

Ein leistungsstarkes ultraviolettes Lasersystem bei 253 nm für eine Lyman- α -Quelle

Dissertation zur Erlangung des Grades
Doktor der Naturwissenschaften
am Fachbereich 08: Physik, Mathematik und Informatik
der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz

von
Ruth Steinborn-Knuth
geboren in Mainz

Mainz, 15. November 2017

ZUSAMMENFASSUNG

Diese Arbeit stellt ein kontinuierliches leistungsstarkes ultraviolettes Lasersystem mit einer Ausgangsleistung von 500 mW vor. Das Lasersystem ist ein mehrstufiger Aufbau aus drei Teilsystemen: Ein stabilisiertes infrarotes Diodenlasersystem, ein Ytterbium-Faserverstärker als Leistungsverstärker und eine zweistufige Frequenzverdopplung ins Ultraviolette.

Mit dem Faserverstärker wird das Signallicht des Diodenlasersystems von etwa 300 mW auf über 10 W verstärkt. Um die Absorption in der Ytterbiumfaser bei der Signalwellenlänge von 1015 nm zu reduzieren, wird die Faser im Betrieb mit flüssigem Stickstoff gekühlt. Der Absorptions- und Emissionsquerschnitt der Ytterbium-Ionen und damit das Verhalten des Verstärkers ist abhängig von der Temperatur. Diese Temperaturabhängigkeit wurde experimentell und theoretisch untersucht.

Der Verstärker wurde in verschiedenen Konfigurationen mit zwei unterschiedlichen Fasern getestet. Mit einer Doppelmantelfaser mit einem Kerndurchmesser von 11 μm wird eine Ausgangs- zu Pumpleistungseffizienz von 45% erreicht bei polarisationsstabilem Betrieb mit transversal einmodiger Ausgangsstrahlqualität. Das verstärkte infrarote Licht wird mit einem einfachen und stabilen Aufbau mit einem periodisch gepolten Lithiumniobat-Kristall zu 2 W grünem Licht bei der Wellenlänge 507,5 nm frequenzverdoppelt.

Für die zweite Frequenzverdopplung zu 253,75 nm wird das grüne Laserlicht in einem Resonator überhöht um die Konversionseffizienz zu erhöhen. Als nicht-lineares Medium wird Cäsium-Lithiumborat verwendet. Dieser Kristall ist hygroskopisch und muss vor Feuchtigkeit durch eine erhöhte Temperatur und eine reduzierte umgebende Luftfeuchte geschützt werden. Der Kristall ist dazu in einem speziell angefertigten Ofen gehaltert und wird dauerhaft zwischen 140°C und 160°C in einem luftdicht verschlossenen Gehäuse gelagert und betrieben. Mit diesem Aufbau wird eine über Stunden stabile Ausgangsleistung von 500 mW erreicht.

Das vorgestellte Lasersystem wird als eines der drei fundamentalen Laser bei der Erzeugung von vakuumultravioletter Strahlung durch Summenfrequenzmischung eingesetzt. Die so erzeugte Strahlung im Wellenlängenbereich um 122 nm wird für die Rydberganregung von Calciumionen in einer Paulfalle benötigt.

ABSTRACT

This thesis presents a continuous wave high power ultraviolet laser system with 500 mW output power. The system consists of three separate stages: An infrared wavelength-stabilized diode laser system, a high power ytterbium fiber amplifier, and a two-stage second harmonic generation setup.

The fiber amplifier increases the preamplified diode laser signal from about 300 mW to 10 W. To reduce absorption inside the ytterbium fiber core at the signal wavelength of 1015 nm, the fiber is cooled to liquid nitrogen temperature. The absorption and emission cross sections of ytterbium ions are temperature-dependent and so is the performance of the amplifier. A theoretical and experimental study of the temperature dependence is presented.

Two fibers with different core diameters were tested in the amplifier setup. Using a fiber with 11 μm core diameter, the amplifier obtains polarization-stable operation at a slope efficiency of 45% with single mode transverse beam profile. Second harmonic generation of the amplified infrared laser light is achieved in a single pass setup with a periodically poled Lithium niobate crystal, generating 2 W of harmonic output power at 507.5 nm. To increase efficiency of the second harmonic generation to 253.75 nm the green laser light is enhanced in a cavity. The nonlinear medium used for this process is cesium lithium borate, which is hygroscopic and needs special conditions like an elevated temperature and low humidity. The crystal is therefore permanently stored and operated in a specially designed oven at temperatures between 140°C and 160°C in an air-sealed casing. This system produces an output power of 500 mW at 253.75 nm and provides stable operation for several hours.

The presented ultraviolet laser system is designed as one of three fundamental lasers for a nonlinear four wave mixing process to generate coherent vacuum ultraviolet radiation with wavelengths ranging around 122 nm. This radiation can be used to excite trapped calcium ions to Rydberg states.

INHALTSVERZEICHNIS

| | |
|--|------------|
| Inhaltsverzeichnis | vii |
| 1 Einleitung | 1 |
| 2 Faserverstärker | 7 |
| 2.1 Ytterbium-Glas als Verstärkungsmedium | 8 |
| 2.1.1 Laserniveaus von Ytterbium-Glas | 8 |
| 2.1.2 Verbreiterungsmechnismen | 9 |
| 2.2 Eigenschaften von Glasfasern | 12 |
| 2.2.1 Doppelmantelfasern | 18 |
| 2.2.2 Polarisaton in Glasfasern | 18 |
| 2.3 Verstärkung in Glasfasern | 20 |
| 2.3.1 Ratengleichungen im Stark-aufgespaltenen Zwei-Niveau-System | 21 |
| 2.3.2 Differentialgleichungen zur Beschreibung von Verstärkern | 23 |
| 2.3.3 Verstärkte spontane Emission | 27 |
| 2.4 Simulationen bei Raumtemperatur | 28 |
| 2.5 Temperaturabhängigkeit von Ytterbium Faserverstärkern | 32 |
| 2.5.1 Temperaturabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von Ytterbium-Glas | 33 |
| 2.5.2 Simulationen bei 77 K | 36 |
| 2.6 Experimentelle Realisierung des Faserverstärkers | 39 |
| 2.6.1 Infrarotes Signallasersystem bei 1015 nm | 39 |
| 2.6.2 Faserverstärker | 41 |
| 2.7 Experimentelle Ergebnisse | 51 |
| 2.7.1 Absorptionsspektrum einer Ytterbium-dotierten Faser bei Raumtemperatur und 77 Kelvin | 51 |
| 2.7.2 Ausgangsleistung und Effizienz des Faserverstärkers | 54 |
| 2.7.3 Verstärkte spontane Emission (ASE) | 59 |
| 2.7.4 Variieren der Signalleistung | 61 |
| 3 Frequenzverdopplung | 65 |
| 3.1 Nichtlineare Optik | 65 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 3.2 | Frequenzverdopplung | 66 |
| 3.2.1 | Betrachtung der nichtlinearen Wellengleichung | 70 |
| 3.2.2 | Phasenanpassung | 71 |
| 3.3 | Frequenzverdopplung mit fokussierten Gaußschen Strahlen | 78 |
| 3.4 | Frequenzverdopplung im externen Resonator | 80 |
| 3.5 | Experimentelle Realisierung - Frequenzverdopplung | 89 |
| 3.5.1 | Erste Frequenzverdopplung zu 508 nm | 89 |
| 3.5.2 | Zweite Frequenzverdopplung zu 254 nm | 91 |
| 3.6 | Ergebnisse der Frequenzverdopplung | 97 |
| 3.6.1 | Erste Frequenzverdopplung | 97 |
| 3.6.2 | Zweite Frequenzverdopplung | 99 |
| 4 | Zusammenfassung und Ausblick | 109 |
| A | Anhang | 113 |
| A.1 | Pseudo-Voigt-Profil | 113 |
| A.2 | Sellmeier-Gleichungen und thermooptische Koeffizienten | 114 |
| A.3 | Analytische Funktion zur Abschätzung der Boyd-Kleinman-Funktion $h_{\max}(B, \xi)$ | 116 |
| B | Teilveröffentlichung | 117 |
| | Literaturverzeichnis | 125 |

EINLEITUNG

Seit der Erfindung des Lasers 1960 [1] wurden weitreichende Fortschritte in der Entwicklung von Lasern gemacht, sodass heute ein großer Teil des optischen Spektrums vom Ultravioletten bis ins Infrarote als Laserlicht verfügbar ist. Insbesondere im sichtbaren und nahinfraroten Wellenlängenbereich ist kohärentes Licht bei sehr vielen Wellenlängen gepulst und kontinuierlich in unterschiedlichen Leistungsklassen, teilweise bis in den Kilowattbereich, verfügbar. Bei manchen Wellenlängen, besonders in den Randbereichen im tiefen Ultraviolett und im mittleren und fernen Infrarot ist die Erzeugung von kohärentem Licht mit Schwierigkeiten verbunden und Teil aktueller Forschung.

Unsere Arbeitsgruppe *QUANTUM-Lyman-Alpha* am Institut für Physik an der Universität Mainz beschäftigt sich mit der Erzeugung kontinuierlicher kohärenter vakuumultravioletter Strahlung (VUV-Strahlung) im Wellenlängenbereich um 120 nm [2–6]. Zwei mögliche Anwendungsgebiete für diese Strahlung sind:

- Der 1S-2P-Übergang in Wasserstoffatomen (Lyman- α -Linie) liegt bei der Wellenlänge 121,56 nm [7]. Licht dieser Wellenlänge eignet sich also zum **Laserkühlen von gefangenen Wasserstoffatomen**. Interessant ist dies besonders um eine hohe Genauigkeit bei der Spektroskopie des 1S-2S-Übergangs [8,9] von gefangenen Antiwasserstoffatomen [10,11] zu erreichen, womit durch einen Vergleich von Wasserstoff- und Antiwasserstoffatomen ein genauer Test auf Verletzung der CPT-Symmetrie ermöglicht wird [12,13].
- Mit Licht der Wellenlänge im Bereich um 122 nm können in einer Paulfalle gefangene **Calcium-Ionen in Rydbergzustände** angeregt werden [14–17]. Die Anregung der Ionen mit einem Photon in die Nähe der zweiten Ionisationsschwelle benötigt eine hohe Energie, die einer kurzen Wellenlänge im VUV-Bereich um 122 nm entspricht.

Mit gespeicherten Rydbergionen ergeben sich durch die Kombination des langreichweitigen Rydbergblockade-Mechanismus und der genauen Kontrol-

le über einzelne Ionen in einer Paulfalle [18,19] interessante Forschungsgebiete:

Zum einen bietet ein System aus mehreren gefangenen Calcium-Ionen mithilfe von Rydberganregungen die Möglichkeit schnelle Quanten-Gatter zu realisieren [20,21]. Dabei wird eine Kette oder ein Kristall von zwei oder mehr Ionen in einer Paulfalle gespeichert. Auf dieses System kann durch Einstrahlen von Laserlicht und Anregung einzelner Ionen in Rydbergzustände ein Quantengatter angewendet werden, wie es für Neutralatome mit einem *CNOT*-Gatter bereits demonstriert wurde [22]. Da dies nur durch Laseranregung realisiert werden kann ist der Prozess schnell im Vergleich zur Realisierung von Quantengattern in Ionenfallen, bei denen Verschränkung eines Mehr- Qubit-Systems durch die gemeinsamen Schwingungsmoden der Falle erzeugt wird [23–25].

Ein weiteres interessantes Forschungsgebiet sind durch Rydberganregung einzelner Ionen induzierte Phasenübergänge der Ionenkristalle [26]. Dabei ändert sich unter bestimmten Voraussetzungen die Anordnung der Ionen in der Falle, wenn ein oder mehrere Ionen in Rydbergzustände angeregt werden. Beispielsweise verschiebt sich bei einem im Zickzack-Muster angeordneten Ionenkristall aus drei Ionen die Anordnung zu einer linearen Kette, wenn das mittlere Ion in einen Rydbergzustand angeregt wird.

Ein drittes Forschungsfeld ist das Auftrennen gemeinsamer Schwingungsmoden von langen Ionenkristallen durch Anregung von Ionen in Rydbergzustände [27]. Auf diese Weise wäre es möglich, innerhalb einer langen Ionenkette mehrere kurze Abschnitte von der gemeinsamen Schwingungsmoden durch ein Rydbergion zu entkoppeln, auf diesen quantenlogische Operationen auszuführen und die Kette anschließend wieder zusammenzufügen [28].

Um die Verwendung solcher kurzer Wellenlängen zu vermeiden, gibt es auch den alternativen Ansatz gefangene Ionen mit einem Zwei-Photonen-Prozess anzuregen [29], dabei hat man eine geringere Anregungsrate und einen komplexeren Anregungsprozess, die verfügbare Laserleistung ist dafür aber um Größenordnungen höher. Bei diesem Experiment wurde das einfache Ein-Photonen-Anregungsschema gewählt und so die komplexe Erzeugung des vakuumultravioletten Lichts von dem Ionenfallen-Teil des Experiments abgetrennt.

Erzeugung vakuumultravioletter Strahlung

Die Erzeugung von kohärenter VUV-Strahlung ist schwierig, da es kein Lasermedium gibt, das einen geeigneten Übergang im Wellenlängenbereich um 120 nm hat und gleichzeitig für die erzeugte Strahlung transparent ist. Wenn ein direkter Laserprozess nicht möglich ist, kann man einen nichtlinearen Mischprozess nutzen, um Licht der gewünschten Wellenlänge zu erzeugen. Mit nichtlinearen

Prozessen zweiter Ordnung können hohe Konversionseffizienzen erreicht werden, allerdings ist hierfür ein nicht-zentrosymmetrisches nichtlineares Medium (Kristall) [30] notwendig. Diese sind aber für Wellenlängen im VUV-Bereich nicht transparent. Deshalb muss auf einen Prozess dritter Ordnung ausgewichen werden, dessen Effizienz besonders bei kontinuierlicher Strahlung deutlich geringer ist.

In unserer Arbeitsgruppe wird kohärentes Licht bei 120 nm durch Summenfrequenzmischung von drei eingestrahlteten Lichtfeldern erzeugt. Als nichtlineares Medium dient Quecksilberdampf bei einer Temperatur von ca. 150°C. In die bei diesem Prozess erzeugte Vakuum-ultraviolette Leistung [3]

$$P_{\text{VUV}} \propto \frac{\omega_1 \omega_2 \omega_3 \omega_{\text{VUV}}}{(b \Delta k_a)^2} |\chi_a|^2 P_1 P_2 P_3 G(bN \Delta k_a) \quad (1.1)$$

gehen die folgenden Parameter ein: Die Frequenzen aller beteiligten Lichtfelder werden mit ω_1 , ω_2 , ω_3 und ω_{VUV} und die dazugehörigen Leistungen mit P_1 , P_2 , P_3 und P_{VUV} bezeichnet. Wie man erkennen kann, gehen die Leistungen P_1 , P_2 und P_3 der fundamentalen Lichtfelder linear in die erzeugte VUV-Leistung ein, eine Erhöhung der fundamentalen Leistungen steigert also direkt die erzeugte Leistung. Die nichtlineare Suszeptibilität dritter Ordnung für ein Atom χ_a kann durch die Nähe zu einer Resonanz im nichtlinearen Medium um mehr als eine Größenordnung erhöht werden [3]. Um diesen Effekt auszunutzen, werden die drei fundamentalen Wellenlängen so gewählt, dass sie Übergängen im Quecksilberatom entsprechen.

Das erste fundamentale Lichtfeld wird nahe dem $6^1\text{S}-6^3\text{P}$ -Übergang gewählt und entspricht der Wellenlänge **253,7 nm**. Typischerweise wird eine Verstimmung von ca. 50 GHz zur Resonanz gewählt um Absorption auf dem Übergang zu verhindern. Das zweite Lichtfeld wird so gewählt, dass es zusammen mit der ersten Frequenz genau resonant zum Zwei-Photonen-Übergang 6^1S nach 7^1S ist und hat die Wellenlänge **408 nm**. Mit dem dritten Lichtfeld wird die Wellenlänge des erzeugten vakuumultravioletten Lichtes festgelegt. Je nach Anwendung kann auch hier eine nahresonante Frequenz gewählt werden um eine hohe Konversionseffizienz zu erreichen. Die hier verwendeten Lichtfelder haben eine Wellenlänge im grünen bis gelben Wellenlängenbereich. Eine Übersicht über die beteiligten Übergänge und entsprechenden Wellenlängen gibt Abbildung 1.1.

Zusätzlich hängt die erzeugte VUV-Leistung (Gl. 1.1) noch von der Phasenfehlanpassung pro Atom $\Delta k_a = (k_{\text{VUV}} - k_1 - k_2 - k_3) / N$ mit N der Atomdichte des nichtlinearen Mediums ab, so wie von dem Phasenanpassungsintegral $G(bN \Delta k_a)$. In Gleichung 1.1 wurde für alle Strahlen der gleiche konfokale Parameter b angenommen.

Das Ziel eine hohe Ausgangsleistung zu erreichen legt damit die Wellenlängen der fundamentalen Laser fest und wegen der linearen Abhängigkeit der erzeugten Leistung von allen drei eingestrahlteten Leistungen werden möglichst leistungsstarke fundamentale Lichtfelder angestrebt.

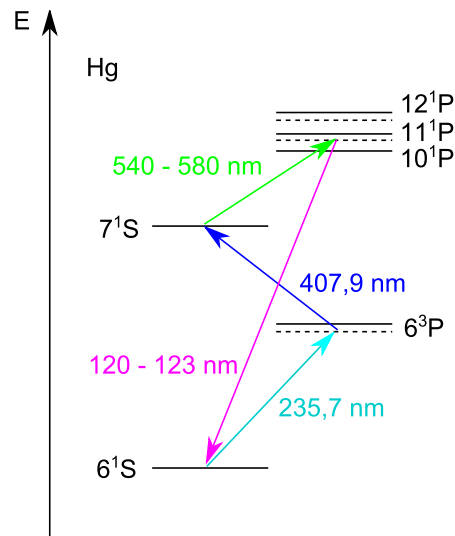


Abbildung 1.1: Relevante Energieniveaus in Quecksilber. Das ultraviolette Lichtfeld wird nahresonant zum 6^1S - 6^3P -Übergang eingestrahlt um Absorption aus dem Grundzustand 6^1S zu vermeiden. Das blaue Lichtfeld wird so verstimmt, dass es zusammen mit dem ultravioletten der Zwei-Photonen-Resonanz 6^1S - 7^1S entspricht. Mit dem dritten Lichtfeld im grün-gelben Wellenlängenbereich wird die Wellenlänge der erzeugten vakuumultravioletten Strahlung festgelegt. Je nach erzeugter Wellenlänge kann auch hier die Nähe zu Resonanzen zur Effizienzsteigerung ausgenutzt werden.

Ultraviolettes Lasersystem bei 253,7 nm

Der Aufbau eines leistungsstarken Lasersystems, welches das fundamentale Lichtfeld der Wellenlänge 253,7 nm, nahresonant zum 6^1S - 6^3P -Übergang im Quecksilber erzeugt, wird in dieser Arbeit vorgestellt. Um den aufwendigen Prozess der Summenfrequenzmischung nicht zusätzlich zu erschweren, sollten alle fundamentalen Laser möglichst stabil und zuverlässig arbeiten. Für die Anwendung der Anregung von Calcium-Ionen in Rydbergzustände muss eine schmale Linienbreite der erzeugten Strahlung und damit auch der fundamentalen Laser gewährleistet sein.

Das hier vorgestellte System besitzt einen mehrstufigen Aufbau. Zuerst wird Laserlicht der vierfachen Wellenlänge bei **1015 nm** mit einem Diodenlaser im Littrow-Design [31] erzeugt. Dieser wird auf einen Referenzresonator [32–34] stabilisiert. Die Grundeigenschaften des ultravioletten Laserlichts, wie die Frequenz, die Frequenzbreite und Frequenzstabilität, werden von der Stabilisierung dieses Diodenlasers festgelegt. Das Licht der Laserdiode wird mit einem Trapezverstärker von etwa 60 mW auf 1,5 W vorverstärkt und mit einem Ytterbium-Faserverstärker auf 10 W Ausgangsleistung verstärkt.

Bei Faserverstärkern ist das aktive Medium, hier Ytterbium-Ionen, in den Kern der Glasfaser dotiert, in dem das zu verstärkende Licht geführt wird. Durch die

Wahl eines Faserkerns mit kleinem Durchmesser kann eine sehr gute Strahlqualität des verstärkten Lichts sichergestellt werden [35,36]. Das Pumplicht wird im deutlich größeren Mantel der Faser geführt, was die Verwendung günstiger Pumpquellen mit schlechtem Strahlprofil zulässt. Durch den geringen Durchmesser kann Wärme effektiv aus einem Faserverstärker abgeleitet werden [36,37], so dass in dem vorgestellten Leistungsbereich thermische Probleme weit entfernt sind.

Ytterbium-Faserverstärker werden meist bei der Wellenlänge 976 nm, bei einem schmalen Absorptionsmaximum der Ytterbium-Ionen gepumpt. Durch die Nähe von Pump- zu Signalwellenlänge kann man eine hohe Effizienz erreichen [36, 38,39]. Ein weiterer Vorteil von Faserverstärkern liegt in der großen Variabilität und einfachen Konstruierbarkeit der Fasern [40,41], so dass man sehr komfortabel viele Parameter wie Faserkern- und -manteldurchmesser, Dotierungsdichte, Glasmaterial und Faserlänge auf die entsprechenden Anforderungen anpassen kann. Die wesentliche Herausforderung bei dem vorgestellten Aufbau ist, dass die Wellenlänge 1015 nm am Rand des Verstärkungsspektrums von Ytterbium-Fasern liegt [38,42,43] und mit herkömmlichen Fasern nicht effizient verstärkt werden kann, da die Absorption zu hoch ist. Um dennoch eine kommerzielle Standard-Verstärkerfaser verwenden zu können, wird im vorgestellten Aufbau das Absorptions- und Emissionsspektrum des Ytterbium-Glases verändert, indem die Faser auf Flüssigstickstoff-Temperatur (77 K) gekühlt wird und dadurch die Absorption bei 1015 nm so stark reduziert wird, dass effizienter Verstärkungsbetrieb bei dieser Wellenlänge möglich ist.

Das so verstärkte infrarote Licht wird dann in zwei Stufen frequenzverdoppelt. Die erste Stufe ist ein unkomplizierter Aufbau mit einem periodisch gepolten Kristall. Hier wird in einem fokussierten Durchgang durch den Kristall 10 W infrarote Leistung zu 2 W Ausgangsleistung bei der haben Wellenlänge 507,5 nm konvertiert. Dieser Aufbau ist sehr stabil und zuverlässig, benötigt keinerlei Nachjustage und nur eine einfache Temperaturstabilisierung.

In einer zweiten Stufe wird das grüne Laserlicht dann mit Hilfe eines Überhöhungsresonators auf Licht der benötigten Wellenlänge 253,7 nm frequenzverdoppelt. Dabei wird als nichtlineares Medium ein Cäsium-Lithiumborat-Kristall (CLBO-Kristall) eingesetzt. Dieser Kristall hat eine hohe Zerstörschwelle im ultravioletten Bereich [44,45] und kann für die Frequenzkonversion in diesen Bereich bei hoher Leistung verwendet werden [46–48]. Problematisch bei diesem Material ist, dass es hygroskopisch ist und durch Kontakt mit normaler Luftfeuchte schnell degradiert [49,50]. Und es wurden bisher keine zuverlässigen Langzeittests mit CLBO-Kristallen veröffentlicht. Während dieser Arbeit wurden auch erhebliche Qualitätsunterschiede bei den Kristallen verschiedener Hersteller beobachtet. Um einen stabilen Langzeitbetrieb sicherzustellen muss der CLBO-Kristall dauerhaft im Temperaturbereich zwischen 140°C und 160°C gelagert und betrieben werden [51] und wurde hier zusätzlich in eine luftdichte Box eingebaut, in deren Innenraum die relative Luftfeuchte mit Kieselgel auf unter 2% reduziert wird.

Es konnte ein über Monate stabiler Aufbau mit 500 mW Ausgangsleistung bei 253,7 nm realisiert werden.

Gliederung der Arbeit

Der Aufbau des ultravioletten Lasersystems gliedert sich in zwei Teile, die weitestgehend unabhängig voneinander betrachtet werden können. Zum einen der Aufbau des Faserverstärkers bei 1015 nm und zum anderen der nichtlineare Teil der beiden Frequenzverdopplungsstufen. Der Aufbau dieser Arbeit ist entsprechend auch in zwei große Teile geteilt.

In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen von Ytterbium-Faserverstärkern betrachtet und auch einfache Simulationen von verschiedenen Verstärkerkonfigurationen vorgestellt. Da hier die Temperatur der Verstärkerfaser zur Modifikation des Verstärkungsspektrums genutzt wird, wird auf die Temperaturabhängigkeit des Fasermaterials besonders eingegangen und auch Simulationen von Faserverstärkern bei 77K gezeigt. Der Aufbau des Verstärkers mit allen Komponenten und die experimentellen Ergebnisse werden vorgestellt.

In Kapitel 3 werden die benötigten Grundlagen zur Frequenzverdopplung betrachtet. Im Abschnitt zum experimentellen Aufbau werden alle relevanten Komponenten und auch besonders die Maßnahmen zur Vermeidung von Degradierung des CLBO-Kristalls gezeigt. Die experimentellen Ergebnisse beider Verdopplungsstufen werden vorgestellt.

FASERVERSTÄRKER

Faserverstärker bieten ideale Möglichkeiten zur effizienten Verstärkung von Laserlicht. Durch die Führung des Lichts in der Faser kann ein gutes Strahlprofil erreicht werden. Wegen des geringen Faserquerschnitts kann Wärme sehr gut nach außen abgeleitet werden, was einen Betrieb bei Leistungen bis in den Kilowatt-Bereich ermöglicht [36,52]. Der erste Faserverstärker nutzte Neodym als Verstärkermedium und wurde 1964 demonstriert [53]. Die Entwicklung von Faserverstärkern wurde in den achtziger Jahren stark von der Notwendigkeit kompakter Verstärker für die optische Langstrecken-Nachrichtenübertragung im Wellenlängenbereich um 1550 nm vorangetrieben [54,55]. Die ersten Ytterbium-Faserlaser und -verstärker wurden Mitte der 90er Jahre in Southampton entwickelt [38]. Durch die Nutzung von Doppelmantelfasern kann auch mit Pumpdioden mit vielmodigem Strahlprofil einmodiges Signallicht effizient verstärkt werden [56].

Dieses Kapitel geht zuerst auf die theoretischen Grundlagen von Faserverstärkern ein, die für diese Arbeit von Bedeutung sind. Dabei wird das aktive Medium Ytterbium-Glas betrachtet, die wichtigsten Eigenschaften von Glasfasern werden kurz präsentiert und es wird ein Modell zur Berechnung der Verstärkung in Ytterbium-Faserverstärkern vorgestellt. Mit diesem Modell wird der Leistungsverlauf und das Ausgangsspektrum einiger Verstärkerkonfigurationen numerisch berechnet.

Um den Verstärker effizient bei der Wellenlänge 1015 nm zu betreiben, ist das Kühlen der Faser mit dem in diesem Kapitel vorgestellten Aufbau von zentraler Bedeutung. Hier wird ein einfaches Modell zum Verständnis der Temperaturabhängigkeit des Lasermediums Ytterbium-Glas vorgestellt und dieses in die Simulationen des Verstärkers integriert. Die theoretische Beschreibung von Faserverstärkern orientiert sich an dem Buch *Erbium doped fiber amplifier* von Emmanuel Desurvire [40].

Anschließend wird auf die experimentelle Realisierung des Verstärkers eingegangen, die beteiligten Lasersysteme und wichtigsten Komponenten werden vorgestellt.

Im letzten Abschnitt des Kapitels werden dann die experimentell erreichten Ergebnisse vorgestellt.

2.1 Ytterbium-Glas als Verstärkungsmedium

Ytterbium-Glas wird als Laser- und Verstärkungsmedium im nah-infraroten Wellenlängenbereich von 1000 nm bis 1200 nm eingesetzt [38,57–59] und bietet dabei neben dem breiten Verstärkungsbereich einige weitere Vorteile: Der Absorptionsbereich von ca. 850 nm bis 980 nm erlaubt den Einsatz kostengünstiger Hochleistungsdiodenlaser als Pumpquelle. Die Nähe von Pump- und Signallicht ermöglicht hohe Konversionseffizienzen und Ausgangsleistungen [52,60]. Durch die Abwesenheit weiterer Übergänge im sichtbaren und nahinfraroten Spektralbereich hat Yb^{3+} ein einfaches Levelschema [38], was Probleme wie die Absorption aus dem oberen Laserniveau (engl. *excited state absorption*) oder die Notwendigkeit des Rückpumpens nach Zerfall in ein drittes Niveau vermeidet.

E. Snitzer entwickelte 1961 den ersten Glas-Laser [61]. Glas hat als Wirtsmaterial viele Vorteile: die gute optische Qualität, eine hohe Transparenz, eine hohe optische Zerstörschwelle sowie geringe Doppelbrechung, einfache Größen- und Formskalierbarkeit und geringe Materialkosten [40]. Aus dotiertem Glas lassen sich Fasern ziehen und bilden damit ein Lasermedium, das sehr einfach und stabil eine sehr gute Strahlqualität liefert und durch die große Oberfläche eine gute thermische Kopplung an die Umgebung ermöglicht.

Eine weitere Stärke von Ytterbium-Glas ist, dass es keine feste Kristallstruktur besitzt und man bei der Herstellung viele Freiheiten hat: Je nach Glastyp oder Glasgemisch und Dotierungsdichte ändern sich die Eigenschaften des Lasermediums [62], man verfügt also über ein konstruierbares Lasermedium, das sich auf die Bedürfnisse der Anwendung hin optimieren lässt.

