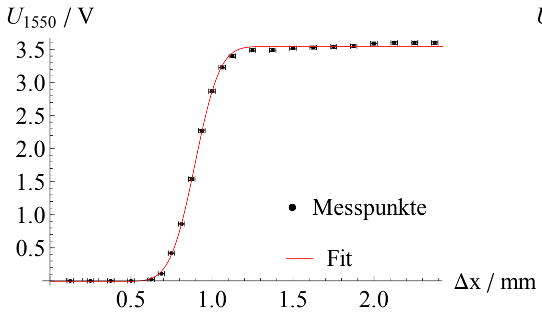
Abbildung A.10.: Leistungsverlauf beim Durchfahren des modifizierten Strahls mit einer Rasierklinge aus negativer x-Richtung kommend für den Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1050$ nm.



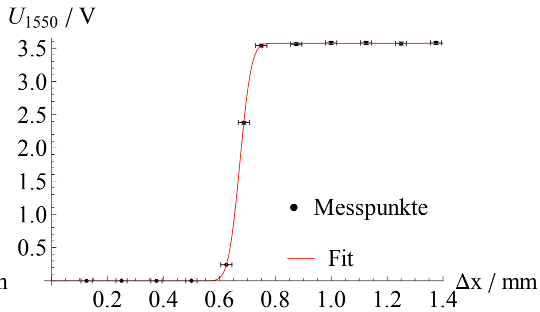
(a) Messung für $r = 135$ mm.



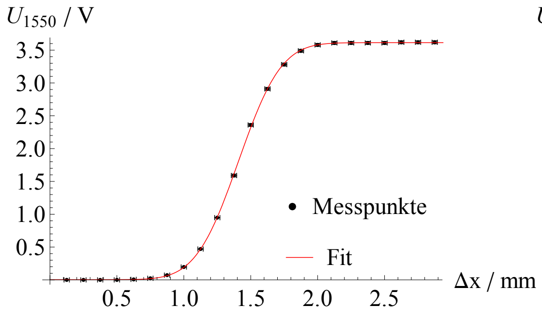
(b) Messung für $r = 185$ mm.



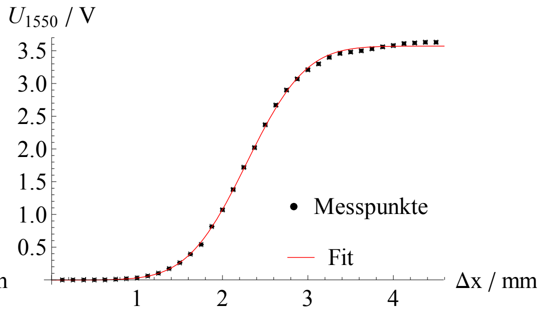
(c) Messung für $r = 235$ mm.



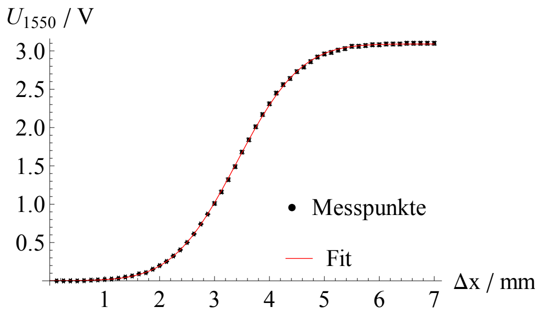
(d) Messung für $r = 260$ mm.



(e) Messung für $r = 310$ mm.



(f) Messung für $r = 360$ mm.



(g) Messung für $r = 435$ mm.

Abbildung A.11.: Spannungsverlauf beim Durchfahren des modifizierten Strahls mit einer Rasierklinge aus negativer x-Richtung kommend für den Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1550$ nm.

A.3. Tabellen und Berechnungen

Verwendete Werte zur Berechnung des Proportionalitätsfaktors zwischen eingestelltem Sollwert und Widerstandswert des Pt 100

Tabelle A.1.: Erreichter Temperaturwert mit zugehörigem Widerstandswert in Abhängigkeit des eingestellten Sollwerts.

