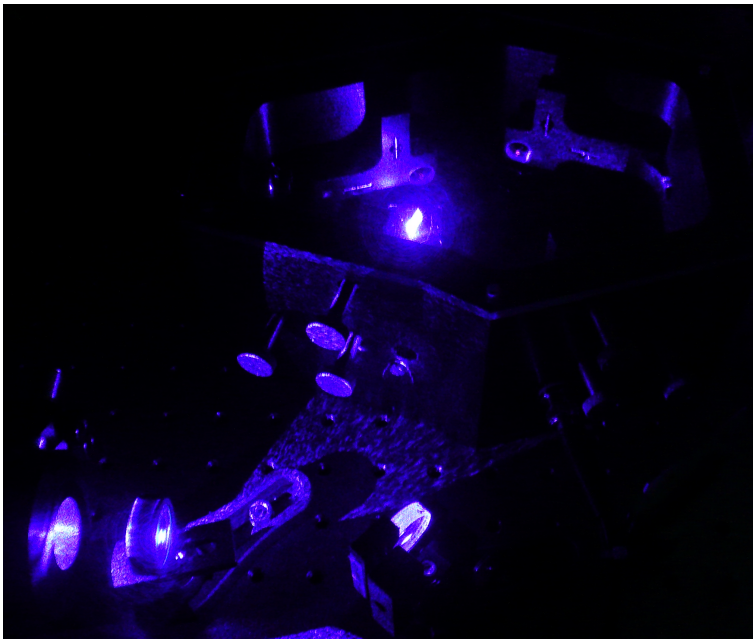
Ein Lasersystem zur Kühlung von Dysprosiumatomen

Bachelorarbeit

vorgelegt von

Bernd Docters

Stuttgart, 1. Februar 2013



Universität Stuttgart
5. Physikalisches Institut
Prof. Dr. Tilman Pfau

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird der Aufbau einer Frequenzverdopplung bestehend aus einem Resonator mit einem integrierten nichtlinearen, doppelbrechenden Kristall und deren Stabilisierung beschrieben. Dieses System ermöglicht es Licht der Wellenlänge $\lambda = 842{,}6\,\mathrm{nm}$ in seiner Frequenz zu verdoppeln und damit Licht der Wellenlänge $\lambda = 421{,}3\,\mathrm{nm}$ bei konstanter Ausgangsleistung zu erzeugen. Außerdem wird eine Frequenzstabilisierung aufgebaut, die es ermöglicht zwei unabhängige Lasersysteme relativ zueinander in ihrer Frequenz zu stabilisieren.

Abstract

This thesis is about the build-up of a frequency-doubling system consisting of a cavity with a non-linear, birefringence crystal inside, such as the configuration for its stabilization. This setup allows to frequency-double infrared light with a wavelength of $\lambda = 842{,}6\,\mathrm{nm}$ to blue light with the wavelength $\lambda = 421{,}3\,\mathrm{nm}$ at constant output power. In addition a frequency stabilization is build up to lock the frequency of two individual lasers relative to each other.

Ehrenwörtliche Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Stuttgart, den 1. September 2013
Bernd Docters

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung **5**

2. Grundlagen **7**
2.1. Gaußoptik . . . 7
2.1.1. Gaußstrahl . . . 7
2.1.2. ABCD-Matrixformalismus . . . 9
2.2. Frequenzverdopplung mit Lithiumtriborat . . . 10
2.2.1. Optische Frequenzverdopplung . . . 10
2.2.2. Phasenanpassung . . . 11
2.2.3. Lithiumtriborat . . . 12
2.3. Resonatortheorie . . . 13
2.3.1. Resonatortypen und deren Stabilität . . . 13
2.3.2. Moden und Modenanpassung . . . 15
2.3.3. Freier Spektralbereich und Finesse . . . 16

3. Aufbau der Frequenzverdopplung und deren Stabilisierung **19**
3.1. Anforderungen an die Frequenzverdopplung . . . 19
3.2. Resonatorspezifizierung . . . 20
3.2.1. Eckdaten des Resonators . . . 22
3.3. Resonatoraufbau und -stabilisierung . . . 23
3.3.1. Stabilisierung nach Hänsch und Couillaud . . . 25
3.3.2. Modenanpassung . . . 27
3.4. Experimenteller Aufbau . . . 30
3.5. Charakterisierung der Frequenzverdopplung . . . 33
3.5.1. Leistung und Konversionseffizienz . . . 33
3.5.2. Freier Spektralbereich und Finesse . . . 35

4. Beatnotelock **36**
4.1. Theorie und Aufbau . . . 36
4.2. Auswertung der Regelbandbreite . . . 41

5. Zusammenfassung und Ausblick **43**

A. Anhang **43**
A.1. Methoden zur Bestimmung der Strahlparameter . . . 44
A.2. GaussianBeam . . . 47
A.3. Mechanische Bauteile . . . 48

Literaturverzeichnis **51**

Danksagung **53**

1. Einleitung

Ziel der Dysprosium-Gruppe des 5. Physikalischen Instituts ist es, ein entartetes Quantengas aus Dysprosiumatomen zu erzeugen. Um dies zu erreichen ist es nötig die Atome bis zur Quantenentartung zu kühlen, wofür Laserkühlung verwendet wird. Ein möglicher Kühlübergang in Dysprosium ist der 421 nm-Übergang mit einer Linienbreite von $\Gamma \approx 32\,\mathrm{MHz}$. Durch die Kühlung bei dieser Wellenlänge konnte bereits eine MOT (engl.: magneto optical trap) erzeugt werden. Allerdings konnte bei maximal vorhandener Intensität der Lichtquelle (nach Aufbereitung ca. 400 mW) für die Erzeugung der MOT, noch keine Intensitätsabhängige Sättigung der Atomzahl beobachtet werden. Insbesondere beim ersten Kühlschritt im Zeeman-Slower (ZS, zu deutsch: Zeeman-Abbremser) [1] kann es sein, dass bis zu ein Watt Leistung benötigt wird [2]. Außerdem ist das ZS-Licht im Vergleich zu den MOT-Strahlen um ca. 550 MHz verstimmt.

Um die benötigte Leistung für den ZS bereitstellen zu können, wurde in dieser Arbeit ein zweites Lasersystem zur Erzeugung von $> 1\,\mathrm{W}$ der Wellenlänge 421 nm aufgebaut. Dies kann nur durch einen Ti:Sa-Laser mit leistungsstarkem Pumplaser (ca. 18 W) und anschließender Frequenzverdopplung erreicht werden.

Außerdem wurde eine Stabilisierung aufgebaut, welche es ermöglicht den neu aufgebauten Ti:Sa-Laser relativ zu einem bereits existierenden Ti:Sa-Lasersystem in seiner Frequenz zu stabilisieren. Hierdurch wird eine Verstimmung zwischen den beiden Systemen erreicht, ohne einen Leistungsverlust zu verursachen, welcher beispielsweise durch den Einsatz von AOM's (akusto-optischer Modulator) entstehen würde.

Gliederung dieser Arbeit

Der Inhalt dieser Arbeit unterteilt sich in drei Kapitel. In Kapitel 2 sind die nötigen theoretischen Grundlagen erklärt, um ein Lasersystem zu beschreiben, welches einen Resonator beinhaltet, in dem es durch einen nichtlinearen Kristall zur Frequenzverdopplung kommt. Hierbei wird auf die Ausbreitung eines Gaußstrahls, welche zum Gebiet der Gaußoptik gehört, wie auch auf die Theorie der Frequenzverdopplung an nichtlinearen, doppelbrechenden Kristallen und deren Leistungsoptimierung eingegangen. Ebenfalls wird eine Einführung in die Resonatortheorie gegeben.

Der zweite Teil der Arbeit befasst sich mit dem experimentellen Aufbau des Lasersystems. In Kapitel 3 werden hierzu die Anforderungen, die an das Lasersystem gestellt werden benannt. Im Anschluss daran folgt die Spezifizierung des verwendeten Resonators, dessen Aufbau und die Beschreibung der nötigen Längenstabilisierung nach Hänsch und Couillaud. Hierauf folgt die Charakterisierung des aufgebauten Lasersystems.

Im letzten Kapitel dieser Arbeit wird der Aufbau einer Frequenzstabilisierung zwischen zwei unabhängigen Lasersystemen beschrieben. Kapitel 4 beinhaltet hierfür die Theorie des angewendeten Verfahrens, des Beatnotelocks, und die experimentelle Herangehensweise, um ein solches System aufzubauen. Der letzte Punkt dieser Arbeit ist die Auswertung der Regelbandbreite des Beatnotelocks.

2. Grundlagen

Dieses Kapitel gibt eine Einführung in die grundlegenden theoretischen Bereiche um ein Lasersystem zu beschreiben, in dem es durch einen nichtlinearen Kristall in einem Resonator zur Frequenzverdopplung des Lichts kommt. Hierfür wird zunächst auf die Gaußoptik eingegangen, welche die Lichtausbreitung eines Laserstrahls beschreibt. Nachfolgend wird die Frequenzverdopplung an einem nichtlinearen, doppelbrechenden Kristall beschrieben. Insbesondere werden die Eigenschaften des Materials Lithiumtriborat in Abschnitt 2.2 dargestellt. Um die Konversionseffizienz des Kristalls zu optimieren, findet die Frequenzverdopplung in einem Resonator statt. Grundlegende Resonatoreigenschaften werden in Abschnitt 2.3 beschrieben.

2.1. Gaußoptik

Die Lichtausbreitung kann näherungsweise mit der geometrischen Optik beschrieben werden und wird dementsprechend als ein sich geradlinig ausbreitender Strahl aufgefasst. Bei dieser Näherung wird der Wellencharakter des Lichts vernachlässigt. Dieser ist bei der Bestimmung des Strahlengangs eines Lasers durch ein Linsensystem oder in Resonatoren jedoch existenziell. Die axiale Intensitätsverteilung eines Lasers entspricht mit guter Näherung einer Gaußverteilung. Daher kann der Strahlengang mit der Gaußoptik beschrieben werden. In der Gaußoptik wird der Wellencharakter des Lichts und die endliche Ausdehnung des Fokuspunkts beachtet.

2.1.1. Gaußstrahl

Dieser Abschnitt befasst sich mit der Beschreibung der Ausbreitung eines Lichtstahls mit gaußförmigem Intensitätsprofil. Im darauf Folgenden wird die Ausbreitung eines solchen Strahls durch ein System optischer Elemente diskutiert.

Ein Gaußstrahl ist bestimmt durch drei Parameter. Die Größe des minimalen Strahlradius w_0, den Ort des minimalen Strahlradius z_0 und die Wellenlänge λ. Sind diese Parameter bekannt, so kann der Strahl an jedem beliebigen Ort beschrieben werden. Dabei wird im Folgenden angenommen, dass die paraxiale Näherung[1] gerechtfertigt ist.

Die Intensitätsverteilung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung z des Strahls beschreibt eine Gaußkurve (Abb. 2.1). Somit ist die Intensitätsverteilung in radialer Richtung $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ und abhängig vom Abstand zum minimalen Strahlradius $z' = z - z_0$ gegeben mit [3, Kapitel 5.4]

$$I(\rho, z') = I_0 \cdot \left(\frac{w_0}{w(z')}\right)^2 \cdot \mathrm{e}^{-\frac{2\rho^2}{w^2(z')}} \ , \tag{2.1}$$

wobei I_0 die maximale Intensität in der Strahlmitte beschreibt. Die ortsabhängige Breite der Gaußkurve ist über den Strahlradius $w(z')$ definiert. Dieser beschreibt bei welchem Abstand

[1] Paraxiale Näherung: Alle Winkel sind so klein, dass $\sin\theta \approx \theta$ gilt.

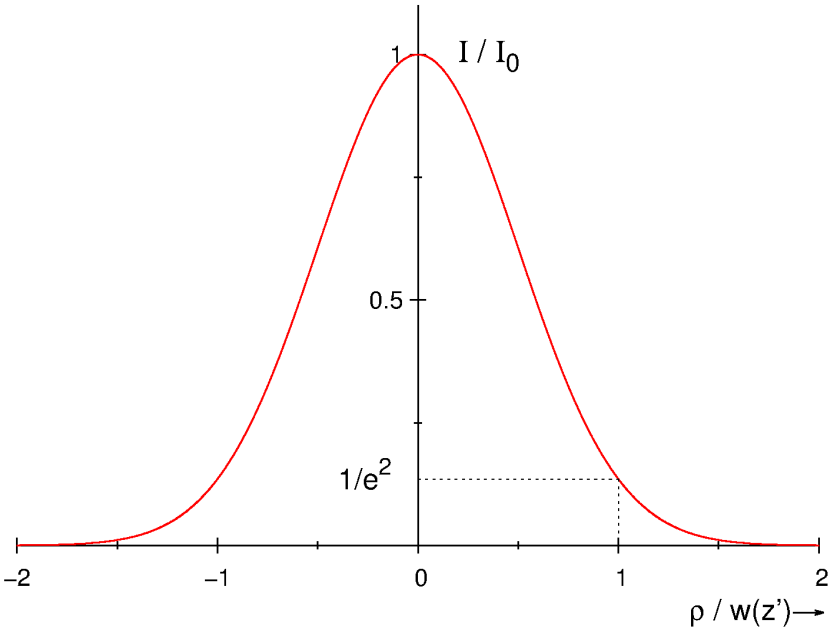


Abb. 2.1: Intensitätsprofil eines Gaußstrahls transversal zur Ausbreitungsrichtung. Die transversale Richtung ist hierbei normiert auf den ortsabhängigen Strahlradius $w(z')$. Bei einem Radius von $\rho = w(z')$ ist die Intensität auf $1/\mathrm{e}^2$ der Maximalintensität I_0 abgefallen.

zum Zentrum des Gaußstrahls die Intensität auf $1/\mathrm{e}^2$ der maximalen Intensität abgefallen ist. Der Strahlradius $w(z')$ ist gegeben durch [3, Kapitel 5.4]

$$w(z') = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z'}{z_\mathrm{R}}\right)^2}. \tag{2.2}$$

Hierin beschreibt z_R die Rayleighlänge, welche definiert ist durch [3, Kapitel 5.4]

$$z_\mathrm{R} = \frac{\pi \cdot w_0^2}{\lambda}. \tag{2.3}$$

Bei diesem Abstand zu z_0 ist der Strahlradius auf $\sqrt{2}w_0$ angewachsen. In Abbildung 2.2 ist der Verlauf von $w(z')$ dargestellt. Im Fernfeld $z' \gg z_\mathrm{R}$ kann der erste Term vernachlässigt werden und der Strahlradius verhält sich nach $w(z') \approx (w_0/z_\mathrm{R})\, z'$ linear. Daraus ergibt sich der Divergenzwinkel θ_div des Gaußstrahls zu $\theta_\mathrm{div} = \arctan\left(w_0/z_\mathrm{R}\right)$. Dieser beschreibt den Winkel zwischen asymptotischem Strahl und der z-Achse. Als letztes wird der Krümmungsradius der Wellenfronten als [3, Kapitel 5.4]

$$R(z') = z' \cdot \left(1 + \left(\frac{z_\mathrm{R}}{z'}\right)^2\right) \tag{2.4}$$

definiert. Dieser ist wie alle zuvor beschriebenen Größen in Abbildung 2.2 dargestellt. Bei z_0 besitzt ein Gaußstrahl eine ebene Wellenfront mit unendlich großem Krümmungsradius. In Ausbreitungsrichtung verkleinert sich der Krümmungsradius bis zum Erreichen von $z' = z_\mathrm{R}$, von wo aus er wieder größer wird und sich gleich einer Kugelwelle verhält.

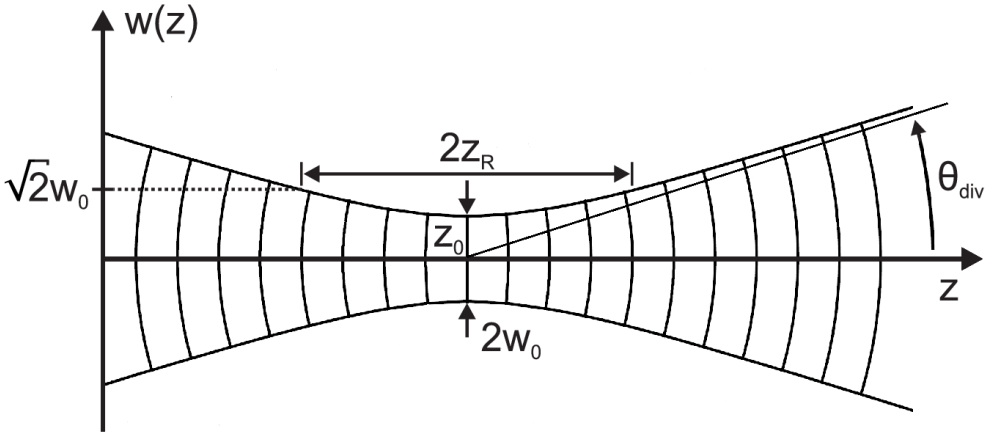


Abb. 2.2: Ausbreitung eines Gaußschen Strahls. Der Strahlradius $w(z)$ ändert sich in Ausbreitungsrichtung z kontinuierlich und ist bei $z = z_0$ minimal. Hier ist der Krümmungsradius der Wellenfront, gleich einer ebenen Welle, unendlich groß. Weiter in Ausbreitungsrichtung verkleinert sich der Krümmungsradius der Wellenfronten bis zum Erreichen von $z' = z_\mathrm{R}$. Ab hier verhält er sich gleich einer Kugelwelle und wird immer größer.

2.1.2. ABCD-Matrixformalismus

Mit dem ABCD-Matrixformalismus lässt sich unter anderem der Strahlenverlauf von Gaußstrahlen durch optische Systeme dünner Linsen und Spiegel berechnen. Hierzu wird der komplexe Parameter [4, Kapitel 3.1]

$$q(z') = (z') + i \cdot z_R \tag{2.5}$$

definiert, welcher alle wichtigen Parameter des Gaußstrahls enthält. Dieser ist nach dem Durchgang durch ein paraxiales optisches System mit [4, Kapitel 3.2]

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \tag{2.6}$$

gegeben, wobei q_1 den Parameter vor dem optischem System beschreibt. Die Parameter A, B, C und D sind durch eine Matrix $\mathbf{M}$ der Form

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \tag{2.7}$$

definiert, welche das optische System charakterisiert. Beispielsweise wird der Durchgang durch eine dünne Linse beschrieben mit einer Wegstrecke der Länge d_1 vor der Linse, einer dünnen Linse mit der Brennweite f und einer Wegstrecke der Länge d_2 nach der Linse:

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_\mathrm{Weg1} \cdot \mathbf{M}_\mathrm{Linse} \cdot \mathbf{M}_\mathrm{Weg2} \ . \tag{2.8}$$

Hierbei sind die einzelnen Elemente über die Matrizen [4, Kapitel 1.4]

$$\mathbf{M}_\mathrm{Weg\ i} = \begin{pmatrix} 1 & d_\mathrm{i}/n \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \mathbf{M}_\mathrm{Linse} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \tag{2.9}$$

charakterisiert. In diesen sind die Distanzen, des durchlaufenen Mediums mit dem Brechungsindex n, vor und nach der Linse durch die d_i definiert.

2.2. Frequenzverdopplung mit Lithiumtriborat

Dieser Abschnitt gibt einen Überblick über die Frequenzverdopplung an nichtlinearen, doppelbrechenden Kristallen. Hierzu wird zunächst die Theorie zur nichtlinearen Optik skizziert und der Spezialfall der Frequenzverdopplung beschrieben. Im Anschluss wird die Optimierung der Frequenzverdopplung durch Phasenanpassung an einem doppelbrechenden Kristall erklärt. Am Schluss wird noch speziell auf das Kristallmaterial Lithiumtriborat eingegangen. Eine ausführliche Behandlung dieser Themen findet sich z.B. in [5–7].

2.2.1. Optische Frequenzverdopplung

Frequenzverdopplung mit Hilfe eines nichtlinearen Kristalls gehört zum Gebiet der nichtlinearen Optik. Die Antwort eines Mediums auf eine Lichtwelle mit zeitabhängiger elektrischer Feldstärke E ist die Polarisation P. Die Elektrische Feldstärke E lässt Elektronen des Mediums mitschwingen und induziert so Dipolmomente. Die Dichte dieser Dipolmomente wird als elektrische Polarisation P bezeichnet. Diese ist dafür verantwortlich, dass die mitschwingenden Atome in einem Medium wieder Strahlung aussenden. Die Potenzreihe der Polarisation P ist gegeben durch [8, Kapitel 19.2]

$$P = \epsilon_0 \left(\chi_1 E + \chi_2 E^2 + \chi_3 E^3 + ... \right) , \tag{2.10}$$

in welcher $\epsilon_0 = 8{,}854 \cdot 10^{-12}\ {}^{\mathrm{As}}/_{\mathrm{V}}$ die Dielektrizitätskonstante des Vakuums ist und χ_i die Suszeptibilitäten des Kristalls sind. In der linearen Optik, im Falle kleiner einfallender Lichtfeldstärken, wird nach dem ersten Term abgebrochen. Für große Lichtfeldstärken dürfen die höheren Ordnungen der dielektrischen Polarisation nicht mehr vernachlässigt werden. Somit ist es möglich, dass sich die Frequenz von Lichtwellen in optischen Medien verändern kann. Die zweite Ordnung führt unter anderem zur Frequenzverdopplung[2]. Weitere höhere Terme werden in dieser Arbeit nicht behandelt.