2.1.1 Laserniveaus von Ytterbium-Glas

Ytterbium liegt in Glas als dreifach geladenes Ion Yb^{3+} vor. Die Elektronenkonfiguration von Yb^{3+} ist $[\text{Xe}] 4f^{13}$, der Grundzustand hat also einen Gesamtdrehimpuls $L=4$, einen Gesamtspin $S=1/2$ und wird mit ${}^2F_{7/2}$ bezeichnet. Das obere Laserniveau ist das ${}^2F_{5/2}$ -Niveau. Der verwendete Laserübergang liegt innerhalb des 4f-Niveaus. Dies ist auch der einzige Übergang des Ions, der nicht im ultravioletten Wellenlängenbereich liegt.

Diese beiden entarteten Niveaus werden durch das lokale elektrische Feld im Glas durch den Stark-Effekt in $J + \frac{1}{2}$ -Unterniveaus aufgespalten. Diese Aufspaltung ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Die Stark-Level innerhalb eines Niveaus sind thermisch besetzt, wobei die Besetzung einer Boltzmannverteilung folgt.

Die Lage der einzelnen Niveaus wurde in unterschiedlichen Experimenten untersucht. Einen Vergleich aus zwei Veröffentlichungen [38,63] zeigt Tabelle 2.1.

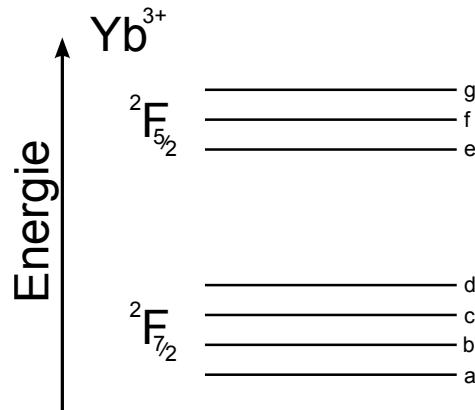


Abbildung 2.1: Vereinfachtes Termschema von Ytterbium³⁺ in Glas. Das Grundniveau $^2F_{7/2}$ ist in vier, das obere Laserniveau in drei Stark-Level aufgespalten. Entnommen aus [38].

Die Stark-Aufspaltung ist materialabhängig [41,62], liegt aber bei den meisten Gläsern in einem ähnlichen Bereich.

Tabelle 2.1: Lage der Stark-aufgespaltenen Energieniveaus. k bezeichnet die Wellenzahl, ν die Übergangsfrequenz und λ die Übergangswellenlänge.

| Übergang | Wirtsmaterial: Germanosilicat-Glas (aus [38]) | | | Gemessen in einer Nufern-Einmoden-Faser (aus [63]) | | |
|----------|---|-------------|----------------|--|-------------|----------------|
| | k [cm ⁻¹] | ν [GHz] | λ [µm] | k [cm ⁻¹] | ν [GHz] | λ [µm] |
| b → a | 600 | 17988 | 16,7 | 492 | 14760 | 20,3 |
| c → a | 1060 | 31778 | 9,4 | 970 | 29100 | 10,3 |
| d → a | 1490 | 44669 | 6,7 | 1365 | 40950 | 7,3 |
| e → a | 10260 | 307587 | 0,9747 | 10239 | 307170 | 0,9767 |
| f → a | 11000 | 329772 | 0,9091 | 10909 | 327270 | 0,9167 |
| g → a | 11630 | 348659 | 0,8598 | 11689 | 350670 | 0,8555 |

2.1.2 Verbreiterungsmechnismen

Die Übergänge zwischen den in Abbildung 2.1 schematisch gezeigten Niveaus der Ytterbium-Ionen sind durch mehrere Prozesse deutlich verbreitert. Diese Prozesse

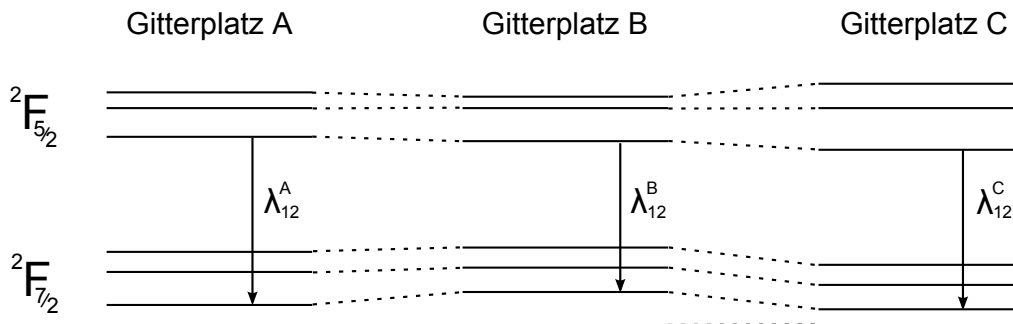


Abbildung 2.2: Inhomogene Verbreiterung in Glas durch lokale Feldvariationen. An unterschiedlichen Gitterplätzen sind die Ytterbium-Ionen unterschiedlichen elektrischen Feldern ausgesetzt, was zu verschiedenen Stark-Aufspaltungen und damit zu unterschiedlichen Übergangswellenlängen führt, was beispielsweise an der Wellenlänge λ_{12} veranschaulicht wird. Auf Ytterbium übertragen aus [40].

hängen teilweise auch vom Wirtsmaterial ab [40]. Die resultierende Übergangsbreite wird von zwei Effekten dominiert [64]:

Zum einen sorgen Gitterschwingungen im Glasmaterial für eine homogene Verbreiterung der einzelnen Übergänge. Dieser Effekt ist abhängig von der Temperatur. In Quarzglas ist die Übergangsbreiterung bei Temperaturen oberhalb von 40 K ungefähr proportional zum Quadrat der Temperatur [65]:

$$\Delta\nu_{\text{hom}} \propto T^2. \quad (2.1)$$

Der zweite relevante Verbreiterungsmechanismus resultiert aus dem amorphen Aufbau von Glas. Die Struktur von Glas ist kristallin auf der Längenskala von einigen Atomen, aber zufällig, asymmetrisch und nicht-periodisch im makroskopischen Bereich [66]. Die Ytterbium-Ionen können an verschiedenen „Gitterplätzen“ in das Glas eingebaut sein, an denen sich die lokalen elektrischen Felder unterscheiden [40]. Die Stark-Aufspaltung hängt von der Stärke des elektrischen Feldes ab und entsprechend führen unterschiedliche Kristallplätze zu unterschiedlichen Übergangswellenlängen, wie in Abbildung 2.2 dargestellt. Hierbei handelt es sich um eine inhomogene Verbreiterung. Da sich die mikroskopische Struktur von Glas mit der Temperatur (im betrachteten Temperaturbereich) nur wenig ändert, ist die inhomogene Verbreiterung der einzelnen Übergänge nur schwach temperaturabhängig [64].

Die Übergänge zwischen den einzelnen Stark-Niveaus haben also ein Voigt-Profil, das sich aus dem temperaturabhängigen Lorentz-Anteil und dem von der Temperatur weitestgehend unabhängigen Gauß-Anteil zusammensetzt.

Der resultierende Absorptions- und Emissionwirkungsquerschnitt entsteht dann aus der Überlagerung der verbreiterten einzelnen Übergänge zwischen den Stark-

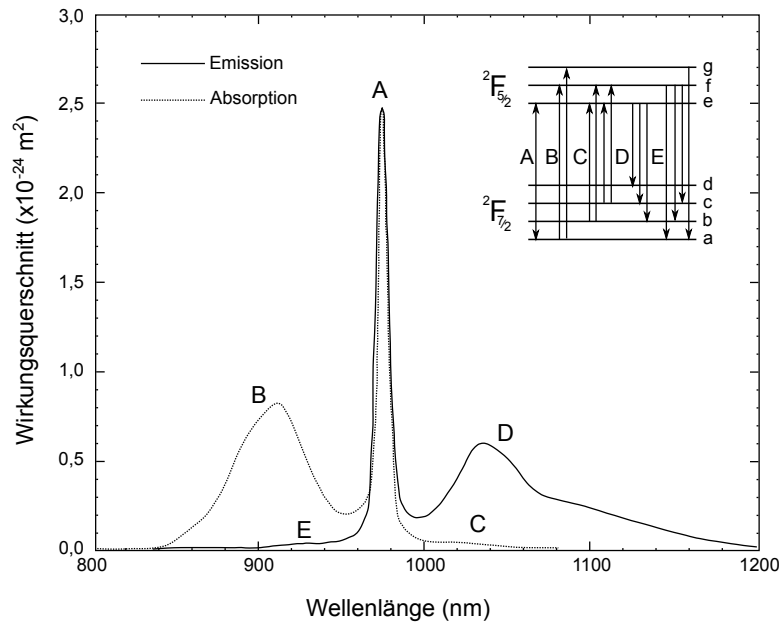


Abbildung 2.3: Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitt von Yb^{3+} in Germanosilikatglas bei Raumtemperatur. Entnommen aus [38].

Level, die miteinander überlappen. Abbildung 2.3 zeigt einen gemessenen Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitt von Ytterbium $^{3+}$ in Germanosilikatglas (aus [38]). Gut zu erkennen ist in beiden Wirkungsquerschnitten die Null-Phonon-Linie als hoher, schmaler Peak bei 976 nm (gekennzeichnet mit A). Dieser Übergang wird im später vorgestellten Aufbau zum Pumpen verwendet. Einen weiteren möglichen Pumpübergang gibt es im Wellenlängenbereich um 910 nm (gekennzeichnet mit B). Dieser entspricht dem Übergang des niedrigsten Stark-Levels a des ${}^2F_{7/2}$ -Niveaus in die höheren Stark-Level f und g des ${}^2F_{5/2}$ -Niveaus (vergl. eingesetztes Niveauschema in Abbildung 2.3).

Zur Verstärkung ist prinzipiell der gesamte Bereich von 1000 nm bis 1200 nm geeignet, in dem der Emissionsquerschnitt größer als der Absorptionquerschnitt ist. In den Randbereichen ist Verstärkung aber technisch teils nur schwer realisierbar. Das breite Maximum im Emissionsquerschnitt um 1030 nm (D) entspricht den Übergängen aus dem untersten Level e des ${}^2F_{5/2}$ -Niveaus in die oberen Stark-Level b, c und d des ${}^2F_{7/2}$ -Niveaus. Die bis ca. 1050 nm noch signifikante Absorption (C) kann einen effizienten Laser- oder Verstärkungsbetrieb in diesem Bereich verhindern. Diese Absorption entspricht dem Übergang aus den höheren Stark-Level b und c des ${}^2F_{7/2}$ -Niveaus ins ${}^2F_{5/2}$ -Niveau.

2.2 Eigenschaften von Glasfasern

Die Führung von Licht in konventionellen Glasfasern beruht auf dem Prinzip der Totalreflexion an der Grenzfläche zwischen Kern und Mantel. Typische Glasfasern bestehen aus einem zylindrischen Kern mit dem Brechungsindex n_K , der von einem ebenfalls zylindrischen Mantel aus einem Material mit niedrigerem Brechungsindex $n_M < n_K$ umgeben ist. Breitet sich Licht mit einem Einfallswinkel größer als der kritische Winkel θ_k am Kern-Mantel-Übergang

$$\theta_k = \arcsin\left(\frac{n_M}{n_K}\right) \quad (2.2)$$

in einer Glasfaser aus, wird es im Kern der Faser geführt. Daraus ergibt sich direkt der maximale Akzeptanzwinkel θ_{max} mit dem das Licht in den Kern einer Glasfaser eingekoppelt werden kann zu

$$\theta_{max} = \arcsin\left(\frac{1}{n_0}\sqrt{n_K^2 - n_M^2}\right). \quad (2.3)$$

Üblicherweise wird angenommen, dass das Licht über einen Luft-Glas-Übergang eingekoppelt wird und damit $n_0 \cong 1$ gilt. Das Argument des Arcussinus wird als numerische Apertur NA der Faser bezeichnet

$$NA = \sin(\theta_{max}) = \sqrt{n_K^2 - n_M^2}. \quad (2.4)$$

Man unterscheidet zwischen Gradientenindexfasern und Stufenindexfasern. Bei den ersten gibt es einen graduellen Übergang der Brechungsindizes vom Kern zum Mantel und bei den zweiten einen Stufen-Übergang von Kern- zum Mantelmaterial. Im vorgestellten Aufbau werden ausschließlich Stufenindexfasern verwendet.

Moden in Glasfasern

Um die Moden in Glasfasern zu berechnen, muss man die Maxwellgleichungen in einem isotropen, nichtleitenden, nichtmagnetischen Medium mit Randbedingungen für zylindrische Wellenleiter lösen. Dabei bezeichnet n_K den Brechungsindex im Kern für $r < a$ und n_M den Brechungsindex im Mantel für $r > a$ mit dem Kernradius a . Zur Berechnung der Moden im Kern wird der Durchmesser des Mantels vereinfachend als unendlich angenommen.

Für die transversalen Komponenten des elektrischen Feldes ($\Psi = E_x$ oder E_y) gilt dann die Helmholtzgleichung [35]

$$\nabla^2\Psi = \varepsilon_0\mu_0n^2\frac{\partial^2\Psi}{\partial t^2} \quad (2.5)$$

mit ε_0 der Dielektrizitätskonstante des Vakuums, μ_0 der Vakuumpermeabilität und $n = n(r)$, dem Brechungsindex der Faser. Aufgrund der zylindrischen Fa-

sergeometrie ist es naheliegend, hier Zylinderkoordinaten zu verwenden. Da für einfache Fasern n nur vom Radius r abhängt, kann man sowohl die z -Abhängigkeit als auch die Zeitabhängigkeit durch einen Separationsansatz abtrennen:

$$\Psi(r, \phi, z, t) = R(r) \Phi(\phi) e^{i(\omega t - \beta z)}. \quad (2.6)$$

Dabei bezeichnet $\omega = k_0 c$ die Kreisfrequenz des Lichtfeldes mit der Wellenzahl k_0 und c der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Die effektive Wellenzahl β , welche die Phasengeschwindigkeit entlang der Faser angibt, wird als Propagationskonstante bezeichnet. Die ϕ -Abhängigkeit von Φ ist entweder $\cos(l\phi)$ oder $\sin(l\phi)$ mit $l = 0, 1, 2, 3, \dots$. Betrachtet man nur den radialen Anteil $R(r)$, muss eine Lösung für folgende Differentialgleichung gefunden werden:

$$r^2 \frac{d^2 R}{dr^2} + r \frac{dR}{dr} + \{ [k_0^2 n^2(r) - \beta^2] r^2 - l^2 \} R = 0. \quad (2.7)$$

Setzt man für $n(r)$ die Randbedingung für eine Stufenindexfaser ein

$$n(r) = \begin{cases} n_K & 0 < r < a & \text{Kern} \\ n_M & r > a & \text{Mantel,} \end{cases} \quad (2.8)$$

erhält man die folgenden Differentialgleichungen:

$$r^2 \frac{d^2 R}{dr^2} + r \frac{dR}{dr} + \left(U^2 \frac{r^2}{a^2} - l^2 \right) R = 0; \quad 0 < r < a \quad (2.9a)$$

und

$$r^2 \frac{d^2 R}{dr^2} + r \frac{dR}{dr} - \left(W^2 \frac{r^2}{a^2} + l^2 \right) R = 0; \quad r > a \quad (2.9b)$$

mit den Parametern

$$U = a \sqrt{k_0^2 n_K^2 - \beta^2} \quad (2.10a)$$

$$W = a \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_M^2}. \quad (2.10b)$$

Der Parameter

$$V = \sqrt{U^2 + W^2} = k_0 a \sqrt{n_K^2 - n_M^2} = \frac{2\pi a}{\lambda_0} NA \quad (2.11)$$

wird als Faserparameter oder V -Parameter bezeichnet und λ_0 ist die Wellenlänge des Lichts im Vakuum. Für im Kern geführte Moden muss die Propagationskonstante β kleiner als die Wellenzahl im Kern $n_K k_0$ und größer als die Wellenzahl im Mantel $n_M k_0$ sein [67], es muss also gelten

$$n_M^2 k_0^2 < \beta^2 < n_K^2 k_0^2 \quad (2.12)$$

und damit sind U und W reell.

Die Gleichungen (2.9a) und (2.9b) entsprechen der Standard-Form der Besselfunktionen. Für die Lösung des radialen Anteils R von Ψ gilt dann

$$R(r) \propto \begin{cases} J_l\left(\frac{Ur}{a}\right) & r < a \\ K_l\left(\frac{Wr}{a}\right) & r > a \end{cases}, \quad (2.13)$$

wenn Lösungen, die bei $r = 0$ im Kern oder bei $r \rightarrow \infty$ gegen Unendlich gehen, ausgeschlossen werden [67]. Dabei ist $J_l(x)$ eine Besselfunktion erster Art der Ordnung l und $K_l(x)$ eine modifizierte Besselfunktion zweiter Art der Ordnung l . Die Funktion $J_l(x)$ oszilliert mit abklingender Amplitude und die Funktion $K_l(x)$ klingt für große Werte von x exponentiell ab.

Fordert man Stetigkeit der Funktion $R(r)$ und ihrer Ableitung am Kern-Mantel-Übergang, was für schwach führende Fasern erfüllt sein muss, und setzt für die Ableitungen der Besselfunktionen die Identitäten

$$J'_l(x) = \pm J_{l\mp 1}(x) \mp l \frac{J_l(x)}{x} \quad (2.14)$$

und

$$K'_l(x) = -K_{l\mp 1}(x) \mp l \frac{K_l(x)}{x} \quad (2.15)$$

ein, erhält man die charakteristische Gleichung

$$U \frac{J_{l\pm 1}(U)}{J_l(U)} = \pm W \frac{K_{l\pm 1}(W)}{K_l(W)} \quad \text{mit} \quad W = \sqrt{V^2 - U^2}. \quad (2.16)$$

Als schwach führende Fasern werden Fasern mit einem niedrigen Brechungsindexunterschied zwischen Kern und Mantel ($\Delta n \approx 0,003$) bezeichnet, sodass für diesen Fall die transversalen Feldkomponenten des geführten Lichts näherungsweise linear polarisiert sind und die Feldkomponenten entlang der Ausbreitungsrichtung vernachlässigt werden können.

Wenn V und l gegeben sind, enthält die charakteristische Gleichung nur noch eine unbekannte Variable U . Für gegebenes l kann die Gleichung graphisch gelöst werden, indem man beide Seiten über U aufträgt und die Schnittpunkte bestimmt. Jeder Schnittpunkt entspricht einer geführten Mode. Die Schnittpunkte werden vom größten U abwärts mit $m = 1, 2, 3, \dots$ durchnummeriert. Die Moden werden als linear polarisierte Moden LP_{lm} bezeichnet. Abbildung 2.4 zeigt einen exemplarischen Verlauf für eine Faser mit Kernradius $a=7 \mu\text{m}$, numerischer Apertur $NA=0,1$ und Wellenlänge des geführten Lichts $\lambda_0=600 \text{ nm}$ was einem V-Parameter von 7,33 entspricht. Die linke Seite von Gleichung 2.16 ist unabhängig

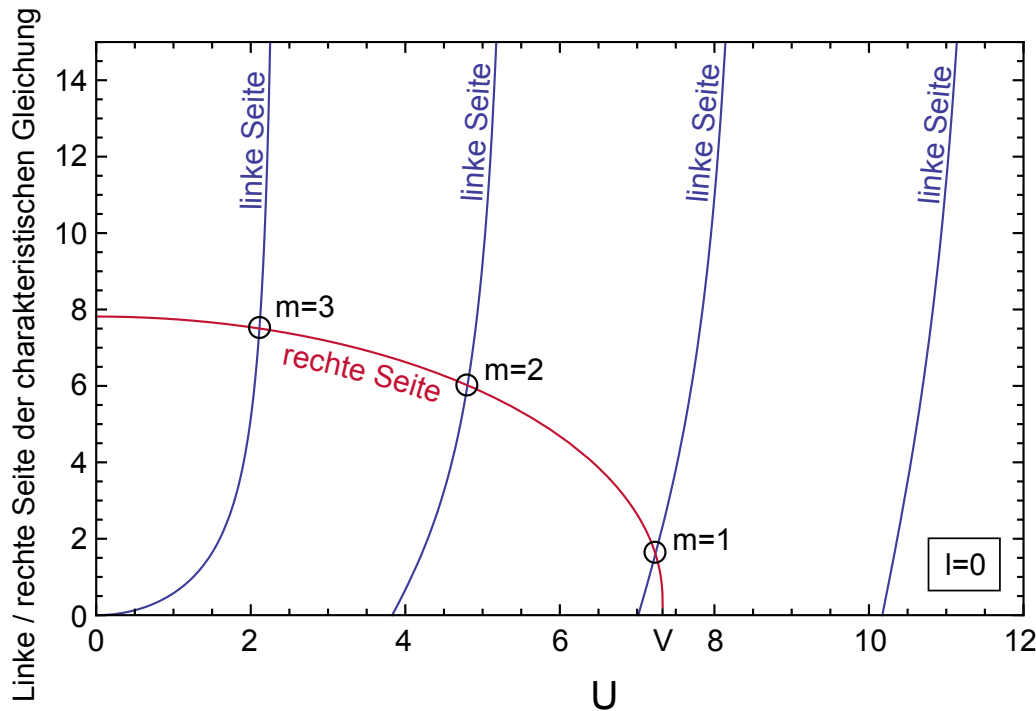


Abbildung 2.4: Graphische Lösung der charakteristischen Gleichung für $l = 0$. Aufgetragen sind beispielhaft die rechte und linke Seite der Gleichung (2.16) für $a=7\mu\text{m}$, $NA=0,1$ und $\lambda_0=600\text{ nm}$. Die rechte Seite ist über U in blau aufgetragen und die linke Seite über $U = \sqrt{V^2 - W^2}$ in rot. Die linke Seite besteht aus mehreren Ästen und ist unabhängig vom V -Parameter. Die rechte Seite schneidet drei Zweige der linken Seite und endet bei $U=V=7,33$. Die Schnittpunkte sind die Lösungen der charakteristischen Gleichung. Jeder Schnittpunkt entspricht einer geführten Mode.

von V und besteht aus mehreren Ästen. Die rechte Seite besteht nur aus einem Ast und endet bei $U=V$. Hier gibt es drei Schnittpunkte, die den Moden LP_{01} , LP_{02} und LP_{03} entsprechen. Für höhere Werte von l kann das Verfahren analog durchgeführt werden.

Mit größer werdendem V -Parameter steigt auch die Anzahl der Schnittpunkte und damit der geführten Moden. Der V -Parameter ist also ein Maß für die in einer Faser geführten Moden.

Einmoden-, Vielmodenfasern und Large Mode Area Fasern

Der erste Ast der linken Seite der charakteristischen Gleichung für $l = 0$ hat eine Asymptote bei 2,4048, was bedeutet, dass es für Fasern mit einem V -Parameter kleiner 2,4048 immer nur einen Schnittpunkt und damit nur eine geführte Mode gibt. Diese Fasern bezeichnet man als Einmodenfasern (engl. *Single mode fiber*).

2. FASERVERSTÄRKER

In Fasern mit größerem V -Parameter können mehrere Moden geführt werden, solche Fasern werden als Vielmodenfasern (engl. *Multi mode fiber*) bezeichnet, für Werte des V -Parameters von null bis fünf gibt Tabelle 2.2 einen Überblick. Dabei muss beachtet werden, dass die

- $l = 0$ - Moden durch die beiden unabhängigen Polarisationszustände des elektrischen Feldes zweifach entartet sind und die
- $l \geq 1$ - Moden vierfach entartet sind, da es jeweils zwei Polarisationszustände gibt und jeweils zwei Moden, die sich nur in der Drehrichtung von ϕ voneinander unterscheiden.

Für große V -Parameter lässt sich die Anzahl der Moden M näherungsweise mit der Formel

$$M \approx \frac{4V^2}{\pi^2} \quad (2.17)$$

abschätzen [67].

Tabelle 2.2: Geführte Moden in einer optischen Glasfaser in Abhängigkeit vom V -Parameter (aus [35])

| V-Parameter | Geführte Moden |
|-----------------------|---|
| $0 < V < 2,4048$ | LP_{01} |
| $2,4048 < V < 3,8317$ | LP_{01} und LP_{11} |
| $3,8317 < V < 5,1356$ | LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} und LP_{02} |
| $5,1356 < V < 5,5201$ | LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} , LP_{02} und LP_{31} |

Damit eine Faser nur die Grundmode LP_{01} führt, muss der V -Parameter $V = \frac{2\pi a}{\lambda_0} NA$ also kleiner als 2,4048 sein. Bei gegebener Wellenlänge müssen also der Kernradius a und die numerische Apertur NA der Faser entsprechend angepasst werden. Typische Einmodenfasern haben eine NA im Bereich von 0,1 bis 0,15. Um bei hohen geführten Leistungen die Intensität zu verringern, kann man die Faserparameter so wählen, dass die im Kern geführte Mode möglichst groß ist. Wählt man einen großen Kernradius, muss entsprechend die numerische Apertur verkleinert werden, um weiterhin nur die Grundmode zu führen. Solche Fasern werden als *Large mode area fiber* bezeichnet. Wegen des geringen Unterschieds der Brechungsindizes von Kern und Mantel (typische NA : 0,06-0,07) ist die Herstellung dieser Fasern aufwendiger als die von Standard-Einmodenfasern, da bereits kleine Schwankungen Verluste bedeuten können. Fasern mit großem Modenfelddurchmesser werden besonders für Faserverstärker und Faserlaser bei hohen Leistungen

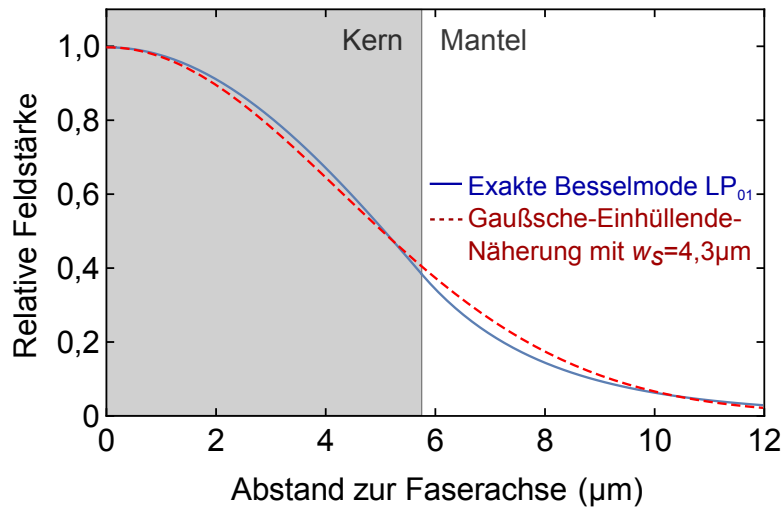


Abbildung 2.5: Vergleich von exakter Lösung und der Näherung mit Gaußscher Einhüllender. Aufgetragen ist beispielhaft für eine der verwendeten Fasern (Kernradius: $5,75 \mu\text{m}$, NA : $0,077$, V -Parameter: $2,74$, $U(LP_{01})=1,72$) die exakte Lösung für die im Faserkern geführte Grundmode LP_{01} und die Näherung mit einem Modenradius von $4,3 \mu\text{m}$.

verwendet, da durch die niedrigere Intensität unerwünschte nichtlineare Effekte vermieden werden.

Exakte Bessel-Lösung und Annäherung durch Gaußsche Einhüllende

Da die exakte Bessel-Lösung (Gleichung (2.13) mit der Lösung der charakteristischen Gleichung (2.16) für die verwendeten Faserparameter) aufwendig zu berechnen ist, wird im Falle von Einmodenfasern, beispielsweise für Simulationen der Ausgangsleistung eines Faserverstärkers, für die Grundmode LP_{01} eine Näherung durch eine Gaußsche Einhüllende gewählt, um Rechenzeit und -aufwand zu reduzieren. Dazu wird $R(r)$ durch die einfache Näherung (aus [68])

$$R(r) \approx e^{-\frac{r^2}{2w_s^2}} \quad (2.18)$$

ersetzt. Abbildung 2.5 zeigt den Vergleich zwischen normierter exakter Lösung mit Besselfunktionen (blau) und der normierten Näherung mit einer Gaußschen Einhüllenden (rot gestrichelt) für eine der in der Arbeit verwendeten Fasern. Der genäherte Modenradius w_s für die LP_{01} -Mode wurde mit der Formel (aus [40])

$$w_s = a \frac{VK_1(W)}{UK_0(W)} J_0(U) \quad (2.19)$$

berechnet.

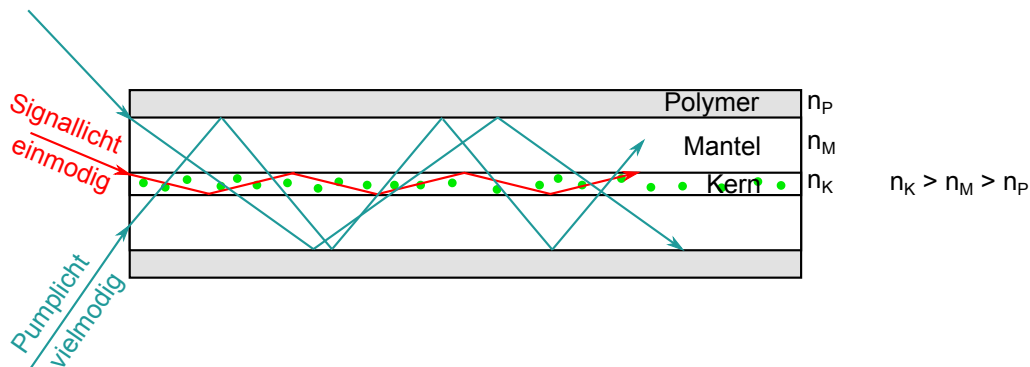


Abbildung 2.6: Doppelmantelfaser. Das Signallicht (rot) wird im mit Selten-Erd-Ionen (grüne Punkte) dotierten Kern geführt. Für ein gutes Ausgangsstrahlprofil werden meist Einmodenfasern oder Fasern, die nur wenige Moden führen, verwendet. Das Pumplicht (blau) wird im Mantel geführt und beim Durchqueren des Kerns von den Selten-Erd-Ionen absorbiert.