Temperaturwert in °C	Sollwert in V	Widerstandswert in Ω
188	1,804	171,420
26	1,123	110,122

Berechnung der idealen Strahtaillen nach Boyd und Kleinman

Im Folgenden sollen die optimalen Größen der Strahltaillen nach der Theorie von Boyd und Kleinman hergeleitet werden [14]. Optimale Bedingungen für die Erzeugung einer Summenfrequenz ergeben sich demnach, wenn für das Verhältnis von Kristallänge l zu Konfokalparameter b für jeden Strahl gilt:

$$\frac{l}{b} = 2{,}84 \tag{A.1}$$

Beide Größen müssen dabei innerhalb des Kristalls berechnet werden. Für den Konfokalparameter gilt also:

$$b = \frac{2\pi\omega_0}{\lambda_{\text{Kristall}}} = \frac{2n\pi\omega_0}{\lambda_{\text{Luft}}} \tag{A.2}$$

Die Größe der Strahltaille ω_0 ist dabei unabhängig von der Wahl des Mediums [14]. Die Größen $\lambda_{\text{Kristall}}$ bzw. λ_{Luft} beschreiben die Wellenlängen der verwendeten Laserstrahlen gemessen im Kristall bzw. in Luft. n ist der Brechungsindex des jeweiligen Strahls innerhalb des Kristalls. Für den Brechungsindex in Luft wird zur Vereinfachung $n_{\text{Luft}} \approx 1$ angenommen. Für die Länge des Kristalls gilt:

$$l = \frac{l_{\text{Luft}}}{n} \tag{A.3}$$

Der verwendete PPLN-Kirstall hat dabei eine Länge von $l_{\text{Luft}} = 40$ mm [10]. Zur Berechnung der Brechungsindizes kann die Sellmeier-Gleichung verwendet werden[8]:

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

Dabei ist f ein temperaturabhängiger Parameter, für den gilt:

$$f = (T - 24{,}5°\text{C})(T + 570{,}82)$$

Die Koeffizienten a und b hängen von den Eigenschaften des Mediums ab. Für den hier verwendeten PPLN-Kristall sind die Koeffizienten in der nachfolgenden Tabelle zu finden.

Tabelle A.2.: Sellmeier-Koeffizienten für den verwendeten PPLN-Kristall

Koeffizient	Wert
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	$1{,}516 \cdot 10^{-4}$

Für die Berechnung der Brechungsindizes wird eine Temperatur von $T = 167°\mathrm{C}$ verwendet. In Abschnitt 4.6 wird ersichtlich, dass sich für diese Temperatur eine maximale Effizienz der Summenfrequenzerzeugung ergibt. Es ergibt sich:

$$n_{1050} = 2{,}20 \qquad \text{und} \qquad n_{1550} = 2{,}18$$

Zur Berechnung der Strahltaillen werden Gleichung A.2 und Gleichung A.3 in Gleichung A.1 eingesetzt. Durch Umstellen und Einsetzen der Werte werden folgende Strahltaillen erhalten:

$$\omega_{1050} = 22\ \mu\mathrm{m} \qquad \text{und} \qquad \omega_{1550} = 27\ \mu\mathrm{m}$$

Messung der Effizienz der Summenfrequenzerzeugung

Tabelle A.3 und Tabelle A.4 zeigen die Messdaten für die Messung der Effizienz zu verschiedenen Perioden. Das Produkt der Leistungen wird wie folgt berechnet:

$$P_{\text{Produkt}} = P_{1050} \cdot P_{1550} \qquad \text{mit} \qquad \Delta P_{\text{Produkt}} = \sqrt{(P_{1050} \cdot \Delta P_{1550})^2 + (P_{1550} \cdot \Delta P_{1050})^2}$$

Tabelle A.3.: Messdaten für die Messung der Effizienz für eine Periode von 11,12 µm