Fällt eine Lichtwelle auf einen nichtlinearen Kristall, der die zweite Ordnung beinhaltet[3], so ergibt sich ein Anteil des emittierten Lichts, das mit der doppelten zur eingestrahlten Frequenz schwingt. Diesen Anteil nennt man die „zweite Harmonische“ oder die „erste Oberwelle“. Vereinfacht dargestellt ist dieses Prinzip in Abbildung 2.3. Die Grundwelle, die mit der Frequenz ω schwingt, trifft auf den Kristall. Hier wird sie zum Teil transmittiert und zum Teil „konvertiert“ in die erste Oberwelle, die mit der Frequenz $\omega_1 = 2\omega$ schwingt. Man kann diesen Prozess als Drei-Wellen-Prozess auffassen. Zwei Wellen der eingestrahlten Frequenz vereinen sich zu einer Oberwelle, die mit der doppelten Frequenz schwingt. Sind die beiden eingestrahlten Wellen in die gleiche Richtung linear polarisiert, so handelt es sich um Typ-I-Konversion. Hierbei ist die entstehende zweite Harmonische dann senkrecht zur Grundwelle polarisiert. Typ-II-Konversion transformiert zwei orthogonal polarisierte Wellen.

[2] $P^{(2)} = \epsilon_0 \chi_2 E^2 = \epsilon_0 \chi_2 E_0^2 \sin^2(\omega t) = \frac{1}{2}\epsilon_0 \chi_2 E_0^2 + \frac{1}{2}\epsilon_0 \chi_2 E_0^2 \cos(2\omega t)$

[3] Nur Kristalle ohne Inversionssymmetrie besitzen eine nicht verschwindende Suszeptibilität zweiter Ordnung.

Abb. 2.3: Schematische Darstellung der Frequenzverdopplung von Licht mittels eines nichtlinearen Kristalls. Die einfallende Grundwelle ω, k wird zum Teil transmittiert und zum Teil frequenzverdoppelt in die erste Oberwelle ω_1, k_1.

2.2.2. Phasenanpassung

Um maximale Intensität in der zweiten Harmonischen zu erreichen, muss die Phase der entstehenden Oberwellen angepasst werden [6][8, Kapitel 19.3]. Denn ist die Phasenlage der entstehenden Oberwellen nicht an jedem Ort gleich, so kommt es zu destruktiver Interferenz und somit zu einer Erniedrigung der Leistung. Somit muss gewährleistet werden, dass die Grundwelle $(\omega, \vec{k})$ und die erste Oberwelle $(\omega_1 = 2\omega, \vec{k}_1)$ phasengleich durch den Kristall laufen. Hierzu muss für die Kreiswellenzahlen [8, Kapitel 19.3]

$$\left|\vec{k}_1\right| = \frac{n_1\omega_1}{c} \stackrel{!}{=} 2\left|\vec{k}\right| = 2\frac{n\omega}{c} \tag{2.11}$$

gelten. Hierbei ist n der Brechungsindex des Kristalls für die Grundwelle, n_1 der Brechungsindex für die erste Oberwelle und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Phasenanpassung ist also erreicht, wenn die Brechungsindizes n und n_1 übereinstimmen. Da der Brechungsindex i.A. von der Wellenlänge abhängig ist $(n(\omega))$, ist dies in isotropen Medien nicht möglich. In anisotropen Medien gibt es aufgrund von Materialspannungen unterschiedliche Brechungsindizes für unterschiedliche Polarisationen und Einfallsrichtungen. Somit kann die Doppelbrechung ausgenutzt werden, um die Phasenanpassungsbedingung $(n = n_1)$ zu erfüllen. Optisch einachsige Kristalle besitzen für senkrecht (ordentlich) und parallel (außerordentlich) zum Hauptschnitt (Ebene aus Einfallsrichtung und optischer Achse) polarisiertes Licht verschiedene Brechungsindizes. Wird wie in dieser Arbeit eine Typ-I-Konversion (siehe Kapitel 2.2.1) benutzt und die Grundwelle als ordentlicher Strahl mit Brechungsindex $n^{\mathrm{o}}(\omega)$ definiert, so propagiert die Oberwelle als außerordentlicher Strahl unter dem Brechungsindex $n_1^{\mathrm{a}}(\omega_1 = 2\omega)$ durch den Kristall. Somit kann die Doppelbrechung ausgenutzt werden, um die Phasenanpassungsbedingung zu erfüllen. Man sagt hierzu auch $\mathrm{o} + \mathrm{o} \rightarrow \mathrm{a}$ Konfiguration[4].

Um die Brechungsindizes der Grundwelle und der ersten Oberwelle anzugleichen gibt es zwei Möglichkeiten. Die eine ist die nichtkritische Phasenanpassung, bei der man sich die unterschiedliche Temperaturabhängigkeit der Brechungsindizes zu Nutze macht und die Temperatur des Kristalls entsprechend anpasst. Die andere Möglichkeit ist die kritische Phasenanpassung, bei welcher man die Winkelabhängigkeit des Brechungsindex des außerordentlichen Strahls ausnutzt. Die letztgenannte wird in dieser Arbeit benutzt. Während der Brechungsindex für die Grundwelle in ordentlicher Polarisationsrichtung n^{o} unabhängig ist vom Einstrahlwinkel θ bezüglich der optischen Achse, ist der Brechungsindex für die erste Oberwelle in außerordentlicher Polarisationsrichtung $n_1^{\mathrm{a}}(\theta)$ winkelabhängig (Abb. 2.4). Unter dem Phasenanpassungswinkel θ_{p} sind beide Brechungsindizes angepasst.

[4] o steht für ordentlich und a für außerordentlich polarisiert. Das heißt, zwei Photonen des ordentlich polarisierten Strahls werden zu einem Photon des außerordentlich polarisierten Strahls „konvertiert“.

Aufgrund der Doppelbrechung ist hierbei zu berücksichtigen, dass die Oberwelle nicht in die gleiche Richtung propagiert wie die Grundwelle, da sich für den außerordentlichen Strahl in anisotropen Medien die Richtung des k-Vektors im allgemeinen von der Richtung des Poynting-Vektors S (Richtung des Energieflusses) um den Walkoff-Winkel [6] unterscheidet[5]. Hierdurch wird der Überlapp der Grund- und Oberwelle reduziert, was die Effizienz der Frequenzverdopplung beeinflusst.

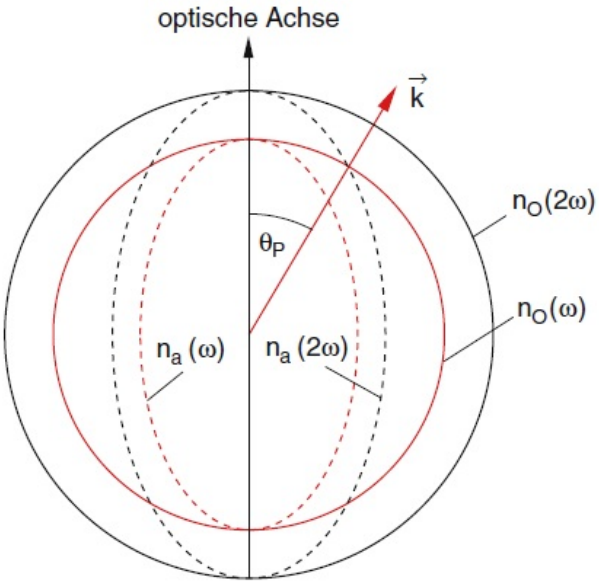


Abb. 2.4: Rotationssymmetrisches Indexellipsoid mit der Symmetrieachse in Richtung der optischen Achse. Dieser zeigt die Brechzahlen n_i für die Grundwelle ω und die erste Oberwelle 2ω, jeweils für den ordentlichen und außerordentlichen Strahl. Außerdem ist der Phasenanpassungswinkel θ_p zur Frequenzverdopplung eingezeichnet [7, Kapitel 8].

2.2.3. Lithiumtriborat

Lithiumtriborat (LiB_3O_5), abgeküzt LBO, ist ein biaxialer Kristall, dessen optische Hauptachsen mit den Kristallachsen zusammenfallen. Daher ist der Kristall bei geeigneter Wahl der Einfallsebene mit einem negativen einachsigen Kristall vergleichbar [6].

Eine wichtige experimentelle Größe für nichtlineare Kristalle ist der nichtlineare Koeffizient d_{eff}, der die Konversionseffizienz aus der Grundwelle beschreibt. LBO weist einen nichtlinearen Koeffizienten von $d_{\text{eff}} = 0{,}87\,\text{pm/V}$ auf. Obwohl es Kristalle mit weit höheren nichtlinearen Koeffizienten gibt (z.B. Kaliumniobat, $d_{\text{eff}} = 20{,}3\,\text{pm/V}$), eignet sich LBO aufgrund einer vergleichsweise kleinen Absorption der Grundwelle und hoher mechanischer (hohe Zerstörungsschwelle, nicht hygroskopisch, gute Oberflächeneigenschaften) sowie thermischer (geringe Temperaturabhängigkeit der optischen Eigenschaften) Stabilität bestens zur Frequenzverdopplung bei hohen Leistungen. Allerdings ist nichtkritische Phasenanpassung in diesem Material wahrscheinlich technisch nicht möglich, da die hierfür notwendige Temperatur über 400 °C liegen dürfte [6]. Zur Erhöhung der Konversionseffizienz wurde der Kristall im Rahmen dieser Arbeit in einem Resonator platziert, welcher die Grundwelle resonant überhöht.

[5] Falls der Strahl in Richtung der optischen Achse oder senkrecht dazu propagiert, so haben S und k die selbe Richtung.

2.3. Resonatortheorie

In diesem Abschnitt wird eine Einführung in die Resonatortheorie gegeben. Hierbei wird exemplarisch auf verschiedene Resonatortypen und deren Stabilität eingegangen. Außerdem werden die möglichen Resonatormoden und die daraus folgende Modenanpassung dargestellt. Im Weiteren werden die charakteristischen Größen eines Resonators, wie Spektralbereich und Finesse beschrieben. Genauer nachzulesen ist dieses Themengebiet in diversen Werken, wie z.B. in [4, Kapitel 9] *oder* [8, Kapitel 13]. *Im experimentellen Bereich wird ein anderer Resonator verwendet als die hier vorgestellten. Dieser wird in Kapitel 3.2 spezifiziert.*

Einen Aufbau, bei dem sich ein einlaufender Strahl mit den reflektierten Strahlen überlagert, nennt man Resonator. Im Allgemeinen unterscheidet man Resonatoren nach der Art der Wellen, die sich in ihnen ausbreiten. Beispielsweise gibt es Resonatoren für akustische, mechanische und elektromagnetische Wellen. Im Folgenden wird nur auf Letzteren eingegangen, bei dem es sich im Speziellen um einen optischen Resonator handelt.

Optische Resonatoren sind durch einen Aufbau bestimmt, der es ihnen erlaubt Licht bestimmter Wellenlängen einzugrenzen, zu speichern und resonant zu überhöhen.

2.3.1. Resonatortypen und deren Stabilität

In diesem Abschnitt wird die Stabilität verschiedener Resonatortypen beschrieben. Insbesondere wird näher auf den Fabry-Pérot-Resonator und den symmetrisch konfokalen Resonator eingegangen.

Es gibt verschiedene Spiegelanordnungen um einen Resonator zu konstruieren. Beispielsweise Kugelspiegel-, ringförmige Anordnungen oder rechteckige zwei und dreidimensionale Hohlräume. Daher wird im Folgenden nur exemplarisch auf zwei Resonatortypen eingegangen. Den planparallelen (Fabry-Pérot) und den symmetrisch konfokalen Resonator.

Beide sind aufgebaut aus einem sich im Abstand d parallel gegenüberstehenden Spiegelpaar mit gleichen Krümmungsradien r_i. Abbildung 2.5(a) zeigt den planparallelen Resonator, dessen Spiegel einen unendlich großen Krümmungsradius besitzen ($r_1 = r_2 = \infty$). Abbildung 2.5(b) zeigt den symmetrisch konfokalen Resonator. Dieser ist aufgebaut aus zwei konkaven Spiegeln, welche einen Krümmungsradius aufweisen, der genau dem Abstand der Spiegel d entspricht ($r_1 = r_2 = d$). Somit fallen, unter Annahme der paraxialen Näherung, die Fokusse der Spiegel f_i nach [9, Kapitel 1.8]

$$f_\mathrm{i} = \frac{r_\mathrm{i}}{2} = \frac{d}{2} \tag{2.12}$$

zwischen den Spiegeln zusammen. Die Stabilität von beliebigen zwei-Spiegel-Resonatoren wird bestimmt durch die Spiegelparameter, oder g-Faktoren [4, Kapitel 9.2]

$$g_1 = 1 - \frac{d}{r_1} \quad \text{und} \quad g_2 = 1 - \frac{d}{r_2}. \tag{2.13}$$

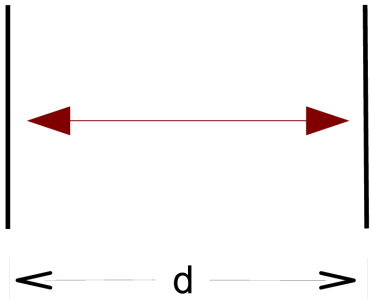
Hierbei beschreiben die r_i die Krümmungsradien der beiden Spiegel des Resonators.

Ein Resonator wird als stabil bezeichnet, wenn das Produkt aus diesen Faktoren die Bedingung

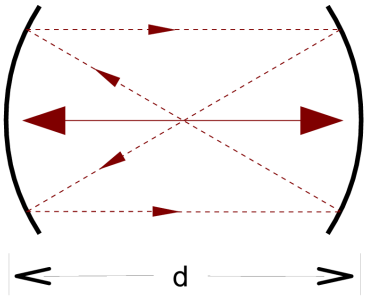
$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1 \tag{2.14}$$

erfüllt. Abbildung 2.6 zeigt eine grafische Darstellung dieser Bedingung. Liegt das Produkt der Spiegelparameter innerhalb des schraffierten Bereichs, so ist der Resonator stabil, andernfalls ist er instabil. Im Grenzfall $g_1 g_2 = 1$ oder $g_1 g_2 = 0$ nennt man den Resonator bedingt

stabil, da ihn kleinste Abweichungen in der Anordnung instabil werden lassen. Die beiden vorgestellten Resonatoren sind auf der ersten Winkelhalbierenden zu finden, da es sich um symmetrische Resonatoren handelt. Konfokale Resonatoren können auch aus Spiegeln verschiedener Krümmungsradien aufgebaut werden. Damit diese stabil sind, muss der Abstand der Spiegel $r_1/2 + r_2/2 = f_1 + f_2 = d$ betragen.



(a) Resonator aus parallel zueinander stehenden ebenen Spiegeln (Fabry-Pérot-Resonator).



(b) Symmetrisch konfokaler Resonator mit Krümmungsradien der Spiegel $r_1 = r_2 = d$.

Abb. 2.5: Lichtspeicherung in verschiedenen optischen Resonatoren. Das Licht wird vielfach in geschlossenen Schleifen hin und her reflektiert. In beiden Resonatortypen ist die Grundmode eingezeichnet (durchgezogen). In (b) ist zusätzlich der Strahlenverlauf der höheren TEM_{10}-Mode dargestellt (gestrichelt).

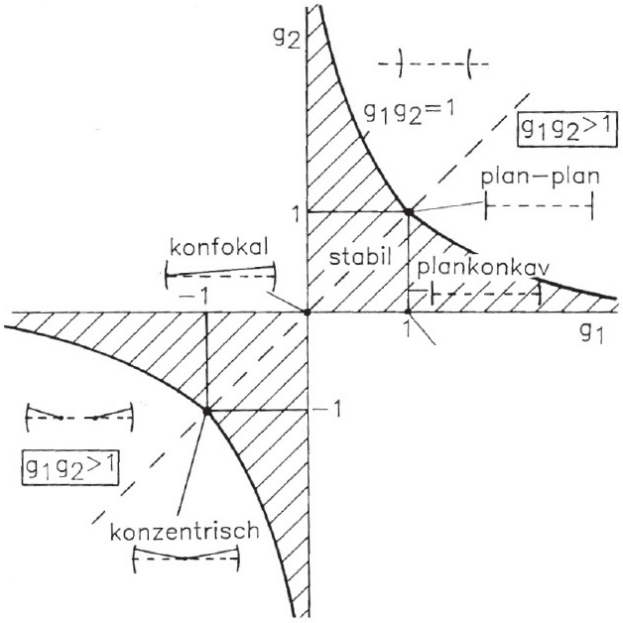


Abb. 2.6: Stabilitätsdiagramm für optische zwei-Spiegel-Resonatoren. Der Resonator ist stabil, wenn die Spiegelparameter $g_1 = 1 - d/r_1$ und $g_2 = 1 - d/r_2$ das Stabilitätskriterium $0 \leq g_1 g_2 \leq 1$ erfüllen. In diesem Fall liegt das Produkt $g_1 g_2$ innerhalb des schraffierten Bereichs, der durch die Linien $g_1 = 0$ und $g_2 = 0$ sowie die Hyperbel $g_2 = 1/g_1$ begrenzt wird. Alle symmetrischen Resonatoren liegen auf der ersten Winkelhalbierenden $g_1 = g_2$ [8, Kapitel 13].

2.3.2. Moden und Modenanpassung

Dieser Abschnitt befasst sich zuerst mit den verschiedenen Resonatormoden, die in einem Resonator angeregt werden können. Damit in einem Resonator nur eine spezielle Mode angeregt wird, muss der in den Resonator eingekoppelte Strahl an die gewünschte Resonatormode angepasst werden. Die Modenanpassung ist der zweite Punkt dieses Abschnitts.

Resonatormoden sind Eigenlösungen des elektrischen Felds und beschreiben den Fall, dass sich die Lichtwellen nach einem oder mehreren Umläufen im Resonator reproduzieren. Im Fall des Fabry-Pérot-Resonators wird das Licht wie in Abbildung 2.5(a) hin und her reflektiert. Ist die Resonanzbedingung erfüllt, das heißt, ist die optische Weglänge[6] L zwischen den beiden Spiegeln ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge λ des eingestrahlten Lichts, so kommt es zur vollständig konstruktiven Interferenz[7] und in diesem Fall zur Bildung einer stehenden Welle. Dies ist eine „Mode“ des Resonators, bei welcher es sich um die Grundmode handelt[8]. Im Falle anderer Resonatoren können noch weitere Moden angeregt werden. Beispielhaft wird hier die Modenstruktur eines Hohlspiegelresonators aufgearbeitet. Ausführlicher und mit den entsprechenden Berechnungen kann dies z.B. in [8, Kapitel 13.2] nachgelesen werden.

In dieser Arbeit sind nur die transversal elektromagnetischen Moden (TEM_{mnq}) von Interesse. Bei diesen schwingt das elektrische Feld senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Die Indizes m und n geben hierbei die Zahl der Nullstellen in geometrisch angepasster Richtung an. Der Index q beschreibt die Anzahl der Knotenpunkte in longitudinaler Richtung. Da die Modenstruktur aber unabhängig ist von diesem Modenindex, wird dieser vernachlässigt. Von besonderem Interesse ist die TEM_{00}, die Grundmode, mit optischer Weglänge $L = 2d$. Diese hat ein axialsymmetrisches gaußförmiges Intensitätsprofil und stellt einen Gaußstrahl dar (siehe Kapitel 2.1.1). Dieser ist dadurch bestimmt, dass dessen Krümmungsradien auf den Oberflächen der Spiegel gleich den Krümmungsradien R_1 und R_2 der Spiegel sind. Um diese Mode ohne Verluste im Resonator anzuregen muss der einlaufende Strahl[9] angepasst werden. Man sagt hierzu Modenanpassung. Hierbei wird der einlaufende Gaußstrahl durch ein Linsensystem der Resonatormode angepasst. Dies geschieht durch Anpassung der Größe und Position des minimalen Strahlradius (Kapitel 2.1.1). Über Formel 2.4 können diese Parameter so bestimmt werden, dass die Krümmungsradien des Gaußstrahls, auf den Oberflächen der Spiegel, mit den Krümmungsradien der Spiegel übereinstimmen.

Höhere Resonatormoden weisen kompliziertere Intensitätsverteilungen auf, da hier durch Interferenzeffekte Nullstellen quer zur Strahlrichtung auftreten. Vereinfacht kann der Strahlengang einer TEM_{10}, eines symmetrisch konfokalen Resonators, wie in Abbildung 2.5(b) dargestellt werden. Diese besitzt im vorliegenden Fall eine optische Weglänge von $L = 4d$.

Die Feldverteilung der TEM hängt von der Resonatorsymmetrie ab. Außerdem nehmen auch verkippte optische Elemente innerhalb des Resonators, wie z.B. Brewster-geschnittene Kristalle, darauf Einfluss. Im Fall einer rechteckigen Geometrie, oder wenn Brewster-Fenster eine Rolle spielen, ist es von Vorteil die Moden in kartesischen Koordinaten zu beschrieben. Dies führt zu den Hermite-Gauß-Moden [8, Kapitel 12]. Bei diesen geben die Indizes m und n in TEM_{mn} die Zahlen der Nullstellen in x- und y-Richtung an. In Abbildung 2.7 sind einige dieser Modenstrukturen abgebildet.

[6] Die optische Weglänge beschreibt die Distanz, die ein Lichtstrahl in einem Resonator zurücklegen muss, um wieder zum Ausgangspunkt zurückzukehren.

[7] Die Eingestrahlte und die an beiden Spiegeln reflektierte Welle überlagern sich ohne Phasenunterschied.

[8] Zu beachten ist hier, dass wie nachfolgt erklärt, die Knotenpunkte in longitudinaler Richtung keine Rolle spielen. In anderen Quellen, in welchen diese eine Rolle spielen, wird nur die Mode, bei der $L = \lambda$ gilt, als Grundmode bezeichnet.

[9] Laserstrahl, welcher den Resonator durchlaufen soll, in den Resonator eingekoppelt werden soll.