2.2.1 Doppelmantelfasern

In Faserlasern und -verstärkern werden meist Doppelmantelfasern verwendet. Dabei werden die Selten-Erd-Ionen in den Kern der Faser dotiert und das Signallicht im Kern der Faser geführt. Wählt man, wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben, Kerndurchmesser und numerische Apertur entsprechend, bekommt man ein rein grundmodiges Ausgangssignal. Da zum Pumpen meist Hochleistungs-Laserdioden mit schlechtem Strahlprofil verwendet werden, ist es nicht möglich, das Pumplicht effizient in den Kern der Faser einzukoppeln. Doppelmantelfasern haben aus diesem Grund entweder einen zweiten Glasmantel oder einen Schutzmantel aus einem Polymer mit niedrigem Brechungsindex ($n_P=1,42-1,48$). Das Pumplicht wird im Mantel der Faser geführt und beim Durchqueren des Kerns von den Selten-Erd-Ionen absorbiert. Eine schematische Zeichnung zeigt Abbildung 2.6. Der Mantel wird häufig so hergestellt, dass er nicht zylindrisch ist, um zu verhindern, dass sich helikale Moden ausbreiten, die den Kern nicht durchqueren und dadurch nicht absorbiert werden. Sechseckige, achteckige und D-förmige Fasermantel sind einige Beispiele. Das Verhältnis von Kern- zu Mantelquerschnittsfläche beeinflusst die Pumpabsorption und damit auch die Besetzungsinversion entlang der Faser. Für eine starke Pumpabsorption sind ein großer Kern und ein kleiner Mantel von Vorteil. Bei effizienterer Pumpabsorption reichen kürzere Fasern aus, um das Pumplicht vollständig zu absorbieren.

2.2.2 Polarisation in Glasfasern

Die Grundmode in einer schwach führenden Einmodenfaser hat zwei unabhängige Polarisationszustände, die im Idealfall keine Leistung austauschen [67]. Koppelt

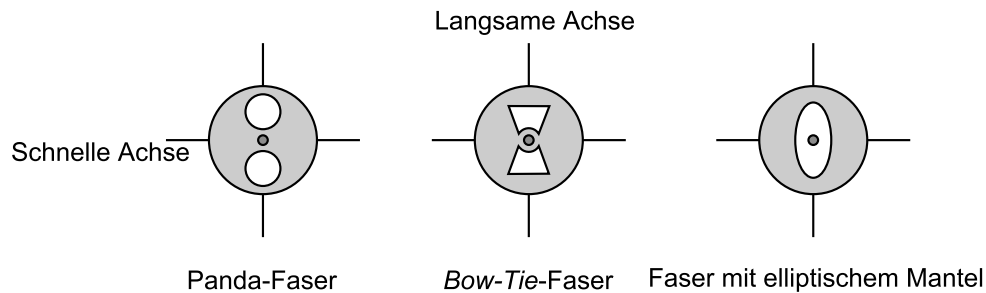


Abbildung 2.7: Polarisationserhaltende Fasern. Verschiedene Möglichkeiten der Realisierung von polarisationserhaltenden Fasern. Das in Weiß dargestellte Element besteht aus einem Glas mit einem vom Rest verschiedenen Ausdehnungskoeffizienten, sodass beim Abkühlen während des Herstellungsprozesses eine permanente Spannungsdoppelbrechung im Kern entsteht.

man Licht mit einer festen Polarisation in eine Einmodenfaser ein, wird in einer ungestörten Faser das Licht in der gleichen Polarisation auch geführt und wieder ausgekoppelt. Durch Spannungen in der Faser hervorgerufen durch Druck, Biegen oder Temperaturunterschiede wird eine Glasfaser doppelbrechend. Dadurch kann es zu einer Drehung der Polarisation in der Faser kommen und das ausgekoppelte Licht ist meist elliptisch polarisiert, auch wenn es mit linearer Polarisation eingekoppelt wurde. Polarisationsdrehungen durch die Lage oder Druck auf die Faser sind meist konstant und können durch Wellenplatten nach der Faser wieder korrigiert werden. Dreht sich die Polarisation aufgrund von Temperaturänderungen oder Vibrationen, bekommt man eine zeitlich nicht stabile Ausgangspolarisation, was für viele Anwendungen unerwünscht ist. Um eine stabile Ausgangspolarisation zu erreichen, verwendet man polarisationserhaltende Fasern. Diese Fasern werden so hergestellt, dass der Kern der Faser durch die Herstellung schon stark doppelbrechend ist, so dass kleine Änderungen durch Druck oder Biegen vernachlässigbar sind. In diesen Fasern gibt es zwei ausgezeichnete Achsen (die als langsame und schnelle Achse bezeichnet werden). Linear polarisiertes Licht wird dort polarisationserhaltend geführt, wenn es in eine dieser beiden Achsen eingekoppelt wird. Abbildung 2.7 zeigt verschiedene Konfigurationen, mit denen polarisationserhaltende Fasern realisiert werden. Dabei wird in den meisten Fällen ein zusätzliches Glas in den Mantel eingebracht, das beim Abkühlen einen anderen Ausdehnungskoeffizienten hat und dadurch permanente Spannungsdoppelbrechung in der Faser erzeugt.

2.3 Verstärkung in Glasfasern

Das Verstärkungsspektrum in der gepumpten Faser folgt grob dem Verlauf des Emissionsquerschnitts. Durch den nicht vernachlässigbaren Absorptionsquerschnitt der Ytterbium-Ionen hängt die Verstärkung aber von der Anregungsverteilung in der Faser und damit von der Pumpintensität ab. Verstärkerfasern sind oft mehrere Meter lang und die Pumpintensität entlang der Faser ist dadurch nicht konstant. Welche Wellenlänge die maximale Verstärkung erfährt, hängt so von der Faserlänge, der Fasergeometrie und auch von der Pumpleistung ab und ist nicht einfach abzuschätzen. Die folgenden Abschnitte zeigen die theoretischen Grundlagen, die benötigt werden, um einen Verstärker zu simulieren.

Einige intuitiv verständliche Zusammenhänge sollen hier aber schon zur Einführung erläutert werden. Wie in Abbildung 2.3 zu sehen, ist der Absorptionsquerschnitt von Ytterbium-Glas oberhalb einer Wellenlänge von 1080 nm so klein, dass er meist gegenüber anderen Faserverlusten vernachlässigt werden kann. Pumpt man eine dotierte Faser sehr schwach, erreicht man eine Verstärkung - also eine größere Emission als Absorption - zuerst im Wellenlängenbereich oberhalb von 1080 nm. Bei höherer Pumpintensität, also stärkerer Inversion, verschiebt sich das Verstärkungsmaximum in Richtung des Maximums des Emissionsquerschnitts. Die Pumpintensität ist abhängig von der eingekoppelten Leistung und der Fasergeometrie. Bei einem langen Stück Faser, bei dem durch die Absorption die Pumpintensität entlang der Faser abnimmt, liegt das Verstärkungsmaximum bei längeren Wellenlängen als bei einem kürzeren Stück der entsprechenden Faser. Doppelmantelfasern ermöglichen eine gleichmäßigere Pumpverteilung, doch je größer das Mantel-zu-Kern-Durchmesser-Verhältnis ist, umso geringer ist die Pumpintensität im Kern und damit verschiebt sich das Verstärkungsmaximum zu längeren Wellenlängen.

Ein unerwünschter Konkurrenzprozess (*Amplified Spontaneous Emission* ASE) wird umso besser unterdrückt, je näher die Signalwellenlänge am Verstärkungsmaximum liegt. Die Faser sollte also immer abgestimmt auf die Signalwellenlänge gewählt werden. Zusätzlich muss bei der Auswahl der Faserparameter darauf geachtet werden, dass je nach Dotierungsdichte und Mantel-zu-Kern-Durchmesser-Verhältnis die Faser ausreichend lang ist, um den gewünschten Anteil des Pumplichts zu absorbieren, aber nicht zu lang, da es zur Unterdrückung nichtlinearer Prozesse (Stimulierte Brillouin-Streuung) günstiger ist, kürzere Fasern zu wählen.

Mit dem im Folgenden beschriebenen Modell können einfache Fälle, beispielsweise wenn ASE vernachlässigt werden kann, simuliert werden. Bei komplizierteren Fällen wird der Rechenaufwand aber schnell sehr groß. Zusätzlich liefern die Rechnungen meist nur eine Abschätzung für die erreichten Ausgangsleistungen und -spektren, da in vielen Fällen Faserinformationen wie die Dotierungsdichte nur ungenau oder nicht bekannt sind.

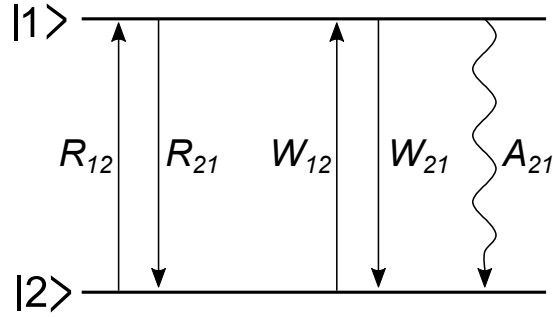


Abbildung 2.8: Zwei-Niveau-Lasersystem. Schematische Darstellung der beteiligten Prozesse Pumpabsorption R_{12} und -emission R_{21} , Signalaufregung W_{12} und -reabsorption W_{21} sowie spontane Emission A_{21} .

2.3.1 Ratengleichungen im Stark-aufgespaltenen Zwei-Niveau-System

Dieser Abschnitt orientiert sich am ersten Kapitel des Buches *Erbium doped fiber amplifiers* von Emmanuel Desurvire [40]. In Ytterbium gibt es nur zwei beteiligte Energieniveaus im nahinfraroten Wellenlängenbereich. Durch die Stark-Aufspaltung und damit die Verbreiterung der Niveaus zu Bändern kann Ytterbium aber – je nach gewählter Pump- und Signalwellenlänge – als Drei- oder Vier-Niveau-System betrieben werden. Betrachtet man zuerst die beiden Niveaus als Ganzes, kann man die folgenden Ratengleichungen aufstellen

$$\frac{dN_1}{dt} = -R_{12}N_1 + R_{21}N_2 - W_{12}N_1 + W_{21}N_2 + A_{21}N_2, \quad (2.20a)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = R_{12}N_1 - R_{21}N_2 + W_{12}N_1 - W_{21}N_2 - A_{21}N_2, \quad (2.20b)$$

$$\rho = N_1 + N_2. \quad (2.20c)$$

Dabei bezeichnet N_1 die Besetzung des unteren Laserniveaus und N_2 die Besetzung des oberen Laserniveaus. Entsprechend sind dN_1/dt und dN_2/dt die zeitlichen Änderungen dieser (siehe Abbildung 2.8). Die Gesamtzahl der beteiligten aktiven Atome ist ρ und R_{12} bezeichnet die Pumprate sowie W_{12} und W_{21} die Signal-Übergangsraten.

Im stationären Fall gilt $dN_i/dt = 0$ für $i=1,2$. Setzt man $\tau = 1/A_{21}$ mit dem Einsteinkoeffizienten A_{21} und löst die Gleichungen (2.20a) und (2.20b) nach N_1 und N_2 auf, erhält man

$$N_1 = \rho \frac{1 + R_{21}\tau + W_{21}\tau}{1 + R_{12}\tau + R_{21}\tau + W_{12}\tau + W_{21}\tau}, \quad (2.21a)$$

$$N_2 = \rho \frac{R_{12}\tau + W_{12}\tau}{1 + R_{12}\tau + R_{21}\tau + W_{12}\tau + W_{21}\tau}. \quad (2.21b)$$

2. FASERVERSTÄRKER

Für die beiden Energieniveaus wird durch die Stark-Aufspaltung die $g_J = J+1/2$ -fache Entartung aufgehoben und die Niveaus spalten in jeweils g_J Unterzustände auf. Für Übergänge zwischen den Stark-Level eines Niveaus dominieren nicht-strahlende Übergänge mit den Übergangsraten zwischen benachbarten Unterzuständen A_{NR}^+ und A_{NR}^- . Im Gleichgewicht gilt

$$A_{NR}^- N_{n,m} = A_{NR}^+ N_{n,m-1}. \quad (2.22)$$

Dabei gilt $n = 1, 2$ für das untere bzw. obere Laserniveau und m nummeriert die Stark-Unterniveaus durch. Bezeichnet jetzt $\Delta E_m = E_m - E_{m-1}$ die Energiedifferenz zwischen zwei Unterzuständen, dann gilt

$$\frac{N_{n,m}}{N_{n,m-1}} = \frac{A_{NR}^+}{A_{NR}^-} = e^{-\frac{\Delta E_m}{k_B T}} \quad (2.23)$$

mit der Boltzmann-Konstante k_B . Die Stark-Unterniveaus sind thermisch besetzt. Die Besetzung der einzelnen Unterniveaus lässt sich dann berechnen mit der Formel

$$N_{nm} = \frac{e^{-(E_{n,m}-E_{n,1})/k_B T}}{\sum_{m=1}^{g_n} e^{-(E_{n,m}-E_{n,1})/k_B T}} N_n \equiv p_{nm} N_n \quad (2.24)$$

wobei p_{nm} hier die nach der Boltzmannverteilung geltende Besetzungsstatistik und $N_n = \sum_{m=1}^{g_n} N_{n,m}$ die Summe über die Besetzung aller Unterniveaus der einzelnen Zustände bezeichnet.

Mit den Pumpraten R_{1i2j} , den Raten für stimulierte Emission W_{1i2j} und spontane Emission A_{2j1i} kann man auch die Ratengleichungen (2.20a) und (2.20b) für alle Unterniveaus einzeln aufstellen. Für Ytterbium gilt $i = 1, 2, 3, 4$ für die einzelnen Stark-Niveaus des unteren Laserniveaus und $j = 1, 2, 3$ für die Stark-Niveaus des oberen Laserübergangs. Dabei gilt für jedes Unterniveau-Paar $R_{1i2j} = R_{2j1i}$ und $W_{1i2j} = W_{2j1i}$. Summiert man dann über alle Unterniveaus eines Energiezustandes $N_n = \sum_m N_{nm} = \sum_m p_{nm} N_n$, erhält man die folgenden Ratengleichungen

$$\frac{dN_1}{dt} = \sum_i \sum_j \{R_{1i2j}(N_{2j} - N_{1i}) + A_{2j1i}N_{2j} + W_{2j1i}(N_{2j} - N_{1i})\} \quad (2.25a)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \sum_i \sum_j \{R_{1i2j}(N_{1i} - N_{2j}) - A_{2j1i}N_{2j} - W_{2j1i}(N_{2j} - N_{1i})\}. \quad (2.25b)$$

Definiert man Gesamt-Raten für Pumpabsorption, stimulierte und spontane Emission folgendermaßen:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{R}_{12} &= \sum_i \sum_j R_{1i2j} p_{1i} \\
 \mathcal{R}_{21} &= \sum_i \sum_j R_{2j1i} p_{2j} \\
 \mathcal{W}_{12} &= \sum_i \sum_j W_{1i2j} p_{1i} \\
 \mathcal{W}_{21} &= \sum_i \sum_j W_{2j1i} p_{2j} \\
 \mathcal{A}_{21} &= \sum_i \sum_j A_{2j1i} p_{2j}
 \end{aligned} \tag{2.26}$$

und setzt diese in Gleichung (2.25a) und (2.25b) ein, erhält man

$$\frac{dN_1}{dt} = -\mathcal{R}_{12}N_1 + \mathcal{R}_{21}N_2 - \mathcal{W}_{12}N_1 + \mathcal{W}_{21}N_2 + \mathcal{A}_{21}N_2 \tag{2.27a}$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \mathcal{R}_{12}N_1 - \mathcal{R}_{21}N_2 + \mathcal{W}_{12}N_1 - \mathcal{W}_{21}N_2 - \mathcal{A}_{21}N_2, \tag{2.27b}$$

was formell den Ratengleichungen (2.20) für ein einfaches ZweiNiveau-System entspricht. Mit der Annahme, dass die Stark-Unterstufen im thermischen Gleichgewicht Boltzmann-besetzt sind, kann ein Stark-aufgespaltenes System erst einmal genauso berechnet werden wie ein entartetes System. Dabei wird anstelle eines Entartungsfaktors ein (meist experimentell bestimmter) Absorptions- und Emissionsquerschnitt verwendet, wobei gilt: $\sigma_{\text{abs}} \neq \sigma_{\text{em}}$.

2.3.2 Differentialgleichungen zur Beschreibung von Verstärkern

Ein Faserverstärker wird mit einem System von gekoppelten Differentialgleichungen beschrieben. Dazu betrachtet man zuerst die Intensitätsänderung $dI_{s,p}/dz$ des Signal- und Pumplichts (Abkürzung s und p) in einem infinitesimal kleinen Stück dz entlang des aktiven Mediums

$$\frac{dI_{s,p}(z, r, \theta)}{dz} = \{\sigma_e(\lambda_{s,p})N_2(z, r, \theta) - \sigma_a(\lambda_{s,p})N_1(z, r, \theta)\} I_{s,p}(z, r, \theta) \tag{2.28}$$

mit der eingestrahelten Intensität $I_{s,p}$ und N_1 und N_2 der Besetzung der beiden Laserniveaus. σ_a ist der Absorptions- und σ_e der Emissionswirkungsquerschnitt. Zum Vergleich mit experimentellen Werten ist es sinnvoller, den Verlauf der im Faserverstärker geführten Leistung entlang der Faserachse zu betrachten. Die In-

tensitätsverteilung $I_{s,p}(z, r, \theta)$ des geführten Lichts wird dafür in eine z -abhängige Leistung $P_{s,p}(z)$ und eine transversale Verteilung $\psi_{s,p}(r, \theta)$ (entlang der Faserquerschnittfläche) aufgeteilt

$$I_{s,p}(z, r, \theta) = P_{s,p}(z) \frac{\psi_{s,p}(r, \theta)}{\int_S \psi_{s,p}(r, \theta) r dr d\theta} = P_{s,p}(z) \frac{\psi_{s,p}(r, \theta)}{\pi w_{s,p}^2}. \quad (2.29)$$

$\psi_{s,p}(r, \theta)$ entspricht der Intensitätsverteilung des Lichts in einer geführten Mode in der Glasfaser und kann wie im Abschnitt 2.2 beschrieben berechnet werden. Dabei gilt $\psi_{s,p} \sim R^2(r)$ für zylindrische Fasern ohne Winkelabhängigkeit, da $R(r)$ die Feldverteilung des E-Feldes beschreibt. Die Intensitätsverteilung $\psi_{s,p}(r, \theta)$ ist so normiert, dass gilt: $\psi_{s,p}(0, 0) = 1$. Das Integral von $\psi_{s,p}(r, \theta)$ über die ganze Querschnittfläche S kann mit $\pi w_{s,p}^2 = \int_S \psi_{s,p}(r, \theta) r dr d\theta$ abgekürzt werden.

Integriert man die Intensität $I_{s,p}(z, r, \theta)$ über die gesamte Faserquerschnittfläche, erhält man die Leistung $P_{s,p}(z) = \int_S I_{s,p}(z, r, \theta) r dr d\theta$ an der Position z . Für die Änderung der Leistung gilt dann

$$\frac{dP_{s,p}(z)}{dz} = \frac{d}{dz} \int_S I_{s,p}(z, r, \theta) r dr d\theta = \int_S \frac{dI_{s,p}(z, r, \theta)}{dz} r dr d\theta. \quad (2.30)$$

Setzt man hier Gleichung (2.28) ein, erhält man

$$\frac{dP_{s,p}(z)}{dz} = \int_S \{ \sigma_e(\lambda_{s,p}) N_2(z, r, \theta) - \sigma_a(\lambda_{s,p}) N_1(z, r, \theta) \} I_{s,p}(z, r, \theta) r dr d\theta \quad (2.31)$$

und mit Gleichung (2.29)

$$\frac{dP_{s,p}(z)}{dz} = P_{s,p}(z) \int_S \{ \sigma_e(\lambda_{s,p}) N_2(z, r, \theta) - \sigma_a(\lambda_{s,p}) N_1(z, r, \theta) \} \frac{\psi_{s,p}(r, \theta)}{\pi w_{s,p}^2} r dr d\theta. \quad (2.32)$$

An dieser Stelle definiert man Signal- und Pumpabsorptionskoeffizienten und -emissionskoeffizienten $g_{a,s,p}(z)$ und $g_{e,s,p}(z)$, die nicht mehr explizit von der transversalen Intensitätsverteilung in der Faser abhängen:

$$g_{e,s,p}(z) = \sigma_e(\lambda_{s,p}) \int_S N_2(z, r, \theta) \frac{\psi_{s,p}(r, \theta)}{\pi w_{s,p}^2} r dr d\theta \quad (2.33a)$$

und

$$g_{a,s,p}(z) = \sigma_a(\lambda_{s,p}) \int_S N_1(z, r, \theta) \frac{\psi_{s,p}(r, \theta)}{\pi w_{s,p}^2} r dr d\theta, \quad (2.33b)$$

sodass gilt

$$\frac{dP_{s,p}(z)}{dz} = P_{s,p}(z) (g_{e,s,p}(z) - g_{a,s,p}(z)). \quad (2.34)$$

Die Besetzung der Laserniveaus N_1 und N_2 hängt natürlich auch von der Intensität des Signal- und Pumplichts an der jeweiligen Stelle ab. Dazu betrachtet man die Übergangsraten (aus [40])

$$W_{21s,p}(z, r, \theta)\tau = \frac{\sigma_e(\lambda_{s,p})\tau}{h\nu_{s,p}\pi w_{s,p}^2} P_{s,p}(z)\psi_{s,p}(r, \theta) \quad (2.35a)$$

und

$$W_{12s,p}(z, r, \theta)\tau = \frac{\sigma_a(\lambda_{s,p})\tau}{h\nu_{s,p}\pi w_{s,p}^2} P_{s,p}(z)\psi_{s,p}(r, \theta). \quad (2.35b)$$

Die Lebensdauer des oberen Niveaus wird mit τ bezeichnet und $\nu_{s,p}$ ist die Frequenz der Signal- bzw. der Pumpwellenlänge. Da hier ein Zwei-Niveau-System betrachtet wird, entspricht die Pumprate R der Absorptionsrate W_{12} von unteren Laserniveau in das obere bei der Pumpwellenlänge λ_p : $R_{12}(z, r, \theta) = W_{12p}(z, r, \theta)$. Wie bereits im vorangegangenen Abschnitt 2.3.1 erläutert, kann das Stark-aufgespaltene System wie ein Zwei-Niveau-System behandelt werden, wenn man anstatt der Entartungsfaktoren die korrekten Wirkungsquerschnitte verwendet. Setzt man also die Übergangsraten (2.35a) und (2.35b) in die Gleichungen (2.21a) und (2.21b) ein, kann man N_1 und N_2 in den Signal- und Pumpabsorptionskoeffizienten und -emissionskoeffizienten (2.33) ersetzen und erhält:

$$g_{e s,p}(z) = \frac{\sigma_e(\lambda_{s,p})}{\pi w_{s,p}^2} \int_S \rho(r)\psi_{s,p}(r, \theta) \frac{\frac{\sigma_a(\lambda_p)\tau}{h\nu_p\pi w_p^2} P_p(z)\psi_p(r, \theta) + \frac{\sigma_a(\lambda_s)\tau}{h\nu_s\pi w_s^2} P_s(z)\psi_s(r, \theta)}{1 + \frac{(\sigma_a(\lambda_p)+\sigma_e(\lambda_p))\tau}{h\nu_p\pi w_p^2} P_p(z)\psi_p(r, \theta) + \frac{(\sigma_e(\lambda_s)+\sigma_a(\lambda_s))\tau}{h\nu_s\pi w_s^2} P_s(z)\psi_s(r, \theta)} r dr d\theta \quad (2.36a)$$

und

$$g_{a s,p}(z) = \frac{\sigma_a(\lambda_{s,p})}{\pi w_{s,p}^2} \int_S \rho(r)\psi_{s,p}(r, \theta) \frac{1 + \frac{\sigma_e(\lambda_p)\tau}{h\nu_p\pi w_p^2} P_p(z)\psi_p(r, \theta) + \frac{\sigma_e(\lambda_s)\tau}{h\nu_s\pi w_s^2} P_s(z)\psi_s(r, \theta)}{1 + \frac{(\sigma_a(\lambda_p)+\sigma_e(\lambda_p))\tau}{h\nu_p\pi w_p^2} P_p(z)\psi_p(r, \theta) + \frac{(\sigma_e(\lambda_s)+\sigma_a(\lambda_s))\tau}{h\nu_s\pi w_s^2} P_s(z)\psi_s(r, \theta)} r dr d\theta. \quad (2.36b)$$

Die Dotierungsdichte wird hier durch die radiale Dotierungsverteilung $\rho(r)$ ersetzt. Um die Integrale in den Gleichungen (2.36) zu lösen, betrachtet man die Gegebenheiten in der dotierten Doppelmantelfaser:

- Es handelt sich um eine Stufenindexfaser, in welcher der gesamte Kern mit einer konstanten Dichte dotiert und der Mantel undotiert ist. Für die

Verteilung der Dotierung gilt also

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho_0 & r < a_K \\ 0 & r > a_K. \end{cases} \quad (2.37)$$

Da die Dotierung außerhalb des Kerns immer Null ist, muss das Integral in den Gleichungen (2.36) nur über die Kernfläche gelöst werden.

- Das Signallicht wird im Kern in der Grundmode geführt. Um die Rechnung zu vereinfachen, wird die in Abbildung 2.5 und Gleichung 2.18 eingeführte Näherung mit der Gaußschen Einhüllenden verwendet.
- Das Pumplicht wird im Mantel der Faser geführt und setzt sich aus etlichen höheren Moden zusammen. Das so entstehende Intensitätsprofil kann vereinfachend als konstant über der Mantelfläche beschrieben werden. Für $\psi(r, \theta)$ gilt dann

$$\psi_p(r, \theta) = \begin{cases} 1 & r < a_M \\ 0 & r > a_M. \end{cases} \quad (2.38)$$

- Mit den vorangestellten Annahmen fällt die Winkelabhängigkeit weg und es muss nur radial entlang des Faserradius integriert werden.

Berücksichtigt man die obigen Annahmen, können die Integrale (2.36) allgemein analytisch gelöst werden.

Um die axiale Leistungsverteilung von Signal- und Pumplicht in der Faser zu berechnen, muss nun das folgende gekoppelte System von Differentialgleichungen gelöst werden.

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = P_s(z) \{g_{es}(z, P_s(z), P_p^\pm(z)) - g_{as}(z, P_s(z), P_p^\pm(z))\} \quad (2.39a)$$

$$\frac{dP_p^\pm(z)}{dz} = \pm P_p^\pm(z) \{g_{ep}(z, P_s(z), P_p^\pm(z)) - g_{ap}(z, P_s(z), P_p^\pm(z))\} \quad (2.39b)$$

Dabei unterscheidet man die drei Fälle, in denen das Pumplicht auf der gleichen Seite wie das Signallicht in die Faser eingekoppelt wird, dem Signallicht entgegenläuft oder von beiden Seiten der Faser gepumpt wird. Dabei bezeichnet man mit $P_p^+(z)$ das Pumplicht in Vorwärts- und mit $P_p^-(z)$ das Pumplicht in Rückwärtsrichtung. Das Gleichungssystem kann im Allgemeinen nicht analytisch gelöst werden. Werden Pump- und Signallicht in das gleiche Ende der Faser eingekoppelt, handelt es sich um ein numerisch zu lösendes Startwertproblem. Laufen Signal- und Pumplicht gegenläufig oder wird von beiden Seiten gepumpt, muss ein Randwertproblem betrachtet werden.

2.3.3 Verstärkte spontane Emission

Im gepumpten Kern der Faser wird Licht auch spontan emittiert. Das emittierte Spektrum entspricht dem Emissionswirkungsquerschnitt der Faser, wie beispielsweise in Abb. 2.3 zu sehen. Das spontan emittierte Licht strahlt in alle Raumwinkel ab, zu einem kleinen Teil aber auch in Richtung der Faserachse, sodass dieser Teil weiter im Kern der Faser geführt wird. Dieses geführte Licht kann im gepumpten Medium weiter verstärkt werden. Besonders bei Signalwellenlängen, die eine geringere Verstärkung als das verstärkte spontan emittierte Licht (ASE aus dem Engl. *Amplified Spontaneous Emission*) erfahren, kann dieses mit dem Signal um die Besetzungsinversion in der Faser konkurrieren und eine effiziente Verstärkung unmöglich machen.