I_{1050} in A	P_{1050} in W	ΔP_{1050} in W	I_{1550} in A	P_{1550} in W	ΔP_{1550} in W	P_{Produkt} in W^2	$\Delta P_{\text{Produkt}}$ in W^2	P_{626} in W	ΔP_{626} in W
1,30	1,05	0,01	1,60	1,04	0,01	1,09	0,01	0,088	0,003
2,50	2,01	0,02	1,60	1,04	0,01	2,10	0,02	0,178	0,005
2,50	2,01	0,02	3,20	2,08	0,01	4,19	0,04	0,368	0,011
4,00	3,22	0,03	3,20	2,08	0,01	6,71	0,07	0,587	0,018
5,00	4,03	0,03	3,20	2,08	0,01	8,38	0,08	0,720	0,022
6,20	4,99	0,04	3,20	2,08	0,01	10,40	0,10	0,890	0,027
5,00	4,03	0,03	4,75	3,09	0,02	12,44	0,12	1,024	0,031
6,20	4,99	0,04	4,75	3,09	0,02	15,43	0,15	1,248	0,037
6,20	4,99	0,04	6,15	4,00	0,02	19,98	0,20	1,58	0,05
6,20	4,99	0,04	7,50	4,88	0,03	24,36	0,24	1,93	0,06

Tabelle A.4.: Messdaten für die Messung der Effizienz für eine Periode von 11,17 µm

I_{1050} in A	P_{1050} in W	ΔP_{1050} in W	I_{1550} in A	P_{1550} in W	ΔP_{1550} in W	P_{Produkt} in W^2	$\Delta P_{\text{Produkt}}$ in W^2	P_{626} in W	ΔP_{626} in W
1,30	1,05	0,01	1,60	1,04	0,01	1,09	0,01	0,088	0,003
2,50	2,01	0,02	1,60	1,04	0,01	2,10	0,02	0,173	0,005
2,50	2,01	0,02	3,20	2,08	0,01	4,19	0,04	0,325	0,010
4,00	3,22	0,03	3,20	2,08	0,01	6,71	0,07	0,536	0,016
5,00	4,03	0,03	3,20	2,08	0,01	8,38	0,08	0,710	0,021
6,20	4,99	0,04	3,20	2,08	0,01	10,40	0,10	0,897	0,027
5,00	4,03	0,03	4,75	3,09	0,02	12,44	0,12	1,042	0,031
6,20	4,99	0,04	4,75	3,09	0,02	15,43	0,15	1,242	0,037
6,20	4,99	0,04	6,15	4,00	0,02	19,98	0,20	1,58	0,05
6,20	4,99	0,04	7,50	4,88	0,03	24,36	0,24	1,95	0,06

Bestimmung der Halbwertsbreite des Transmissionsmaximums zur Bestimmung der Finesse.

Abbildung A.12 zeigt, wie die Halbwertsbreite des Maximums am Oszilloskop abgelesen werden kann. Es ist $\delta\tilde{\nu} = 3{,}96$ ms. Zur Umrechnung in die Einheit einer Frequenz zeigt Abbildung A.13 die zeitliche Breite des gesamten durchfahrenen Bereichs. Dieser beträgt $\Delta t = 652{,}00$ ms und entspricht einer Frequenzänderung von $\Delta f = 40$ MHz, die am Wellenlängenmessgerät abzulesen ist. Als Halbwertsbreite ergibt sich damit $\delta\nu = 0{,}24$ MHz.