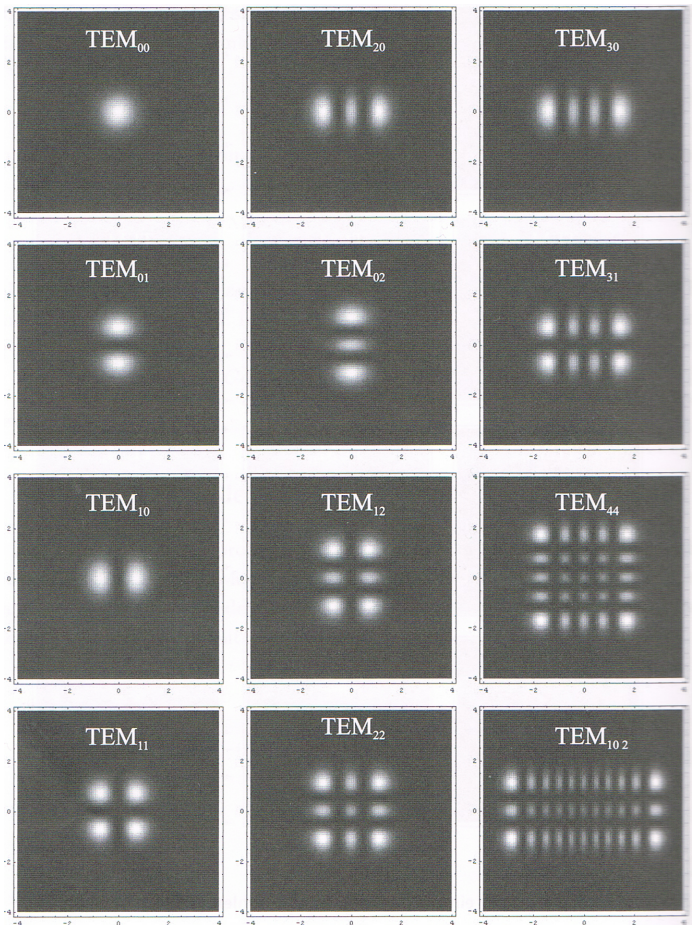


Abb. 2.7: Intensitätsverteilung einiger Hermite-Gauß-Moden. Die Indizes m und n in TEM_{mn} geben die Nullstellen in x- bzw. in y-Richtung an [10].

2.3.3. Freier Spektralbereich und Finesse

Im Folgenden wird auf die charakteristischen Größen eines Resonators eingegangen. Hierbei wird der freie Spektralbereich und die Finesse eingeführt. Ebenso ist die mathematische Form der Resonanzkurven gegeben.

Wie schon in Kapitel 2.3.2 erwähnt, ist die Resonanzbedingung erfüllt, wenn die optische Weglänge im Resonator die Bedingung

$$L = \mathrm{j}\lambda, \quad \mathrm{j} \in \mathbb{Z} \tag{2.15}$$

erfüllt. Das heißt, wird der Resonator über einen passenden Frequenzbereich gescannt, so wird man im transmittierten Spektrum mehrere Resonanzkurven mit konstantem Abstand erkennen. Abbildung 2.8 zeigt ein solches Spektrum. Die Resonanzkurven können durch eine Lorentzkurve der Form

$$U(\nu) = a\frac{\Delta_{\mathrm{FWHM}}}{2\pi\left(\nu^2 + \frac{\Delta_{\mathrm{FWHM}}}{4}\right)} \tag{2.16}$$

beschrieben werden. Deren volle Halbwertsbreite (Breite bei halber Höhe) ist durch Δ_{FWHM} (engl.: Full Width at Half Maximum) definiert. Der Faktor a stellt eine Normierungsgröße

dar und ν beschreibt die Frequenz. Der Frequenzabstand zwischen zwei Resonanzen der selben Mode wird freier Spektralbereich (engl.: free spectral range, FSR) genannt und ist als [9, Kapitel 5]

$$\Delta_{\mathrm{FSR}} = \frac{c}{nL} \tag{2.17}$$

definiert. Hierbei ist c die Vakuumlichtgeschwindigkeit, L die optische Weglänge im Resonator und n der Brechungsindex des Mediums, in dem sich die Lichtwelle im Resonator ausbreitet. Eine weitere resonatorspezifische Größe ist die Finesse, welche ein Maß für die Höhe der Verluste im Resonator darstellt. Sie ist definiert als [9, Kapitel 5]

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta_{\mathrm{FSR}}}{\Delta_{\mathrm{FWHM}}} \ . \tag{2.18}$$

Je niedriger die Verluste, desto höher ist die Finesse.

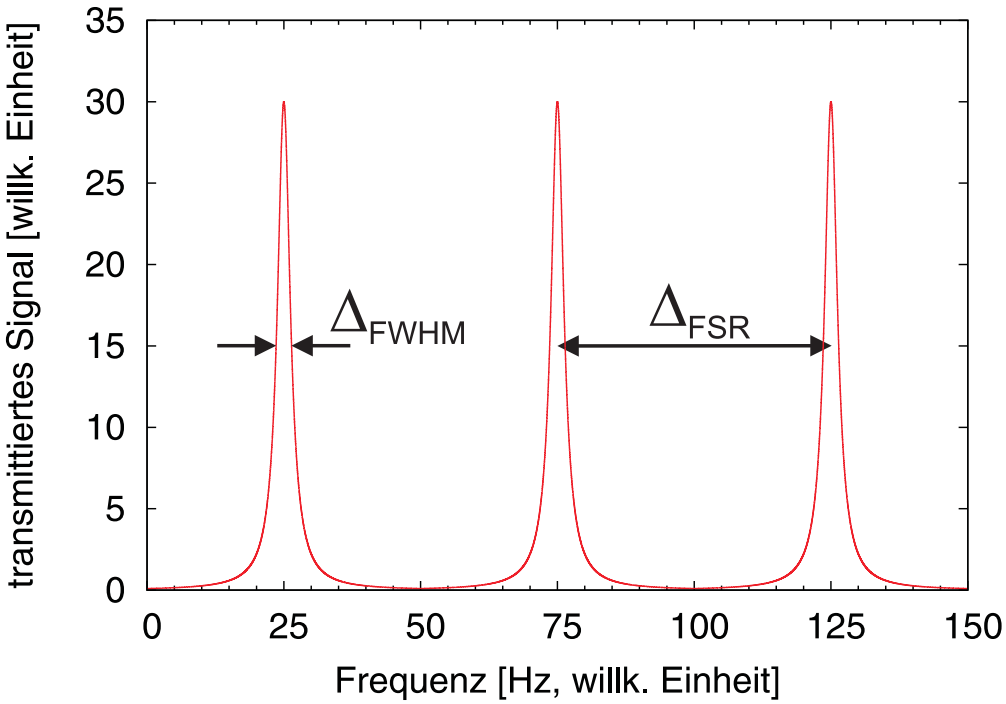


Abb. 2.8: Transmissionsspektrum eines Resonators. Die Resonanzkurven werden durch Lorentzfunktionen beschrieben, deren volle Halbwertsbreite (Breite bei halber Höhe) durch Δ_{FWHM} (engl.: Full Width at Half Maximum) beschrieben wird. Den gleichmäßigen Frequenzabstand von Δ_{FSR} nennt man freien Spektralbereich (engl.: free spectral range).

3. Aufbau der Frequenzverdopplung und deren Stabilisierung

Das folgende Kapitel unterteilt sich in fünf Abschnitte. Zu Beginn wird auf die Anforderungen an die Frequenzverdopplung eingegangen und ein Überblick über die nötigen Maßnahmen zur Leistungsoptimierung gegeben. Außerdem werden die Anforderungen an den Kristall charakterisiert. Anschließend wird der verwendete Resonator spezifiziert und die Eckdaten zusammengefasst, wobei auch die technischen Daten der verwendeten Spiegel aufgeführt werden. Der dritte Abschnitt befasst sich mit dem mechanischen Aufbau des Resonators und dessen Längenstabilisierung. Hierbei wird auch auf die Modenanpassung eingegangen. Im folgenden Abschnitt wird der experimentelle Aufbau vorgestellt. Hierauf folgt im letzten Abschnitt die Auswertung der experimentell erfassten Daten der Frequenzverdopplung.

3.1. Anforderungen an die Frequenzverdopplung

An die Frequenzverdopplung werden die Anforderungen gestellt, dass

- Langzeitstabilität gegeben ist,
- sie mechanisch stabil ist,
- die verfügbare Leistung möglichst hoch ist.

Um die Konversionseffizienz zu steigern wird der Kristall in einen Resonator eingebracht in dem die Grundwelle resonant überhöht wird. Die Erhöhung wird maximal, wenn die Verluste der Grundwelle im Resonator minimal sind und die gesamte Leistung der Grundwelle in den Resonator eingekoppelt wird. Hierfür müssen die Spiegelreflektivitäten angepasst werden. Außerdem ist der verwendete Kristall im Brewsterwinkel für die in der Strahlebene[10] liegende lineare Polarisation der Grundwelle geschnitten um Reflexionen an den Kristallflächen zu vermeiden. Der hierdurch entstehende Astigmatismus [11] muss kompensiert werden. Zudem muss der Strahlradius im Kristall optimiert und der in den Resoantor eingekoppelte Strahl an die Resonatormode angepasst werden.

Anforderungen an den Kristall

Der LBO-Kristall muss derart geschnitten sein, dass er den Brewsterwinkel für die Wellenlänge der Grundwelle und den Phasenanpassungswinkel (Abschnitt 2.2.2) einhält. Der Brewsterwinkel für Licht der Wellenlänge $\lambda_{\text{pump}} = 842{,}3\,\text{nm}$ beträgt $\theta_{\text{B}} = 58{,}2\,°$. Des Weiteren müssen seine

[10] Ebene in welcher der Grundstrahl den Resonator durchläuft.

Ein- und Austrittsflächen poliert sein und er darf für optische Anwendungen keine fehlerhaften Stellen aufweisen.

Es sei hier noch erwähnt, dass der Brewsterschnitt des Kristalls auch einen Nachteil hat. Er bewirkt einen nicht unerheblichen Leistungsverlust von ca. 19 % [5] durch die Reflexion des blauen Lichts an der Kristallendfläche. Dieser entsteht durch die Polarisation der zweiten Harmonischen, welche senkrecht zur Strahlebene steht (Siehe Typ-I-Konversion o + o → a, Abschnitt 2.2.2). Somit kann das blaue Licht nicht vollständig an der für die Grundwelle im Brewsterwinkel geschnitten Kristallendfläche transmittiert werden[11].

3.2. Resonatorspezifizierung

In diesem Abschnitt wird der verwendete Resonator vorgestellt. Es wird auf dessen schematischen Aufbau und dessen Eigenschaften eingegangen. Hierbei werden alle technischen Daten der verwendeten Bauteile, sowie die zur Konstruktion nötigen Abstände und Winkel benannt. Außerdem sind die einzuhaltenden Strahlradien im Resonator gekennzeichnet. Am Schluss des Kapitels werden noch einmal die Eckdaten des Resonators und die technischen Daten der verwendeten Spiegel zusammengefasst und eine technische Zeichnung zum Aufbau dargestellt.

Der verwendete „Bow-Tie-Resonator“ (zu deutsch: Fliegen (Kleidungsstück) -Resonator) geht auf die Arbeit von Jörg Werner, 2000 [5] zurück. In dieser Arbeit wurde eine Wellenlänge der Grundwelle von $\lambda = 850\,\mathrm{nm}$ verwendet. Das resultierende frequenzverdoppelte blaue Licht hatte also eine Wellenlänge von $\lambda = 425\,\mathrm{nm}$.

Im Resonator dieser Arbeit wird $\lambda_{\mathrm{pump}} = 842{,}6\,\mathrm{nm}$ Infrarotlicht zu blauem Licht der Wellenlänge $\lambda_{2.\mathrm{Harm.}} = 421{,}3\,\mathrm{nm}$ frequenzverdoppelt. Die experimentellen Versuche mit dieser Wellenlänge und einem Resonator nach Jörg Werner ergaben, dass es nicht nötig ist den Resonator zu verändern. Daher können die zugrunde liegenden Berechnungen für die folgenden Parameter in dieser Arbeit nachgeschlagen werden.

Die Frequenzverdopplung geschieht mit Hilfe eines $l = 10\,\mathrm{mm}$ langen, Brewster-geschnittenen, LBO-Kristalls. Dieser wird in einen Resonator der Bow-Tie-Konfiguration eingebracht. Der Aufbau und Strahlengang des Bow-Tie-Resonators ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

Der Resonator besteht aus zwei planaren und zwei konkaven Spiegeln. Einer der planaren Spiegel (S_1) dient als Einkoppelfenster. Dieser muss die Grundwelle im Resonator möglichst gut reflektieren, soll aber gleichzeitig möglichst die gesamte Leistung des einzukoppelnden Strahls transmittieren[12]. In [5] wurde hierfür eine Reflektivität R = 98,7 % für die optimale Ausgangsleistung bestimmt. Die restlichen Spiegel müssen eine möglichst hochreflektive (HR) Beschichtung für die Grundwelle besitzen. Wichtig ist hierbei, dass der Auskoppler S_4 (durch den das blaue Licht aus dem Resonator tritt) zusätzlich eine hohe Transmission für die Wellenlänge der zweiten Harmonischen ($\lambda_{2.\mathrm{Harm.}} = 421{,}3\,\mathrm{nm}$) besitzt[13]. Die technischen Daten der Spiegel sind im nächsten Abschnitt aufgeführt.

Durch den Brewsterschnitt des Kristalls kommt es zu einer astigmatischen Verformung des Pumpstrahls. Ein sich in z-Richtung ausbreitender astigmatischer Strahl ist dadurch gekennzeichnet, dass er zwei Fokuspunkte besitzt, welche nicht zusammenfallen. Dies kann damit

[11] Der Strahl propagiert nicht in einer der Hauptebenen des Kristalls und wird daher beim Auftreffen auf die Seitenfläche in zwei strahlen aufgespalten. Im Folgenden werden jedoch beide Strahlen zu einem zusammengefasst.

[12] Wird die gesamte Leistung in den Resonator eingekoppelt, so nennt man den Resonator „impedanzangepasst“.

[13] Dass die beiden verwendeten Spiegel S_2 und S_3 diese Kriterien ebenfalls erfüllen liegt daran, dass es kostengünstiger ist alle Spiegel mit der gleichen Beschichtung herzustellen.

erklärt werden, dass die Projektion des einfallenden runden (nicht astigmatischen) Strahls auf die Eintrittsfläche des Kristalls eine Ellipse ist (Abbildung 3.2). Daher hat der Strahl bei der Propagation durch den Kristall unterschiedliche Radien in x- und y-Richtung. Somit ergeben sich für die beiden Richtungen unterschiedliche Fokussierungseigenschaften. Auch nach Verlassen des Kristalls bleibt der Strahl astigmatisch. Damit die Stabilitätsbedingung des Resonators in Strahlumlaufebene und senkrecht dazu erhalten bleibt, ist es nötig den Astigmatismus zu kompensieren. Dies geschieht mit den gewölbten Spiegeln, welche einen Krümmungsradius $r = 50\,\mathrm{mm}$ aufweisen. Auf diese trifft der Strahl im Winkel $\vartheta = 17\,^\circ$ (Abbildung 3.1), wodurch diese ebenfalls eine astigmatische Verformung des Strahls hervorrufen. Diese ist der Verformung durch den Kristall entgegengerichtet.

Die Optimierung der Fokussierung im Kristall, welche wesentlich zur Leistung in der zweiten Harmonischen beiträgt, geschieht über die Theorie von Boyd und Kleinmann (1968) [12]. Die Berechnungen [5] für einen $l = 10\,\mathrm{mm}$ langen LBO-Kristall ergeben einen optimalen minimalen Strahlradius von $w_{\mathrm{Kristall}} \approx 28\,\mu\mathrm{m}$. In diesen wird die benutzte kritische Phasenanpassung (Kapitel 2.2.2) mit berücksichtigt.

Die optische Weglänge im Resonator wurde nach dem Stabilitätskriterium des Resonators und der Einhaltung des minimalen Strahlradius im Kristall definiert und beträgt $L = 260\,\mathrm{mm}$. Daher ist der minimale Strahlradius zwischen den beiden planaren Spiegeln mit $w_{\mathrm{ein}} = 175\,\mu\mathrm{m}$ vorgegeben.

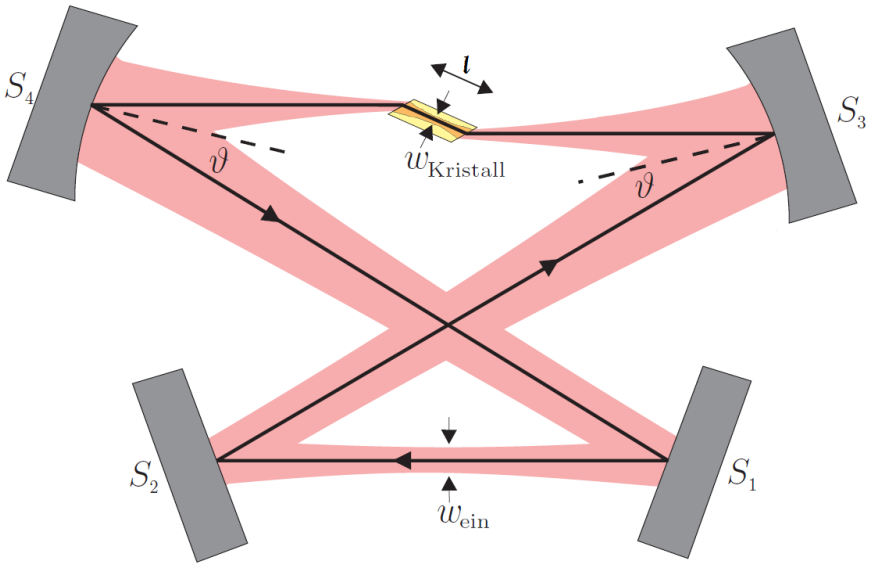


Abb. 3.1: Aufbau und Strahlengang in einem Bow-Tie-Resonator, aufgebaut aus zwei planaren und zwei konkaven Spiegeln. Die beiden konkaven Spiegel S_3 und S_4, die unter den Winkeln ϑ zum Strahlengang stehen, kompensieren den durch den Brewster-geschnittenen Kristall verursachten Astigmatismus. Es gibt zwei Fokuspunkte innerhalb des Resonators. Ein Fokuspunkt mit der Ausdehnung w_{Kristall}, welcher innerhalb des Kristalls liegt und dessen Größe mittels der Boyd-Kleinmann-Theorie berechnet wird, um die Konversionseffizienz zu maximieren. Und ein Fokuspunkt mit der Ausdehnung w_{ein}, welcher sich zwischen den beiden planaren Spiegeln befindet. An diesen minimalen Strahlradius muss der einzukoppelnde Strahl angepasst werden. Ebenfalls ist die Kristalllänge l eingezeichnet [6].

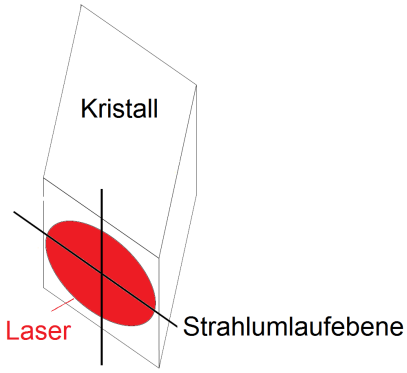


Abb. 3.2: Fällt ein runder Strahl unter einem Winkel auf die Kristallfläche, so ist die Projektion des Strahls darauf eine Ellipse. Ebenfalls ist die Strahlumlaufebene eingezeichnet, wie sie im Resonator definiert ist.

3.2.1. Eckdaten des Resonators

Hier sind alle wichtigen Daten des Resonators zusammengefasst:

- Der Brewster-geschnittene Kristall hat die Länge $l = 10\,\mathrm{mm}$.
- Der optimale Radius des Strahls in der Kristallmitte beträgt $w_{\mathrm{Kristall}} \approx 28\,\mu\mathrm{m}$.
- Der optimale Radius des Strahls zwischen den Spiegeln beträgt $w_{\mathrm{ein}} = 175\,\mu\mathrm{m}$.
- Die Resonatorlänge (optische Weglänge im Resonator) beträgt $L = 260\,\mathrm{mm}$.
- Der zur Kompensation des Astigmatismus nötige Winkel bei Verwendung von Spiegeln mit einem Krümmungsradius $r = 50\,\mathrm{mm}$ beträgt $\vartheta = 17\,°$.

Abbildung 3.3 zeigt eine schematische Zeichnung des Resonatoraufbaus, die alle Maße unter Berücksichtigung dieser Anforderungen enthält.

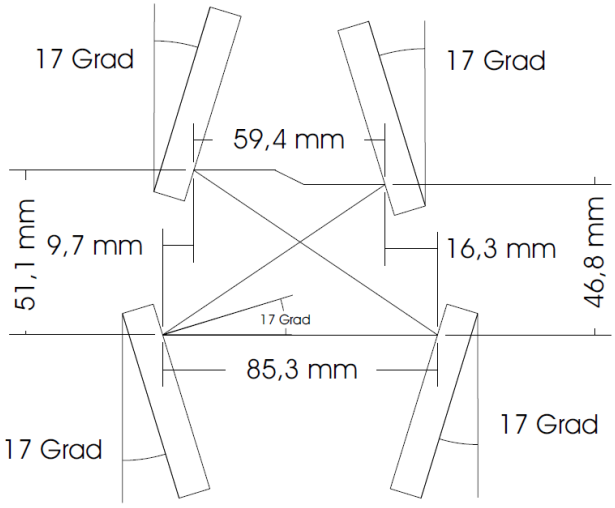


Abb. 3.3: Schematische Zeichnung des Resonatoraufbaus, deren Maße unter Einhaltung aller erforderlicher Spezifikationen definiert wurden [5].

Technische Daten der Spiegel

Die verwendeten Spiegel weisen die folgenden Spezifikationen[14] auf:

- Einkoppler[15]: Reflektivität R = 98,7 % für $\lambda = 851\,\mathrm{nm}$ / 17° P-Pol,

  Rückseite: Antireflexbeschichtung (AR) für $\lambda = 851\,\mathrm{nm}$

- Rest[16]: HR(17° P-Pol, $\lambda = 842{,}6\,\mathrm{nm}$) > 99,95 %
  +R(17° S-Pol, $\lambda = 421{,}3\,\mathrm{nm}$) < 1,5 %,

  Rückseite: AR(17° S-Pol, $\lambda = 421{,}3\,\mathrm{nm}$) < 0,2 %.