Um das ASE-Licht in dem Modell des vorausgegangenen Kapitels 2.3.2 einzubauen, müssen die zusätzlichen Lichtfelder beachtet werden, die auch zu einer Population oder Entleerung des oberen Laserniveaus beitragen können. Die Absorptions- und Emissionskoeffizienten (Gl. 2.36) müssen also folgendermaßen erweitert werden

$$g_{e\ s,p,j}(z) = \frac{\sigma_e(\lambda_{s,p,j})}{\pi w_{s,p,j}^2} \int_S \rho(r) \psi_{s,p,j}(r, \theta) \times \frac{\left(\frac{\sigma_a(\lambda_p)\tau}{h\nu_p\pi w_p^2} P_p(z) \psi_p(r, \theta) + \frac{\sigma_a(\lambda_s)\tau}{h\nu_s\pi w_s^2} P_s(z) \psi_s(r, \theta) + \sum_{i=1}^{i_{\max}} \frac{\sigma_a(\lambda_i)\tau}{h\nu_i\pi w_i^2} (P_i^+(z) + P_i^-(z)) \psi_i(r, \theta) \right) r dr d\theta}{1 + \frac{(\sigma_a(\lambda_p) + \sigma_e(\lambda_p))\tau}{h\nu_p\pi w_p^2} P_p(z) \psi_p(r, \theta) + \frac{(\sigma_a(\lambda_s) + \sigma_e(\lambda_s))\tau}{h\nu_s\pi w_s^2} P_s(z) \psi_s(r, \theta) + \sum_{i=1}^{i_{\max}} \frac{(\sigma_a(\lambda_i) + \sigma_e(\lambda_i))\tau}{h\nu_i\pi w_i^2} (P_i^+(z) + P_i^-(z)) \psi_i(r, \theta)} \quad (2.40a)$$

und

$$g_{a\ s,p,j}(z) = \frac{\sigma_a(\lambda_{s,p,j})}{\pi w_{s,p,j}^2} \int_S \rho(r) \psi_{s,p,j}(r, \theta) \times \frac{\left(1 + \frac{\sigma_e(\lambda_p)\tau}{h\nu_p\pi w_p^2} P_p(z) \psi_p(r, \theta) + \frac{\sigma_e(\lambda_s)\tau}{h\nu_s\pi w_s^2} P_s(z) \psi_s(r, \theta) + \sum_{i=1}^{i_{\max}} \frac{\sigma_e(\lambda_i)\tau}{h\nu_i\pi w_i^2} (P_i^+(z) + P_i^-(z)) \psi_i(r, \theta) \right) r dr d\theta}{1 + \frac{(\sigma_a(\lambda_p) + \sigma_e(\lambda_p))\tau}{h\nu_p\pi w_p^2} P_p(z) \psi_p(r, \theta) + \frac{(\sigma_a(\lambda_s) + \sigma_e(\lambda_s))\tau}{h\nu_s\pi w_s^2} P_s(z) \psi_s(r, \theta) + \sum_{i=1}^{i_{\max}} \frac{(\sigma_a(\lambda_i) + \sigma_e(\lambda_i))\tau}{h\nu_i\pi w_i^2} (P_i^+(z) + P_i^-(z)) \psi_i(r, \theta)} \quad (2.40b)$$

Dabei betrachtet man das eigentlich kontinuierliche ASE-Licht als eine Vielzahl von diskreten Konkurrenzwellenlängen λ_j , denen jeweils ein eigener Leistungsverlauf $P_j(z)$ zugeordnet wird. Da sich das ASE-Licht in beide Richtungen der Faser ausbreiten kann, wird das sich mit dem Signal ausbreitende ASE-Licht mit $P_j^+(z)$ bezeichnet und das entgegenlaufende mit $P_j^-(z)$. Der Emissions- bzw. Absorptionskoeffizient für die Wellenlänge λ_j wird dann mit $g_{e\ j}$ und $g_{a\ j}$ bezeichnet. Die Anzahl der Konkurrenzwellenlängen i_{\max} bestimmt die Auflösung der Lösung und die Anzahl der zu lösenden gekoppelten Differentialgleichungen.

Macht man die vereinfachende Annahme, dass sich das ASE-Licht mit der gleichen Mode wie das Signallicht ausbreitet ($\psi_j(r, \theta) = \psi_s(r, \theta)$ und $w_j = w_s$), kann

man die Integrale (2.40) auch analytisch lösen. Dabei ergeben sich typischerweise recht umfangreiche Ausdrücke.

Möchte man nun die Lösung mit ASE-Licht berechnen, muss man das folgende Differentialgleichungssystem aus $2i_{\max}+2$ gekoppelten Gleichungen (bzw. $2i_{\max}+3$ Gleichungen bei bidirektionalem Pumpen) lösen:

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = P_s(z) \left\{ g_{es}(z, P_s(z), P_p^\pm(z), P_{\text{ASE}}^+(z), P_{\text{ASE}}^-(z)) - g_{as}(z, P_s(z), P_p^\pm(z), P_{\text{ASE}}^+(z), P_{\text{ASE}}^-(z)) \right\} \quad (2.41a)$$

$$\frac{dP_p^\pm(z)}{dz} = \pm P_p^\pm(z) \left\{ g_{ep}(z, P_s(z), P_p^\pm(z), P_{\text{ASE}}^+(z), P_{\text{ASE}}^-(z)) - g_{ap}(z, P_s(z), P_p^\pm(z), P_{\text{ASE}}^+(z), P_{\text{ASE}}^-(z)) \right\} \quad (2.41b)$$

$$\frac{dP_i^+(z)}{dz} = P_i^+(z) \left\{ g_{ei}(z, P_s(z), P_p^\pm(z), P_{\text{ASE}}^+(z), P_{\text{ASE}}^-(z)) - g_{ai}(z, P_s(z), P_p^\pm(z), P_{\text{ASE}}^+(z), P_{\text{ASE}}^-(z)) \right\} \quad (2.41c)$$

$$\frac{dP_i^-(z)}{dz} = -P_i^-(z) \left\{ g_{ei}(z, P_s(z), P_p^\pm(z), P_{\text{ASE}}^+(z), P_{\text{ASE}}^-(z)) - g_{ai}(z, P_s(z), P_p^\pm(z), P_{\text{ASE}}^+(z), P_{\text{ASE}}^-(z)) \right\} \quad (2.41d)$$

mit

$$P_{\text{ASE}}^+(z) = P_1^+(z), P_2^+(z), \dots, P_{i_{\max}}^+(z) \quad (2.42a)$$

$$P_{\text{ASE}}^-(z) = P_1^-(z), P_2^-(z), \dots, P_{i_{\max}}^-(z). \quad (2.42b)$$

Wie man an den Gleichungen (2.41) erkennt, propagiert das ASE-Licht immer in beide Richtungen. Dieses Modell enthält keine spontane Emission, deshalb wird als Startwert für jede betrachtete Wellenlänge der verstärkten spontanen Emission ein kleiner Startwert $P_{\text{start},i}^+$ bzw. $P_{\text{start},i}^-$ gewählt. Da sich ASE-Licht immer in beide Richtungen ausbreiten kann, muss zum Lösen des Gleichungssystems unter Berücksichtigung von ASE immer ein Randwertproblem gelöst werden.

2.4 Simulationen bei Raumtemperatur

Das im vorangegangenen Kapitel vorgestellte Gleichungssystem (2.41) wird mit den in den Gleichungen (2.40) beschriebenen Absorptions- und Emissionskoeffizienten mithilfe des Computerprogramms *Wolfram Mathematica* numerisch gelöst. Damit kann man den prinzipiellen Verlauf der Leistungen im Verstärker und das Ausgangsspektrum untersuchen. Die so errechneten Werte lassen sich nur grob mit den experimentellen Werten vergleichen, da einige für die Simulation wichtige Eingangsparameter nicht bekannt sind und nur abgeschätzt werden können. Für

den Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitt werden die Werte aus Abbildung 2.3 [38] verwendet und die Dotierung der Faser wird auf $\rho_0 = 7 \cdot 10^{25} / m^3$ so abgeschätzt, dass die simulierte Absorption auf einem Fasermeter mit dem Wert des Datenblatts übereinstimmt. Der Kern- und Manteldurchmesser wird entsprechend den Abmessungen der Faser (*Nufern LMA-YDF-10/400-VIII*) gewählt. Da spontane Emission sowie Streuung in der Faser und alle Führungsverluste im oben beschriebenen Modell vernachlässigt werden, wird erwartet, dass die errechneten Ausgangsleistungen höher sind als die experimentell erreichbaren. Die hier vorgestellten Simulationen werden mit 50 separaten Konkurrenzwellenlängen berechnet, die Signalleistung breitet sich vorwärts in der Faser aus und die Pumpwellenlänge rückwärts. Daraus ergibt sich ein gekoppeltes System von 102 Differentialgleichungen. Da *Mathematica* das Randwertproblems nicht eigenständig lösen kann, wurde ein iteratives Verfahren gewählt, dass immer abwechselnd in beide Richtungen der Faser ein Startwertproblem berechnet. Zuerst wird ein beliebiger Satz geschätzter Startwerte für das vordere Faserende festgelegt. Mit diesen Parametern werden die freien Parameter am hinteren Faserende berechnet. Diese werden dann wiederum als Startwerte genutzt, um neue Werte für das vordere Faserende zu berechnen. Diese Schleife wird solange fortgesetzt, bis die gewünschte Präzision erreicht ist.

Zur Veranschaulichung der Absorption des Pumplichts sowie der Verstärkung des Signallichts entlang der Faser zeigt Abbildung 2.9 einen simulierten Leistungsverlauf für einen Verstärker bei der Signalwellenlänge 1080 nm (da hier die Absorption in Ytterbium vernachlässigbar ist) und der Pumpwellenlänge 976 nm mit 50 mW Signalleistung und 10 W Pumpleistung. Es wird ein Aufbau gewählt, in dem das Pumplicht dem Signallicht entgegen läuft. Zum Vergleich wurde einmal eine Faserlänge von 7 m und einmal von 20 m gewählt.

In Abbildung 2.9 (a) ist der Leistungsverlauf der Pumpleistung entlang der Faser aufgetragen. Es ist gut zu erkennen, dass bei der 7 m-langen Faser ca. 4 W Pumplicht nicht absorbiert am vorderen Faserende wieder austreten und durch die nur teilweise in der Faser deponierte Pumpleistung die Effizienz limitiert ist. Abbildung 2.9 (b) zeigt den Verlauf der Signalleistung entlang der Faser. Bei der längeren Faser steigt die Leistung zunächst langsamer an, da bei der langen Faser in den ersten Metern nur noch eine geringe Pumpintensität zur Verfügung steht. Insgesamt ist die erreichte Ausgangsleistung mit über 7 W aber höher als bei der kürzeren Faser.

In Abbildung 2.10 wird das Ausgangsspektrum betrachtet. Bild (a) zeigt das lineare Ausgangsspektrum am Faserende, wobei hier für Signal- und jede der 50 Konkurrenzwellenlängen jeweils die Ausgangsleistung aufgetragen ist. Da der Verlauf des ASE-Lichts nicht zu erkennen ist, zeigt Bild (b) den Ausschnitt bei kleiner Leistung. Hier ist erkennbar, dass das ASE-Maximum bei sonst gleichen Parametern bei kürzeren Fasern bei kürzeren Wellenlängen liegt. Bild (c) zeigt das Rückwärts-Spektrum am vorderen Faserende. Es unterscheidet sich nicht vom ASE-Spektrum in Vorwärtsrichtung.

2. FASERVERSTÄRKER

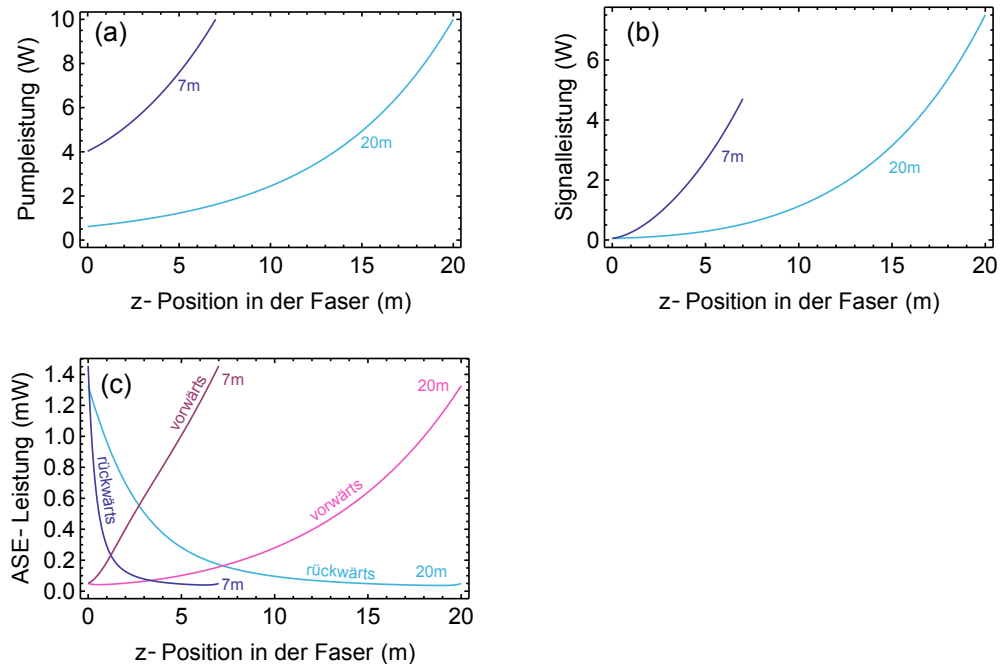


Abbildung 2.9: Berechneter Leistungsverlauf entlang der Faser. Simulationsparameter: Signalwellenlänge 1080 nm, Pumpleistung 10 W, Signalleistung 50 mW. Faserlängen von 7 m und 20 m werden betrachtet. (a) Verlauf der Pumpleistung im Fasermantel, die am hinteren Ende der Faser eingekoppelt wird. (b) Signalleistung entlang der Faser im Kern. (c) Verlauf der Gesamtleistung aller Konkurrenzwellenlängen in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung im Kern.

Summiert man an jeder Stelle der Faser über die Leistung aller Konkurrenzwellenlängen, kann man den Gesamt-ASE-Leistungsverlauf entlang der Faser betrachten (Abbildung 2.9 c). Bei beiden Faserlängen liegt an jeder Stelle der Faser die gesamte ASE-Leistung im einstelligen Milliwatt-Bereich und kann gegenüber der Pump- und Signalleistung vernachlässigt werden. Man kann einen minimal stärkeren Anstieg der unerwünschten Leistung bei der kürzeren Faser beobachten. Betrachtet man nun die Signalwellenlänge 1015 nm, spielt die Absorption in der Faser eine entscheidende Rolle. Wie schon in der Einführung zum Abschnitt 2.3 erwähnt, müssen hier deutlich kürzere Fasern gewählt werden. Abbildung 2.11 zeigt eine Simulation eines Verstärkers mit 50 mW Signalleistung, 10 W Pumpleistung und einer Faserlänge von 3 m. In Bild (a) ist zu erkennen, dass nur ein kleiner Teil der zur Verfügung stehenden Pumpleistung in der Faser absorbiert wird, sodass die Ausgangsleistung (Bild (b)) nur auf 1,5 W ansteigen kann. Die gesamte ASE-Leistung erreicht in diesem Beispiel schon 200 mW in beide Richtungen und steigt steil an.

Das errechnete Ausgangsspektrum in Vorwärts- (Abbildung 2.12 (a)) und Rückwärtsrichtung (Abbildung 2.12 (b)) zeigt, dass trotz kurzer Faser das ASE-Maxi-

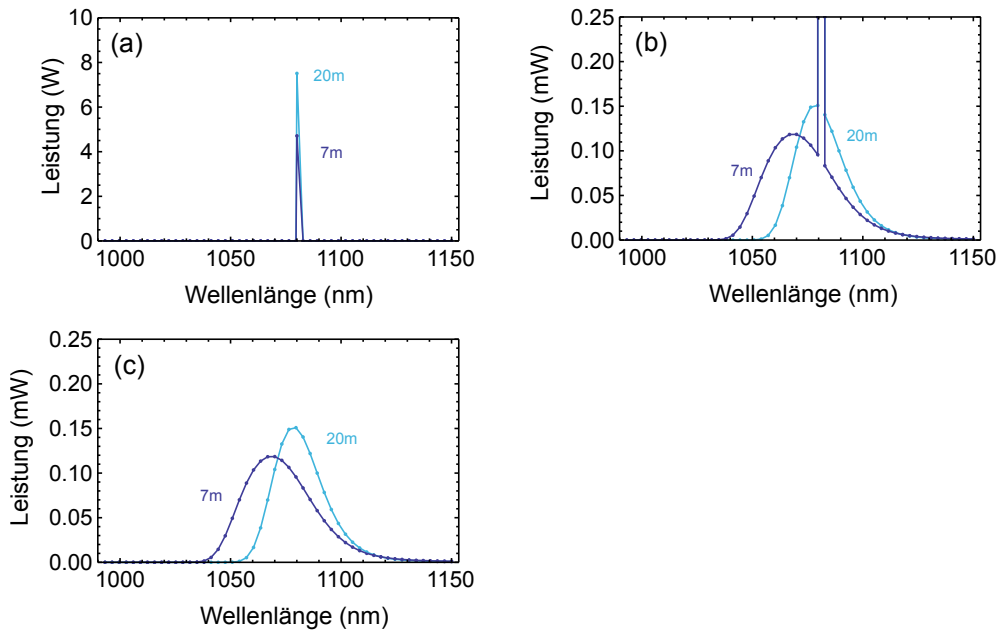


Abbildung 2.10: Berechnetes Ausgangsspektrum. Simulationsparameter: wie Abbildung 2.9. (a) Ausgangsspektrum am Ende der Faser. (b) Ausschnitt aus dem Ausgangsspektrum (a) bei kleiner Leistung. (c) Spektrum des in der Faser rückwärts propagierenden Lichts.

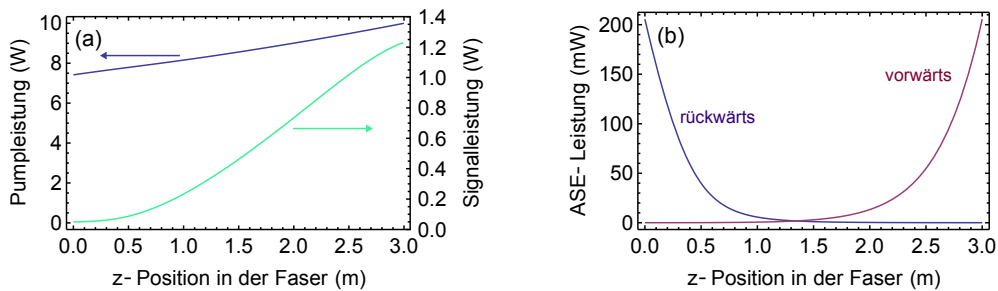


Abbildung 2.11: Leistungsverlauf entlang der Faser. Berechnet für einen rückwärts-gepumpten Verstärker mit der Signalwellenlänge 1015 nm, einer Pumpleistung von 10 W, einer Signalleistung von 50 mW und einer Faserlänge von 3 m. (a) Verlauf der Pumpleistung im Mantel (blau) und Verlauf der Signalleistung im Kern (grün). (b) Verlauf der Summe aller Konkurrenzwellenlängen im Kern.

zum bei ca. 1035 nm liegt und damit immer noch 20 nm von der Signalwellenlänge entfernt ist.

Versucht man durch eine längere Verstärkerfaser von 10 m die absorbierte Leistung zu erhöhen, erhält man keine Verstärkung der Signalleistung bei 1015 nm mehr, da die Konkurrenzwellenlängen den Verstärker dominieren (Abbildungen 2.13 und 2.14). Abbildung 2.13 (b) zeigt, dass in den schwach gepumpten vorde-

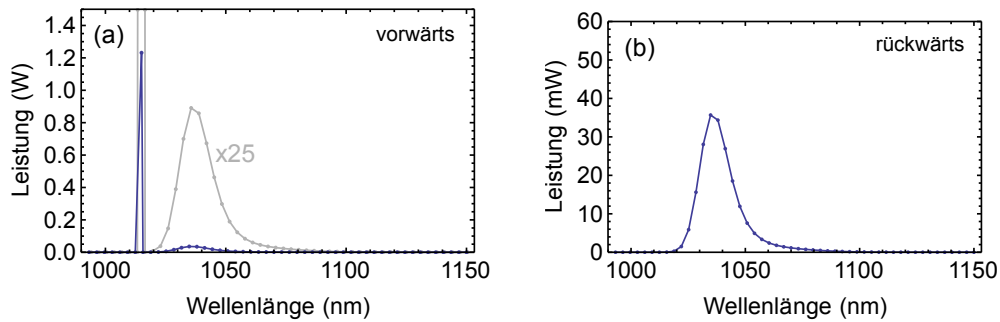


Abbildung 2.12: Berechnetes Ausgangsspektrum für einen rückwärtsgepumpten Verstärker mit der Signalwellenlänge 1015 nm, einer Pumpleistung von 10 W, einer Signalleistung von 50 mW und einer Faserlänge von 3 m. (a) Ausgangsspektrum in Vorwärtsrichtung und (b) Spektrum in Rückwärtsrichtung.

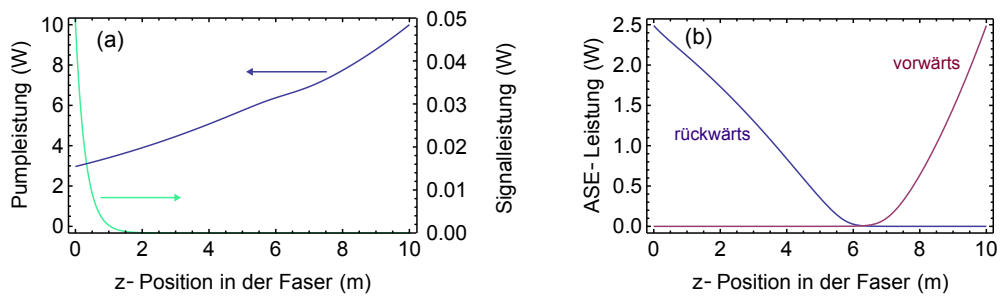


Abbildung 2.13: Leistungsverlauf entlang der Faser simuliert mit der Signalwellenlänge 1015 nm, einer Pumpleistung von 10 W, einer Signalleistung von 50 mW und einer Faserlänge von 10 m. (a) Verlauf der Pumpleistung im Fasermantel, (b) Verlauf der Signalleistung im Kern und (c) Verlauf der Summe der dominierenden Konkurrenzwellenlängen.

ren zwei Metern der Faser das Signallight nahezu vollständig absorbiert wird. Die gesamte ASE-Leistung überschreitet 2 W in beiden Richtungen (Abbildung 2.13 (c)).

Im Ausgangsspektrum (Abbildung 2.14 (a)) ist zu erkennen, dass die Signalwellenlänge keine Rolle spielt und der Verstärker nur eine breite ASE-Verteilung um 1045 nm erzeugt. Die vorgestellten Berechnungen zeigen, dass auf diese Weise ein effizienter Faserverstärker für 1015 nm nicht realisiert werden kann.

2.5 Temperaturabhängigkeit von Ytterbium Faserverstärkern

Die vorangegangenen Simulationen zeigen, dass mit der genannten Faser ein Ytterbium-Faserverstärker bei 1015 nm bei Raumtemperatur nur ineffizient betrieben

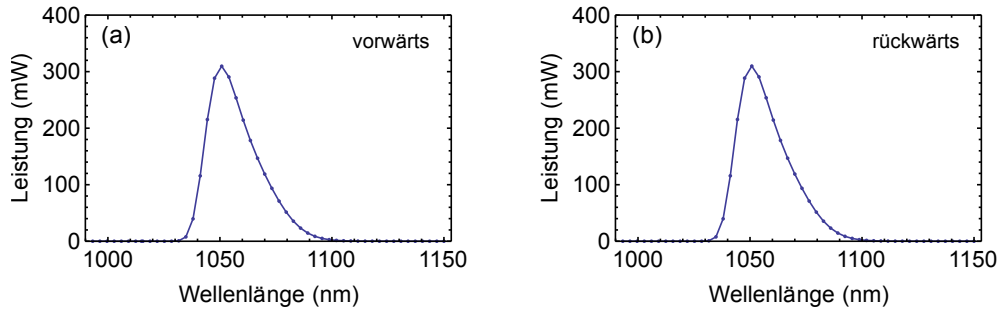


Abbildung 2.14: Ausgangsspektrum. Vorwärts und rückwärts. Signalwellenlänge: 1015 nm, Pump: 10 W, Signal: 50 mW, Faserlänge: 10 m.

werden kann. Im Folgenden wird beschrieben, wie durch Kühlen des Laserglases, der Absorptions- und Emissionsquerschnitt beeinflusst werden kann und dadurch das Verstärkungsmaximum zu kleineren Wellenlängen hin verschoben wird. Dadurch lassen sich Verstärker im Wellenlängenbereich unter 1020 nm realisieren, die eine vergleichbare optische Effizienz erreichen wie Verstärker bei Raumtemperatur im längeren Wellenlängenbereich.

2.5.1 Temperaturabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von Ytterbium-Glas

Wie in Abschnitt 2.1.2 beschrieben, ist die Linienbreite der einzelnen Stark-Übergänge abhängig von der Temperatur. Einen wichtigen Einfluss auf das gesamte Absorptions- und Emissionsspektrum hat zusätzlich noch die Besetzung der einzelnen Stark-Niveaus. Hier soll besonders die Temperaturabhängigkeit des Absorptionkoeffizienten betrachtet werden, da dessen Verringerung die Verstärkung bei 1015 nm entscheidend beeinflusst. Der Absorptionkoeffizient hängt mit dem Absorptionswirkungsquerschnitt entsprechend der Formel (2.33b) zusammen, der Wirkungsquerschnitt wird mit einem Überlapp-Integral zwischen dotiertem Kern und der Lasermode, das auch die Pumpintensität beinhaltet, multipliziert. Die Absorptionkoeffizienten der Übergänge der in Abbildung 2.1 mit a bis g gekennzeichneten Niveaus werden mit $g_{xy}(\nu)$ bezeichnet, wobei für x die Stark-Level a bis d des $^2F_{7/2}$ -Niveaus eingesetzt werden und für y die Stark-Level e bis g des $^2F_{5/2}$ -Niveaus. Entsprechend den im Abschnitt 2.1.2 beschriebenen Verbreiterungsmechanismen folgt $g_{xy}(\nu)$ einem temperaturabhängigem Voigt-Profil.

Die Übergänge zwischen den einzelnen Stark-Levels sind nicht-strahlend und thermalisieren sehr schnell. Die resultierende Besetzung der Stark-Unterniveaus folgt einer Boltzmannverteilung. Der gesamte Absorptionkoeffizient setzt sich folgendermaßen zusammen [63]:

$$g_{\text{abs}}(\nu, T) = \sum_{x=a}^d \sum_{y=e}^g \frac{e^{-E_x/k_B T}}{\sum_{x=a}^d e^{-E_x/k_B T}} g_{xy}(\nu, T). \quad (2.43)$$

Die Absorptionskoeffizienten der einzelnen Übergänge werden mit der Besetzung der Stark-Level gewichtet. E_x bezeichnet die Energiedifferenz zwischen den Stark-Leveln a und x , wobei für x die Stark-Level b , c und d des unteren Niveaus steht, T für die Temperatur in Kelvin und k_B für die Boltzmannkonstante.

Um die einzelnen Absorptionskoeffizienten $g_{xy}(\nu)$ an die Messdaten anzupassen, können sie mit einem Pseudo-Voigt-Profil genähert werden. Dabei wird die Faltung von Gauß- und Lorentz-Profil durch eine Linearkombination der beiden mit einem Gewichtungsfaktor ersetzt (siehe Anhang A.1).

Zum Anpassen an die experimentellen Daten wird für die einzelnen Übergangskoeffizienten

$$g_{xy}(\nu, A_{xy}, \nu_{xy}, \Gamma_L, \Gamma_{G,xy}, T) = A_{xy} V_{\text{Pseudo}}(\nu, \nu_{xy}, \Gamma_L, \Gamma_{G,xy}, T) \quad (2.44)$$

eingesetzt. A_{xy} ist die jeweilige Amplitude der einzelnen Absorptionkoeffizienten. Die Zentralfrequenz der einzelnen Übergänge wird hier mit ν_{xy} bezeichnet, Γ_L und $\Gamma_{G,xy}$ sind die volle Halbwertsbreite der Lorentz- und der Gaußverteilung.

Setzt man in Gleichung (2.43) Raumtemperatur (25°C) und die experimentell ermittelten Energien E_x für eine Einmoden-Glasfaser aus Tabelle 2.1 [63] ein, setzt sich der totale Absorptionsquerschnitt zusammen aus

$$\begin{aligned} g_{\text{abs}}(\nu) = & 0,909592g_{ae}(\nu) + 0,909592g_{af}(\nu) + 0,909592g_{ag}(\nu) \\ & + 0,0824131g_{be}(\nu) + 0,0824131g_{bf}(\nu) + 0,0824131g_{bg}(\nu) \\ & + 0,0079952g_{ce}(\nu) + 0,0079952g_{cf}(\nu) + 0,0079952g_{cg}(\nu) \\ & + 1,062 \cdot 10^{-29}g_{de}(\nu) + 1,062 \cdot 10^{-29}g_{df}(\nu) + 1,062 \cdot 10^{-29}g_{dg}(\nu). \end{aligned} \quad (2.45)$$

Die Temperaturabhängigkeit sowie alle weiteren Abhängigkeiten von $g_{xy}(\nu)$ wurden hier aus Übersichtsgründen nicht explizit aufgeführt. Wie man aus Gleichung (2.45) erkennt, sind die Stark-Level c und d bei Raumtemperatur so schwach besetzt, dass man ihren Beitrag vernachlässigen kann.