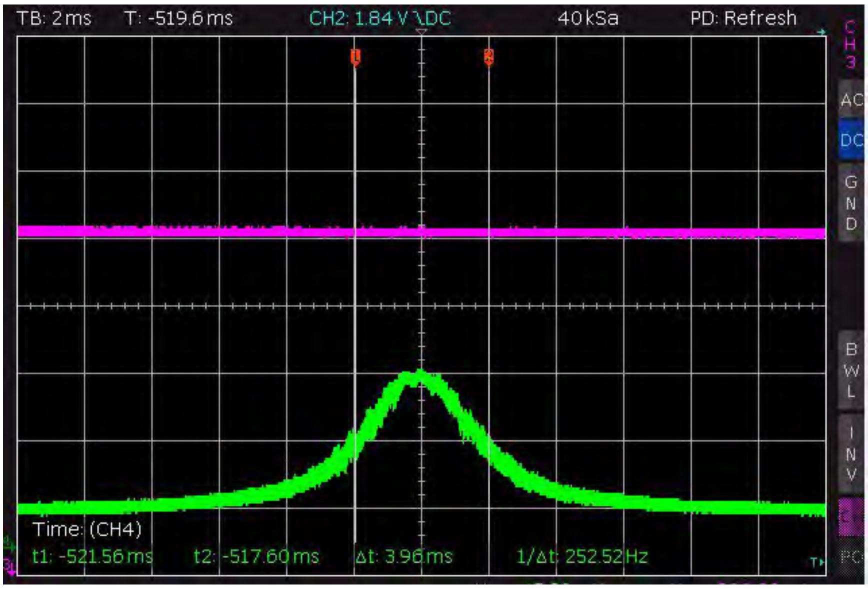


Abbildung A.12.: Grafik zur Bestimmung der Halbwertsbreite des Transmissionsmaximums. Das Signal des transmittierten Lichts ist in grün, die am Piezo anliegende Spannung in violett zu sehen.

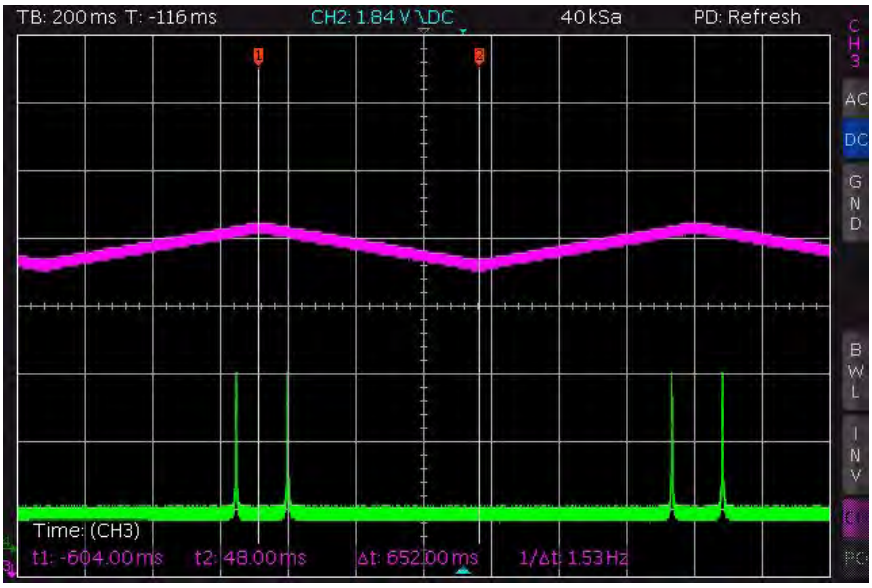


Abbildung A.13.: Grafik zur Umrechnung einer Zeitdifferenz in eine Frequenzdifferenz. Das Signal des transmittierten Lichts ist in grün, die am Piezo anliegende Spannung in violett zu sehen.

Literaturverzeichnis

[1] T. Maier, H. Kadau, M. Schmitt, A. Griesmaier, T. Pfau, „Narrow-line magneto-optical trap for dysprosium atoms“, Optics Letters 39, 3138, 2014.

[2] P. Windpassinger, Vorlesungsskript zur Experimentalphysik 5a, Johannes Gutenberg-Universität, 2014.

[3] William F. Meggers, Charles H. Corliss, Bourdon F. Scriber, „Tables of Spectral-Line Part 1“, U.S. Government Printing Office, 2. Auflage, Washington 1975, S.62.

[4] A.C. Wilson, C. Ospelkaus, A.P. VanDevender, J.A. Mlynek, K.R. Brown, D. Leibfried, D.J. Wineland, „A 750 mW, continous-wave, solid-state laser source at 313 nm for cooling and manipulating trapped $^{9}Be^{+}$ ions“, Applied Physics B 105, 741-748, 2011.

[5] Bahaa E.A. Saleh, Malvin Carl Teich, „Grundlagen der Photonik“. Wiley-VCH, 2. Auflage, Weinheim 2008, S.85-99/S.277/S.435-444/S.1055-1081, ISBN 978-3-527-40677-7.