- Alle Spiegel haben den Durchmesser $\varnothing = 12{,}7-0{,}1\,\mathrm{mm}$ und eine Dicke $\mathrm{d} = 6{,}35 \pm 0{,}1\,\mathrm{mm}$, bis auf den Spiegel, welcher auf dem Piezoaktor aufgebracht ist. Dieser hat eine Dicke $\mathrm{d} = 3{,}05 \pm 0{,}1\,\mathrm{mm}$[17].

- Die Krümmungsradien der konkaven Spiegel betragen $\mathrm{r} = 50\,\mathrm{mm}$.

3.3. Resonatoraufbau und -stabilisierung

Zu Beginn dieses Abschnitts wird der Aufbau des Resonators vorgestellt. Anschließend ist sowohl die Theorie des Stabilisierungsverfahrens, als auch dessen experimenteller Aufbau beschrieben. Im Folgenden wird das zur Modenanpassung nötige Linsensystem charakterisiert und dessen Aufbau erläutert. Des Weiteren werden die experimentellen Ergebnisse der Stabilisierung und der Modenanpassung in den dazugehörigen Abschnitten vorgestellt.

Der Resonator wurde nach den zuvor beschriebenen Anforderungen und dem Abbild des Resonators in [5] gefertigt. Das Resonatorgehäuse wurde, im Vergleich zu dem in [5] entworfenen, leicht verändert, um den an der Kristallendfläche reflektierten Strahl des blauen Lichts leichter nutzen zu können und die Kristallposition von außen verändern zu können. Am Strahlengang der Grundwelle wurde nichts verändert.

Um möglichst hohe Stabilität zu gewährleisten wurde das Resonatorgehäuse monolithisch gefertigt[18] und aus einem Aluminiumblock heraus gefräst. Die Wandstärke beträgt 2 cm, die Bodendicke 1 cm. Der Strahlengang im Resonator liegt 5,5 cm über der Unterkante des Resonators. Die Höhe des Gehäuses beträgt 10,3 cm. Die Spiegel sind in dafür konstruierte Spiegelhalter[19] aus Aluminium montiert. Diese sind jeweils mit zwei Stahlfedern und drei Mikrometerschrauben[20] am Gehäuse befestigt. Einer der planaren Spiegel ist auf einen Piezoaktor[21] aufgeklebt, wodurch es möglich ist die optische Weglänge im Resonator aktiv zu stabilisieren (siehe Abschnitt 3.3.1). Dieser ist selbst auf eine dafür angefertigte Halterung[22] geklebt worden, welche an den Spiegelhalter angeschraubt ist. Alle Bauteile aus Aluminium sind schwarz eloxiert[23]

[14] Alle angegebenen Reflektivitäten sind vom Hersteller angegeben worden.
[15] Fa. Laseroptik GmbH. Dieser war noch vorhanden und wurde aus Kostengründen in diesem Resonator verwendet.
[16] Bestellt bei Layertec GmbH.
[17] Um das Gewicht des Spiegels zu reduzieren.
[18] Hergestellt von der Mechanikwerkstatt.
[19] Hergestellt von der Mechanikwerkstatt.
[20] Newport, Modell 9314.
[21] Fa. Physik Instrumente, P-885.11.
[22] Eine technische Zeichnung der Halterung findet sich im Anhang.
[23] Eloxalwerk Ludwigsburg.

worden, um Streulicht zu verhindern. Der Kristall ist zwischen den gewölbten Spiegeln auf einem Stelltisch[24] positioniert, welcher sich in horizontaler und vertikaler Ebene verschieben lässt. Dieser ist fest mit dem Resonatorboden verschraubt und dessen Stellschrauben sind mit einem Inbusschlüssel durch zwei Bohrungen in der Außenwand erreichbar. Somit ist es möglich die Position des Kristalls im Strahlengang in vertikaler und horizontaler Ebene zu verändern, ohne in den Resonatorinnenraum zu greifen.

In [5] wurde nach ca. 100 Betriebsstunden ein Leistungseinbruch beobachtet. Dies wurde darauf zurückgeführt, dass aufgrund der hohen Leistungen im Resonator Sauerstoff aus dem Kristall diffundiert, was dessen optische Eigenschafen beeinflusst. Um dem entgegenzuwirken wird im Resonator eine Sauerstoffatmosphäre erzeugt. Hierfür ist ein Loch im Resonatorgehäuse vorgesehen, durch welches der Resonator mit Sauerstoff geflutet werden kann. Um den inneren Aufbau vor Staub und Luftströmungen zu schützen und die Sauerstoffatmosphäre besser halten zu können, ist der Resonator durch eine Polycarbonat-Scheibe verschlossen.

Abbildung 3.4 zeigt eine schematische Draufsicht des Resonators. Abgebildet sind sowohl die oben genannten Komponenten des Aufbaus, als auch der Strahlengang des Pumplichts und der zweiten Harmonischen. Wie schon in Abschnitt 3.1 erwähnt, wird das im Kristall entstehende blaue Licht aufgrund der falschen Polarisation für den Brewsterschnitt des Kristalls an dessen Endfläche nicht vollständig transmittiert. Somit kommt es zu einem Strahl, der von der Endfläche reflektiert wird und durch die Seitenfläche des Kristalls austritt. Damit dieser Anteil der Leistung des blauen Lichts von nicht verloren geht, muss der Kristall auch auf dieser Seitenfläche poliert sein. Durch eine dafür vorgesehene Bohrung durch die Außenwand wird der Strahl aus dem Resonator geführt. Dieser kann z.B. zur Spektroskopie verwendet werden[25].

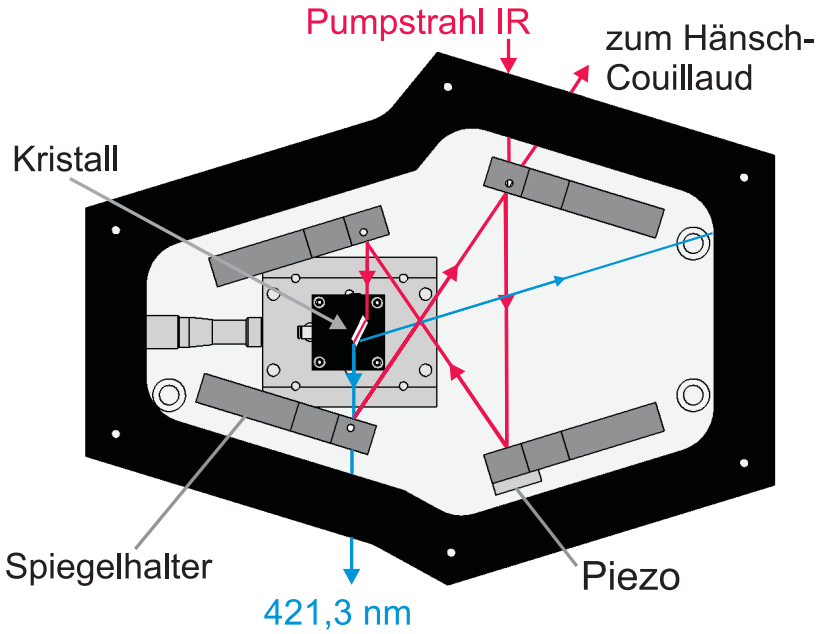


Abb. 3.4: Draufsicht des Resonatoraufbaus mit allen Komponenten. Außerdem sind die Strahlengänge des infraroten (IR) Pumplichts ($\lambda_{\text{pump}} = 842{,}6\,\text{nm}$) und des frequenzverdoppelten blauen Lichts der Wellenlänge ($\lambda_{\text{pump}} = 421{,}3\,\text{nm}$) eingezeichnet.

[24] Newport M-UMR5.16, BM11.16 und M-DS25-Z.

[25] In dieser Arbeit wird der von der Kristallendfläche reflektierte Anteil der zweiten Harmonischen nicht verwendet.

3.3.1. Stabilisierung nach Hänsch und Couillaud

Um die Ausgangsleistung des Resonators zu stabilisieren muss die optische Weglänge im Resonator dauerhaft die Resonanzbedingung 2.15 erfüllen. Damit dies gewährleistet ist muss die Resonatorlänge aktiv stabilisiert werden. Dies wird durch den Spiegel ermöglicht, der auf einen Piezoaktor aufgebracht ist. Das hierfür nötige Regelsignal kann mittels des Verfahrens von Hänsch und Coillaud [13] erstellt werden. Der Brewster-geschnittene Kristall stellt das hierfür nötige linear polarisierende Element dar. Das in den Resonator eingekoppelte Laserlicht ist linear polarisiert und bildet mit dem polarisierenden Element den Winkel θ. Das E-Feld des eingestrahlten Lichts $E^{(\mathrm{i})}$ kann somit zerlegt werden in einen Anteil, der senkrecht zur Transmissionsachse des polarisierenden Elements steht und einen Anteil parallel dazu

$$E_{\parallel}^{(\mathrm{i})} = E^{(\mathrm{i})}\cos(\theta) \quad \text{und} \quad E_{\perp}^{(\mathrm{i})} = E^{(\mathrm{i})}\sin(\theta). \tag{3.1}$$

Die parallele Komponente zirkuliert im Resonator mit wenig Verlusten. Die senkrechte Komponente hingegen wird fast vollständig am Einkoppelspiegel reflektiert und dient als Referenz. Ist die Resonanzbedingung nicht erfüllt, so ist das Licht aus dem Resonator relativ zum direkt reflektierten Licht phasenverschoben und der resultierende Strahl ist elliptisch polarisiert. Dabei hängt die Händigkeit der elliptischen Polarisation davon ab, ob die optische Weglänge im Resonator „zu kurz“ oder „zu lang“ ist. Im Resonanzfall sind beide Komponenten in Phase und der resultierende Strahl bleibt linear polarisiert.

Das Fehlersignal wird durch einen Aufbau einer $\lambda/4$-Verzögerungsplatte, eines polarisierenden Strahlteilers und zweier Fotodioden generiert. Die schnelle Achse der Verzögerungsplatte ist hierbei um 45 ° gegen die Polarisationsachse des vertikalen Ausgangs des Strahlteilers gedreht. Abbildung 3.5 zeigt den schematischen Aufbau.

Um die Generierung des Fehlersignals zu veranschaulichen wird linear, bzw. elliptisch polarisiertes Licht als Überlagerung zweier entgegengesetzt zirkulierender Wellen gleicher, bzw. unterschiedlicher Amplitude aufgefasst. Das $\lambda/4$-Plättchen erzeugt daraus zwei senkrecht zueinander stehende linear polarisierte Wellen. Diese werden am Strahlteiler getrennt und die verschiedenen Intensitäten werden von den Fotodioden detektiert. Die Differenz der Fotodiodensignale I_a-I_b ergibt nun das Fehlersignal (oder Regelsignal), welches man erhält, wenn der Laser in seiner Frequenz gescannt wird[26]. Das theoretische Fehlersignal ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Das experimentell erhaltene Fehlersignal ist in Kapitel 3.5 abgebildet. Im Resonanzfall detektieren beide Fotodioden die selbe Intensität, da das Licht in diesem Fall linear polarisiert ist. Weit davon entfernt ebenfalls, da kein Licht aus dem Resonator kommt[27]. In beiden Fällen ist die Differenz der Fotodiodensignale null. Bei leichter Abweichung von der Resonanz ergibt sich ein von null verschiedener Wert. Das Vorzeichen dieses Werts hängt von der Händigkeit des elliptisch polarisierten Lichts ab.

Im Experiment wird das Fehlersignal auf einen PID-Regler [14] gegeben. Dieser stabilisiert die Länge des Piezokristalls auf den Nulldurchgang einer Flanke des Fehlersignals. Somit wird die Position des Spiegels im Resonator so geregelt, dass die optische Weglänge konstant ein Vielfaches der Wellenlänge beträgt. Die Resonanzbedingung im Resonator ist also dauerhaft erfüllt. Auf den experimentellen Aufbau der Stabilisierung wird in Abschnitt 3.4 eingegangen.

[26] Im Experiment wird hierzu die Länge des Piezokristalls gescannt.

[27] Weit entfernt vom Resonanzfall wird das Licht vom Einkoppelspiegel fast gänzlich reflektiert und wird nicht in den Resonator eingekoppelt.

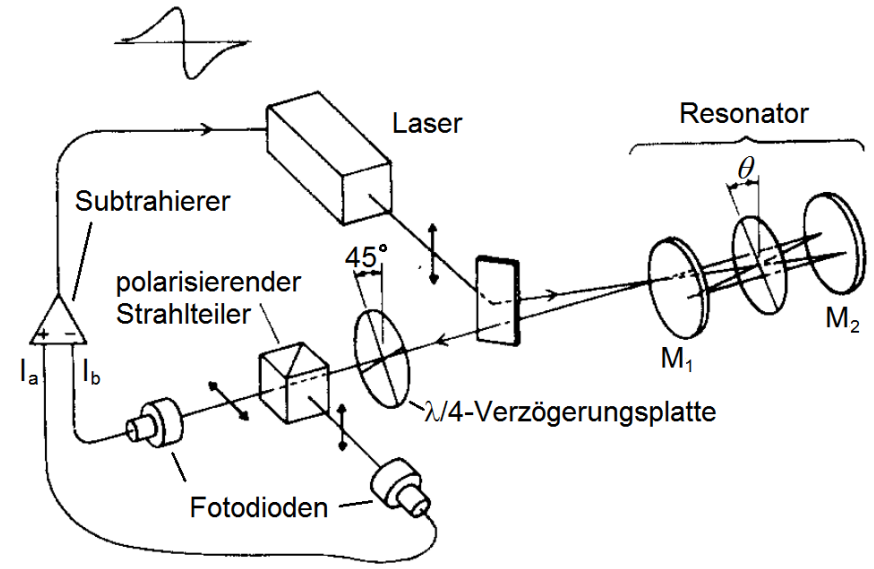


Abb. 3.5: Schematischer Aufbau des Laserstabilisierungsverfahrens nach Hänsch und Couillaud [13]. Abgebildet ist der Strahlengang des Pumpstrahls mit den zugehörigen Polarisationen. Ein linear polarisierter Laserstrahl verlässt den Laser und wird in den Resonator eingekoppelt. Dieser enthält ein polarisierendes Element, das zur Polarisation des Lasers um den Winkel θ verkippt ist. Der resultierende Strahl besteht aus zwei Anteilen. Der eine Anteil wird direkt am Einkoppelfenster M_1 reflektiert. Der andere Anteil durchläuft den Resonator und wird dann wieder durch M_1 transmittiert. Der resultierende Strahl ist im Falle von Resonanz linear polarisiert, andernfalls elliptisch. Durch eine $\lambda/4$-Verzögerungsplatte und einen polarisierenden Strahlteiler wird der Strahl je nach Polarisation unterschiedlich auf die beiden Fotodioden aufgeteilt. Die Differenz dieser Signale $I_a - I_b$ ergibt das Fehlersignal, über welches der Laser, oder wie in dieser Arbeit genutzt, die Resonatorlänge stabilisiert wird.

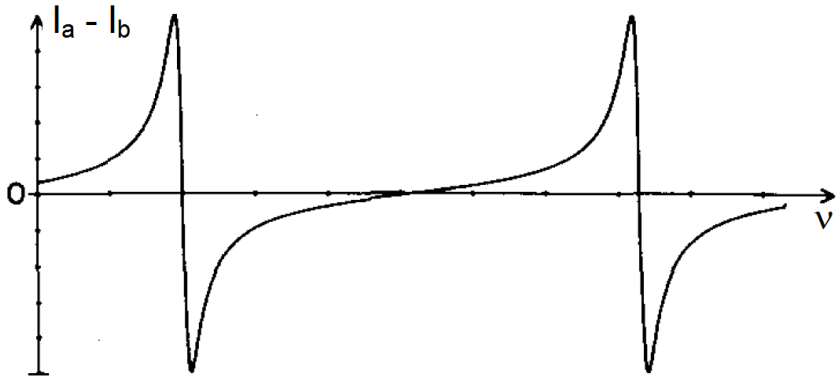


Abb. 3.6: Abbildung des theoretischen Fehlersignals, das mit dem Aufbau nach Hänsch und Couillaud erstellt wird. Das Signal ist die Differenz der beiden Fotodiodensignale I_a und I_b. Aufgetragen ist dieses über der Frequenz ν, da der Laser in seiner Frequenz gescannt wird [13].

3.3.2. Modenanpassung

In diesem Abschnitt wird im ersten Punkt die Anpassung des einzukoppelnden Strahls an die Resonatormode erläutert. Nachfolgend wird auf die Justage der Resonatorspiegel eingegangen.

Um die Lichtleistung effektiv in den Resonator einzukoppeln muss die Mode des einlaufenden Strahls an die Resonatormode angepasst werden. Überlappen die beiden Moden nicht exakt, so werden im Resonator zusätzlich zur Grundmode auch höhere Moden angeregt. Somit geht Lichtleistung in der Grundmode verloren.

Wie in Abschnitt 3.2 dargestellt ist der minimale Strahlradius der Resonatormode zwischen den beiden planaren Spiegeln gegeben durch $w_{\text{ein}} = 175\,\mu\text{m}$. Durch ein Linsensystem im Strahlengang zum Resonator kann der minimale Radius des Strahls und dessen Position festgelegt werden und dieser so an die Resonatormode angepasst werden. Das im Experiment aufgebaute Linsensystem besteht aus zwei Linsen, die als Teleskop dienen und einer fokussierenden Linse, die Position und Abmessung des minimalen Radius bestimmt. Durch das aufgebaute Teleskop ist es möglich den Strahl zu kollimieren[28]. Hierdurch wird die Position der fokussierenden Linse über einen weiten Bereich variabel. Für die Bestimmung der Brennweiten der Linsen ist es nötig die Gauß'schen Strahlparameter des Lasers zu kennen. Daher ist es erforderlich Lage und Größe des minimalen Radius auszumessen. Hierfür wird der Strahlradius an verschiedenen Stellen im Strahlengang des Lasers (ohne Linsensystem) vermessen. Dies geschieht mit der „Klingenmethode“ oder einer CCD-Kamera und dem dafür geschriebenen Computerprogramm „Beam Master“[29]. Abbildung 3.7(a) zeigt die Messwerte und die angepasste Funktion zu einer der insgesamt fünf, mit der Klingenmethode, vermessenen Positionen im Strahlengang[30]. Die Ergebnisse aller Messungen sind in Tabelle 3.1 eingetragen. An diese wurde nach den Formeln 2.2 und 2.3 eine Theoriekurve angepasst. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.7(b) dargestellt. Hieraus ergab sich ein minimaler Strahlradius von $w_{0\text{Laser}}$=395 µm, welcher 307 mm entfernt vom Laserausgang, innerhalb des Ti-Sa-Lasers liegt.

Nach diesen Parametern sind die Brennweiten der verwendeten Linsen für das Linsensystem über das Programm „GaussianBeam“[31] bestimmt worden. Es ergab sich eine passende Kombination aus zwei Linsen der Brennweite $f = 150\,\text{mm}$ für das Teleskop, welche in einem Abstand von 320 mm positioniert werden und einer Linse der Brennweite $f = 300\,\text{mm}$ zur Fokussierung des Strahls. Diese kann in einem Bereich von 430 mm bis 603 mm Abstand von der zweiten

Abstand vom Laserausgang h [mm]	Strahlradius $w(h)$ [µm]
49	461,6
267	558,1
367	615,3
605	703,7
725	819,9

Tab. 3.1.: Ergebnisse der Messungen des Strahlradius des Lasers an verschiedenen Positionen im Strahlengang (ohne Linsensystem).

[28] Kollimation bezeichnet in der Optik das Parallelrichten von Lichtstrahlen.

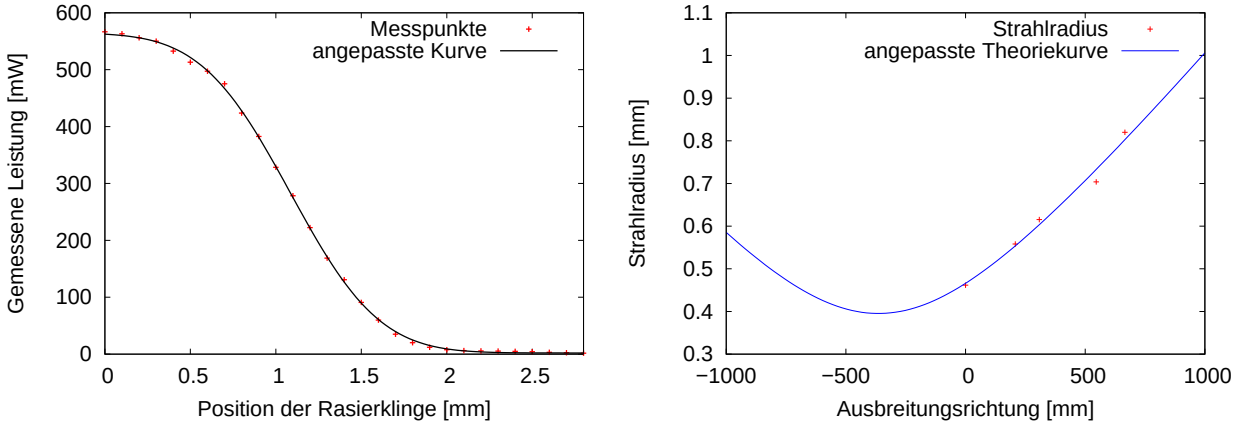
[29] Die Theorie beider Methoden, ebenso wie die Auswertung aller vermessener Positionen ist im Anhang dargestellt.

[30] Die Messwerte stammen vom nun ausgetauschten Titan-Saphir-Lasersystem, bestehend aus dem (weißen) MBR 110/28 und dem Pumplaser Verdi V10.