Bei Flüssigstickstoff-Temperatur (77 K) ergibt sich für den totalen Absorptionskoeffizienten

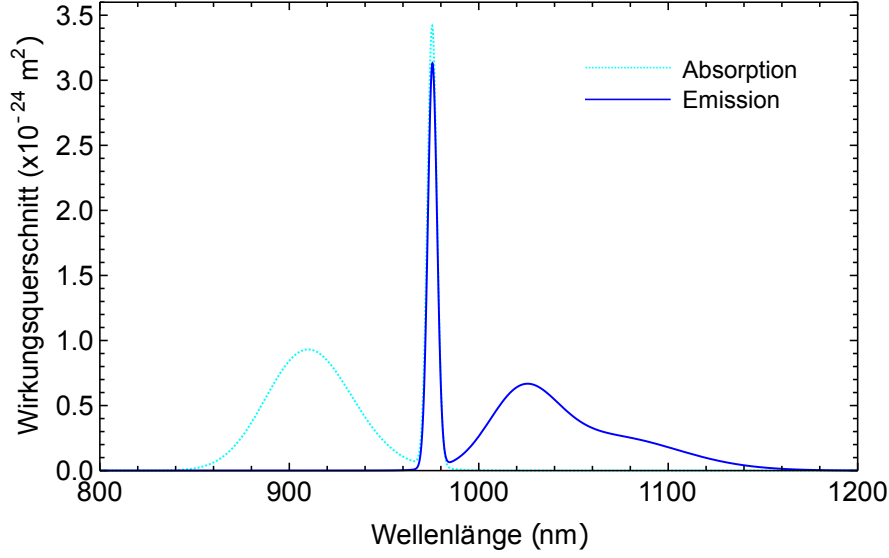


Abbildung 2.15: Möglicher Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitt bei 77 K abgeschätzt aus den Raumtemperaturdaten von [38].

$$\begin{aligned}
 g_{\text{abs}}(\nu) = & 0,999899g_{ae}(\nu) + 0,999899g_{af}(\nu) + 0,999899g_{ag}(\nu) \\
 & + 0,000101g_{be}(\nu) + 0,000101g_{bf}(\nu) + 0,000101g_{bg}(\nu) \\
 & + 1,327 \cdot 10^{-8}g_{ce}(\nu) + 1,327 \cdot 10^{-8}g_{cf}(\nu) + 1,327 \cdot 10^{-8}g_{cg}(\nu) \\
 & + 1,424 \cdot 10^{-111}g_{de}(\nu) + 1,424 \cdot 10^{-111}g_{df}(\nu) + 1,424 \cdot 10^{-111}g_{dg}(\nu).
 \end{aligned} \tag{2.46}$$

Daraus ist zu erkennen, dass hier auch die Besetzung des Stark-Level b so gering ist, dass Absorption aus diesem Level bei 77 K ebenfalls vernachlässigt werden kann und nur die Absorption aus dem untersten Stark-Level a relevant ist.

Durch die in Gleichung (2.1) eingeführte Temperaturabhängigkeit der Lorentzbreite und der aus den Gleichungen (2.45) und (2.46) erkennbare Unterschied in der Besetzung der Stark-Unterniveaus ändert sich das Absorptionsspektrum mit der Temperatur. Besonders die in Abbildung 2.3 erkennbare Absorption oberhalb von 1000 nm, die dem Übergang von Stark-Level b nach e entspricht, ist bei kryogener Temperatur deutlich reduziert. Die Temperaturabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten wird in Abschnitt 2.7.1 experimentell untersucht.

Der Emissionskoeffizient ist ebenfalls temperaturabhängig und die theoretische Beschreibung erfolgt analog der des Absorptionskoeffizienten. Bei Änderung der Temperatur ändert sich die thermische Besetzung der Stark-Level e , f und g . Damit steigt bei höheren Temperaturen der Emissionskoeffizient bei größerer Energie, also bei kleinen Wellenlängen, an und wird durch die geringere Besetzung des Levels e bei längeren Wellenlängen kleiner.

Aus dem gemessenen Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitt bei Raumtemperatur aus [38] (Abbildung 2.3) wurden der Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitt bei 77 K mit den oben erläuterten Formeln abgeschätzt. Da hier viele Parameter mit entsprechend vielen Freiheitsgraden an eine experimentelle Kurve angepasst wurden, ist der in Abbildung 2.15 gezeigte Wirkungsquerschnitt nur eine grobe Abschätzung, die aber die prinzipiellen Änderungen zum Wirkungsquerschnitt bei Raumtemperatur gut illustrieren.

2.5.2 Simulationen bei 77 K

Mit dem im vorangegangenen Abschnitt abgeschätzten Wirkungsquerschnitt bei 77 K wird analog zur Simulation in Abschnitt 2.4 ein Verstärker mit Flüssigstickstoff-gekühlter Faser berechnet. Die so berechneten Leistungsverläufe und Spektren sind durch mehrere Unsicherheiten, besonders die des nur geschätzten Wirkungsquerschnitts, nicht mit experimentellen Messungen vergleichbar, geben aber Orientierungspunkte für den Betrieb von kryogen gekühlten Verstärkern.

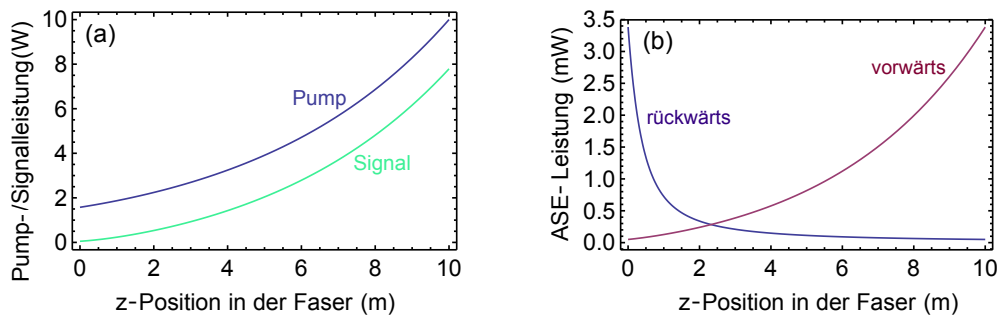


Abbildung 2.16: Verlauf der Leistungen des Verstärkers entlang der Faser bei 77 K berechnet mit 50 mW Signalleistung und 10 W Pumpleistung bei einer Signalwellenlänge von 1015 nm. Faserlänge: 10m.

Zum Vergleich mit dem in den Abbildungen 2.13 und 2.14 vorgestellten Beispiel bei der Signalwellenlänge 1015 nm in einer 10 m langen Verstärkerfaser bei Raumtemperatur wurde mit den gleichen Parametern der Leistungsverlauf und das Ausgangsspektrum bei 77 K berechnet. Wie in Abbildung 2.16 zu erkennen, deutet die Rechnung nicht auf Probleme durch Absorption und ASE hin, das Signal steigt stetig an und die gesamte ASE-Leistung liegt bei wenigen Milliwatt, was bei der berechneten Ausgangsleistung von über 7 W vernachlässigbar ist.

Das Ausgangsspektrum 2.17 (a) in Vorwärtsrichtung zeigt auch, dass der ASE-Anteil vernachlässigbar ist und das ASE-Maximum bei ca. 1030 nm liegt, also mehr als 20 nm näher an der Signalwellenlänge als bei Raumtemperatur (vergl. Abb. 2.14).

Da in 10 m Faser das Pumplicht nicht komplett absorbiert wird, wird im Experiment eine Faser mit 20 m Länge verwendet. Die Signalleistung, die an den meisten Messtagen zur Verfügung steht beträgt 180 mW. Mit diesen Parametern und einer

2.5. Temperaturabhängigkeit von Ytterbium Faserverstärkern

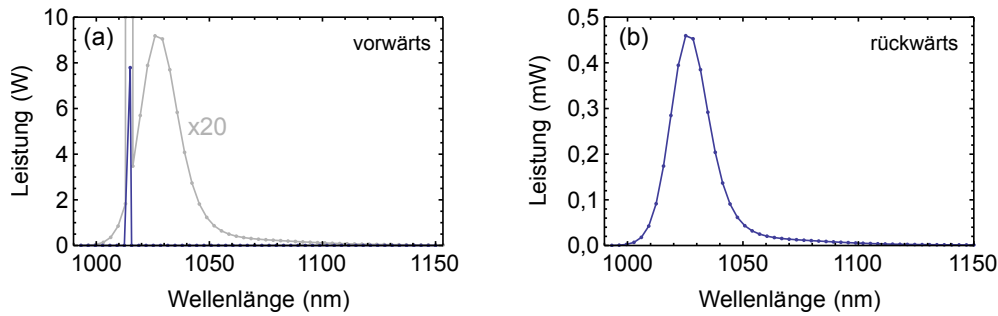


Abbildung 2.17: Ausgangsspektrum des Verstärkers bei 77K. Simulationsparameter entsprechend Abb. 2.16.

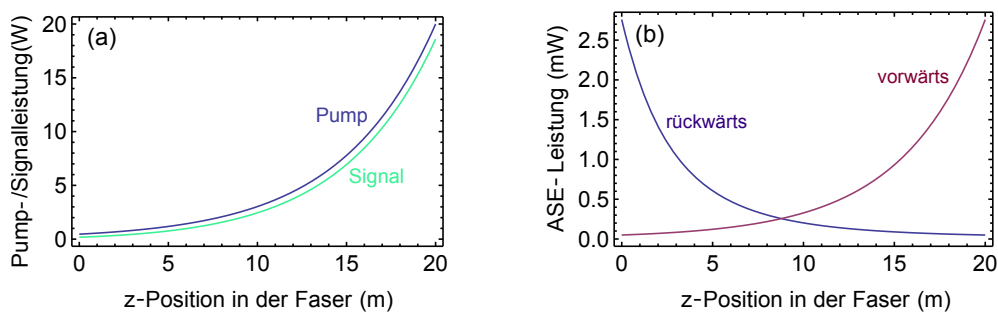


Abbildung 2.18: Verlauf der Leistungen des Verstärkers entlang der Faser bei 77K berechnet mit 180 mW Signalleistung und 20 W Pumpleistung bei einer Signalwellenlänge von 1015 nm. Faserlänge: 20m.

Pumpleistung von 20 W wurde ein Verstärker simuliert. Den berechneten Verlauf der Signal-, Pump- und ASE-Leistung zeigt Abbildung 2.18. Die Signalleistung steigt stetig an und die ASE-Leistung ist vernachlässigbar (Spektrum in Abb. 2.19). Da in diesem Modell jegliche Verluste wie Einkoppelverluste, Faserverluste und spontane Emission komplett vernachlässigt wurden, ist die Effizienz unrealistisch hoch und kann nicht mit experimentellen Werten verglichen werden. Die Rechnung zeigt aber deutlich den Unterschied zwischen Raumtemperatur und Flüssig-Stickstoff-Temperatur und lässt erwarten, dass der gekühlte Aufbau - im Gegensatz zum Betrieb bei Raumtemperatur - experimentell realisiert werden kann.

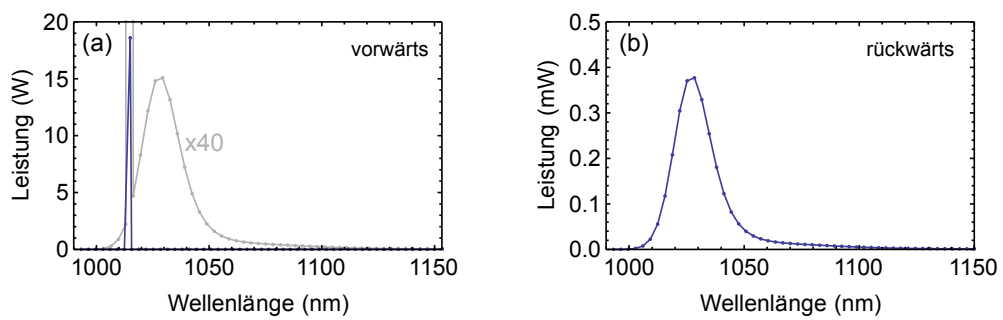


Abbildung 2.19: Ausgangsspektrum des Verstärkers bei 77K. Simulationsparameter entsprechend Abb. 2.18.

2.6 Experimentelle Realisierung des Faserverstärkers

Das infrarote Lasersystem soll mechanisch stabil, polarisationsstabil und frequenzstabil sein, um einen zuverlässigen Betrieb zu ermöglichen und genug Leistung zur Verfügung zu stellen, um eine hohe Effizienz bei der nachfolgenden Frequenzvervierfachung zu ermöglichen.

Das System besteht aus dem infraroten Signallaser, einem Diodenlaser, der in zwei Stufen auf hohe Leistungen verstärkt wird. Die erste Stufe bildet ein Trapezverstärker, dessen Ausgangsleistung dann von einem Faserverstärker nochmals verstärkt wird. Die Wellenlänge, Frequenzstabilität und die spektrale Linienbreite werden von dem Diodenlaser vorgegeben. Der Diodenlaser und der Trapezverstärker werden im weiteren Verlauf als Signallasersystem zusammengefasst.

Der Aufbau des Faserverstärkers wird hier detailliert vorgestellt, besonders auch die Bearbeitung und Behandlung der dotierten Faser.

2.6.1 Infrarotes Signallasersystem bei 1015 nm

Das Signallasersystem besteht aus einem Diodenlaser und dem Trapezverstärker. Der Diodenlaser ist im Littrow-Design [31] aufgebaut und die Wellenlänge wird über den Diodenstrom und den Gitterwinkel auf einen Referenzresonator stabilisiert [34]. Der Trapezverstärker dient als Vorverstärker und erzeugt genug Ausgangsleistung, um das Signallicht auf zwei Experimente aufzuteilen.

Diodenlaser

Der Diodenlaser ist in Littrow-Anordnung aufgebaut. Eine Skizze zeigt Abbildung 2.20. Die verwendete Laserdiode ist von der Firma Eagleyard¹ und das Gitter von der Firma Carl Zeiss². Dabei handelt es sich um ein holographisches Sinusgitter mit 1500 Linien/mm. Die Laserdiode wird in einem Temperaturbereich um 20°C mit einem Peltierelement stabilisiert und mit einem Strom von ca. 190 mA betrieben. Die Ausgangsleistung beträgt etwa 60 mW. Zwei einstufige Faraday-Isolatoren³ (je ca. 38 dB) schützen die Laserdiode vor Rückreflexen und rücklaufender Leistung aus den nachfolgenden Verstärkern. Nach den Isolatoren, Strahlformung und Leistungsabzweigungen für die Stabilisierung und Wellenlängenmessung kann ca. 20 mW Laserleistung in eine polarisationserhaltende Faser eingekoppelt werden, die dann als Signal für den Trapezverstärker zur Verfügung steht.

¹Eagleyard Laserdiode EYP-RWE-1060-10020-0750-SOT01-0000

²Carl Zeiss Sinusgitter 263232-9051-624

³Thorlabs Faraday-Isolator IO-5-1030-HP

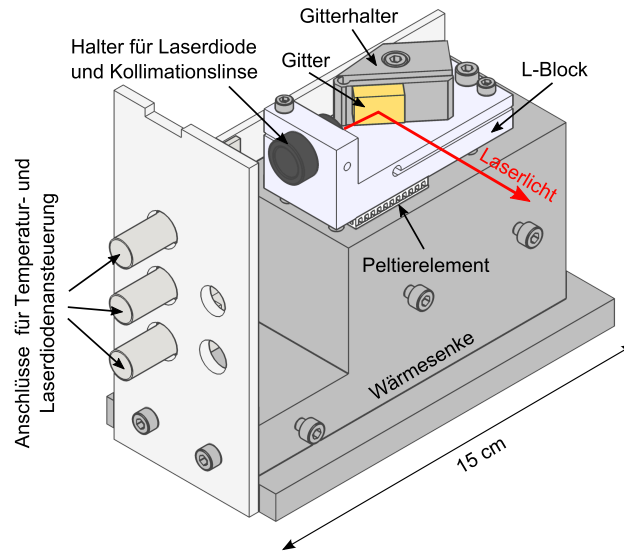


Abbildung 2.20: Diodenlaser im Littrow-Aufbau. Die Laserdiode und die Linse sind in den Kollimationshalter geschraubt, sodass das Licht möglichst gut kollimiert ist. Dieser Halter ist zusammen mit dem Gitterhalter an den L-Block montiert, der mit einem Peltierelement auf eine feste Temperatur stabilisiert wird. Mit dem Gitterhalter wird das Gitter so justiert, dass das gebeugte Licht erster Ordnung in die Laserdiode zurück reflektiert wird.

Trapezverstärker

Der Trapezverstärker (TA für engl. *tapered amplifier*) verstärkt das Laserlicht der Diode auf genug Leistung, um zwei Faserverstärker mit ausreichend Signallicht betreiben zu können. Der verwendete Trapezverstärker⁴ ist von der Firma m2k Laser und kann bis zu einer Ausgangsleistung von 2 W betrieben werden. Zur Temperaturstabilisierung und als Laserstromtreiber wird ein Kombinationsgerät der Firma Thorlabs⁵ verwendet.

Der Trapezverstärker ist auf einem *C-mount*-Halter verlötet und wird damit auf die temperaturstabilisierte Basisplatte montiert. Diese wird von einem Peltierelement auf konstanter Temperatur (21°C) gehalten (siehe Abbildung 2.21). Zum Ein- und Auskoppeln in den Trapezverstärker sind die Linsen auf dreiachsigen Verschiebetischen montiert, um die Justage zu optimieren. Der verstärkte Ausgangsstrahl wird mit Zylinderlinsen geformt, mittels einer Halbwellenplatte und einem Polarisationsstrahlteilerwürfel aufgeteilt und in zwei polarisationserhaltende Fasern eingekoppelt, die zu den Experimenten führen. Um Rückreflexe in den Trapezverstärker, und damit Verstärkung in Rückrichtung, zu vermeiden, verwendet man einen optischen Isolator vor den Fasereinkopplungen.

⁴m2k Laser Trapezverstärker RTA-1010-2000-CM

⁵Thorlabs Strom- und Temperaturcontroller ITC4020

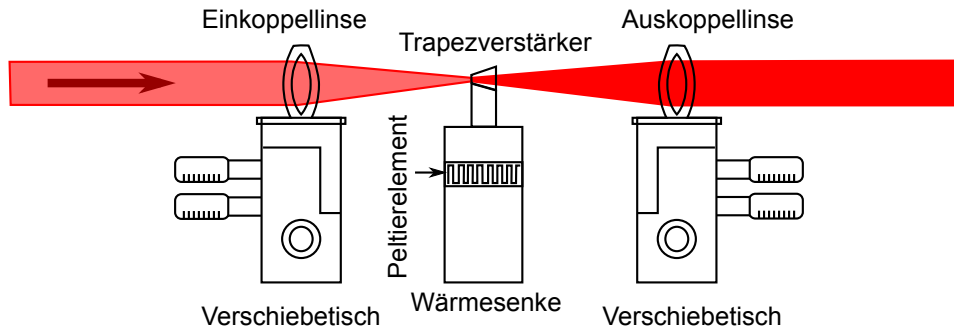


Abbildung 2.21: Schematischer Aufbau des Trapezverstärker-Systems. Der Trapezverstärker ist auf eine mit einem Peltierelement temperaturstabilisierten Basisplatte montiert. Zur Optimierung der Ein- und Auskopplung des Signallichts sind die Linsen auf xyz-Verschiebetische montiert.

2.6.2 Faserverstärker

Der Aufbau des Faserverstärkers wurde im Laufe der Zeit immer wieder modifiziert und weiterentwickelt. Besonders mit der Art der aktiven Faser und der optimalen Einkopplung in diese sowie mit der Faserlage im Stickstoffbad wurde experimentiert.

Einen Überblick über den Gesamtaufbau, der zur weiteren Frequenzvervierfachung verwendet wurde, gibt Abbildung 2.22. Das Licht aus dem Trapezverstärker wird über eine polarisationserhaltende Einmodenfaser zum Verstärker gebracht. Die Kollimationslinse zum Auskoppeln (Brennweite $f = 4,5 \text{ mm}$) ist auf die optimale Strahlgröße zum Einkoppeln in die Doppelmantelfaser angepasst, um weitere Strahlformung unnötig zu machen und den Aufbau kompakt zu halten. Ein optischer Isolator⁶ schützt den Trapezverstärker und die Faser vor rückwärts verstärktem Licht aus dem Faserverstärker. Das Signallicht wird über zwei Spiegel und einen dichroitischen Spiegel durch eine asphärische Linse (Brennweite $f=6,2 \text{ mm}$ bzw. 15 mm) in den Kern der Doppelmantelfaser eingekoppelt. Da der Anteil des eingekoppelten Lichts in den Kern kritisch für den Betrieb des Verstärkers ist, wird für die Feinjustage ein besonders genauer und stabiler dreiachsiger Verschiebetisch (Thorlabs Nanomax mit differentiellen Mikrometerschrauben) verwendet. Die Signaleinkopplung muss mit diesem Aufbau nur einmal eingestellt werden und ist bis auf minimale Korrekturen über Jahre stabil. Die dotierte Faser ist aufgewickelt und liegt bis auf zwei kurze Stücke (etwa 30–40 cm) an den Enden in einem Dewargefäß direkt in flüssigem Stickstoff.

Am anderen Faserende wird das verstärkte Signallicht ausgekoppelt und das Pumplicht in den Mantel der Faser eingekoppelt. Da die Pumpeinkopplung in den großen Mantel der Faser weniger kritisch ist, reicht hier ein z -verstellbarer Kol-

⁶Thorlabs Faraday-Isolator IO-5-1030-HP

limator aus. Pump- und Signallicht werden durch einen dichroitischen Spiegel getrennt. Um das Ausgangsspektrum zu überwachen wird ein kleiner Teil des verstärkten Lichts herausreflektiert und mit einem optischen Spektrumanalysator⁷ beobachtet. Mit einem Bandpassfilter wird dann reflektiertes Pumplicht und ASE-Licht herausgefiltert und die zufällige Ausgangspolarisation mit Hilfe von $\lambda/4$ - und $\lambda/2$ -Wellenplatten und einem Polarisationsstrahlteiler wieder parallel zur Ausbreitungsebene ausgerichtet. Der reflektierte Polarisationsanteil wird mit einem Leistungsmessgerät beobachtet, um Änderungen der Ausgangspolarisation zu überwachen. Ein weiterer optischer Isolator⁸ schützt vor Rückreflexen, um ein Injizieren des Faserverstärkers in Rückrichtung zu vermeiden.

Das Pumplicht wird mit einer Vielmodenfaser zum Verstärker gebracht. Es wird über zwei Spiegel und den dichroitischen Spiegel in den Mantel der Faser eingekoppelt. Dabei muss darauf geachtet werden, dass das Pumplicht vor der Einkopplung gut kollimiert ist, da der Abstand zwischen Signalauskopplulinse und Faserende sowohl für eine möglichst hohe Pumpeinkopplung sowie eine gut kollimierte Signalauskopplung eingestellt werden muss, was kaum Justagespielraum zulässt.

Pumplaser

Als Pumplaser wird ein fasergekoppelter Diodenlaser der Firma Lumics⁹ verwendet. Der Laser hat eine maximale Ausgangsleistung von 40 W und wird mit einem Bragg-Gitter auf die Pumpwellenlänge von 976 nm stabilisiert. Diese Wellenlänge entspricht dem Absorptionmaximum von Ytterbium-Glas (siehe Abschnitt 2.1). Das Bragg-Gitter reduziert die bei Diodenlasern typische Änderung der Wellenlänge mit dem Betriebsstrom und verhindert so, dass beim Ändern der Pumpleistung sich die Effizienz des Verstärkers dadurch verschlechtert, dass die Pumpwellenlänge nicht mehr bei der maximalen Absorption liegt.

Die Faser, die das Pumplicht zum Verstärker bringt, ist eine Vielmodenfaser mit einem Kerndurchmesser von 100 μm und einem Mantel von 125 μm . Die Numerische Apertur des Kerns beträgt 0,22 und die Faser hat somit einen V-Parameter von 71. Das ist im Vergleich zum V-Parameter des Glasmantels der dotierten Fasern von 592 gering und ermöglicht eine einfache Einkopplung in die dotierte Faser.

Da der Diodenlaser empfindlich auf rückwärts in den Laser zurückkommende Leistung reagiert, muss darauf geachtet werden, dass kein Licht aus dem Verstärker zurück in den Pumplaser gelangt. Aus diesem Grund wird ein Bandpassfilter, der nur die Pumpwellenlänge transmittiert, direkt nach dem Auskoppler der Pumpfaser positioniert (siehe Abbildung 2.22). Dieser verhindert, dass die

⁷ANDO Spektrumanalysator AQ-6315A

⁸ConOptics Faraday-Isolator M715

⁹Lumics Diodenlaser LU976C050

2.6. Experimentelle Realisierung des Faserverstärkers

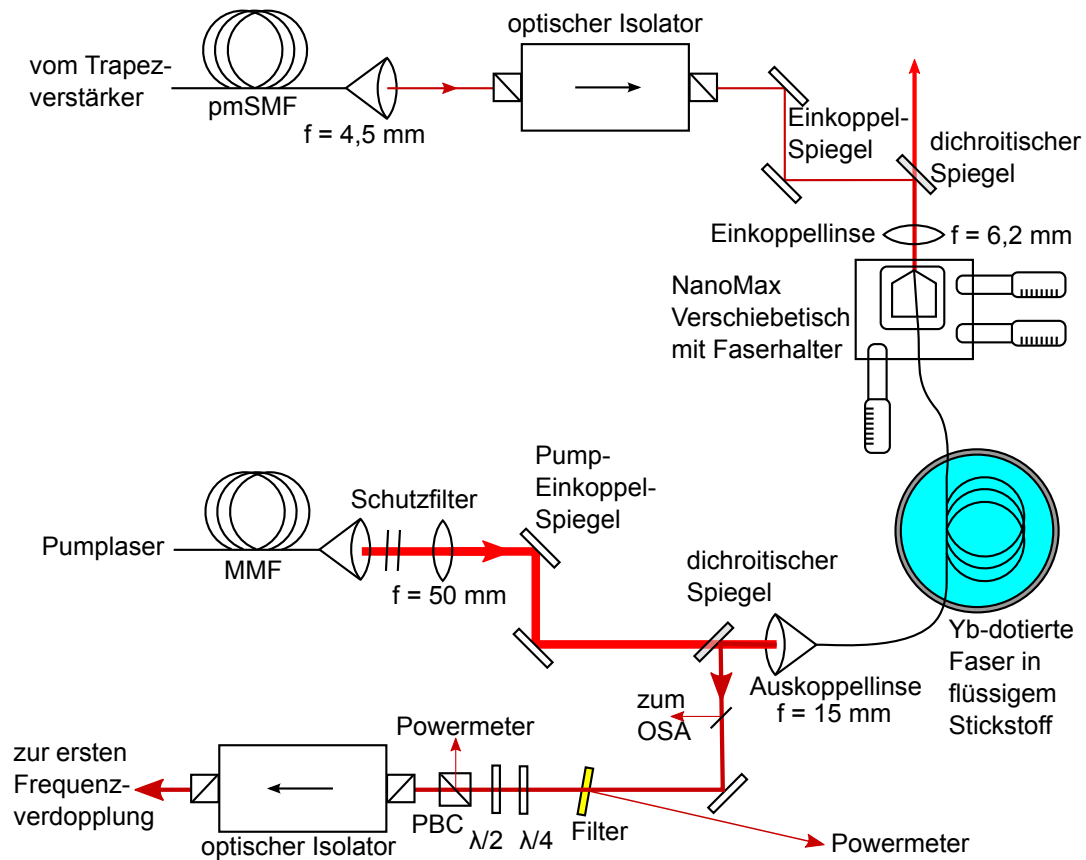


Abbildung 2.22: Übersichtsskizze des Verstärkeraufbaus. Das Signallicht aus dem Trapezverstärkersystem wird über eine polarisationserhaltende Einmodenfaser (pmSMF) zum Verstärker gebracht. Ein optischer Isolator schützt diese Faser vor rückwärts verstärktem Licht aus dem Faserverstärker. Das Licht wird über zwei Spiegel in den Kern der Doppelmantelfaser eingekoppelt. Zum Abtrennen der unabsorbierten Pumpleistung dient ein dichroitischer Spiegel. Die Feinjustage in den Kern erfolgt mit Hilfe eines dreiachsigen Verschiebetischs. Die dotierte Faser liegt in einem Dewargefäß in flüssigem Stickstoff. Am anderen Faserende wird über einen zweiten Dichroiten das verstärkte Signallicht ausgekoppelt. Mit einem Filter wird das ASE-Licht abgetrennt, das dann mit einem Powermeter beobachtet werden kann. Über Wellenplatten ($\lambda/2$ und $\lambda/4$) wird die Polarisation wieder linear eingestellt und an einem Polarisationsstrahlteilerwürfel (PBC) werden zeitliche Schwankungen der Polarisation beobachtet. Nach einem weiteren optischen Isolator zum Schutz vor Rückreflexen wird das verstärkte Licht zur ersten Verdopplung geführt. Der Pumplaser ist fasergekoppelt und das Pumplicht wird über eine Vielmodenfaser (MMF) zum Experiment gebracht. Das Pumplicht wird über zwei Justage- und einen dichroitischen Spiegel entgegen der Signalrichtung in den Mantel der Faser eingekoppelt.

Pumpdioden durch (insbesondere unbeabsichtigt gepulstes) verstärktes Licht aus dem Verstärker zerstört werden.

Konfektionierung und Halterung der Faserenden

Da an den Faserenden sehr hohe Intensitäten auftreten, müssen sie eine hohe optische Qualität aufweisen und möglichst frei von Verschmutzungen gehalten werden. Um Rückreflexe an den Faserenden zu vermeiden und damit parasitären Laserbetrieb im Verstärker zu unterdrücken, sind die Faserenden um 8° zur Faserquerschnittsfläche gewinkelt. Dieser Winkel reicht aus, dass bei der geringen numerischen Apertur des Kerns reflektiertes Licht nicht mehr im Kern geführt werden kann.

Es gibt zwei Möglichkeiten ein Faserende unter einem Winkel zu konfektionieren: Erstens kann die Faser in einen Stecker eingeklebt und poliert werden. Das Faserende wird mit einem hitzeresistenten Zweikomponentenkleber¹⁰ in einen speziellen Stecker für freistehende Faserenden eingeklebt und der Kleber wird unter Wärmeeinwirkung ausgehärtet. Dabei darf kein Kleber in den freistehenden Bereich der Faser laufen, da er, wenn er direkt vom Laserlicht getroffen wird sich schnell entzündet, was das Faserende zerstört. Faser und Stecker werden anschließend unter einem Winkel von 8° in mehreren Stufen poliert. Eine detaillierte Beschreibung zur Faserkonfektion mit Steckern findet sich in [69].