[6] T.H. Maiman, „Stimulated Optical Radiation in Ruby“, Nature 187, 493-494, 1960.

[7] Robert W. Boyd, „Nonlinear Opitcs”, Elsevier, 3. Auflage ,Oxford 2008 , S.2 ff., ISBN 978-0-12-369470-6.

[8] Covesion Ltd., `http://www.covesion.com/support/how-to-use-ppln.html#howtouse`, „Covesion Guide to PPLN“, (abgerufen am 28.12.2015).

[9] O. Gayer, Z.Sacks, E.Galun, A.Arie, „Temperature and wavelength dependent refractive index equations for MgO-doped congruent and stoichiometric $LiNbO_3$”, Applied Physics B 91, 343-348, 2008.

[10] Technisches Datenblatt: MSFG626-0.5-40, Covesion

[11] Jan Lunze, „Regelungstechnik 1“, Springer Vieweg, 9. Auflage, Berlin Heidelberg 2013, S.397, ISBN 978-3-642-29532-4.

[12] Technisches Datenblatt: WTC3243 Ultrastable Thermoelectric Controller, Wavelength Electronics.

[13] Dennis L. Eggleston, „Basic Electronics for scientists and engineers“, Cambridge University Press, Cambridge 2011, S.156, ISBN 978-0-521-15430-7.

[14] G.D. Boyd, D.A. Kleinman „Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams“, Journal of Applied Physics 39, 3597, 1968.

[15] H.Y. Lo, J. Alonso, D. Kienzler, B.C. Keitch, L.E. de Clercq, V. Negnevitsky, J.P. Home, „All-solid-state continous-waye laser systems for ionization, cooling and quantum state manipulation of beryllium ions“, Applied Physics B 114, 17-25, 2014.

[16] R.J. Rengelink, R.P.M.J.W. Notermans, W. Vassen, „A simple 2 W continuos-wave laser system for trapping ultracold metastable helium atoms at the 319,8 nm magic wavelength“, arXiv:1511.00443.

[17] I.N. Bronstein, K.A. Semendjajew, G. Musiol, H. Mühlig, „Taschenbuch der Mathemathik“, Harri Deutsch, 8.Auflage, Frankfurt 2012, S.526, ISBN 978-3-8171-2008-6.

[18] J. Lodewyck, `http://gaussianbeam.sourceforge.net`, „Gaussian optics simulator GaussianBeam“ (abgerufen am 28.12.2015).

[19] F. Graham Smith, Terry A. King, Dan Wilkins, „Optics ans Photonics“. John Wiley & Sons, 2.Auflage, Chichester 2007, S.174f., ISBN 978-0-470-01783-8.

[20] H. Stöcker, „Taschenbuch der Physik“, Harri Deutsch, 6.Auflage, Frankfurt 2010, S.320/S.1003, ISBN 978-3-8171-1860-1.

[21] Benutzerhandbuch: Koheras AdjustiK System & Koheras BoostiK System, NKT Photonics.

[22] E.D. Black, „An Introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization“, American Journal of Physics 69, 79, 2001.

[23] H. Peters, `http://www.pt100.de/widerstand.htm`, „Widerstandswerte nach DIN IEC 751 “ (abgerufen 16.01.2016).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all den Menschen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.
Ein besonderer Dank geht an Prof. Dr. Patrick Windpassinger, der mir die Anfertigung dieser Arbeit innerhalb seiner Arbeitsgruppe ermöglicht hat und sich stets Zeit für das Beantworten offener Fragen genommen hat. Des Weiteren danke ich Prof. Dr. Jochen Walz für die freundliche Übernahme der Zweitkorrektur.
Ich danke der gesamten Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Patrick Windpassinger für die überaus freundliche Aufnahme. Insbesondere danke ich Niels Petersen und Florian Mühlbauer für die sehr gute Betreuung dieser Arbeit, das geduldige Beantworten jeder Frage, sowie die Hilfe bei Laborarbeiten. Zudem danke ich auch Maria Langbecker für ihr Engagement.
Zuletzt möchte ich meiner Familie und meinen Freunden für das Verständnis und die Unterstützung während des Studiums danken.