[31] Dieses berechnet den Strahlengang durch den ABCD-Matrixformalismus. Eine Beschreibung des Programms findet sich im Anhang.

Linse des Teleskops positioniert werden, um den minimalen Radius zu verschieben. In diesem Bereich ergibt sich ein minimaler Radius des Strahls von $w_{0\text{theorie}}$ =175±1 µm, welcher sich im Abstand 297 mm von der fokussierenden Linse befindet. Die erste Linse des Teleskops befindet sich in 500 mm Entfernung zum minimalen Strahlradius des Lasers. Eine schematische Darstellung des Linsensystems mit resultierendem Strahlengang ist in Abbildung 3.8 zu sehen[32].

In der Praxis wurde das Teleskop nach den theoretischen Werten ausgerichtet. Anschließend wurde der Strahl in großer Entfernung[33] beobachtet, während eine der Linsen verschoben wurde. Wenn die Abmessungen des Laserpunkts minimal sind, so ist der Strahl kollimiert. Die dritte Linse (fokussierende Linse) wurde ebenfalls nach den theoretischen Werten positioniert. Anschließend wurde der Strahlradius in der Nähe der Position, bei welcher er später im Resonator liegen soll an mehreren Stellen vermessen[34] und die Linse in Betrachtung dieser Werte verschoben. Das Ergebnis war, dass der minimale Radius an der definierten Position einen minimalen Strahlradius von $w_{0\text{angepasst,v}} = 170$ µm in vertikaler und $w_{0\text{angepasst,h}} = 180$ µm in horizontaler Richtung aufweist. In Kapitel 3.4 ist das Linsensystem im experimentellen Aufbau sowohl schematisch, als auch als Fotografie dargestellt.



(a) Entfernung vom Laserausgangsfenster: $h = 725$ mm. Strahlradius: $w(h = 725)$ =820 µm.

(b) Ergebnis der Ausmessung von minimalem Radius und dessen Position, des Strahlenprofils des Lasers. Eingezeichnet sind die Strahlradien der vermessenen Positionen und die angepasste Theoriekurve.

Abb. 3.7: Darstellung der Messwerte und der an diese angepassten Theoriekurven. (a) Ergebnis zur Ausmessung des Strahlradius an einer Position im Strahlengang. (b) Ergebnisse solcher Messungen an mehreren Positionen und die daran angepasste Theoriekurve, welche Position und Abmessung des minimalen Strahlradius bestimmt.

[32] Erstellt mit dem Programm „GaussianBeam“.

[33] Es muss sicher gestellt werden, dass die Entfernung, in der der Strahl beobachtet wird, groß genug ist, damit er im Fall der Kollimation seine minimale Ausdehnung besitzt.

[34] Hierbei wurde die CCD-Kamera genutzt und die Werte mit der Klingenmethode überprüft.

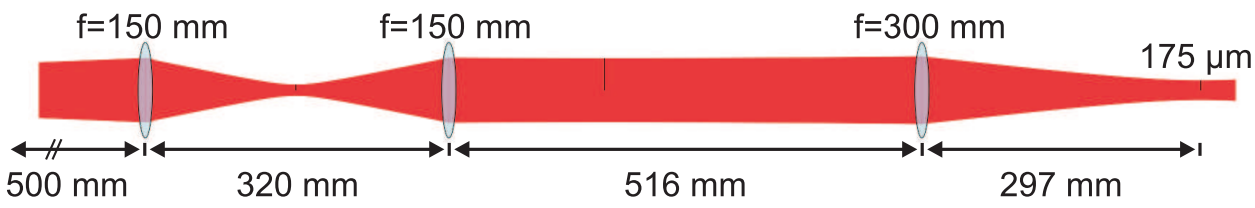


Abb. 3.8: Schematischer Aufbau des Linsensystems mit seinen Parametern. Die erste Linse (von links nach rechts) steht 500 mm vom minimalen Strahlradius des Lasers entfernt. Eingezeichnet ist auch der Strahlengang durch das System. Man erkennt den kollimierten Strahl zwischen der zweiten und dritten Linse. Dies ermöglicht Linse drei in einem großen Bereich zu verschieben, wobei der minimale Radius $w_{0\text{theorie}} = 175\,\mu\text{m}$ beinahe konstant bleibt.

Justage des Resonators

Im Experiment muss nach dem mechanischen Aufbau des Resonators, dessen Mode angepasst werden. Das bedeutet, dass die Spiegel richtig positioniert werden müssen, um die in der Theorie errechnete und angenommene Resonatormode zu gewährleisten. Zu Anfang stellt man die Resonatorspiegel unter Zuhilfenahme der Mikrometerschrauben so, dass sie bestmöglich mit den theoretischen Abständen übereinstimmen. Anschließend wird der angepasste Strahl in den Resonator eingekoppelt. Hierfür werden die beiden letzten vor dem Resonator stehenden Spiegel justiert. Mit diesen wird erreicht, dass der Strahl durch die Mitte des Einkoppelspiegels S_1 (Abb. 3.1) tritt und gleichzeitig zentral auf den zweiten Resonatorspiegel[35] S_2 fällt. Damit ist der Strahl in horizontaler Ebene in den Resonator eingekoppelt. Anschließend wird S_2 so gestellt, dass der Strahl auf die Mitte des ersten konkaven Spiegels S_3 trifft. Von diesem aus muss der Strahl den Kristall mittig durchlaufen (dieser kann in seiner Position mit dem Stelltisch verschoben werden) und wiederum auf die Mitte des zweiten konkaven Spiegels S_4 fallen. Hierzu muss auch der Winkel des Kristalls zum einlaufenden Strahl angepasst werden. Anschließend wird S_4 so positioniert, dass der Strahl zentral auf den Einkoppelspiegel S_1 fällt, welcher so justiert wird, dass der beschriebene Weg wiederholt wird. Anschließend wird der Piezokristall in seiner Länge gescannt und das durch den Auskoppelspiegel S_4 transmittierte Licht anhand einer Fotodiode detektiert. Dieses weist mehrere Resonanzen auf. Diese stellen verschiedene, im Resonator angeregte, Moden dar. Indem nun die Resonatorspiegel weiter justiert werden, kann die Grundmode in ihrer Leistung optimiert werden. Hierbei verschwinden die Resonanzen der Nebenmoden.

[35] Hierbei handelt es sich um den Spiegel, der auf einen Piezoaktor aufgebracht ist.

3.4. Experimenteller Aufbau

In diesem Abschnitt wird der experimentelle Aufbau der Frequenzverdopplung vorgestellt. Hierzu gehört der Strahlengang vom Ausgang des Lasers über das Linsensystem bis zum Resonator, sowie der Resonator, mit dem innen liegenden Kristall, selbst.

Abbildung 3.9 zeigt einen schematischen Überblick über den gesamten Aufbau. Der obere eingerahmte Bereich zeigt den Aufbau des „Beatnotelocks“, welcher in Kapitel 4 beschrieben wird. Die untere Hälfte des Bildes zeigt den Aufbau der Frequenzverdopplung und der Hänsch-Couillaud-Stabilisierung. Die Abbildung kann mit Bild 3.10 verglichen werden, welche den Aufbau der Frequenzverdopplung im Labor zeigt. In beiden Abbildungen ist der Strahlverlauf im Experiment, vom Ausgang des Ti:Sa-Lasersystems durch das Linsensystem bis in den Resonator und durch den Hänsch-Couillaud Aufbau, eingezeichnet. Die $\lambda/2$-Verzögerungsplatte vor dem Resonator ist nötig, um die Laserpolarisation an die Polarisationsebene des Brewster-geschnittenen Kristalls anzupassen[36]. Im Experiment ist die Lage des Kristalls nach den theoretischen Werten auf seiner Auflagefläche angezeichnet worden[37]. Experimentell wird dieser Winkel zur Leistungsoptimierung in kleinen Schritten variiert. In beiden Abbildungen ist der Strahlverlauf im Resonator eingezeichnet. In den Abbildungen ist zu sehen, dass im experimentellen Aufbau der Hänsch-Couillaud-Stabilisierung zusätzlich zur $\lambda/4$-Platte eine $\lambda/2$-Platte eingebaut wurde. Diese wird verwendet, um das Regelsignal zu optimieren. Außerdem wurde ein Blaufilter in den Strahlengang zum Hänsch-Couillaud-Aufbau eingefügt, um das Signal durch die vom Auskoppelspiegel reflektierte Leistung des blauen Lichts nicht zu stören.

[36] In der Theorie muss etwas vom Punkt der maximalen Leistung abgewichen werden, um ein Fehlersignal nach Hänsch und Couillaud erzeugen zu können.

[37] Die hierzu nötigen Maße können der technischen Zeichnung A.5 im Anhang entnommen werden.

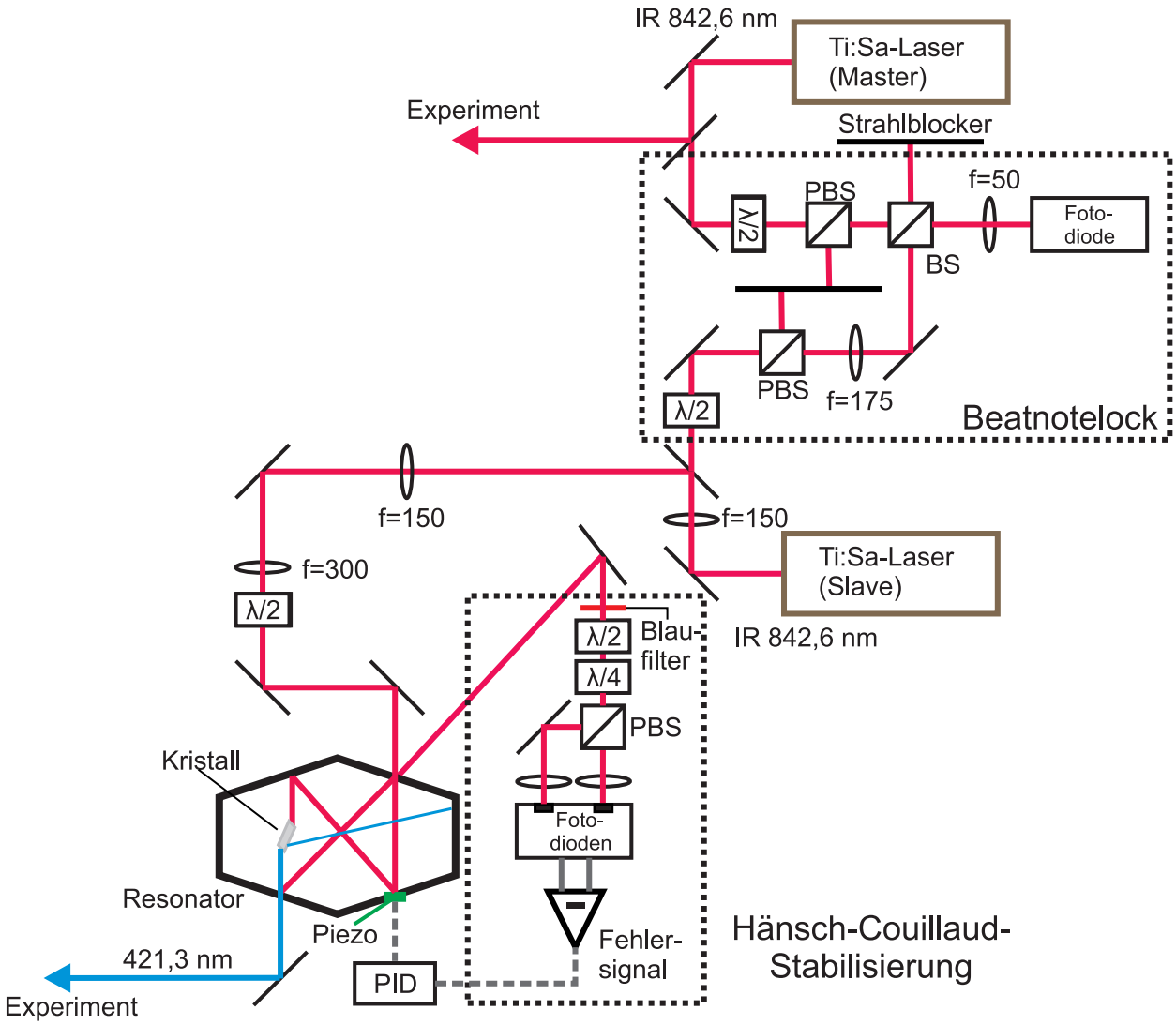


Abb. 3.9: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus. In der unteren Hälfte sieht man den Aufbau der Frequenzverdopplung bestehend aus dem Linsensystem, dem Resonator und der Hänsch-Couillaud-Stabilisierung. Im eingerahmten oberen Bereich ist der Aufbau des „Beatnotelocks“ gezeigt, welcher im nächsten Kapitel besprochen wird. Die Angaben zu den Brennweiten der Linsen entsprechen Millimeterangaben. BS bezeichnet einen 50:50 Strahlteiler, PBS steht für einen polarisierenden Strahlteiler. Ebenfalls ist der Piezoaktor im Resonator eingezeichnet, über welchen der Resonator längenstabilisiert wird. Das hierfür nötige Signal kommt von einem PID-Regler. Dieser stabilisiert auf den Nulldurchgang einer Flanke des Fehlersignals aus dem Hänsch-Couillaud-Aufbau.

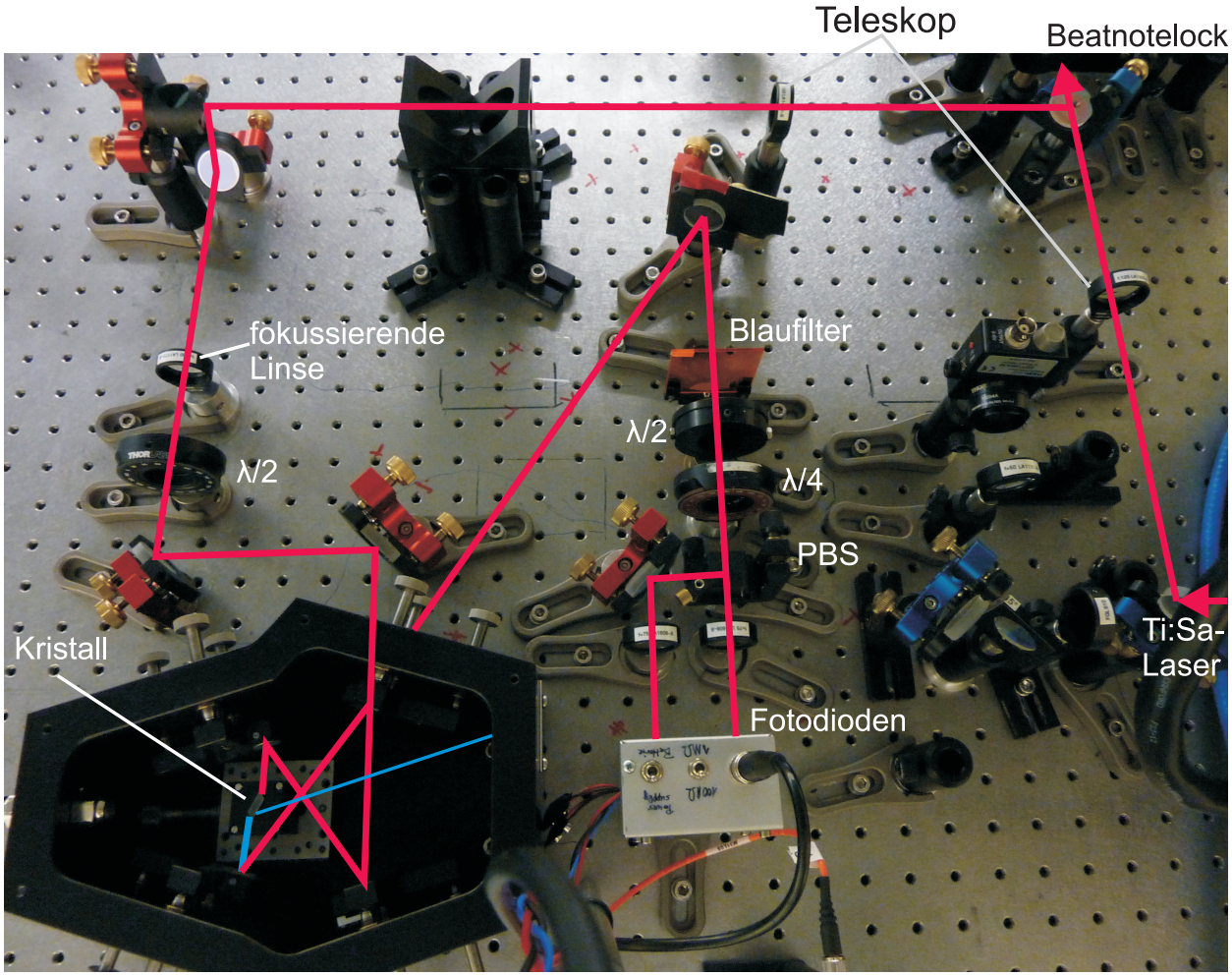


Abb. 3.10: Fotografie des experimentellen Aufbaus. Abgebildet ist der Aufbau der Frequenzverdopplung, bestehend aus dem Linsensystem, dem Resonator und der Hänsch-Couillaud-Stabilisierung. BS bezeichnet einen 50:50 Strahlteiler, PBS steht für einen polarisierenden Strahlteiler. Die Verzögerungsplatten sind mit $\lambda/4$ bzw. $\lambda/2$ gekennzeichnet.

3.5. Charakterisierung der Frequenzverdopplung

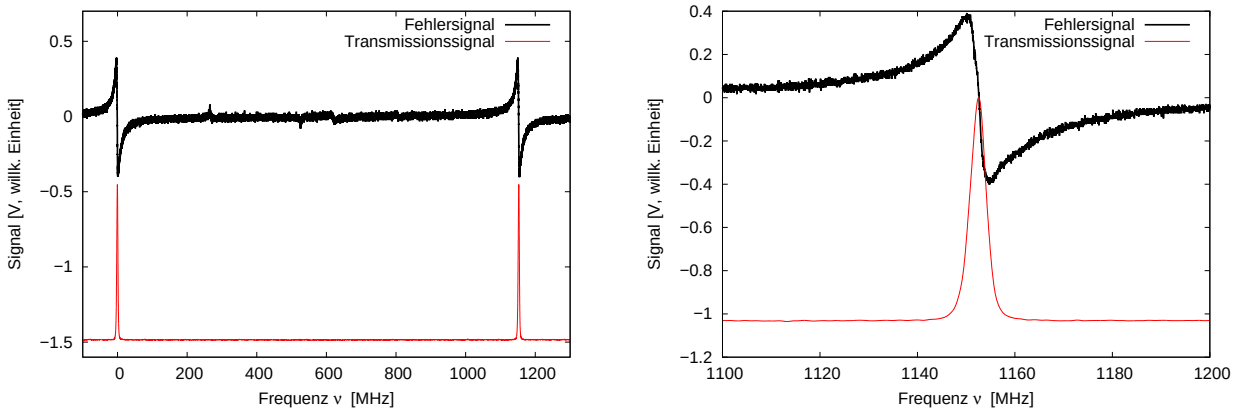
In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Frequenzverdopplung vorgestellt. Es wird sowohl das nach Hänsch und Couillaud experimentell erstellte Regelsignal, als auch die Leistung des blauen Lichts ausgewertet.

In Abbildung 3.11 ist das experimentell erstellte Fehlersignal des Hänsch-Couillaud-Aufbaus dargestellt. Außerdem ist das Signal einer Fotodiode, die die Leistung der zweiten Harmonischen (des blauen Lichts) aus dem Resonator detektiert, eingezeichnet. Man erkennt, dass die Resonanzspitzen immer am Nulldurchgang einer Flanke des Fehlersignals liegen. Dies ist in Abbildung 3.11(b) hervorgehoben. Wird das Fehlersignal auf einen PID-Regler gegeben, welcher die Länge des Piezokristalls auf einen Nulldurchgang stabilisiert, so wird das Transmissionssignal immer auf dem Maximum gehalten.

3.5.1. Leistung und Konversionseffizienz

In Abbildung 3.12 ist die Leistung der zweiten Harmonischen über der Pumpleistung bei $\lambda_{\text{pump}} = 842{,}583\,\text{nm}$ dargestellt. Die Messpunkte der grünen Kurve stellen den Verlauf bei der Messung ohne Infrarotfilter (IR Filter) dar. Bei der Messung der blauen Kurve wurde ein Infrarotfilter in den Strahlengang zum Leistungsmesskopf gestellt. Dieser reflektiert jedoch auch ca. 5 % des blauen Lichts, weshalb beide Datenreihen ausgewertet worden sind. An beide Datenreihen wurden Kurven angepasst, welche eine quadratische Abhängigkeit von der Pumpleistung zeigen [6]. Für die Datenreihe mit Filter ergibt dies einen Vorfaktor der Parabel von a=0,051 . Ohne Filter ergibt sich dieser zu b=0,055 . Aus den Messwerten errechnet sich, dass ca. 8 % der Lichtleistung aus dem Resonator nicht vom Infrarotfilter transmittiert werden. Da ein Teil dieser reflektierten Leistung aus ca. 5 % der blauen Lichtleistung besteht, wird wie erwartet ein sehr geringer Anteil der im Resonator umlaufenden Lichtleistung des infraroten Lichts durch den Spiegel transmittiert.

Ebenfalls wurde die „verlorene“ Lichtleistung im reflektierten Strahl der zweiten Harmonischen bestimmt. Gemessen wurden $P_{\text{neben}} \approx 172\,\text{mW}$ im Nebenstrahl, bei $P_{\text{haupt}} = 933\,\text{mW}$ Lichtleistung im Hauptstrahl. Somit werden ca. 16 % der entstehenden Lichtleistung, des blauen Lichts, an der Kristallendfläche reflektiert. Die maximale gemessene Ausgangsleistung im Hauptstrahl der zweiten Harmonischen betrug $P_{\text{max.2.Harm.}} = 1{,}5\,\text{W}$ bei einer maximalen Pumpleistung von $P_{\text{max.pump}} = 5\,\text{W}$. Hieraus ergibt sich eine maximale Konversionseffizienz von 30 %, wenn nur der Hauptstrahl des blauen Lichts betrachtet wird. Wird zusätzlich der seitlich ausgekoppelte Nebenstrahl beachtet, so liegt die Konversionseffizienz bei ca. 36 %.