Zweitens kann die Faser mit einem Spezialwerkzeug, dem *Cleaver* unter einem Winkel gebrochen werden. Sind die faserspezifischen Einstellungen wie Zugspannung und Torsion am *Cleaver* bekannt, ist diese Methode sehr schnell und liefert eine gute Endflächenqualität. Die Endflächenqualität kann mit einem Lichtmikroskop überprüft werden und der Brechwinkel ist mit der Kamera des Spleißgeräts gut kontrollierbar.

Der *Cleaver* ist ein Faserbrechwerkzeug, welches die Faser an der vorgesehenen Stelle unter Zug mit einer scharfen Klinge anritz, so dass sie „auseinanderreißt“ und im Idealfall eine gerade und glatte Endfläche erzeugt. Wird die Faser bei diesem Vorgang gleichzeitig entlang ihrer Längsachse gedreht, „reißt“ sie durch die Torsionsspannung mit einem Winkel. Der einzustellende Rotationswinkel ist abhängig von der Faserdicke und dem Fasermaterial und muss für jede Faser experimentell bestimmt werden. Die optimierten Einstellungen am *Cleaver*¹¹ für eine Konfektion der Faser Nufern LMA-YDF-10/400VIII mit 8° zeigt Tabelle 2.3. Die Faser wird zum Brechen ohne vorherige Konfektionierung in den *Cleaver* gelegt und nur 1-2mm von der zu brechenden Position entmantelt. Nach dem Brechen wird das Faserende dann in einem speziellen Halter befestigt, der eine stabile Einkopplung in die Faser ermöglicht. Dieser Halter wurde speziell konstruiert und für die verwendete Faser gefertigt. Eine Skizze zeigt Abbildung 2.23. Der

¹⁰EPO-TEK Zweikomponentenkleber 353ND

¹¹Vytram *Cleaver* LDC-200

Tabelle 2.3: Verwendete Einstellung des Cleavers zum Brechen der Faser Nufern LMA-YDF-10/400VIII unter 8°

| | |
|----------------|-------------------------------------|
| Programm | (5) 360 μm - $0,0^\circ$ |
| Zugspannung | 1050 g |
| Torsionswinkel | $6,5^\circ$ |

Halter kann in einer Nut auf der Basisplatte des Verschiebetischs¹² in Längsrichtung verschoben werden und der Abstand zur Linse so grob eingestellt werden. Das Faserende wird in einer V-Nut eingeklemmt, so dass ungefähr 1 mm des Faserendes vorne aus dem Halter herausstehen. Der Halter ist vorne leicht spitz, um Licht, das nicht in die Faser trifft, zur Seite weg zu reflektieren, so dass es nicht zu Rückreflexen in den Signal- oder Pumplaser kommt. Durch den Kontakt zwischen Faser und Halter über eine Länge von ca. 2 cm kann Wärme schnell von der Faser abtransportiert werden.

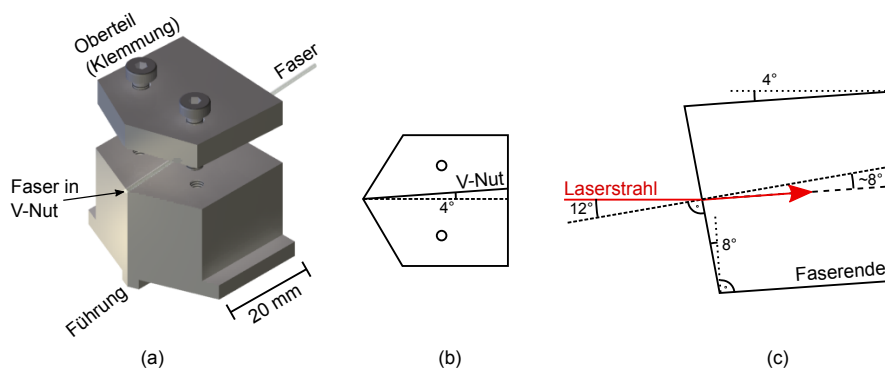


Abbildung 2.23: Klemmhalter für blanke Faser. (a) Der Faserhalter hat unten eine Führung, mit der er exakt entlang der Achse des Verschiebetischs ausgerichtet wird. Die Faser liegt in einer an den Faserdurchmesser angepassten Nut, (b) die um 4° zur Achse des Verschiebetischs gedreht ist, um den 8° -Winkel des Faserendes auszugleichen. Mit dem Oberteil wird die Faser in dem Halter festgeklemmt, sodass das Faserende vorne mit dem Halter abschließt. (c) Die Faser wird so fixiert, dass durch die Brechung an der Faserendfläche sich das Licht in der Faser genau entlang der Faserachse ausbreitet.

Da das Licht beim Austritt aus der gewinkelten Faser am Glas-Luft-Übergang gebrochen wird, gleicht der Halter diesen Winkel aus, in dem die V-Nut in einem Winkel von 4° zur Längsachse des Verschiebetischs gefertigt ist. So kann das Signallicht entlang der Achse des Verschiebetischs eingekoppelt werden und es entstehen keine Abbildungsfehler durch einen Durchgang durch die Einkoppellinse unter einem Winkel (siehe Abb. 2.23). Der Vorteil dieser Faserhalterung ist,

¹²Thorlabs Verschiebetisch NanoMax

dass die Faser nicht in einen Stecker geklebt werden muss, sodass das Problem mit entzündetem Kleber vollständig wegfällt. Zusätzlich braucht das Faserende nicht poliert zu werden, wodurch die Konfektionierung schnell und einfach geht und Probleme durch Streuung oder Absorption von Poliermittelrückständen vermieden werden.

Einkopplung in die Doppelmantelfasern

Den Aufbau von typischen Doppelmantelfasern zeigt Abbildung 2.6. Bei der Signaleinkopplung in eine Doppelmantelfaser muss beachtet werden, dass die Einkopplung in den Glasmantel sehr einfach ist und das Licht durch den Polymermantel mit niedrigem Brechungsindex im Glasmantel gut geführt wird. Eine Leistungsmessung am Ende der Faser kann also keine Aussage über den Anteil des im Kern geführten Lichts geben und dadurch ist eine Justage auf transmittierte Leistung, wie es typischerweise zur Einkopplung in Standard-Einmodenfasern gemacht wird, nicht sinnvoll. Durch die Absorption des Signallichts im Kern der ungepumpten Faser bedeutet ein höherer Einkoppelgrad in den Kern sogar eine geringere Transmission.

Die Einkopplung in den Kern wurde hier durch Betrachten der Faserendfläche, bzw. durch Betrachten des Intensitätsprofils des transmittierten Lichts optimiert. Um eine optimale Einkopplung in den Faserkern zu erreichen wird hier ein besonders stabiler, fein einstellbarer Verschiebetisch¹³ verwendet. Dort wird das Faserende mit dem vorgestellten Halter auf die Basisplatte montiert und die Einkoppellinse senkrecht zur z-Achse des Verschiebetischs auf einen festen Anbauwinkel montiert. Beim Einkoppeln hat sich die folgende Technik bewährt:

Zuerst wird der Strahl senkrecht durch die Einkoppellinse justiert, um Abbildungsfehler zu minimieren. Die montierte Faser im Halter wird an der ungefähren Fokusposition festgeschraubt, durch die Führung des Halters auf der Basisplatte des Tisches ist der Einkoppelwinkel schon voreingestellt (siehe Abb. 2.23). Etwas Licht sollte danach schon in den Fasermantel eingekoppelt sein. Mit den Mikrometerschrauben in x- und y-Richtung wird dann in beide Richtungen so weit verfahren, bis man kein Licht mehr in den Mantel eingekoppelt, und diese Faserpositionen werden auf der Skala der Mikrometerschrauben abgelesen und notiert. Bildet man den Mittelwert dieser beiden Werte hat man einen guten Startpunkt um den Faserkern zu finden. Beobachtet man nun die transmittierte Strahlung zum Beispiel auf einer Infrarot-*Viewerkarte* (oder einer infrarot-sensitiven Kamera), sieht man ein vielmodiges Strahlprofil in dem man eventuell noch die Form des Fasermantels erkennt. Hat man den Kern getroffen, erscheint ein hellerer Punkt in der Mitte des Vielmodenprofils. Dann muss die Fasereinkopplung mit allen drei Achsen des Verschiebetischs und dem Einkoppelwinkel so optimiert

¹³Thorlabs Verschiebetisch NanoMax

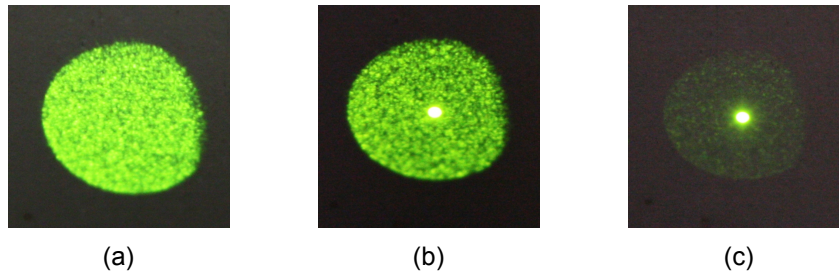


Abbildung 2.24: Strahlprofil am Ausgang des Verstärkers. Beobachtet wird die Intensitätsverteilung auf einer *Viewerkarte*¹⁴, die infrarotes Licht sichtbar macht. Der Laserstrahl wird etwa 20 cm von der Auskoppellinse entfernt betrachtet, das Licht aus dem Pumpmantel hat an dieser Stelle einen Durchmesser von etwa 2 cm. Bild (a) zeigt die Intensitätsverteilung nach der Faser, wenn das Signallicht in den Mantel eingekoppelt ist, aber nicht in den Kern. Bei Bild (b) ist ein Teil des Signallichts in den Kern eingekoppelt und ein Teil wird im Mantel geführt. Bild (c) zeigt das Strahlprofil, wenn das Signallicht zum größten Teil im Kern geführt wird.

werden, dass möglichst wenig Licht aus dem Mantel zu sehen ist. Ein Beispiel für die verschiedenen Stadien der Einkopplung ist in Abbildung 2.24 illustriert.

Dotierte Fasern

Im vorgestellten Aufbau wurden zwei unterschiedliche Ytterbium-dotierte Fasern getestet. Einen Überblick gibt Tabelle 2.4. Beide Fasern sind hergestellt von der Firma *Nufern* und haben einen Manteldurchmesser von 400 μm . Die große Mantelquerschnittsfläche ermöglicht die einfache Einkopplung von vielmodigem Pumplicht. Zusätzlich ist die Faser dadurch recht steif, was sich bei der Lage im flüssigen Stickstoff als Vorteil herausgestellt hat, da sie sich beispielsweise durch Luftströmungen nicht leicht in Vibration versetzen lässt, was der Stabilität des Aufbaus nützt. Die Dotierungsdichte des Ytterbiums im Kern ist vergleichbar, die höhere Pumpabsorption erreicht die Faser mit dem 25 μm -Kern durch das größere Kern-zu-Mantelflächen-Verhältnis.

Übergang von einer passiven zu einer aktiver Faser

Wie in Abschnitt 2.1 gezeigt, wird Licht der Wellenlänge 1015 nm von den Ytterbium-Ionen bei Raumtemperatur absorbiert. Um Verluste im Verstärker möglichst gering zu halten, müssen die ungekühlten Faserstücke am Anfang und am

¹⁴DILAS Infrarot-*Viewerkarte*

Tabelle 2.4: Vergleich der beiden verwendeten Fasern.

| Bezeichnung | LMA-YDF-10/400-VIII | LMA-YDF-25/400-M |
|---------------------------------|--|--------------------------------------|
| Kerndurchmesser | 11,5 $\mu\text{m} \pm 1,0 \mu\text{m}$ | 25 $\mu\text{m} \pm 1,5 \mu\text{m}$ |
| Manteldurchmesser | 400 $\mu\text{m} \pm 10 \mu\text{m}$ | 400 $\mu\text{m} \pm 10 \mu\text{m}$ |
| Durchmesser Polymermantel | 550 $\mu\text{m} \pm 15 \mu\text{m}$ | 500 $\mu\text{m} \pm 15 \mu\text{m}$ |
| Numerische Apertur Kern | 0,077 $\pm 0,007$ | 0,065 $\pm 0,005$ |
| Numerische Apertur Mantel | $\geq 0,46$ | $\geq 0,46$ |
| V-Parameter Kern bei 1015 nm | 2,74 | 5,03 |
| maximal geführte Moden im Kern | LP01 und LP11 | LP01, LP02, LP11 und LP21 |
| Absorption im Mantel bei 976 nm | 0,6 dB/m | 1,7 dB/m |
| Passende Passiv-Faser | LMA-GDF-10/400 | LMA-GDF-25/400-M |

Ende des Verstärkers so kurz wie möglich gehalten werden. Da die Faser aber durch die geringe numerische Apertur des Kerns anfällig für Biegeverluste ist und unter Spannung eine stabile Ausgangspolarisation nicht realisiert werden kann, ist es nicht möglich, den Faserabschnitt an Raumtemperatur möglichst kurz zu halten und gleichzeitig einen stabilen Betrieb zu realisieren. Zusätzlich ändert sich das Verstärkungsprofil der Faser mit dem Stickstofffüllstand im Dewargefäß, was unerwünscht ist.

Um dieses Problem zu verhindern, wurde an beide Enden der dotierten Faser ein ca. 70 cm langes, auf die dotierte Faser abgestimmtes Stück passive Faser angespleißt. Diese Fasern haben die gleichen Maße und abgestimmte NA , sodass sie sich mit geringen Spleißverlusten an die aktiven Fasern spleißen lassen. An der Stelle der Spleißverbindung (Abb. 2.25) muss der Polymermantel von den Fasern entfernt werden, da er beim Spleißvorgang verbrennen würde und so für eine ungleichmäßige Hitzeverteilung sorgen würde. Da bei diesen Fasern der Polymermantel das Licht im Mantel führt, muss er mit einem UV-härtenden Polymer mit niedrigem Brechungsindex repariert werden, um weiter das Pumplicht im Mantel zu führen und die Faser zu schützen. Eine fertig konfektionierte Spleißstelle zeigt Abbildung 2.25(d).

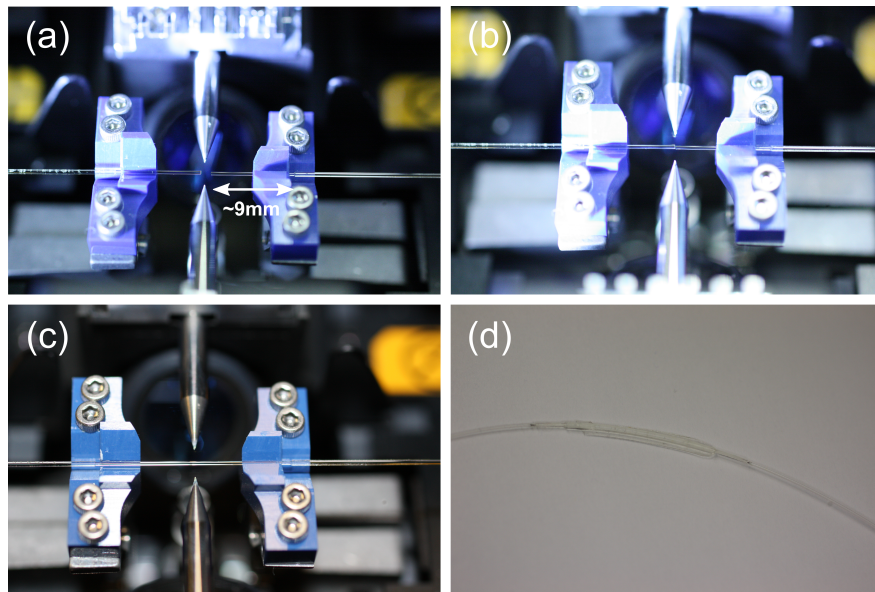


Abbildung 2.25: Spleißstelle. (a) Die passive und aktive Faser sind in den Spleißer eingelegt. Der Polymermantel muss dazu ca. 9 mm vom Faserende entfernt werden. Die silbernen Spitzen von oben und unten sind die Elektroden für den Lichtbogen. (b) Mit den blauen V-Haltern werden die Faserenden aufeinander ausgerichtet. (c) Die Fasern sind zusammengespleißt. (d) Die Spleißstelle ist mit einem UV-härtenden Polymer mit niedrigem Brechungsindex ummantelt.

Lagerung der Faser im flüssigen Stickstoff

Der dotierte Faserabschnitt wird aufgewickelt am Boden des Dewargefäßes positioniert, so dass sie immer vollständig auf Flüssigstickstofftemperatur gehalten wird. Die Spleißstellen liegen ebenfalls am Boden des Dewargefäßes. Beim Befüllen mit Stickstoff muss streng darauf geachtet werden, dass Faser und Dewargefäß trocken sind. Ist Kondenswasser im Dewar und die Faser friert darin ein, entsteht Druck auf die Faser, der zu Spannungen führt, die einen stabilen Betrieb meist unmöglich machen. Um die Standzeit zu erhöhen und die Temperatur im Dewar möglichst konstant zu halten, wird ein Deckel aus isolierendem Schaumstoff aufgesetzt. Der Deckel darf die Faser nicht quetschen, da sie bei dem starken Temperaturgradienten besonders empfindlich auf Druck reagiert und schnell Biegeverluste und Spannungsdoppelbrechung auftreten.

Außer der größeren Empfindlichkeit gegenüber Druck konnte eine signifikante Änderung der Führungseigenschaften durch Änderungen der Brechungsindizes von Glas- und Polymermaterial bei Temperaturänderung nicht beobachtet werden. Die Lage der Faser in dem Flüssigstickstoff-Dewar zeigt Abbildung 2.26. Für diese Aufnahme wurde eine Faser ohne passive Endstücke verwendet.



Abbildung 2.26: Dotierte Faser in flüssigem Stickstoff. Die Faser liegt direkt in flüssigem Stickstoff, sodass es einen optimalen Wärmeübertrag gibt. Die Aufnahme wurde während des Betriebs mit einer Kamera ohne Infrarot-Filter gemacht, das infrarote Licht erscheint pink.

2.7 Experimentelle Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die experimentellen Ergebnisse vorgestellt, die mit dem kryogenen Faserverstärker erreicht wurden.

Der Faserverstärker wird so betrieben, dass die aktive Faser direkt im flüssigen Stickstoff gelagert wird. Zuerst werden die spektroskopischen wie auch die mechanischen und polarisationserhaltenden Eigenschaften der Faser bei 77 K untersucht. Danach wird der Verstärker in unterschiedlichen Konfigurationen mit zwei unterschiedlichen Ytterbium-dotierten Fasern vorgestellt. Dabei wurde eine stabile maximale Ausgangsleistung von 10 W erreicht, die dann für die anschließende Frequenzverdopplung zur Verfügung steht.

2.7.1 Absorptionsspektrum einer Ytterbium-dotierten Faser bei Raumtemperatur und 77 Kelvin

Das Absorptions- und Emissionsverhalten von Ytterbium-Glas wurde in Abschnitt 2.1 theoretisch behandelt. Wie beschrieben, gibt es bei Raumtemperatur bei der Signalwellenlänge 1015 nm eine nicht vernachlässigbare Absorption (siehe Abbildung 2.3). Diese ist so hoch, dass ein effizienter Verstärkerbetrieb mit den hier verwendeten Fasern und Faserlängen ohne Kühlung nicht möglich ist. Der Einfluss der thermischen Besetzung auf den Wirkungsquerschnitt wurde in den Abschnitten 2.1 und 2.5.1 theoretisch betrachtet und soll hier experimentell überprüft werden. Dazu wurde die Absorption in der Faser mit Hilfe einer Weißlichtquelle (Halogen-Glühlampe) und einem optischen Spektrumanalysator¹⁵ beobachtet. Da das unkohärente Licht der Glühlampe nicht in den Kern der Doppelmantelfaser eingekoppelt werden konnte, wurde die Absorption im Mantel beobachtet. Die Messung verliert dadurch an Präzision, da der Spektrumanalysator seine maximale Auflösung nur erreicht, wenn man das Signal aus einer Einmodenfaser verwendet. Bei einer Vielmodenfaser wie dem Mantel der Doppelmantelfaser ist die Auflösung geringer, wodurch man eine zusätzliche Verbreiterung von ca. 2 nm misst.

Abbildung 2.27 zeigt den Vergleich der Mantelabsorption bei Raumtemperatur (rot) und bei 77 K (blau). Die Absorption bei den beiden Hauptpeaks bei 915 nm und 976 nm, die den Übergängen $a \rightarrow e$ und $a \rightarrow f$ entsprechen, ist bei Flüssigstickstoff-Temperatur höher, was mit der stärkeren Besetzung des Stark-Levels a bei niedriger Temperatur erklärt werden kann. Die Absorption im Bereich um 1000 nm, die dem Übergang $b \rightarrow e$ entspricht, verschwindet bei 77 K fast vollständig, was nach Gleichung (2.46) auch erwartet wird, da die thermische Besetzung des Stark-Levels b vernachlässigbar ist.

Die Absorptionskurven können mit den in Abschnitt 2.5.1 hergeleiteten Formeln (2.45) und (2.46) beschrieben werden. Die Übergangsstärke von Level a und b in

¹⁵ANDO Spektrumanalysator AQ-6315A

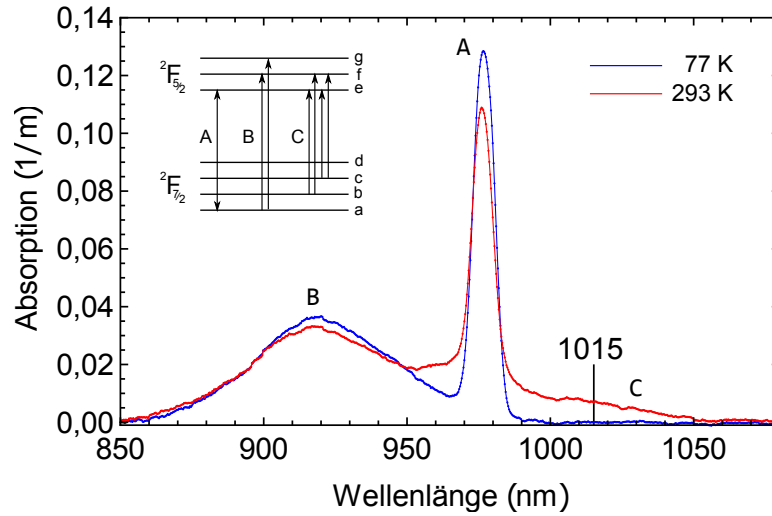


Abbildung 2.27: Absorption im Fasermantel bei Raumtemperatur und Flüssig-Stickstoff-Temperatur. Aufgetragen ist die gemessene Mantel-Absorption pro einem Meter Faser bei Raumtemperatur (rot) und bei 77 K (blau). Die Absorption bei der Signalwellenlänge (1015 nm) ist bei 77 K deutlich reduziert. Die markierten Übergänge A, B und C entsprechen den im Inset gekennzeichneten.

das höchste Stark-Level g ist so gering, dass sie hier vernachlässigt wird. Ebenso werden alle weiteren schwachen Übergänge vernachlässigt und die vier relevanten Übergänge ($a \rightarrow e$, $a \rightarrow f$, $b \rightarrow e$ und $b \rightarrow f$) an die Messdaten angepasst. Für Raumtemperatur gilt dann

$$\begin{aligned}
 g_{\text{abs}}(\nu, A_{ae}, A_{af}, A_{be}, A_{bf}, \nu_{ae}, \nu_{af}, \nu_{be}, \nu_{bf}, \Gamma_L, \Gamma_{G,ae}, \Gamma_{G,af}, \Gamma_{G,be}, \Gamma_{G,bf}, 293 \text{ K}) = \\
 0,909592 g_{ae}(\nu, A_{ae}, \nu_{ae}, \Gamma_L, \Gamma_{G,ae}, 293 \text{ K}) \\
 +0,909592 g_{af}(\nu, A_{af}, \nu_{af}, \Gamma_L, \Gamma_{G,af}, 293 \text{ K}) \\
 +0,0824131 g_{be}(\nu, A_{be}, \nu_{be}, \Gamma_L, \Gamma_{G,be}, 293 \text{ K}) \\
 +0,0824131 g_{bf}(\nu, A_{bf}, \nu_{bf}, \Gamma_L, \Gamma_{G,bf}, 293 \text{ K}), \tag{2.47}
 \end{aligned}$$

und für Flüssig-Stickstoff-Temperatur

$$\begin{aligned}
 g_{\text{abs}}(\nu, A_{ae}, A_{af}, A_{be}, A_{bf}, \nu_{ae}, \nu_{af}, \nu_{be}, \nu_{bf}, \Gamma_L, \Gamma_{G,ae}, \Gamma_{G,af}, \Gamma_{G,be}, \Gamma_{G,bf}, 77 \text{ K}) = \\
 0,999899 g_{ae}(\nu, A_{ae}, \nu_{ae}, \Gamma_L, \Gamma_{G,ae}, 77 \text{ K}) \\
 +0,999899 g_{af}(\nu, A_{af}, \nu_{af}, \Gamma_L, \Gamma_{G,af}, 77 \text{ K}) \\
 +0,000101 g_{be}(\nu, A_{be}, \nu_{be}, \Gamma_L, \Gamma_{G,be}, 77 \text{ K}) \\
 +0,000101 g_{bf}(\nu, A_{bf}, \nu_{bf}, \Gamma_L, \Gamma_{G,bf}, 77 \text{ K}). \tag{2.48}
 \end{aligned}$$

Beim Fitten an die Daten wurden einige vereinfachende Annahmen gemacht: Das elektrische Kristallfeld im Glas wird als konstant über den gesamten Temperaturbereich angenommen, sodass sich die Lage der Stark-Level nicht ändert und auch der inhomogene Anteil der Verbreiterung über den betrachteten Temperaturbereich konstant ist. Für die homogene Verbreiterung Γ_L wird eine quadratische Abhängigkeit (vergl. Gleichung (2.1))

$$\Gamma_L = \text{const}_L T^2 \quad (2.49)$$

von der Temperatur angenommen und dass der Lorentz-Anteil an der Übergangsbreite für alle Übergänge gleich ist. Für die Voigt-Profilen wird die im Anhang A.1 vorgestellte Pseudo-Voigt-Verteilung verwendet. Die 13 Parameter aus den Gleichungen (2.47) und (2.48) (je vier Amplituden, vier Zentralfrequenzen, vier Gauß-Breiten sowie eine Lorentz-Breite) wurden mit einer Fitroutine an die Daten angepasst. Dabei wurde jeweils die Temperatur fest vorgegeben. Das Ziel ist es, einen Parametersatz zu ermitteln, der die Absorptionsdaten beider Temperaturen beschreibt mit der Temperatur als einziger Variable. Um dies zu erreichen, wurden die Parameter für Daten der beiden Temperaturen abwechselnd angepasst und als Startparameter jeweils die ermittelten Parametersätze der anderen Temperatur eingesetzt. Die so ermittelten Parametersätze der beiden Temperaturen weichen nur wenig voneinander ab. Zum Schluss wurden sie von beiden Temperaturen gemittelt um einen finalen Parametersatz zu erhalten. Dieser ist in Tabelle 2.5 gezeigt.

Abbildung 2.28 zeigt die Raumtemperatur-Messdaten und die angepasste Fitkurve sowie die vier einzelnen Voigt-Kurven, aus denen sich der Absorptionskoeffizient g_{abs} (Gleichung 2.47) zusammensetzt. Gut zu erkennen ist, dass die Absorption im Wellenlängenbereich oberhalb von 1000 nm fast ausschließlich dem Übergang $b \rightarrow e$ zugeordnet werden kann. Zum Vergleich dazu zeigt Abbildung 2.29 die Messdaten und Fitkurve für die Mantelabsorption von Flüssig-Stickstoff-Temperatur. Hier ist der Anteil der Absorption aus dem Stark-Level b vernachlässigbar.

Die angepassten Kurven aus Abbildung 2.28 und 2.29 entsprechen beide der Gleichung (2.43) mit den in Tabelle 2.5 aufgelisteten Fitparametern. Es wurde also ein gemeinsamer Parameter-Satz gefunden, der beide gemessenen Kurven gut beschreibt, wenn man in Gleichung (2.43) nur die Temperatur ändert.

Da einige Verbreiterungsmechanismen vernachlässigt wurden und durch die Messung mit dem Spektrumanalysator eine weitere Verbreiterung hinzugefügt wurde, beschreibt dieser Satz von Parametern das Absorptionsverhalten der Faser bei den beiden Temperaturen gut, die Parameter können aber nur bedingt als tatsächliche physikalische Größen der in der Faser auftretenden Verbreiterung verstanden werden.

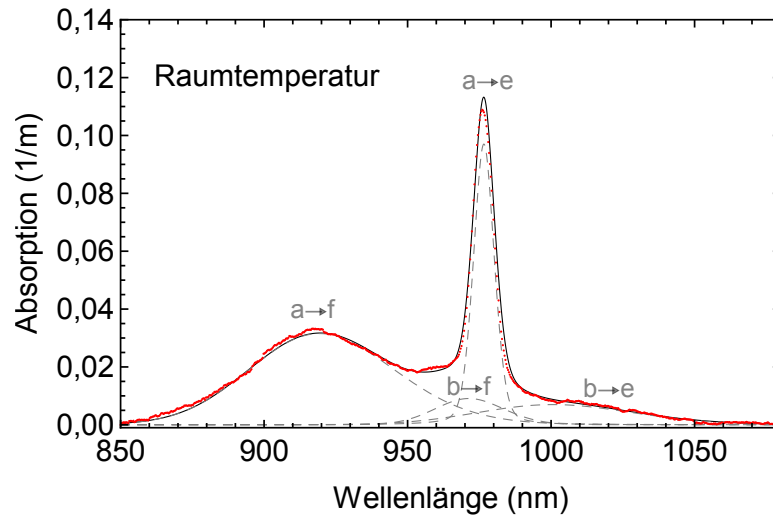


Abbildung 2.28: Absorption im Fasermantel bei Raumtemperatur. Aufgetragen ist die Absorption pro einem Meter Faser bei Raumtemperatur (rote Punkte) und die daran angepasste Kurve (schwarze Linie) mit den in Tabelle 2.5 aufgeführten Werten. Die gestrichelten Kurven zeigen die einzelnen Voigt-Profile, aus denen sich der Gesamtverlauf (vergl. Gl. (2.47)) zusammensetzt.

Tabelle 2.5: Übersicht der Fitparameter. Die Parameter wurden durch abwechselndes Anpassen an die experimentellen Daten von Raumtemperatur und 77 K ermittelt und abschließend gemittelt um einen finalen Parametersatz zu erhalten.

| Übergang | Übergangsfrequenz [GHz] | Gaußbreite (FWHM) [GHz] | Lorentzbreite (FWHM) [MHz/K ² ·T ²] |
|-------------------|-------------------------|-------------------------|--|
| $a \rightarrow e$ | 306982 | 2386 | 6,7 |
| $a \rightarrow f$ | 326097 | 20816 | 6,7 |
| $b \rightarrow e$ | 299610 | 18697 | 6,7 |
| $b \rightarrow f$ | 308630 | 8701 | 6,7 |

2.7.2 Ausgangsleistung und Effizienz des Faserverstärkers

Der in Kapitel 2.6.2 vorgestellte Aufbau eines Faserverstärkers wurde mit den beiden in Tabelle 2.4 vorgestellten Fasern getestet. Da die dotierten Fasern nicht polarisationserhaltend sind, ist das verstärkte Ausgangssignal zufällig polarisiert und enthält einen kleinen Anteil des in der Faser reflektierten Pumplichts und verstärktes spontan emittiertes Licht (ASE). Da nur die Leistung bei der Signalwellenlänge in einer linearen Polarisation interessant für die anschließende

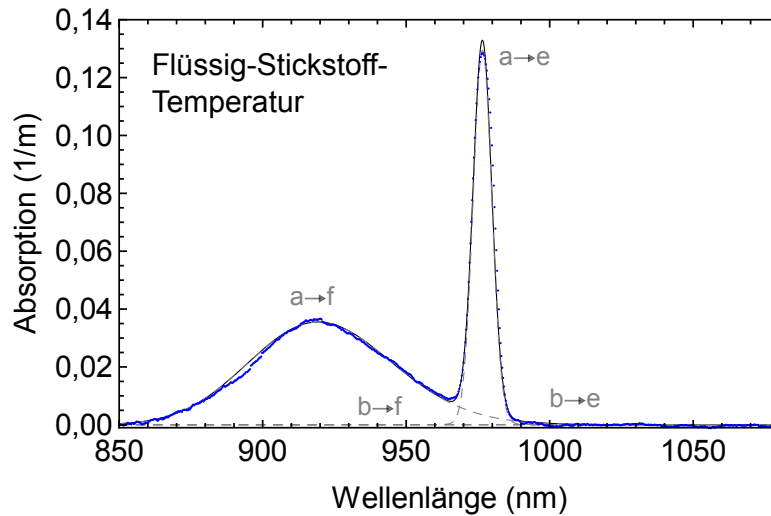


Abbildung 2.29: Absorption im Fasermantel bei Flüssig-Stickstoff-Temperatur. Aufgetragen ist die Absorption pro einem Meter Faser bei 77 K (blaue Punkte) und die Fitkurve (schwarze Linie) (vergl. Gl. (2.48)) mit den in Tabelle 2.5 aufgelisteten Werten. An den gestrichelten Kurven, welche die Voigt-Profile der einzelnen Übergänge darstellen, kann man gut erkennen, dass die Absorption aus dem Stark-Level b vernachlässigbar ist.

Frequenzvervielfachung ist, wird das Ausgangssignal mit einem Bandpassfilter gefiltert und mit einer $\lambda/4$ - und einer $\lambda/2$ - Wellenplatte vor einem Polarisationsstrahlteiler in zwei lineare Polarisationsanteile aufgeteilt. Die Wellenplatten werden so eingestellt, dass zu Beginn der Messung der Polarisationsstrahlteiler die Ausgangsleistung möglichst vollständig transmittiert. Die Leistungen der beiden Anteile werden separat gemessen und auch die zeitliche Stabilität der gesamten Ausgangsleistung wird überwacht.

Ergebnisse mit der Faser *Nufern LMA-YDF-25/400-M*

Die Ausgangsleistung aufgetragen über der Pumpleistung des Verstärkers mit der Faser *Nufern LMA-YDF-25/400-M* zeigt Abbildung 2.30. Es wurde eine Ausgangsleistung von über 10 W bei einer Effizienz von 41% erreicht. Diese Effizienz ist vergleichbar mit der eines ähnlichen Systems, das bei einer Signalwellenlänge von 1090 nm [70] bei Raumtemperatur betrieben wird. Durch die Kühlung mit flüssigem Stickstoff kann die unerwünschte Signalabsorption demnach so weit reduziert werden, dass der Verstärker trotz der für Ytterbium-Verstärker ungünstigen Wellenlänge vergleichbar effizient betrieben werden kann. Die Ausgangsleistung steigt linear mit der Pumpleistung an, was für eine gute Wellenlängenstabilität des Pumpasers spricht. Ändert sich die Pumpwellenlänge mit der Pumpleistung erhält man üblicherweise einen eher S-förmigen Verlauf der Ausgangsleistung.

2. FASERVERSTÄRKER

Der Polarisationsanteil an der Ausgangsleistung, der sich nicht mit den Wellenplatten auf lineare p-Polarisation einstellen lässt, wurde ebenfalls aufgetragen (rot) und entspricht ca. 2% der gesamten Ausgangsleistung.

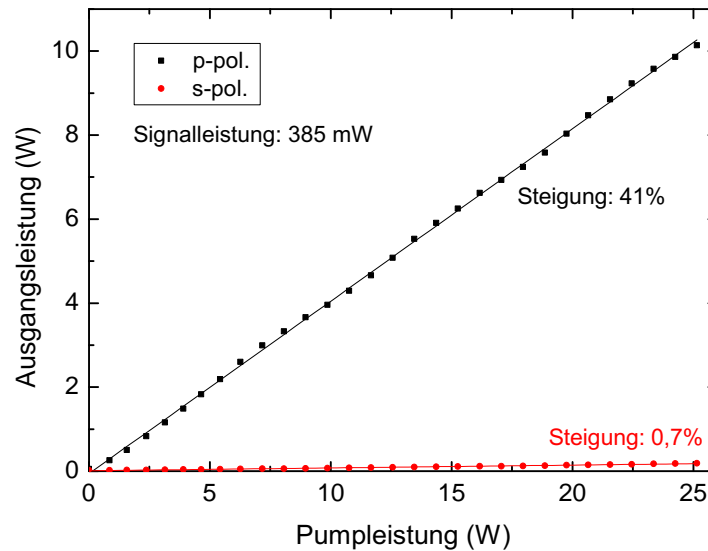


Abbildung 2.30: Ausgangsleistung aus dem Faserverstärker mit der Faser *LMA-YDF-25/400-M*. Die Ausgangsleistung wurde nach dem Bandpassfilter gemessen. Die schwarzen Punkte zeigen die transmittierte Leistung nach dem Polarisationsstrahlteiler und die roten die reflektierten. Die Ausgangsleistung ist bis auf einen kleinen Anteil von 2% polarisiert. Die verwendete Faser ist 7 m lang.

Durch die Lage der Faser in flüssigem Stickstoff ist der Aufbau besonders anfällig gegenüber Schwankungen der Polarisation, die durch Temperaturänderungen beim Verdampfen des Stickstoffs verursacht werden. Die Temperaturänderung führt zur Änderung des Brechungsindex und zu Spannungsdoppelbrechung, was beides Polarisationschwankungen zur Folge hat. Deshalb wird bei allen Messungen besonders auf die Polarisationsstabilität geachtet. Abbildung 2.31 zeigt die Ausgangsleistung des Faserverstärkers über den Zeitraum von einer Stunde. Es ist gut zu erkennen, dass die Ausgangspolarisation über den Zeitraum stabil ist und eine Ausgangsleistung von über 10 W über eine Stunde gehalten werden konnte. Der vernachlässigbare Abfall der Leistung kann mit dem Absinken des Stickstoffpegels während der Messdauer erklärt werden.

Um diese Absorptionsverluste in der dotierten Faser möglichst gering zu halten, muss der Teil der dotierten Faser, der nicht im Stickstoff liegt, möglichst kurz gehalten werden. Um die Verluste durch Absinken des Stickstoffspiegels mit der Zeit zu verhindern und um die Faser möglichst spannungsfrei lagern zu können, wird an beide Enden der aktiven Faser ein ca. 1 m langes Stück passive Faser

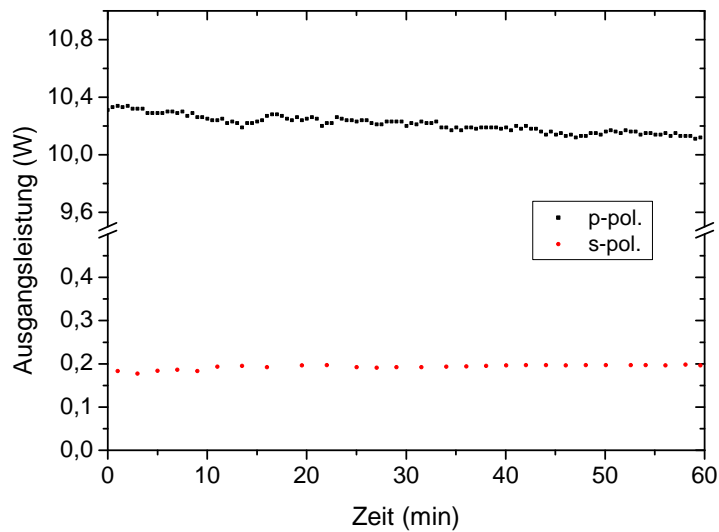


Abbildung 2.31: Langzeitmessung der Ausgangsleistung über eine Stunde mit der Faser *LMA-YDF-25/400-M*. Aufgetragen sind die durch einen Polarisationsstrahlteiler getrennten Anteile der Ausgangsleistung über der Zeit. Eine Drehung der Polarisationsachse des verstärkten Lichts wird nicht beobachtet.

gespleißt. So liegt die dotierte Faser komplett am Boden des Dewars, was einen durchgehenden Betrieb des Verstärkers über mehrere Stunden ermöglicht. Durch die Lage der Spleißstelle im Stickstoff treten keine Probleme auf. Die Ergebnisse des Aufbaus, bei dem an die aktive Faser an beiden Enden ca. 1 m Passivfaser angespleißt ist, zeigt Abbildung 2.32. Es ist gut erkennbar, dass sich die Messungen nicht wesentlich von der Messung in Abbildung 2.30 unterscheidet. Die Effizienz ist mit der vollständig gekühlten Faser etwas höher, obwohl bei dieser Messung die Signalleistung mit 180 mW nur etwa halb so groß wie bei der vorangegangenen Messung war. Diese Steigerung erreicht man durch die geringeren Verluste beim vollständigen Kühlen des dotierten Teils der Faser.

Alle p-polarisierten Ausgangsleistungen in Abbildung 2.30 und 2.32 wurden nach einem Faraday-Isolator gemessen, der eine maximale Transmission von 92 % hat. Die aufgetragenen Leistungen und Effizienzen sind also niedriger als direkt aus dem Verstärker, aber da der Isolator benötigt wird, sind hier die Leistungen aufgetragen, die dann auch wirklich zur Verfügung stehen.

Ergebnisse mit der Faser *Nufern LMA-YDF-10/400-VIII*

Der Verstärker mit der Faser *Nufern LMA-YDF-25/400-M* zeigte durch den großen Kerndurchmesser von 25 μm in Kombination mit der Lage in flüssigem Stickstoff und den damit verbundenen mechanischen Spannungen in der Faser

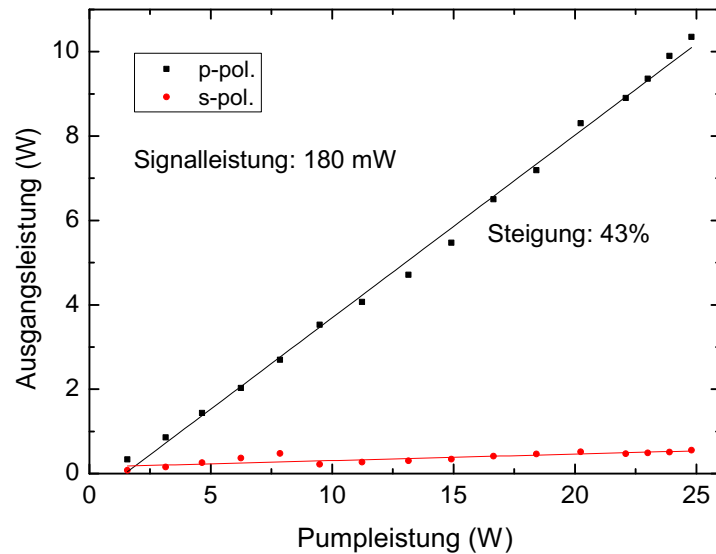


Abbildung 2.32: Ausgangsleistung aus dem Faserverstärker mit der Faser *LMA-YDF-25/400-M*. Die Ausgangsleistung wurde nach einem Bandpassfilter gemessen und die Polarisationsanteile nach einem Polarisationsstrahlteiler sind einzeln aufgetragen. An die verwendete Faser (7 m) ist an beiden Enden an ein ca. 1 m langes Stück passive Faser angespleißt.

manchmal Probleme mit der stabilen Führung des Lichts in der Grundmode. Je nach Lage der Faser im Dewar konnte es vorkommen, dass die Faser das Licht zum Teil in einer höheren Mode führte, oder auch höhere Verluste zeigte.

Um zuverlässig einen transversalen Grundmodenbetrieb sicherzustellen, wurde der Verstärker für die anschließende Frequenzvervierfachung mit der Faser *Nufern LMA-YDF-10/400-VIII* betrieben, die einen Kerndurchmesser von nur 11 μm hat.

Auch die Faser mit dem kleineren Kern hat zwei angespleißte Passiv-Stücke an beiden Enden um die dotierte Faser komplett im Stickstoff lagern zu können. Die Ausgangsleistung des Verstärkers zeigt Abbildung 2.33. Die erreichte Effizienz beträgt mit diesem Aufbau sogar 45,5%. Das Ausgangslicht hat ein stabiles Grundmodenprofil und ist über Zeiträume von mehreren Stunden polarisationsstabil.

Auch bei dieser Messung war der Messkopf für die Leistungsmessung nach dem Faraday-Isolator positioniert, die präsentierten Leistungen ist also durch Verluste im Isolator etwas niedriger als direkt nach dem Verstärker.

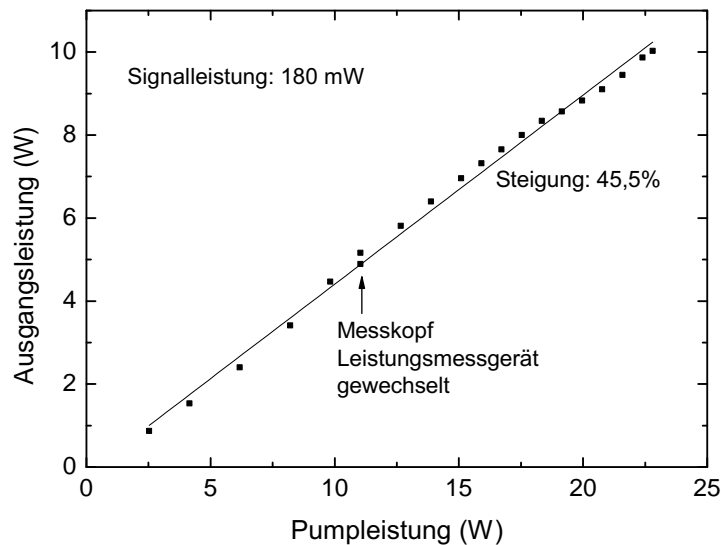


Abbildung 2.33: Ausgangsleistung aus dem Faserverstärker mit der Faser *Nufern LMA-YDF-10/400-VIII*. Die Ausgangsleistung wurde nach dem Bandpassfilter gemessen und enthält nur eine Polarisationsachse. Die verwendete Faser ist 20 m lang und an beiden Enden an ein passives Übergangsstück gespleißt, sodass die gesamte dotierte Faser in flüssigem Stickstoff liegt.

2.7.3 Verstärkte spontane Emission (ASE)

Wie in Abschnitt 2.3.3 erklärt, kann verstärktes spontan emittiertes Licht (ASE) ein limitierender Faktor für den Betrieb des Faserverstärkers sein. Das ASE-Spektrum entspricht dem Verstärkungsspektrum der dotierten Faser und ist damit abhängig von der Temperatur. Einen Vergleich der ASE-Spektren beim Betrieb des Verstärkers mit kleiner Pumpleistung und ohne Signallicht bei unterschiedlichen Temperaturen zeigt Abbildung 2.34. Die Faser (*Nufern LMA-YDF-25/400-M*) wurde mit einer Leistung von 3,1 W gepumpt. Bei höheren Pumpleistungen besteht beim Betrieb ohne Signal die Gefahr, dass durch Pulse verstärkter spontaner Emission die Faserendflächen zerstört werden. Für diese Messung wurde der Dewar, in dem die Faser liegt, mit flüssigem Stickstoff auf 77 K herunter gekühlt und nachdem der Stickstoff vollständig verdampft war, während des Aufwärmvorgangs das emittierte Spektrum mit einem optischen Spektromanalysator (OSA) vermessen. Die Fasertemperatur wurde mit einem T-Typ-Temperaturfühler bestimmt. Man erkennt einen Anstieg des ASE-Maximums und eine Verschiebung in Richtung kürzerer Wellenlängen mit sinkender Temperatur, die der im Abschnitt 2.5.1 beschriebenen Verschiebung des Verstärkungsmaximums entspricht.

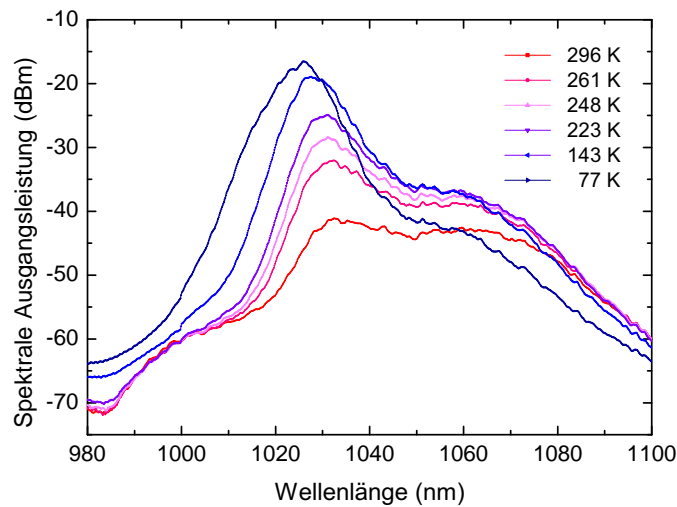


Abbildung 2.34: Vergleich der ASE-Spektren bei unterschiedlichen Temperaturen. Der Verstärker wird bei einer konstanten Pumpleistung von 3,1 W ohne Signallaser betrieben. Die Spektren wurden am Pump-Einkoppelende bei verschiedenen Temperaturen zwischen Flüssig-Stickstoff-Temperatur und Raumtemperatur aufgenommen.

Ein Spektrum während des Verstärkerbetriebs zeigt Abbildung 2.35. In Schwarz aufgetragen ist das Spektrum, wie es aus dem Verstärker kommt, man erkennt den schmalen Signal-Peak und die breite ASE-Verteilung. Das ASE-Maximum liegt im Bereich um 1025 nm, wie es auch die Simulation aus Abschnitt 2.5.2 beschreibt. Die stärkste Konkurrenzwellenlänge ist gegenüber dem Signal um 23 dB unterdrückt. Da die Auflösung des Spektrumanalysators aber viel gröber ist als die Linienbreite des Signallasers von wenigen hundert kHz, ist der Vergleich der gemessenen Leistungen von Signal und ASE-Verteilung schwierig, da immer eine Leistung pro Frequenzintervall aufgetragen wird. Der Vergleich einer breiten Verteilung mit einem einfrequenten Signal hängt dann direkt von der maximalen bzw. eingestellten Auflösung ab. Die maximale Auflösung des Geräts beträgt 0,1 nm. Das Spektrum während der Messung zu beobachten, ist ein wichtiges Werkzeug, um zu beurteilen, ob der Betrieb stabil ist, die absolute Angabe einer ASE-Unterdrückung aber aus oben beschriebenen Gründen nur begrenzt sinnvoll. Zur Messung der Ausgangsleistung wird das Spektrum mit einem Bandpassfilter gefiltert, um möglichst kein Pump- oder ASE-Licht mitzumessen. Das Spektrum des gefilterten Lichts zeigen die roten Datenpunkte in Abbildung 2.35. Nach dem Filter sind unerwünschte Wellenlängen um mindestens 30 dB unterdrückt, der Beitrag von unerwünschten Frequenzen im Ausgangssignal ist damit vernachlässigbar.

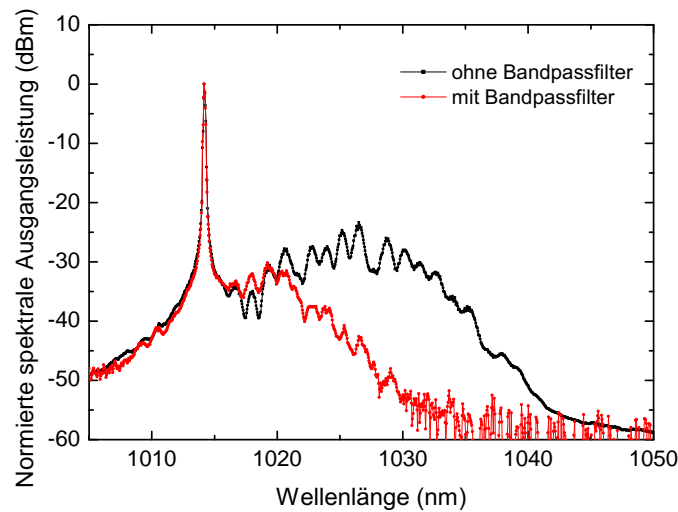


Abbildung 2.35: Ausgangsspektrum des Verstärkers bei 10 W Ausgangsleistung mit der Faser *Nufern LMA-YDF-25/400-M*. Der Verstärker wurde mit einer Signalleistung von 385 mW betrieben. Das ASE-Maximum liegt bei 1025 nm und ist dort um ca. 23 dB zum Signal-Maximum unterdrückt (schwarz). Nach dem Bandpassfilter sind die unerwünschten Wellenlängen reduziert (rot), das verbleibende Maximum bei 1020 nm ist gegenüber dem Signalpeak um mehr als 30 dB unterdrückt.

2.7.4 Variieren der Signalleistung

Im Abschnitt 2.7.2 wurde zur Bestimmung der Effizienz die Ausgangsleistung jeweils über der Pumpleistung aufgetragen. Dieser Zusammenhang ist im untersuchten Bereich der Pumpleistung oberhalb der Verstärkerschwelle linear. Dabei wurde immer die am entsprechenden Messtag maximale zur Verfügung stehende Signalleistung verwendet. Um sicher zu sein, dass der Verstärker auch weiterbetrieben werden kann, sollte die Signalleistung abfallen, wird die Abhängigkeit der Ausgangsleistung von der Signalleistung untersucht.

In Abbildung 2.36 wird ein Vergleich zwischen unterschiedlichen Signalleistungen gezeigt, die Messung wurde mit der Faser mit dem Kerndurchmesser von 25 μm gemacht. Bei allen untersuchten Signalleistungen zeigt sich der gewohnte lineare Verlauf der Ausgangsleistung mit der Pumpleistung. Die Ausgangsleistung steigt bei konstanter Pumpleistung mit höherer Signalleistung an. In dem kleinen Bild ist zu erkennen, dass die Effizienz aber nicht linear mit der Signalleistung ansteigt und man mit der höchsten verfügbaren Signalleistung schon den Sättigungsbereich erreicht. Daraus sieht man, dass dieser Verstärker auch mit weniger Signalleistung noch problemlos betrieben werden kann und deutlich mehr Signal

auch keine nennenswerte Steigerung der Ausgangsleistung zur Folge hätte.

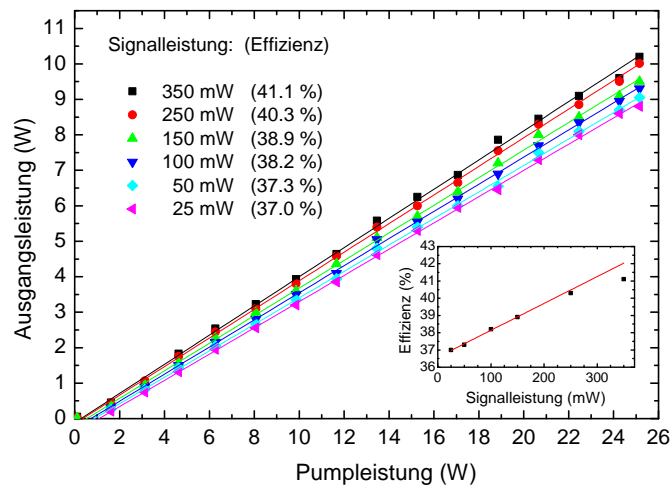


Abbildung 2.36: Ausgangsleistung des Verstärkers bei unterschiedlichen Signalleistungen. Diese Messung wurde mit der Faser *Nufern LMA-YDF-25/400-M* gemacht. Die aufgetragenen Leistungen sind nach dem Bandpassfilter und dem Polarisationsstrahlteiler aufgenommen. In dem Inset ist die für die jeweilige Signalleistung ermittelte Effizienz über der Signalleistung aufgetragen. Man erkennt einen leichten Sättigungsverlauf.

Reduziert man die Signalleistung weiter, kann das Signallicht das Pumplicht ab einer bestimmten Schwelle nicht mehr vollständig nutzen. Durch die ungenutzte Inversion in der Faser kommt es verstärkt zu spontaner Emission und ASE. Dadurch kann ein weiterer Laserprozess bei der stärksten ASE-Wellenlänge ausgelöst werden. Dieser Prozess ist meist gepulst und kann durch die hohe Intensität in solch einem Puls leicht die Faseraustrittsfläche beschädigen, was versucht wurde zu vermeiden. Der Schwellenwert für den Start dieses Prozesses ist stark davon abhängig, ob es im Aufbau Reflexionen gibt, die für eine Überhöhung des spontan emittierten Lichts in der Faser sorgen können. Je besser man Reflexe unterdrücken kann, desto stabiler ist der Verstärkungsprozess auch bei kleinen Signalleistungen.

Abbildung 2.37 zeigt ein Spektrum mit einer Signalleistung von 55 mW, die nur schlecht in den Kern eingekoppelt ist, bei einer Pumpleistung von 13 W. Hier sieht man, wie bei sehr schlechter ASE-Unterdrückung von weniger als 10 dB der Verstärker auf dem ASE-Maximum bei 1030 nm einen konkurrierenden Laserprozess ausbildet.

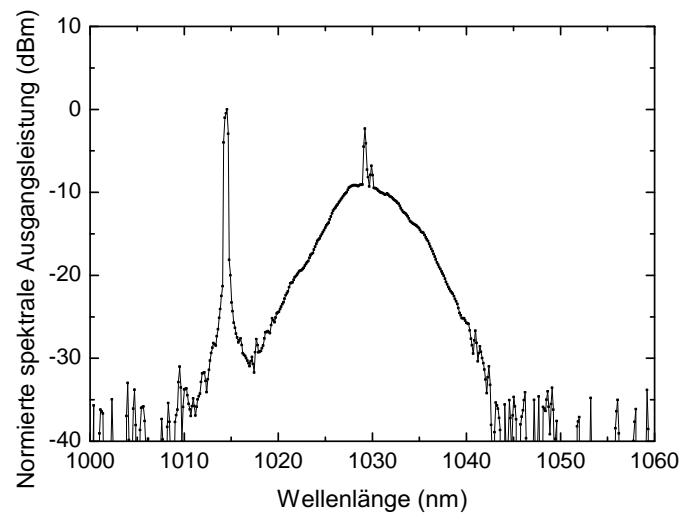


Abbildung 2.37: Ausgangsspektrum mit wenig Signalleistung. Das Spektrum wurde direkt nach dem Verstärker ohne Bandpassfilter aufgenommen. Man erkennt einen zweiten Laserpeak bei ca. 1030 nm (dem ASE-Maximum).

FREQUENZVERDOPPLUNG

Um kohärentes ultraviolettes Licht bei der Wellenlänge 253,75 nm zu erzeugen, wird das infrarote Licht in zwei aufeinanderfolgenden Stufen frequenzverdoppelt. Das Lasersystem und die Verstärkung des verwendeten infraroten Lichts wurden im ersten Teil der Arbeit vorgestellt. Die erste Verdopplung zur Erzeugung von grünem Licht bei 507,5 nm erfolgt mit einem periodisch gepolten Lithiumniobat-Kristall (PPLN) im Einfachdurchgang. Zur Erzeugung des ultraviolettem Lichts bei 253,75 nm wird das grüne Lichtfeld in einem Resonator überhöht, um die Effizienz des Konversionsprozesses zu erhöhen. Hier wird als nichtlineares Medium Cäsium-Lithiumborat (CLBO) verwendet. Da dieses Material hygroskopisch ist, stellt es an den Aufbau einige spezielle Anforderungen, auf die besonders eingegangen wird.