(a) Dargestellt ist ein freier Spektralbereich des Resonators und das Fehlersignal. Die Nebensignale bei $\nu = 261$, 525 und 623 MHz entstehen durch angeregte Nebenmoden.

(b) Hervorhebung des Signals. Es wird deutlich, dass das Maximum der Resonanzkurve am Nulldurchgang des Fehlersignals liegt.

Abb. 3.11: Aufnahme des Fehlersignals der Hänsch-Couillaud-Stabilisierung und des Transmissionssignals der zweiten Harmonischen aus dem Resonator, während der Piezokristall in seiner Länge gescannt wird.

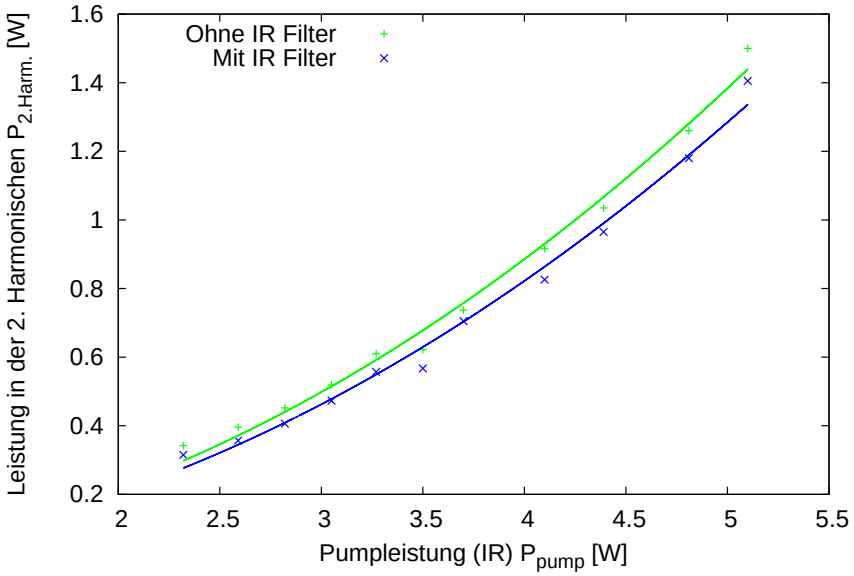


Abb. 3.12: Leistung in der zweiten Harmonischen über der Pumpleistung bei $\lambda_{\text{pump}} = 842{,}583$ nm. Die Messung erfolgte mit einem thermischen Messkopf. Die grünen Messpunkte wurden mit Infrarotfilter (IR Filter) vor dem Messkopf gemessen, die blauen ohne. An jede Messreihe wurde eine Funktion mit quadratischem Verlauf angepasst. Dass die Messpunkte von diesem Verlauf abweichen hat mit den Grund, dass der PID-Regler nicht für jede Leistungsstufe angepasst wurde.

3.5.2. Freier Spektralbereich und Finesse

In Abbildung 3.11(a) ist ein freier Spektralbereich (FSR) (engl.: free spectral range) Δ_{FSR} des Resonators dargestellt. Unter Annahme einer optischen Weglänge im Resonator von $L = 260\,\mathrm{mm}$ kann sie nach Formel 2.17 auf $\Delta_{\mathrm{FSR}} = 1{,}15\,\mathrm{GHz}$ abgeschätzt werden[38]. Mit diesem Wert ist es möglich die Zeit-Achse der am Oszilloskop aufgenommenen Daten in eine Frequenz-Achse zu kalibrieren. Wird nun eine Lorentzkurve nach Gleichung 2.16 an die Resonanzkurven gelegt, so ergibt sich deren Breite bei halber Höhe zu $\Delta_{\mathrm{FWHM}} = 4 \pm 0{,}1\,\mathrm{MHz}$. Die Linienbreite des Resonators ist somit größer als die des Ti:Sa-Lasersystems (50 kHz). Daraus folgt, dass auf Resonanz das gesamte Frequenzspektrum des Ti:Sa-Lasers eingekoppelt werden kann.

Nach Gleichung 2.18 lässt sich die Finesse des Resonators zu $\mathcal{F}$=288 bestimmen. Dieser Wert ist mit den Werten des Resonators, der in [5][39] aufgebaut wurde, vergleichbar.

[38] Der Brechungsindex von Luft wurde mit $n = 1$ genähert.
[39] Der Resonator wurde nach dieser Vorlage konstruiert.

4. Beatnotelock

In diesem Kapitel wird der Aufbau und die zugehörige Theorie zur Frequenzstabilisierung zweier unabhängiger Lasersysteme erklärt. Hierbei sollen die Lasersysteme relativ zueinander stabilisiert werden. Ein Laser wird beispielsweise auf eine Spektroskopie stabilisiert (Masterlaser), während der andere (Slavelaser) relativ zu diesem frequenzstabilisiert wird. Des Weiteren werden die Anforderungen an das System und die experimentellen Ergebnisse vorgestellt.

4.1. Theorie und Aufbau

Der „Beatnotelock“ oder auch „Delay-line-lock“ (zu deutsch: Verzögerungsstabilisierung) [15] erlaubt es zwei unabhängige Lasersysteme aufeinander zu stabilisieren, damit diese relativ zueinander frequenzstabil sind. Hierbei ist es möglich zwei Laser aufeinander zu stabilisieren, die sich in ihrer Frequenz einige hundert Megahertz unterscheiden. Typischerweise wird ein Laser (Master-Laser) auf eine Spektroskopie oder einen Referenzresonator stabilisiert. Dann können mit Hilfe dieses Aufbaus mehrere Lasersysteme (Slave) relativ zu diesem Frequenz stabilisiert werden. Begrenzt werden die maximal möglichen Frequenzunterschiede typischerweise nur durch die Bandbreite der Fotodiode und die elektronischen Hochfrequenzbauteile. Mit Standardkomponenten sind Frequenzunterschiede zwischen 10 MHz und 10 GHz möglich. Der im Experiment nötige Frequenzabstand beträgt ca. 850 MHz. Für diese Beatnotefrequenz wurden die technischen Bauteile der Schaltung konzipiert.

Der schematische Aufbau des Systems ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Zur Veranschaulichung ist am Ende des Abschnitts ein Foto des Aufbaus im Labor abgebildet (Abb. 4.4). In beiden Abbildungen ist zu sehen, dass von jedem Lasersystem ein Teilstrahl benötigt wird. Im Experiment wird hierfür die durch Spiegel transmittierte Leistung von ca. 3 mW genutzt. Die beiden Strahlen werden durch eine $\lambda/2$-Verzögerungsplatte und einen polarisierenden Strahlteiler (PBS, engl: polarising beam splitter) gelenkt und dadurch in die gleiche Richtung linear polarisiert[40]. Anschließend werden die beiden Strahlen über einen 50:50 Strahlteilerwürfel (BS, engl: Beam splitter) überlagert. Hierzu werden die beiden im Strahlengang des „Slave“-Lasers stehenden Spiegel justiert (Abb. 4.1). Die Linse, welche im Strahlengang dieses Strahls steht, passt die Größen der Strahlen aneinander an. Anschließend treffen die überlagerten Strahlen des Master- und des Slavelasers auf eine Fotodiode, auf die er im Experiment mittels einer Linse der Brennweite $f = 50$ mm fokussiert wird. Eine Komponente der Spannung, welche von der Fotodiode registriert wird, schwingt mit Differenz der beiden Laserfrequenzen. Dies ist das sogenannte „Beatnote-“ Signal (zu deutsch: Schwebung). Dieses kann mit einem Spektrumanalysator aufgelöst werden. Im Experiment hatte das Beatnotesignal ohne zusätzliche Verstärkung eine Amplitude von ca. -35 dBm über dem Rauschlevel. Dieses kann über in reihe geschaltete Verstärker noch vergrößert werden[41]. Eine elektronische Schaltung generiert hieraus ein Fehlersignal. In Abbildung 4.1 ist diese als „MiniCircuits-Box“ zusammengefasst[42].

[40] Die polarisierenden Strahlteiler werden hierbei unter Transmission genutzt, da sie hierbei eine sauberere Polarisation aufweisen.

[41] Im experimentellen Aufbau reichte die Signalgröße ohne zusätzliche Verstärkung aus, um ein Fehlersignal zu generieren.

[42] Die Komponenten der Box bestehen zum Großteil aus Bauteilen der Firma „MiniCircuits“.

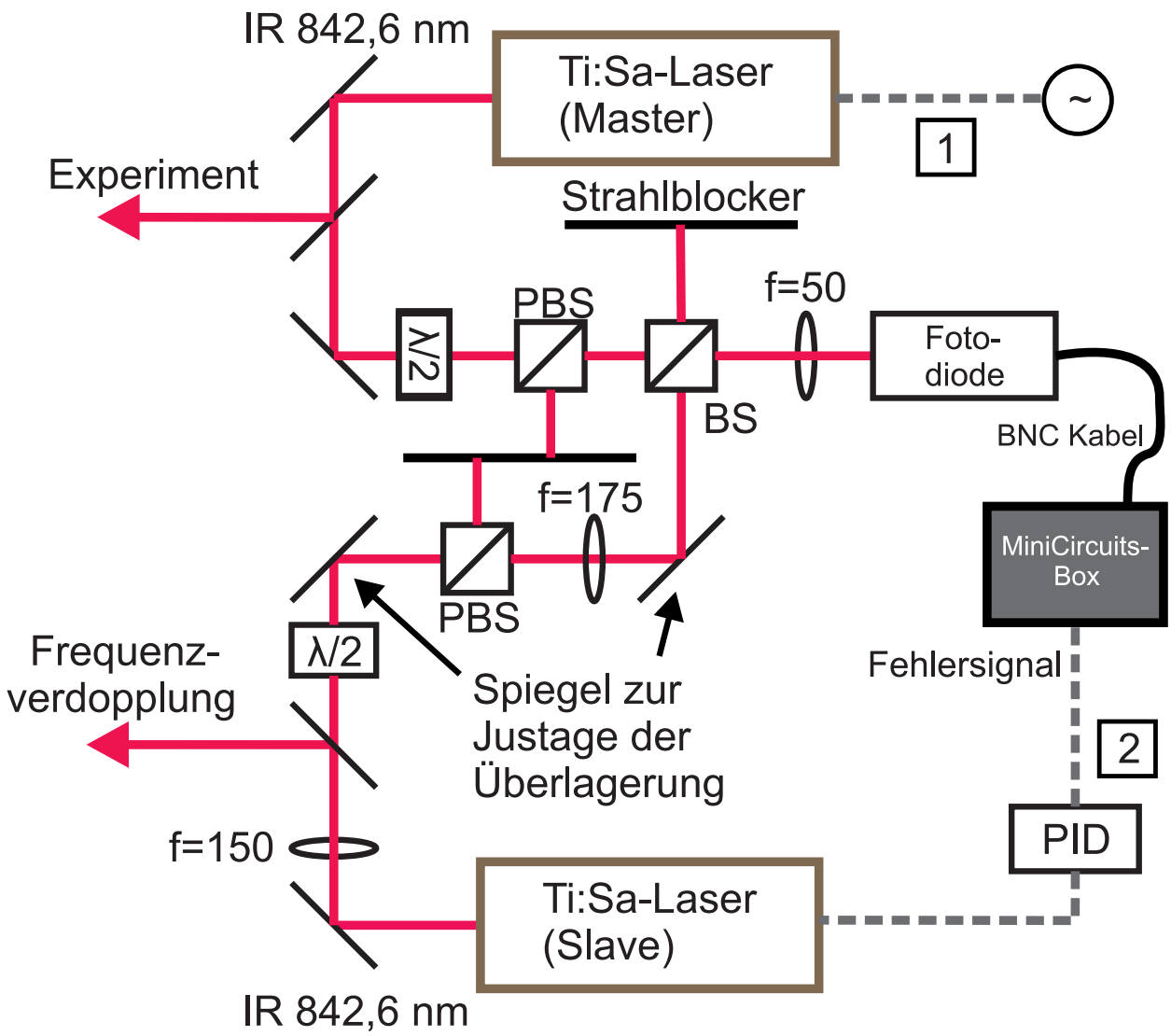


Abb. 4.1: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus des „Beatnotelocks“ oder „Delaylinelocks“. Von jedem der Lasersysteme wird ein Teilstrahl benötigt. Diese werden dann mit gleicher Polarisation überlagert. Diese Lichtleistung wird von einer Fotodiode detektiert. Das Signal der Fotodiode wird von einer elektronischen Schaltung verarbeitet (hier dargestellt als „MiniCircuits-Box“). Diese erzeugt ein Fehlersignal, welches durch einen PID-Regler auf den Slave-Laser rückgekoppelt wird. Die Angaben zu den Brennweiten der Linsen entsprechen Millimeterangaben. BS bezeichnet einen 50:50 Strahlteiler, PBS steht für einen polarisierenden Strahlteiler. Die Wechselspannung am Masterlaser kann angelegt werden, um ein Störsignal zu simulieren. Die eingerahmten Ziffern kennzeichnen die Abgriffstellen des Signals zur Messung der Rauschunterdrückung der Stabilisierung.

Der schematische Aufbau der Schaltung[43] zur Generierung des Fehlersignals ist in Abbildung 4.2 dargestellt. In dieser kann anhand der eingefügten Ziffern die nachfolgend erklärte Erstellung des Signals durch die einzelnen Bausteine verfolgt werden. Bei diesen Bausteinen handelt es sich um Komponenten der Firma MiniCircuits, welche eine 12 V Spannungsversorgung benötigen. Die Erzeugung des Fehlersignals läuft in dieser Schaltung wie folgt.

Das überlappte Licht der beiden Laser hat die Form

$$\begin{aligned} V_{\mathrm{FD}} &\propto \left(\cos\left(\omega_{\mathrm{m}} t\right) + \cos\left(\omega_{\mathrm{s}} t\right)\right)^2 \\ &= 1 + \frac{1}{2}\left(\cos\left(2\omega_{\mathrm{m}} t\right) + \cos\left(2\omega_{\mathrm{s}} t\right)\right) + \cos\left(\left[\omega_{\mathrm{m}} + \omega_{\mathrm{s}}\right] t\right) + \cos\left(\left[\omega_{\mathrm{m}} - \omega_{\mathrm{s}}\right] t\right), \end{aligned} \tag{4.1}$$

wobei ω_{m} für die Frequenz des Maserlasers steht und ω_{s} für die des Slavelasers. Für das Fehlersignal ist nur der Teil des Signals relevant, der mit der Schwebungsfrequenz $|\omega_{\mathrm{m}} - \omega_{\mathrm{s}}| = \omega_{\mathrm{b}}$ schwingt. Daher filtert man die anderen Terme heraus. Der Gleichstromanteil des Signals wird durch einen Kondensator im Ausgang der Fotodiode unterdrückt. Die anderen oszillierenden Anteile verschwinden, da die Fotodiode diese wegen ihrer begrenzten Bandbreite nicht auflösen kann. Das übrige Signal wird auf den Eingang der MiniCircuits-Box gegeben (Nr. ① in Abbildung 4.2). Hier wird es verstärkt und über einen Mixer mit der Frequenz ω_{vco} überlagert (Nr. ②). Diese wird über einen spannungsgeregelten Oszillator erzeugt (engl.: voltage controlled oscillator, VCO). Das Signal am Ausgang des Mixers stellt das Produkt der beiden Frequenzen dar (Nr. ③). Dieses kann ebenso betrachtet werden, als einen Anteil, der mit der Summe der Frequenzen schwingt und einen Teil, der mit der Differenz der beiden Ausgangssignale schwingt:

$$\cos\left(\omega_{\mathrm{b}} t\right) \cdot \cos\left(\omega_{\mathrm{vco}} t\right) = \frac{1}{2}\left(\cos\left(\omega_{\mathrm{b}} t + \omega_{\mathrm{vco}} t\right) + \cos\left(\omega_{\mathrm{b}} t - \omega_{\mathrm{vco}} t\right)\right) \propto \cos\left(\omega_{+} t\right) + \cos\left(\omega_{-} t\right), \tag{4.2}$$

wobei $\omega_{\pm} = |\omega_{\mathrm{b}} \pm \omega_{\mathrm{vco}}|$ gilt. Der Term, welcher mit der Frequenz ω_{+} schwingt, wird durch einen Tiefpass herausgefiltert. Das übrige Signal wird durch einen Splitter aufgeteilt (Nr. ④). Ein Teil geht durch ein Kabel (Verzögerungsstrecke) der Länge l und anschließend auf einen Mixer. Der andere Teil geht direkt auf den Mixer. Beide Signale haben die selbe Frequenz, das eine jedoch ist um $t = l/v$ verzögert, wobei v die Geschwindigkeit im Kabel darstellt[44]. Das Ausgangssignal des Mixers (Nr. ⑤) ergibt sich nun als

$$V_{\mathrm{mix}} = \cos\left(\omega_{-} t\right) \cdot \cos\left(\omega_{-}\left[t + \frac{l}{v}\right]\right) \propto \cos\left(\omega_{-} \frac{l}{v}\right) + \cos\left(2\omega_{-}\left[t - \frac{l}{2v}\right]\right). \tag{4.3}$$

Durch einen weiteren Tiefpass wird der zeitlich oszillierende Anteil herausgefiltert und das Fehlersignal ist gegeben durch:

$$V_{\mathrm{out}} \propto \cos\left(\omega_{-} \frac{l}{v}\right) = \cos\left(\left[\omega_{\mathrm{b}} - \omega_{\mathrm{vco}}\right] \frac{l}{v}\right). \tag{4.4}$$

Dieses Signal ist zeitlich konstant, ändert man die beiden beteiligten Frequenzen nicht. Wird einer der beiden Laser frequenzmoduliert, so bekommt man ein Fehlersignal. Ein solches Fehlersignal ist in Abb. 4.3 dargestellt. Dieses bietet an jedem Nulldurchgang einen möglichen Punkt zur Stabilisierung. Über die Länge des Kabels (Länge der Verzögerungsstrecke) lässt sich die Steigung der Flanken anpassen. Je länger dieses gewählt wird, desto steiler werden

[43] Hierbei handelt es sich um die Schaltung aus dem universitätsinternen Wiki „Delay line lock“. Der hellblau unterlegte Baustein ist im Gegensatz zur 1 GHz Variante ausgetauscht worden.

[44] Die Geschwindigkeit des Signals im Kabel beträgt $v \approx 2/3c \approx 200000\,\mathrm{km/s}$.

die Flanken und desto schneller stabilisiert der PID bei einer Abweichung zum Stabilisierungspunkt. Jedoch rücken bei immer steiler gewählten Flanken die Stabilisierungspunkte immer weiter zusammen. Somit wird der Bereich, in dem nachgeregelt werden kann kleiner. Daher muss immer ein Kompromiss zwischen Flankensteilheit und Einfangbereich gefunden werden. Im experimentellen Aufbau wurden hier $l = 50\,\mathrm{cm}$ gewählt.

Sind die beiden Systeme relativ zueinander frequenzstabilisiert, so ist es möglich durch die Variation der Frequenz des VCO's den Stabilisierungspunkt zu verschieben. Hierdurch lässt sich die Frequenz des Slavelasers relativ zum Masterlaser, welcher auf eine vorgegebene Frequenz stabilisiert ist, verschieben. Dies lässt sich an einem Spektrumanalysator, welches das Beatnotesignal detektiert, kontrollieren. Da der Bereich, in dem man die Frequenz des VCO regeln kann, begrenzt ist, ist es nötig auf eine Flanke des Fehlersignals zu stabilisieren, bei welcher die Beatnotefrequenz in der Region der erwünschten Verstimmung zwischen den beiden Lasern liegt. Hierfür wird die Beatnotefrequenz über ein Spektrumanalysator beobachtet.

Im Experiment ist eine Frequenzverstimmung in einem Bereich von ca. 750 MHz bis ∼950 MHz zwischen den beiden Lasersystemen nötig. Daher wurde getestet ob es möglich ist die Beatnotefrequenz (und damit die Frequenz des Slavelasers) anhand der Regelung der VCO Frequenz in diesem Bereich zu verschieben. Es wurde gemessen, dass sich die Frequenz zwischen 716 MHz und 1392 MHz verschieben lässt. Dies entspricht einem Bereich von 676 MHz.

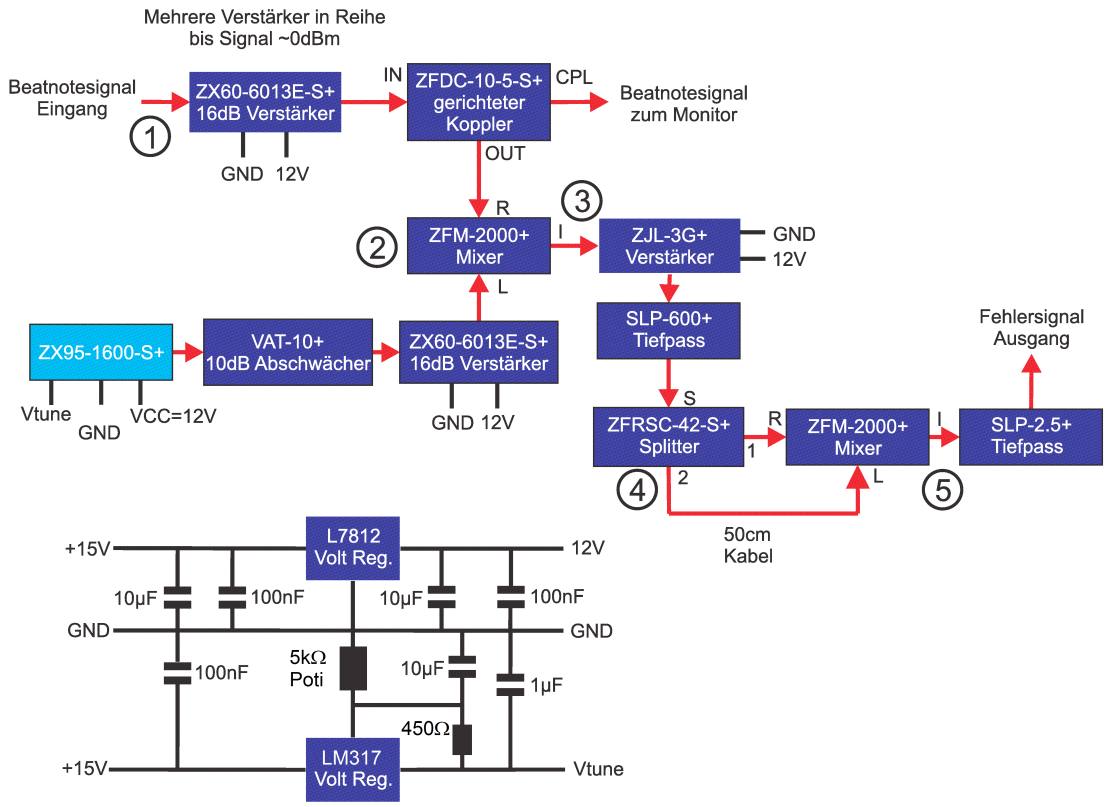


Abb. 4.2: Aufbau zur Generierung eines Fehlersignals, um zwei Lasersysteme bei unterschiedlichen Frequenzen relativ zueinander stabilisieren zu können. Die Schaltung wurde mit MiniCircuits-Komponenten realisiert. Die eingekreisten Ziffern weisen auf die im Text erklärte Erstellung des Signals hin. Die im unteren Teil der Abbildung dargestellte Schaltung dient als 12 V Spannungsquelle und zur Ansteuerung des regelbaren VCO (hellblau unterlegt).

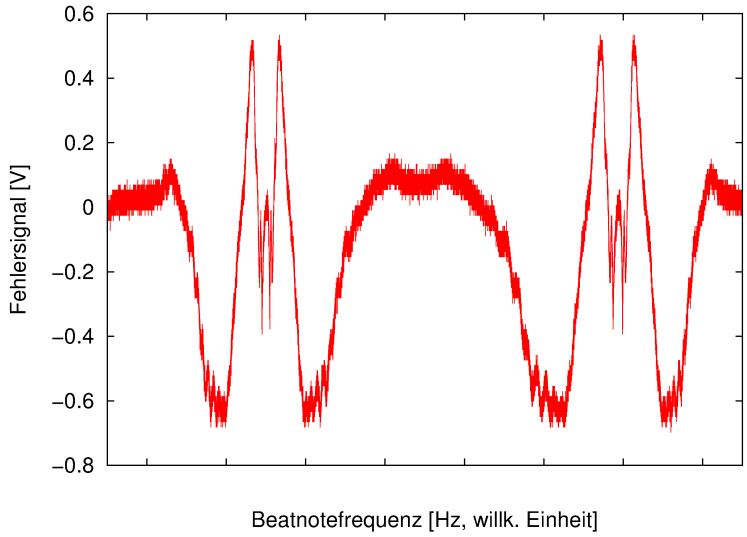


Abb. 4.3: Fehlersignal zur Stabilisierung zweier Lasersysteme unterschiedlicher Frequenz aufeinander. Das Signal wurde durch den Aufbau des „Beatnotelocks“ erstellt und im Experiment aufgenommen. Bei der „Beatnotefrequenz“ handelt es sich um die Verstimmung zwischen den beiden Lasern. Das Signal wurde durch das Scannen des Slavelasers erzeugt.

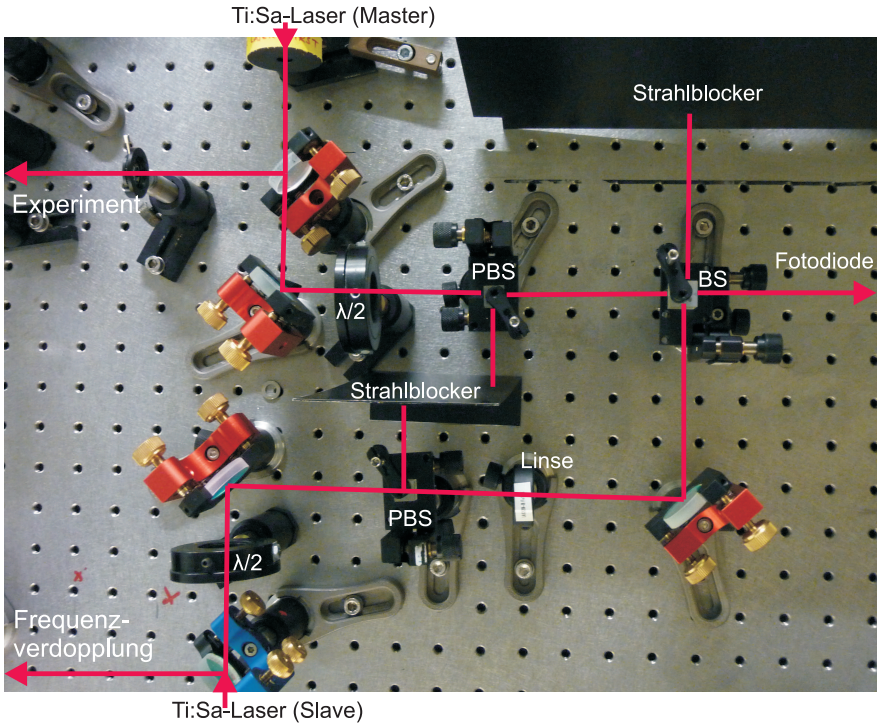


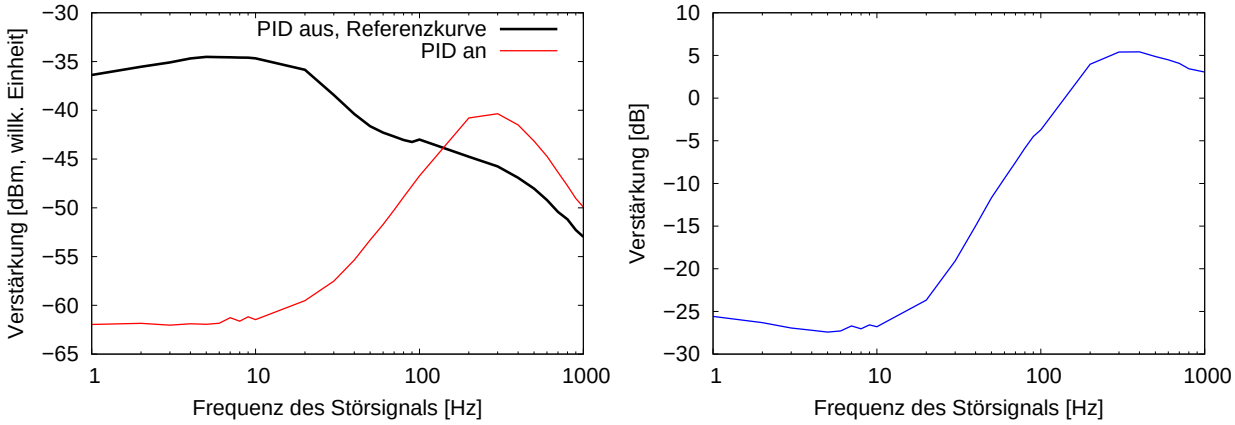
Abb. 4.4: Foto des experimentellen Aufbaus des Beatnotelocks im Labor. Eingezeichnet sind die Stahlwege der Teilstrahlen der beiden Ti:Sa-Lasersysteme. Diese werden durch einen Aufbau, bestehend aus $\lambda/2$-Verzögerungsplatten und polarisiertenden Strahlteilern (PBS), in die gleiche Richtung linear polarisiert und anschließend beim Durchgang durch einen 50:50 Strahlteiler (BS) überlagert. Die gleich polarisierten und überlagerten Teilstrahlen treffen auf eine Fotodiode, die das „Beatnotesignal“ registriert.

4.2. Auswertung der Regelbandbreite

In diesem Abschnitt wird der aufgebaute Beatnotelock charakterisiert. Hierfür wird die Bandbreite des Regelkreises bestimmt und die effektive Abschwächung von Störfrequenzen ausgemessen.

Die Regelbandbreite zeigt wie gut das Gesamtsystem, bestehend aus Lasersystemen, Resonator, Stabilisierung und Elektronik, Störungen unterschiedlicher Frequenz ausregelt. Um diese zu bestimmen wird ein sinusförmiges Störsignal auf den Eingang „Extern lock“ des Masterlasers gegeben. Dieses wird an der in Abbildung 4.1 mit „1“ markierten Stelle gemessen. Die Antwort des Systems wird an der mit „2“ gekennzeichneten Stelle ermittelt. Das Verhältnis von Störsignal zur Antwort des Systems ist in Abbildung 4.5(a) als sogenanntes Bodediagramm dargestellt. Die schwarze Kurve zeigt den Fall, dass der PID-Regler ausgeschaltet ist und dient somit als Referenz um die Unterdrückung des Signals durch den PID beurteilen zu können. Die rote Kurve zeigt dementsprechend den Fall, in dem der PID angeschaltet ist. Abbildung 4.5(b) zeigt die Differenz der beiden Signale in dB. Das Störsignal wird durch den PID-Regler also in allen Frequenzen bis zum Erreichen von ca. 100 Hz gedämpft. Bei höheren Frequenzen wird das Signal verstärkt, was auf eine Resonanz im Regelkreis hindeutet.

Zusätzlich wurde ein Frequenzspektrum des Fehlersignals bei an- und abgeschaltenem PID aufgenommen, um die Signalunterdrückung durch den PID zu verifizieren (Abb. 4.6). Man erkennt, dass Frequenzen unter 80 Hz durch den PID abgeschwächt werden. Die Effizienz der Unterdrückung ist in beiden Messungen vergleichbar.



(a) Verhältnis der Amplituden von Störsignal zu Antwortsignal bei ein- und ausgeschaltetem PID-Regler.

(b) Differenz der beiden in (a) gezeigten Kurven.

Abb. 4.5: (a) Bodediagramm für die Amplitudenverstärkung von Störsignal und Antwortsignal des Systems bei ausgeschaltetem und eingeschaltetem PID-Regler. (b) Verstärkungsfaktor zwischen der Amplitude des Störsignals und des Antwortsignals.

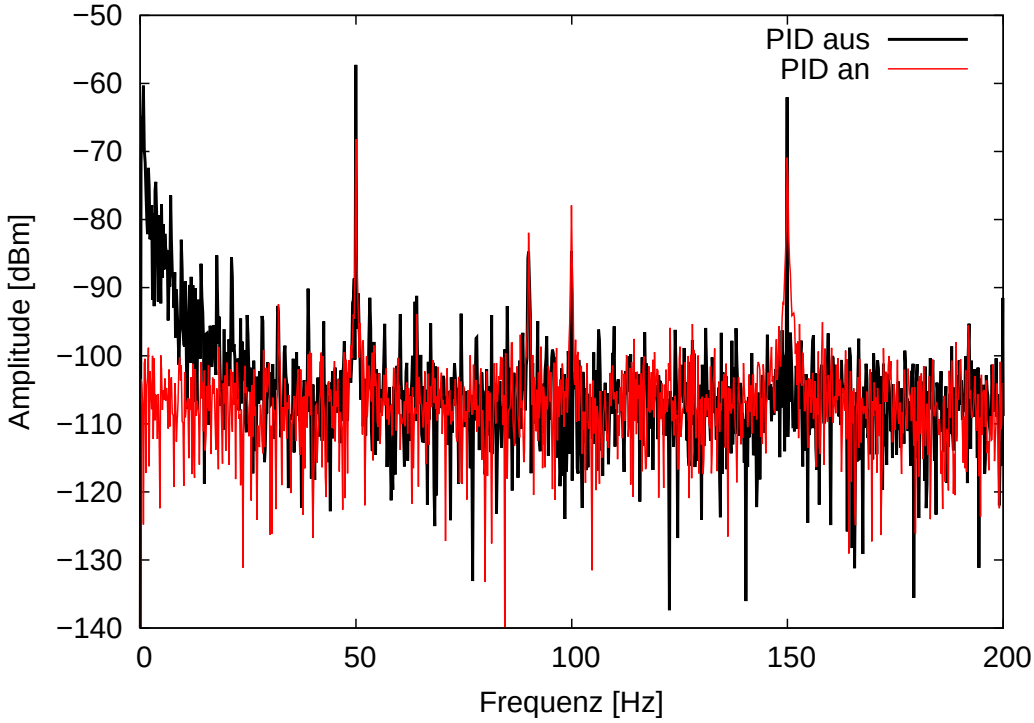


Abb. 4.6: Frequenzspektrum des Fehlersignals. Abgebildet sind die Fälle bei ein- und ausgeschaltetem PID, ohne simuliertes Störsignal. Deutlich erkennbar sind die durch Netzspannung und Transformatoren verursachten Harmonischen von 50 Hz. Zu sehen ist, dass der PID-Regler bis zum Erreichen von ca. 80 Hz alle Frequenzen in ihrer Amplitude dämpft.

5. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde ein Lasersystem zur Erzeugung von mindestens 1,5 W Laserleistung bei 421 nm aufgebaut. Dies konnte durch Frequenzverdopplung in einem Resonator erreicht werden. Zusätzlich wurde das aufgebaute Lasersystem mit Frequenzabstand auf ein anderes System stabilisiert. Die nötigen Theorien zum Aufbau des Lasersystems waren die Eigenschaften eines Gaußstrahls, die Resonatortheorie und die Theorie der Frequenzverdopplung an doppelbrechenden Kristallen und wurden in Kapitel 2 beschrieben.

Für die Anpassung des Gaußstrahls des Lasers an die Resonatormode wurden die Strahlparameter des Lasers vermessen und ein entsprechendes Linsensystem konstruiert. Der Verdopplungsresonator wurde aufgebaut, justiert und über das Stabilisierungsverfahren nach Hänsch und Couillaud längenstabilisiert. Im Verlauf dieser Arbeit wurde hierfür auch die Spannungsversorgung und das 19"-Einschubregister für die PID-Regler aufgebaut. Durch das aufgebaute Lasersystem konnten so ca. 1,5 W Lichtleistung in der zweiten Harmonischen der Wellenlänge 421 nm, bei 5 W Pumpleistung, erzeugt werden. Die experimentellen Schritte und die Ergebnisse sind in Kapitel 3 dargestellt.

Der hierzu nötige Ti:Sa-Laser, der als Pumplaser dient, wurde auf ein anderes Ti:Sa-Lasersystem frequenzstabilisiert. Hierzu wurde ein System namens „Beatnotelock“ mitsamt der hierzu nötigen optischen Elemente, der elektronischen Bauteile und der Spannungsversorgung aufgebaut. Das Ergebnis war, dass es möglich ist beide Lasersysteme relativ zueinander mit fast beliebigen Frequenzdifferenzen zu stabilisieren. Die Theorie zu dieser Stabilisierungsmethode, wie auch der experimentelle Aufbau und die dazugehörigen Ergebnisse wurden in Kapitel 4 beschrieben.

Ausblick

Die maximale Ausgangsleistung von 1,5 W in der zweiten Harmonischen kann voraussichtlich noch weiter gesteigert werden. Dies lässt sich durch eine Optimierung der Längenstabilisierung des Resonators durch eine bessere Anpassung der Komponenten des PID's erreichen. Eventuell kommt es durch die Verwendung eines neuen Kristalls zu noch höheren Konversionseffizienzen. Sicher ist, dass sich die Ausgangsleistung der zweiten Harmonischen durch eine weitere Erhöhung der Pumpleistung steigern lässt. Dies ist durch das bestehende Ti:Sa-Lasersystem gegeben, welches über 6 W Leistung im Infraroten bereitstellen kann. Somit ist es wahrscheinlich, dass mit dem aufgebauten System Leistungen in der zweiten Harmonischen von über 2 W, bei Pumpleistungen von ca. 6 W, erreicht werden können.

Der nächste Schritt ist im Anschluss an diese Arbeit die Nutzung des Lichts für den Zeeman-Abbremser und die Erzeugung einer MOT auf einer schmalen Linie bei 626 nm.

A. Anhang

A.1. Methoden zur Bestimmung der Strahlparameter

Im Folgenden werden zwei Möglichkeiten zur Bestimmung der Strahlparameter eines Gaußstrahls beschrieben.

Eine Methode den Strahlradius zu bestimmen, ist den Strahl mit einer CCD-Kamera aufzunehmen. Dieses Signal wird den Matlab-Skript „Beam Master“ verarbeitet. Aus diesem kann direkt der Strahlradius in horizontaler und vertikaler Richtung abgelesen werden (Abb. A.1). Nachteil dieser Methode ist der lichtempfindliche CCD-Chip der Kamera. Somit ist eine starke Abschwächung des Strahls nötig. Dies kann jedoch durch den Einsatz von Filtern oder der Benutzung von verkippten Spiegeln unter Transmission zu einer Veränderung der Strahlparameter führen. Daher ist es meist aufwendig den Strahl abzuschwächen, ohne dass dieser verändert wird.

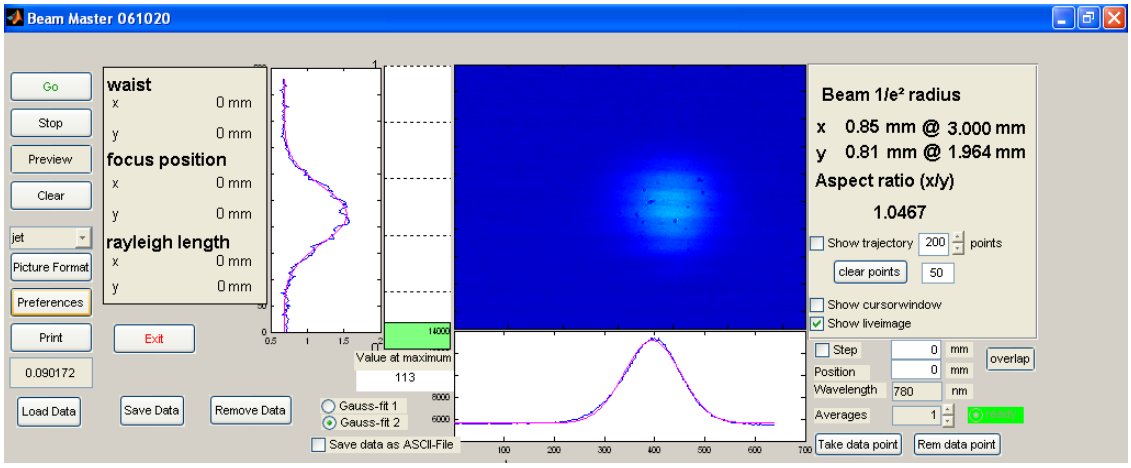


Abb. A.1: Screenshot des Programms „Beam Master“ währen der Ausmessung des Strahlradius. Die Aufnahme übernimmt eine CCD-Kamera. Rechts im Bild sind die Werte für den Strahlradius in vertikaler und horizontaler Richtung ersichtlich.

Eine andere Methode ist die „Klingenmethode“. Hierbei wird eine Rasierklinge, senkrecht zum Strahlengang, schrittweise in den Strahl geschoben. Dies geschieht mit Hilfe eines Stelltischs, auf der die Rasierklinge angebracht ist. Gleichzeitig wird die Leistung des Strahls hinter der Rasierklinge gemessen. Zu jeder Position der Klinge wird die gemessene Leistung $P(x)$ notiert. Anschließend wird an diese Daten eine Funktion der Form

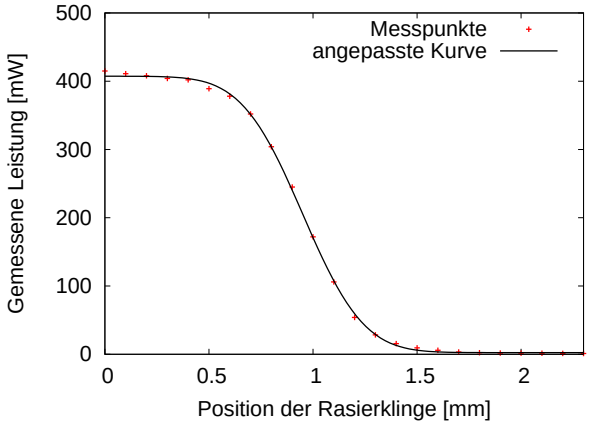
$$P(x) = \frac{P_0}{2}\left(1 - \mathrm{erf}\left(\sqrt{2}\cdot\frac{x - x_0}{w(z)}\right)\right) \tag{A.1}$$

angepasst, wobei P_0 die maximale Leistung und x_0 die Position der Strahlmitte ist. Als Fehlerfunktion $\mathrm{erf}(x)$ bezeichnet man das Integral

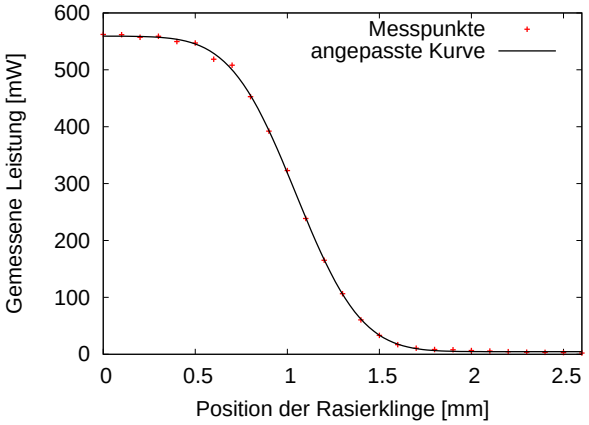
$$\mathrm{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \mathrm{e}^{-\tau^2} \, \mathrm{d}\tau. \tag{A.2}$$

Aus Gleichung A.1 lassen sich dann die Werte für den Strahlradius $w(z)$ ablesen. Abbildung A.2 zeigt die Ergebnisse dieses Vorgehens an fünf verschiedenen Positionen. Hierbei handelt es sich um die Messwerte der Bestimmung des minimalen Strahlradius des Ti:Sa-Lasers[45]. Der Vorteil dieser Methode liegt im genauen Ergebnis für den Strahlradius $w(z)$. Der Nachteil liegt im Aufwand der Messung, da viele Messpunkte nötig sind um den Strahlradius einer Position zu bestimmen.

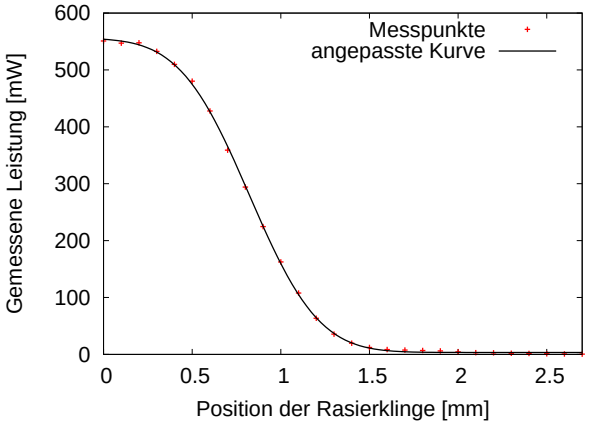
[45] Die Messwerte stammen vom ausgetauschten Titan-Saphir-Lasersystem, bestehend aus dem (weißen) MBR 110/28 und dem Pumplaser Verdi V10.



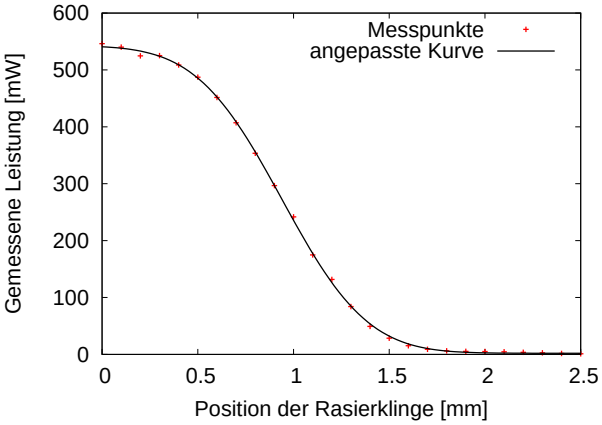
(a) Abstand zum Ausgang des Ti:Sa-Lasers: $h = 49\,\mathrm{mm}$. Ergebnis für den Strahlradius: $w(h = 49) = 461 \pm 8,3\,\mu\mathrm{m}$.



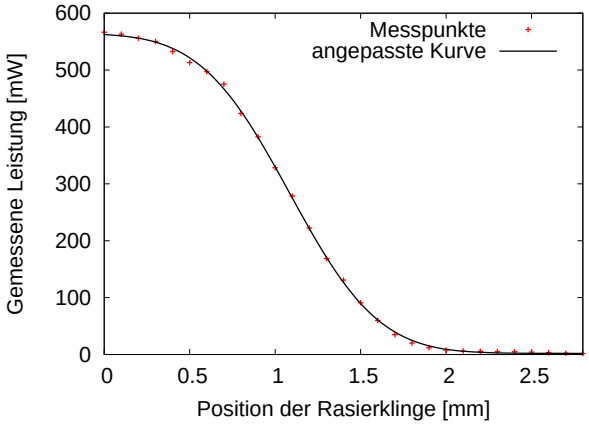
(b) Abstand zum Ausgang des Ti:Sa-Lasers: $h = 267\,\mathrm{mm}$. Ergebnis für den Strahlradius: $w(h = 267) = 558 \pm 6,6\,\mu\mathrm{m}$.



(c) Abstand zum Ausgang des Ti:Sa-Lasers: $h = 367\,\mathrm{mm}$. Ergebnis für den Strahlradius: $w(h = 367) = 615 \pm 6,5\,\mu\mathrm{m}$.



(d) Abstand zum Ausgang des Ti:Sa-Lasers: $h = 605\,\mathrm{mm}$. Ergebnis für den Strahlradius: $w(h = 605) = 704 \pm 8,9\,\mu\mathrm{m}$.

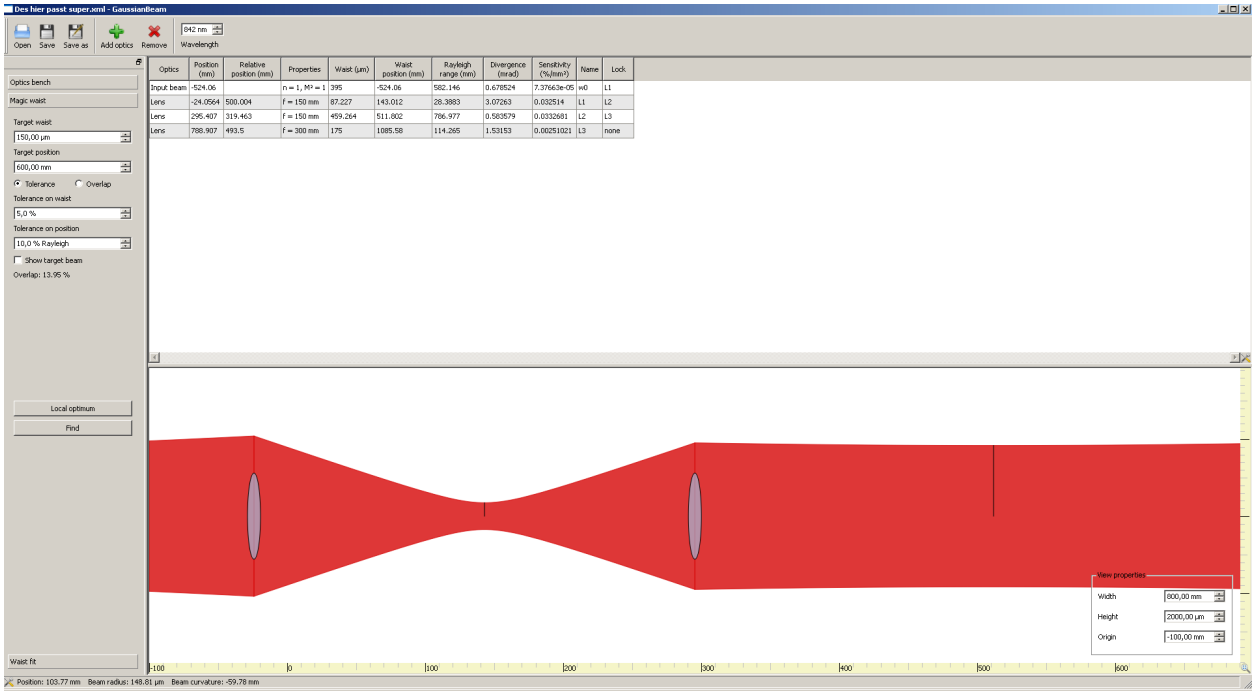


(e) Abstand zum Ausgang des Ti:Sa-Lasers: $h = 725\,\mathrm{mm}$. Ergebnis für den Strahlradius: $w(h = 725) = 820 \pm 10\,\mu\mathrm{m}$.

Abb. A.2: Darstellung der Messwerte und deren angepasste Funktion. Der Strahldurchmesser, der an der jeweiligen Position der Klinge ermittelt wurde, ist unter der zugehörigen Abbildung zu finden.

A.2. GaussianBeam

GaussianBeam ist ein lizenzfreies Computer-Programm, mit dem es möglich ist Strahlengänge durch optische Systeme zu modellieren. Hierbei errechnet es an jeder Position die Strahlparameter über den ABCD-Matrixformalismus (Kapitel 2.1.2). Es ist möglich sowohl optische Systeme aus vorgefertigten Elementen wie Linsen, Spiegeln (wobei die Brennweite wählbar ist) oder Dielektrika zu erstellen, als auch optische Elemente über die Bestimmung der Parameter A, B, C und D selbst zu erstellen. Des Weiteren gibt es im Programm die Möglichkeit über die Funktion „Find“ (zu deutsch: „finden“) die Positionierung der ausgewählten optischen Elemente automatisch anordnen zu lassen, um den gewünschten minimalen Strahlradius zu erzeugen. Hierbei können zwischen den Elementen auch Beziehungen vergeben werden, so dass diese ihre Position relativ zueinander nicht verändern. In Abbildung A.3 ist das Programm anhand eines Screenshots vorgestellt.



Optics	Position (mm)	Relative position (mm)	Properties	Waist (µm)	Waist position (mm)	Rayleigh range (mm)	Divergence (mrad)	Sensitivity (%/mm²)	Name	Lock
Input beam	-524.06		n = 1, M² = 1	395	-524.06	582.146	0.678524	7.37663e-05	w0	L1
Lens	-24.0564	500.004	f = 150 mm	87.227	143.012	28.3883	3.07263	0.032514	L1	L2
Lens	295.407	319.463	f = 150 mm	459.264	511.802	786.977	0.583579	0.0332681	L2	L3
Lens	788.907	493.5	f = 300 mm	175	1085.58	114.265	1.53153	0.00251021	L3	none

Abb. A.3: Screenshot des Programms „GaussianBeam“. In diesem ist es möglich ein Linsensystem zu konstruieren und die Strahlparameter an jeder Stelle des Strahlengangs abzulesen.

A.3. Mechanische Bauteile

In diesem Abschnitt des Anhangs wird die technische Zeichnung der Platte, auf welcher der Piezoaktor befestigt wurde, gezeigt. Außerdem wird eine technische Zeichnung der Positionierung des Kristalls auf dem Stelltisch vorgestellt.

Abbildung A.4 zeigt eine technische Zeichnung der gefertigten Platte zur Befestigung des Piezoaktors[46] im Resonator. Die Platte wurde von der Mechanikwerkstatt aus Aluminium angefertigt. Der Piezoaktor wurde mit einem 2-Komponenten Epoxidharzkleber[47] in die Vertiefung in der Mitte geklebt. Die Platte selbst wurde mit vier Schrauben an den Spiegelhalter angeschraubt. Der Resonatorspiegel der Dicke d = 3,05 ± 0,1 mm wurde mit dem gleichen Kleber auf den Piezoaktor aufgeklebt.

In Abbildung A.5 ist die Positionierung des Kristalls auf dem Stelltisch mit allen nötigen Maßen gezeigt. Die Platte, auf welcher der Kristall aufliegt wird anhand von vier Schrauben auf dem Stelltisch fixiert. Die Platte besteht aus Aluminium und wurde schwarz eloxiert.

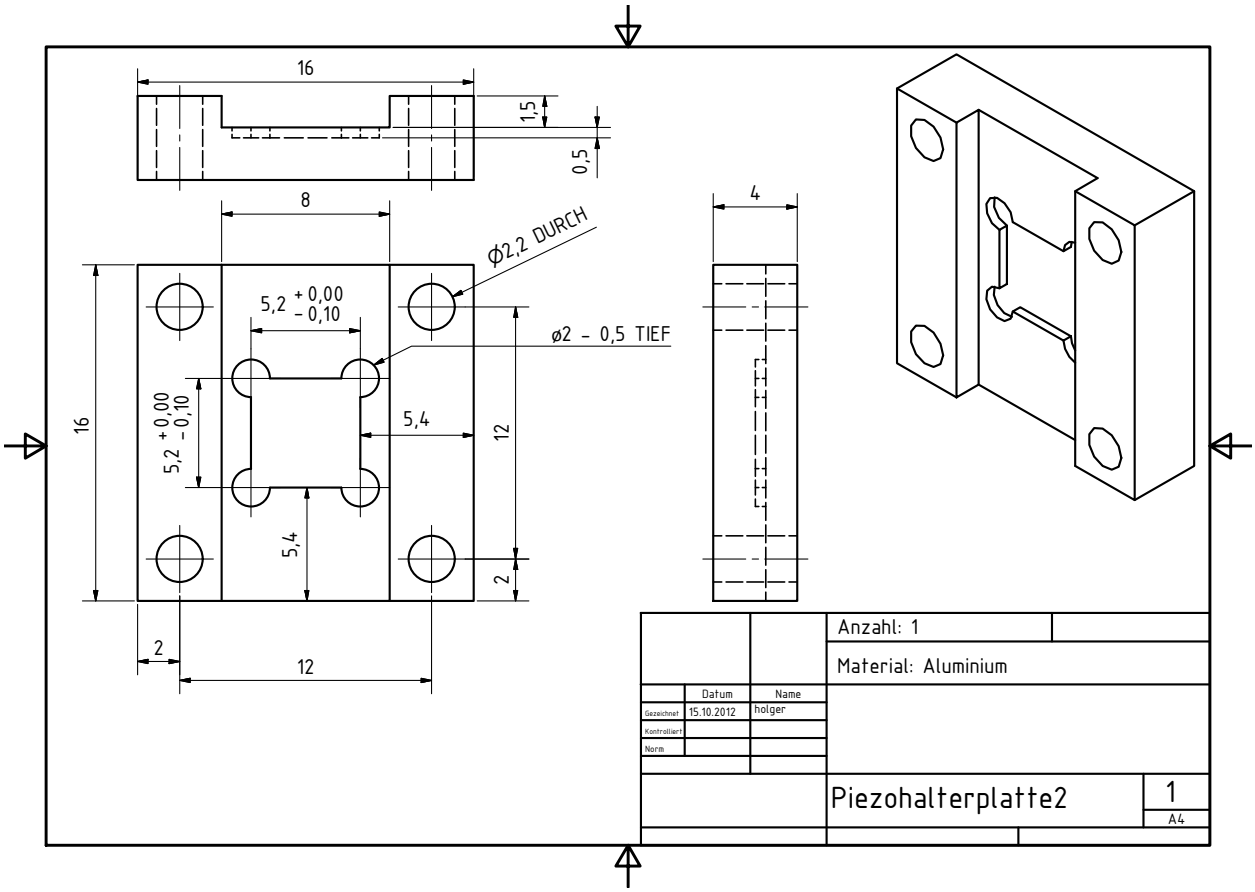


Abb. A.4: Technische Zeichnung der Halterung des Piezoaktors. Der Piezoaktor wurde in die Mitte der eingelassenen Fläche aufgeklebt. Die Platte ist aus Aluminium gefertigt worden und an den Spiegelhalter angeschraubt.

[46] Fa. Physik Instrumente, P-885.11.
[47] UHU plus endfest 300.

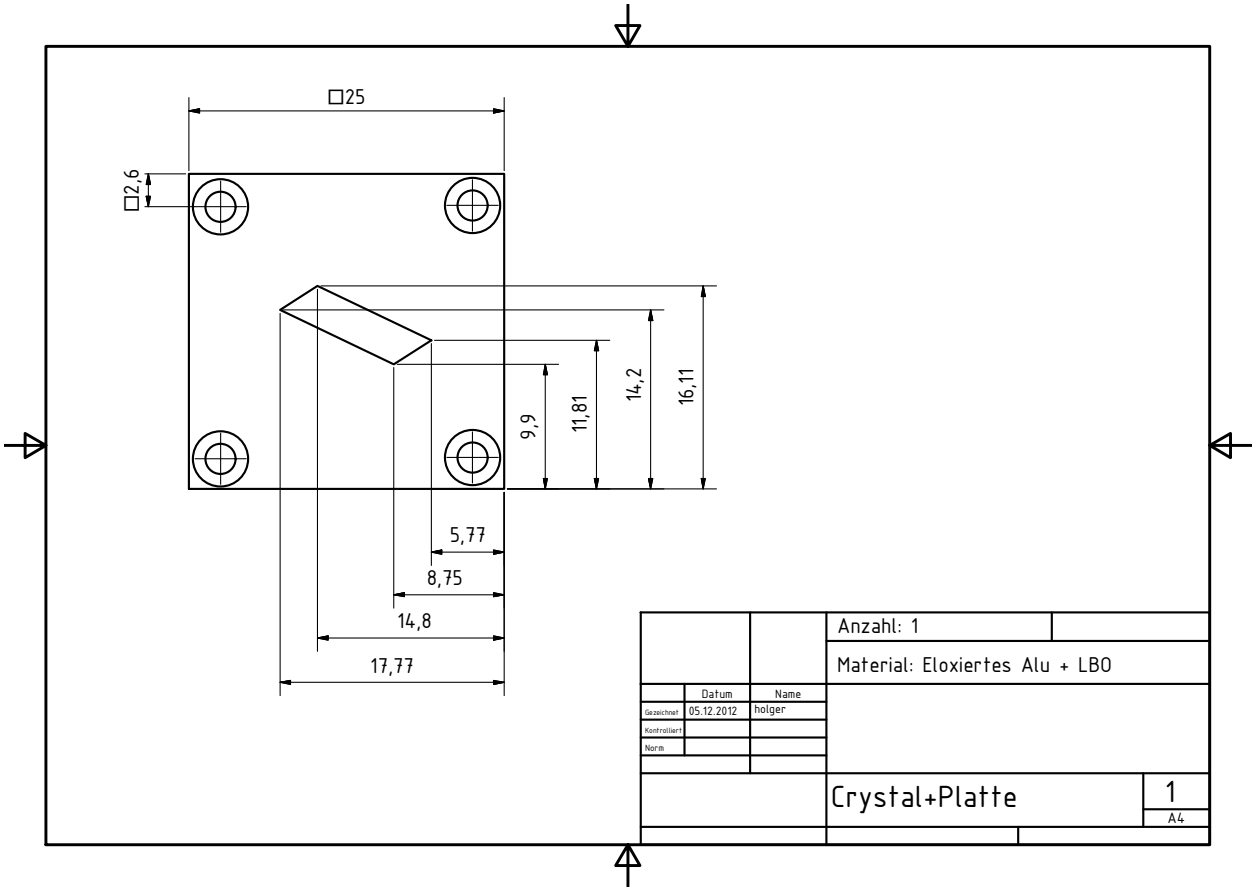


Abb. A.5: Technische Zeichnung der Positionierung des Kristalls auf der Platte, welche mit dem Stelltisch verschraubt wird.

Literaturverzeichnis

[1] W. D. Phillips, *Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms*, Rev. Mod. Phys., **70**, 721–741 (1998).

[2] S. H. Youn, M. Lu, U. Ray and B. L. Lev, *Dysprosium magneto-optical traps*, Phys. Rev. A, **82**, 043425 (2010).

[3] H.-J. Kull, *Laserphysik: physikalische Grundlagen des Laserlichts und seine Wechselwirkung mit Materie*, Oldenbourg-Verl., München (2010).

[4] B. E. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of photonics*, Wiley, New York [u.a.] (1991).

[5] J. Werner, *Kontinuierliches Laden einer Magnetfalle mit lasergekühlten Chromatomen*, Ph.D. thesis, Universität Konstanz (2000).

[6] R. Stützle, *Atomlithographie mit dissipativen Lichtmasken*, Ph.D. thesis, Universität Konstanz (2001).

[7] W. Demtröder, *Elektrizität und Optik; mit 19 Tabellen, zahlreichen durchgerechneten Beispielen und 145 Übungsaufgaben mit ausführlichen Lösungen*, Springer, Berlin [u.a], 4., überarb. u. erw. aufl. edition (2006).

[8] J. Eichler and H.-J. Eichler, *Laser: Grundlagen, Systeme, Anwendungen*, Springer, Berlin (1990).

[9] D. Meschede, *Optics, Light and Lasers: the practical approach to modern aspects of photonics and laser physics*, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim (2004).

[10] M. Eichhorn, *Laserphysik: Grundlagen und Anwendungen für Physiker, Maschinenbauer und Ingenieure*, Springer Spektrum, Berlin (2013).

[11] D. Hanna, *Astigmatic Gaussian beams produced by axially asymmetric laser cavities*, Quantum Electronics, IEEE Journal of, **5**, 483 –488 (1969).

[12] G. Boyd and D. Kleinman, *Parametric interaction of focused Gaussian light beams*, Quantum Electronics, IEEE Journal of, **4**, 353 (1968).

[13] T. Hänsch and B. Couillaud, *Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity*, Optics Communications, **35**, 441 – 444 (1980).

[14] J. Bechhoefer, *Feedback for physicists: A tutorial essay on control*, Rev. Mod. Phys., **77**, 783–836 (2005).

[15] U. Schunemann, H. Engler, R. Grimm, M. Weidemuller and M. Zielonkowski, *Simple scheme for tunable frequency offset locking of two lasers*, Review of Scientific Instruments, **70**, 242 –243 (1999).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

- **Prof. Dr. Tilman Pfau**, der es mir ermöglicht hat an den Experimenten in diesem Institut mitzuarbeiten. Aber auch für die lehrreiche Atomphysik-Vorlesung.
- **Dr. Axel Griesmaier**, der mich offen am Institut aufgenommen hat.
- **Holger Kadau**, für die engagierte Betreuung dieser Arbeit. Bedanken möchte ich mich besonders für die Beantwortung all meiner Fragen und für das Korrekturlesen dieser Arbeit.
- **Matthias Schmitt**, der mir ebenfalls viele Fragen beantwortet hat und des öfteren geholfen hat, den Laser wieder ans Laufen zu bekommen.
- Den weiteren Angehörigen des Düsi-Teams, **Thomas Maier** und **Michaela Nickel**.
- Dem kompletten **5. Physikalischen Institut.**
- **Meinen Eltern**, die mir das Studium ermöglichen und mich immer unterstützen.
- Meiner Freundin **Lea Zeiner**, die mir verzeiht, dass ich während der Anfertigung dieser Arbeit nicht all zu oft daheim gesehen ward und für das Korrekturlesen dieser Arbeit.
- Zuletzt bei all meinen **Freunden** und **Verwandten**, auf die man immer zählen kann.