In diesem Kapitel werden zuerst die notwendigen Grundlagen in nichtlinearer Optik für die Frequenzverdopplung vorgestellt, dabei wird auf die verschiedenen verwendeten Methoden der Phasenanpassung und Quasi-Phasenanpassung eingegangen. Es folgt ein Überblick über das Design von Überhöhungsresonatoren und die Frequenzverdopplung in diesen. Der experimentelle Aufbau wird vorgestellt, wobei besonders auf die Maßnahmen zur Vermeidung von Feuchtigkeit in der Umgebung des CLBO-Kristalls geachtet wird. Zuletzt werden die Ergebnisse vorgestellt. Mit dem Aufbau konnte mit 10 W infraroter Eingangsleistung eine Ausgangsleistung im Ultravioletten von 500 mW erreicht werden.

3.1 Nichtlineare Optik

Durch nichtlineare Prozesse lässt sich kohärentes Licht bei vielen Wellenlängen erzeugen, dessen Erzeugung durch einen direkten Laserprozess schwierig oder unmöglich ist. Dabei werden verschiedene Prozesse genutzt. Einige Beispiele sind Frequenzverdopplung, Summenfrequenzmischung, Differenzfrequenzmischung und optisch parametrische Oszillation [30].

Zur theoretischen Beschreibung von nichtlinearem Verhalten von Materie bei Einstrahlung von Laserlicht betrachtet man die induzierte Polarisation in dem Medium [30]

$$\begin{aligned} P(t) &= \varepsilon_0 \chi^{(1)} E(t) + \varepsilon_0 \chi^{(2)} E^2(t) + \varepsilon_0 \chi^{(3)} E^3(t) + \dots \\ &= P^{(1)}(t) + P^{(2)}(t) + P^{(3)}(t) \dots \end{aligned} \quad (3.1)$$

Dabei bezeichnet ε_0 die Permittivität des Vakuums und $\chi^{(1)}$ die lineare Suszeptibilität, $\chi^{(2)}$ und $\chi^{(3)}$ werden als nichtlineare Suszeptibilität zweiter bzw. dritter Ordnung bezeichnet. Lineare und nichtlineare Suszeptibilität hängen im Allgemeinen von der Frequenz des eingestrahnten Lichts ab. $P^{(k)}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(k)} E^k(t)$ nennt man nichtlineare Polarisation k -ter Ordnung. Nichtlineare Prozesse zweiter Ordnung können aus Symmetriegründen nur in nicht-zentrosymmetrischen Medien auftreten. In Gasen, Flüssigkeiten und vielen Kristallen verschwindet $\chi^{(2)}$ daher. Nichtlineare Prozesse dritter Ordnung können in zentrosymmetrischen wie nicht-zentrosymmetrischen Materialien auftreten.

Die zeitabhängigen nichtlinearen Anteile $P_{\text{NL}}(t) = P^{(2)}(t) + P^{(3)}(t) + \dots$ der Polarisation aus Gleichung (3.1) wirken als Quelle neuer Anteile elektromagnetischer Strahlung mit anderen Frequenzen. Dies kann man mit der nichtlinearen Wellengleichung

$$\nabla^2 E(t) - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E(t)}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 P_{\text{NL}}(t)}{\partial t^2} \quad (3.2)$$

beschreiben. Dabei ist n der gewöhnliche lineare Brechungsindex und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit.

Im Allgemeinen muss die nichtlineare Polarisation in allen drei Raumrichtungen betrachtet werden und ist abhängig von der Richtung und Symmetrien im Medium. Entsprechend sind die Suszeptibilitäten $\chi^{(k)}$ im allgemeinsten Fall Tensoren ($k+1$)-ter Stufe.

3.2 Frequenzverdopplung

Frequenzverdopplung bezeichnet den Prozess, bei dem in einem nichtlinearen Medium eine Polarisation zweiter Ordnung angeregt wird und kohärentes Licht der doppelten Frequenz $\omega_h = 2\omega$ des eingestrahnten Lichts der Frequenz ω abgestrahlt wird. Abbildung 3.1 (a) verdeutlicht den Prozess. Betrachtet man das Energieschema, entspricht die Energie zweier eingestrahler Photonen der eines abgestrahlten (Abb. 3.1 (b)). Das untere (durchgezogene) Niveau entspricht dem Grundniveau, bei den gestrichelten Linien handelt es sich um virtuelle Zustände, die keine Eigenzustände des nichtlinearen Materials sind und auch nicht populiert

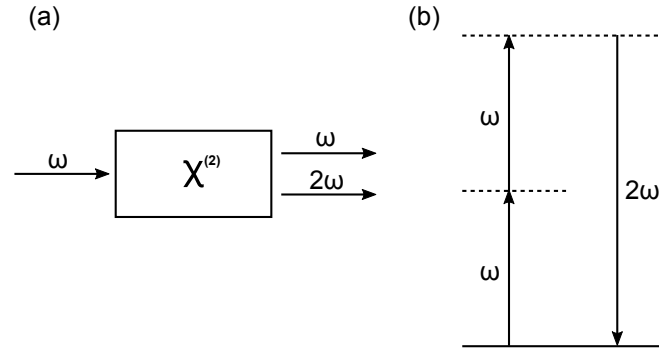


Abbildung 3.1: Schematische Illustration der Frequenzverdopplung. (a) Anschauliche Anordnung (b) Energieschema zur Beschreibung der Frequenzverdopplung im Photonenbild.

werden. Im Photonenbild entspricht die Erzeugung eines harmonischen Photons der Vernichtung zweier fundamentaler.

Bei der Frequenzverdopplung betrachten wir nur den Term zweiter Ordnung aus Gleichung (3.1)

$$\mathbf{P}_{2\omega}^{(2)}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \mathbf{E}_\omega^2(\mathbf{r}, t), \quad (3.3)$$

oder ausführlich in den einzelnen Komponenten geschrieben

$$P_{2\omega,i}^{(2)}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \sum_{jk} \chi_{ijk}^{(2)} E_{\omega,j}(\mathbf{r}, t) E_{\omega,k}(\mathbf{r}, t). \quad (3.4)$$

Dabei bezeichnet

$$\mathbf{E}_\omega(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}(\omega) e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)}, \quad (3.5)$$

das elektrische Feld der Welle mit der Frequenz ω und dem Wellenvektor \mathbf{k} und der Feldamplitude $\mathbf{A}(\omega)$.

Führen wir jetzt den Tensor

$$d_{ijk} = \frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(2)} \quad (3.6)$$

ein, ergibt sich

$$P_{2\omega,i}^{(2)}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \sum_{jk} 2d_{ijk} E_{\omega,j}(\mathbf{r}, t) E_{\omega,k}(\mathbf{r}, t). \quad (3.7)$$

Da die beiden fundamentalen Frequenzen bei der Frequenzverdopplung gleich sind, ist der Tensor d_{ijk} symmetrisch in den letzten beiden Indizes. Damit wählt man eine kompakte Notation mit einer komprimierten Matrix d_{il} , die die folgende Vorschrift verwendet:

$$\begin{array}{l}
 jk : \quad 11 \quad 22 \quad 33 \quad 23,32 \quad 31,13 \quad 12,21 \\
 l : \quad 1 \quad 2 \quad 3 \quad 4 \quad 5 \quad 6 \quad .
 \end{array}$$

Die nichtlineare Suszeptibilität kann so mit der 3×6 -Matrix

$$d_{il} = \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

dargestellt werden.

Die nichtlineare Polarisation, die als Erzeuger der zweiten Harmonischen dient, kann dann beschrieben werden mit der Gleichung

$$\begin{bmatrix} P_{2\omega,x} \\ P_{2\omega,y} \\ P_{2\omega,z} \end{bmatrix} = 2\varepsilon_0 \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\omega,x}^2 \\ E_{\omega,y}^2 \\ E_{\omega,z}^2 \\ E_{\omega,y}E_{\omega,z} \\ E_{\omega,x}E_{\omega,z} \\ E_{\omega,x}E_{\omega,y} \end{bmatrix}. \quad (3.9)$$

Die Einträge der d_{il} -Matrix sind nicht alle unabhängig. Betrachten wir den Fall eines Mediums, bei dem die eingestrahelte fundamentale Frequenz ω viel kleiner als die niedrigste Resonanzfrequenz ω_0 des Mediums ist. In diesem Fall ist die nichtlineare Suszeptibilität weitestgehend unabhängig von der Frequenz. Außerdem ist das Medium nahezu verlustfrei, wenn die Anregung weit von jeder Resonanzfrequenz geschieht. Unter dieser Voraussetzung kann man die Indices der Suszeptibilität zweiter Ordnung vertauschen: $\chi_{ijk}^{(2)} = \chi_{jki}^{(2)} = \chi_{kij}^{(2)} = \chi_{ikj}^{(2)} = \chi_{jik}^{(2)} = \chi_{kji}^{(2)}$. Dieser Zusammenhang wird *Kleinmann-Symmetrie* genannt und gilt immer, wenn die Dispersion der Suszeptibilität vernachlässigt werden kann.

Setzt man die Kleinmann-Symmetrie voraus, gilt beispielsweise $d_{12} \equiv d_{122} = d_{212} \equiv d_{26}$. Wendet man diese Symmetrie auf alle Einträge an, erhält man die folgende d_{il} -Matrix mit nur noch zehn unabhängigen Einträgen:

$$d_{il} = \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{16} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{14} & d_{12} \\ d_{15} & d_{24} & d_{33} & d_{23} & d_{13} & d_{14} \end{bmatrix}. \quad (3.10)$$

Durch Symmetrien in der Struktur der Verdopplungskristalle vereinfacht sich diese Matrix in den meisten Fällen noch weiter. Zur Frequenzverdopplung werden hier die Kristalle Lithiumniobat und Caesium-Lithiumborat verwendet. Tabelle 3.1 listet die Kristalleigenschaften auf.

Tabelle 3.1: Kristalleigenschaften für die verwendeten Kristalle. (Kleinmann-Symmetrie schon miteinbezogen, d -Werte aus dem Datenblatt von GWU bzw. aus [71])

| | Lithiumniobat (MgO:LiNbO ₃) | Caesium-Lithiumborat (CLBO) |
|----------------------------|---|--|
| Kristall-system | trigonal | tetragonal |
| Punkt-gruppe | 3m | $\bar{4}2m$ |
| d_{il} | $\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{31} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{31} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} \end{bmatrix}$ |
| Werte für d_{il} in pm/V | $d_{22} = 2,6$ bei 1064 nm $d_{31} = -4,6$ $d_{33} = 25$ | $d_{14} = 0,92$ bei 532 nm |

Effektiver nichtlinearer Parameter

Liegt die Geometrie des Aufbaus fest, ist die Ausrichtung der Polarisation des eingestrahnten Lichts also fest zur Kristallorientierung definiert, kann man Gleichung (3.9) auf einen skalaren Zusammenhang vereinfachen:

$$P_{2\omega} = 2\varepsilon_0 d_{\text{eff}} E_{\omega}^2. \quad (3.11)$$

Der effektive nichtlineare Parameter d_{eff} muss dabei mit Hilfe von Gleichung 3.9 und der entsprechenden Geometrie der Anordnung berechnet werden. Für die beiden hier verwendeten Fälle zeigt Tabelle 3.2 die Werte für d_{eff} in Abhängigkeit zu den Kristallwinkeln. Dabei bezeichnet θ den Winkel der Propagationsrichtung zur Kristallachse z und ϕ den Azimutwinkel zwischen Propagationsrichtung und der xz -Ebene.

Tabelle 3.2: Effektiver nichtlinearer Parameter für die verwendeten Kristalle.

| Lithiumniobat (MgO:LiNbO ₃) | Cesium-Lithiumborat (CLBO) |
|---|---|
| $d_{\text{eff}} = d_{33}$ für eee-Frequenzmischung | $d_{\text{eff}} = -d_{14} \sin \theta \sin 2\phi$ für ooe-Frequenzmischung |

3.2.1 Betrachtung der nichtlinearen Wellengleichung

Die nichtlineare Wellengleichung (3.2) kann aus den Maxwellgleichungen für ein nichtmagnetisches Medium ohne freie Ladungen und Ströme

$$\begin{aligned}
 \nabla \cdot \mathbf{D} &= 0 \\
 \nabla \cdot \mathbf{H} &= 0 \\
 \nabla \times \mathbf{E} &= -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \\
 \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}
 \end{aligned} \tag{3.12}$$

hergeleitet werden, indem die Rotation auf die dritte Gleichung angewendet wird und die vierte Gleichung in die dritte eingesetzt wird.

Ersetzt man noch

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \tag{3.13}$$

und μ_0 durch $\frac{1}{\varepsilon_0 c^2}$, erhält man

$$-\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) + \nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}, \tag{3.14}$$

wobei der erste Term in den meisten Fällen vernachlässigt werden kann [30].

Formuliert man die Polarisation als Summe linearer und nichtlinearer Terme

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_{\text{lin}} + \mathbf{P}_{\text{NL}} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E} + \mathbf{P}_{\text{NL}}, \tag{3.15}$$

kann Gleichung (3.14) folgendermaßen umgeformt werden:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{\text{lin}}}{\partial t^2} + \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{\text{NL}}}{\partial t^2} \tag{3.16}$$

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} (1 + \chi^{(1)}) \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{\text{NL}}}{\partial t^2}. \tag{3.17}$$

Ersetzt man hier die lineare Suszeptibilität durch den Brechungsindex für nichtmagnetische Materialien $\mathbf{n} = \sqrt{\varepsilon_r^{(1)}} = \sqrt{1 + \chi^{(1)}}$, erhält man die nichtlineare Wellengleichung

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\mathbf{n}}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{\text{NL}}}{\partial t^2}. \tag{3.18}$$

Betrachte man nun einen kontinuierlichen, monochromatischen und kollimierten Laserstrahl in einem verlustfreien, nichtlinearen Medium, der sich entlang der z-Achse ausbreitet

$$E_\omega(z, t) = E_\omega(z)e^{-i\omega t} + c.c. = A_\omega(z)e^{ik_\omega z}e^{-i\omega t} + c.c., \quad (3.19)$$

mit

$$k_\omega = \frac{n_\omega \omega}{c}. \quad (3.20)$$

Mit den aufgelisteten Annahmen kann man hier mit der Näherung für ebene Wellen arbeiten. Die nicht-oszillierende Amplitude wird mit $A_\omega(z)$ bezeichnet. Vom nichtlinearen Quellterm kann der schnell oszillierende Anteil separiert werden

$$P_{2\omega}(z, t) = P_{2\omega}(z)e^{-i2\omega t} + c.c.. \quad (3.21)$$

und für den zeitunabhängigen Teil gilt dann (siehe Gleichung (3.11))

$$P_{2\omega}(z) = 2\varepsilon_0 d_{\text{eff}} E_\omega^2(z) = 2\varepsilon_0 d_{\text{eff}} A_\omega^2(z) e^{i2k_\omega z}. \quad (3.22)$$

Setzt man Gleichung (3.19) und (3.22) in die nichtlineare Wellengleichung (3.18) ein (da sich der Strahl nur in einer Richtung ausbreitet, kann hier anstatt ∇^2 d^2/dz^2 verwendet werden) und macht einige vereinfachende Annahmen (siehe [30]), erhält man für das Differential der harmonischen Amplitude

$$\frac{dA_{2\omega}(z)}{dz} = \frac{i4\omega^2 d_{\text{eff}}}{k_{2\omega} c^2} A_\omega^2(z) e^{i(2k_\omega - k_{2\omega})z}. \quad (3.23)$$

Die Differenz $\Delta k = 2k_\omega - k_{2\omega}$ wird als Phasenfehlanpassung bezeichnet.

Für sehr kleine Konversionseffizienzen kann man die Amplitude A_ω der fundamentalen Wellenlänge als konstant annehmen und Gleichung (3.23) über eine Wechselwirkungszone L integrieren. Auf diese Weise erhält man für die erzeugte harmonische Intensität [30]

$$\begin{aligned} I_{2\omega} &= 2n_{2\omega} \varepsilon_0 c |A_{2\omega}|^2 \\ &= \frac{2n_{2\omega} \varepsilon_0 d_{\text{eff}}^2 (2\omega)^4 |A_\omega|^4}{k_{2\omega}^2 c^3} \left| \frac{e^{i\Delta k L} - 1}{\Delta k} \right|^2 \\ &= \frac{2\omega^2 d_{\text{eff}}^2 I_\omega^2}{n_{2\omega} n_\omega^2 \varepsilon_0 c^3} L^2 \left[\frac{\sin\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)}{\frac{\Delta k L}{2}} \right]^2 =: I_{2\omega}^{(max)} \left[\frac{\sin\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)}{\frac{\Delta k L}{2}} \right]^2. \end{aligned} \quad (3.24)$$

Hier bezeichnen n_ω und $n_{2\omega}$ die Brechungsindizes des nichtlinearen Mediums bei der fundamentalen und der harmonischen Wellenlänge. Die Intensität des fundamentalen Lichts wird mit I_ω bezeichnet.

3.2.2 Phasenanpassung

Wie man aus Gleichung (3.24) erkennen kann, hängt die erzeugte harmonische Intensität $I_{2\omega}$ stark von der Phasenfehlanpassung Δk ab. Diese Abhängigkeit ist

3. FREQUENZVERDOPPLUNG

in Abbildung 3.2 graphisch aufgetragen.

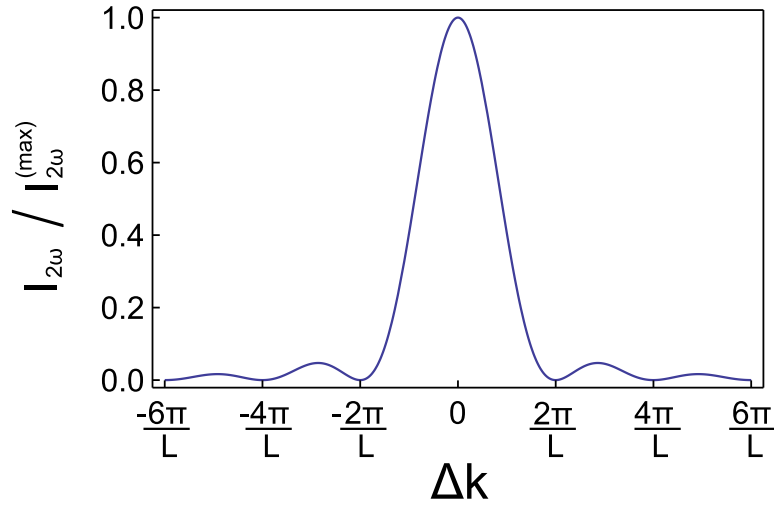


Abbildung 3.2: Verlauf der harmonischen Intensität in Abhängigkeit von der Phasenfehlanpassung Δk . Ist die Phasenfehlanpassung zu groß, fällt die erzeugte Leistung schnell auf wenige Prozent der maximal erreichbaren Leistung ab.

Man erkennt, dass die maximale harmonische Leistung nur bei $\Delta k = 0$ erzielt wird. Um perfekte Phasenanpassung zu erreichen, muss also gelten

$$2k_\omega = 2 \frac{n_\omega \omega}{c} = \frac{n_{2\omega}(2\omega)}{c} = k_{2\omega}, \quad (3.25)$$

woraus folgt, dass

$$n_\omega = n_{2\omega} \quad (3.26)$$

gelten muss.

Bei normalen dispersiven Materialien gilt gewöhnlich, dass

$$n_{\omega_a} < n_{\omega_b} \quad \text{für} \quad \omega_a < \omega_b \quad (3.27)$$

ist, sodass Phasenanpassung in diesen normalerweise nicht erreicht werden kann. Um Gleichung (3.26) zu erfüllen, werden doppelbrechende Materialien verwendet, sodass sich das fundamentale und das harmonische Licht in zwei unterschiedlichen Polarisationsrichtungen ausbreiten und dadurch die Bedingung $n_\omega = n_{2\omega}$ erreicht werden kann.

Bei doppelbrechenden Materialien wird genutzt, dass zwei Brechungsindizes, der ordentliche n_o und der außerordentliche n_e , zur Verfügung stehen. Da die beiden Brechungsindizes unterschiedlich auf Temperaturänderungen reagieren und der Brechungsindex der außerordentlichen Polarisationsrichtung n_e von der Propagationsrichtung des Lichts im Kristall abhängt, kann man die Brechungsindizes des

fundamentalen und des harmonischen Lichtfeldes durch die Temperatur und/oder den Kristallwinkel aufeinander anpassen.

Bei den hier zur Frequenzverdopplung verwendeten Kristallen Lithiumniobat und Caesium-Lithiumborat handelt es sich um uniaxiale Kristalle. In diesen existiert eine ausgezeichnete Kristallachse, die als optische Achse z bezeichnet wird. Der k -Vektor des fundamentalen Lasers spannt mit der optischen Achse eine Ebene auf (siehe Abbildung 3.3 (b)). Ist der Laserstrahl senkrecht zu dieser Ebene polarisiert, wird er als ordentlicher Strahl bezeichnet, liegt die Polarisation in der Ebene, bezeichnet man ihn als außerordentlichen Strahl.

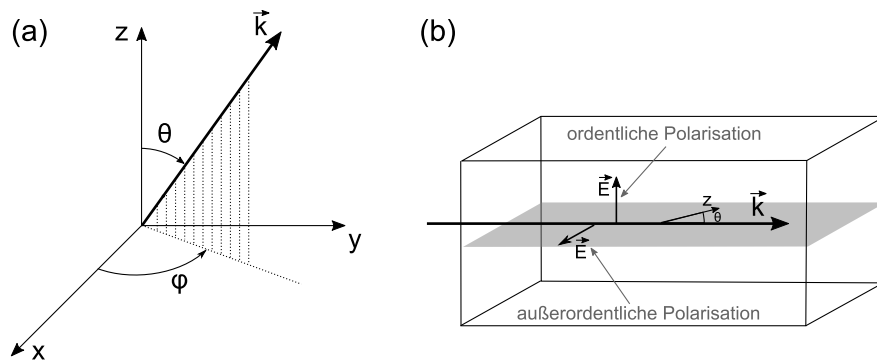


Abbildung 3.3: Polarisationsrichtung und Kristallwinkel in uniaxialen Kristallen. (a) Die optische Achse in uniaxialen Kristallen wird mit z gekennzeichnet. Der Winkel zwischen der Ausbreitungsrichtung und der optischen Achse wird mit θ bezeichnet und der azimutale Winkel zur xz -Ebene mit ϕ . (b) Ist ein Laserstrahl senkrecht zu der von der Ausbreitungsrichtung und der optischen Achse z aufgespannten Ebene polarisiert, wird er als ordentlicher Strahl bezeichnet, liegt seine Polarisation in der aufgespannten Ebene, bezeichnet man ihn als außerordentlich.

Der ordentliche Brechungsindex n_o ist unabhängig vom Winkel θ zwischen der Ausbreitungsrichtung und der optischen Achse (siehe Abbildung 3.3 (a)), der außerordentliche Brechungsindex n_e hängt folgendermaßen von θ ab

$$n_e(\theta) = n_o \sqrt{\frac{1 + \tan^2 \theta}{1 + \left(\frac{n_o}{n_e}\right)^2 \tan^2 \theta}}. \quad (3.28)$$

Ist $n_o > n_e$, bezeichnet man den Kristall als negativ uniaxial, ist $n_o < n_e$, wird der Kristall als positiv uniaxial bezeichnet. Sowohl bei Lithiumniobat als auch bei Caesium-Lithiumborat handelt es sich um negativ uniaxiale Kristalle. Die Abhängigkeit der Brechungsindizes vom Winkel θ veranschaulicht Abbildung 3.4 für einen negativ uniaxialen Kristall. Die Koordinaten sind so gewählt, dass die optische Achse der z -Achse entspricht. Der Winkel θ wird zur optischen Achse des Kristalls gemessen. Der ordentliche Brechungsindex n_o ist unabhängig vom Winkel θ und bildet einen Kreis, der außerordentliche Brechungsindex $n_e(\theta)$ bildet

3. FREQUENZVERDOPPLUNG

eine Ellipse, deren Scheitelpunkte bei n_o entlang der optischen Achse und bei n_e senkrecht dazu liegen.

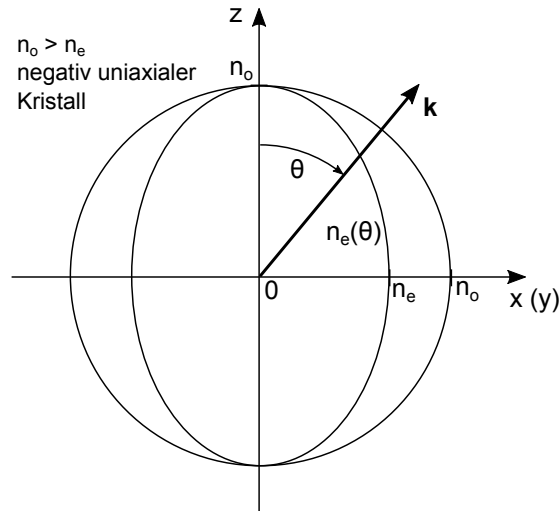


Abbildung 3.4: Skizzierte Abhängigkeit des außerordentlichen Brechungsindex $n_e(\theta)$ vom Winkel θ für einen negativ uniaxialen Kristall. Die optische Achse z zeigt nach oben. Der außerordentliche Brechungsindex des sich ausbreitenden Lichts mit dem Wellenvektor k hängt nach Gleichung (3.28) vom Winkel θ ab.

Die Brechungsindizes n_o und n_e können mit den Sellmeier-Gleichungen für die beteiligten Wellenlängen berechnet werden (Anhang A.2). Tabelle 3.3 listet die ordentlichen und außerordentlichen Brechungsindizes bei den fundamentalen und harmonischen Wellenlängen und den verwendeten Temperaturen auf.

Tabelle 3.3: Brechungsindizes der verwendeten Kristalle. Ordentliche und außerordentliche Brechungsindizes bei den relevanten Wellenlängen (aus [72–74]).

| | 5%-MgO-dotierter Lithiumniobat bei 80°C | | Cesium-Lithiumborat bei 150°C | |
|--|---|--------------------|-------------------------------|---------------------|
| | $\lambda=1015$ nm | $\lambda=507,5$ nm | $\lambda=507,5$ nm | $\lambda=253,75$ nm |
| ordentlicher Brechungsindex n_o | 2,2396 | 2,3396 | 1,4980 | 1,5515 |
| außerordentlicher Brechungsindex n_e | 2,1670 | 2,2526 | 1,4451 | 1,4901 |

Es gibt drei etablierte Methoden, die Brechungsindizes der beiden Lichtfelder anzupassen: Die Winkelphasenanpassung, die Temperaturphasenanpassung und die Quasi-Phasenanpassung. Nicht jeder nichtlineare Kristall ist für jede Methode geeignet. Die Phasenanpassungsmethode muss auf das nichtlineare Material,

den Wellenlängenbereich und die Polarisation von eingestrahltm und erzeugtem Licht angepasst werden.

Winkelphasenanpassung

Wie in Abbildung 3.4 illustriert, hängt der Brechungsindex bei außerordentlich polarisiertem Licht vom Winkel zwischen der Ausbreitungsrichtung des Lichts und der optischen Achse des Kristalls ab. Diesen Effekt kann man ausnutzen, um bei richtiger Positionierung des Kristalls im Laserstrahl, die Brechungsindizes so anzupassen, dass $\Delta k = 0$ gilt. Winkelphasenanpassung wird auch kritische Phasenanpassung genannt.

Wählt man nun für eines der beiden Lichtfelder den festen ordentlichen Brechungsindex n_o , kann man durch Drehung der Kristallachse den Brechungsindex n_e für das zweite außerordentlich polarisierte Lichtfeld anpassen. Dies ist schematisch für einen negativ uniaxialen Kristall in Abbildung 3.5 gezeigt.

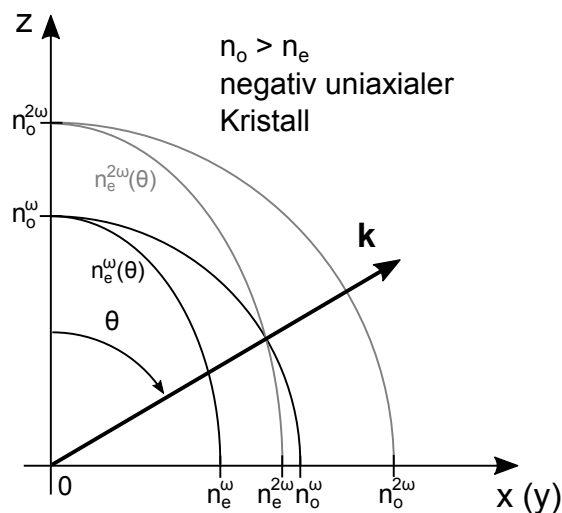


Abbildung 3.5: Winkelphasenanpassung in einem negativ uniaxialen Kristall. Der Phasenanpassungswinkel θ wird so gewählt, dass der ordentliche Brechungsindex n_o für den fundamentalen Strahl (schwarz) und der außerordentliche Brechungsindex n_e für den harmonischen Strahl (grau) gleich sind.

Wird in negativ uniaxialen Kristallen Phasenanpassung erreicht, indem die zwei eingestrahltm Photonen ordentlich polarisiert sind und das erzeugte Photon außerordentlich, dann spricht man von ooe-Phasenanpassung. Entsprechend bezeichnet eeo-Phasenanpassung den Fall zweier außerordentlich polarisierter fundamentaler Photonen und eines ordentlich polarisierten erzeugten Photons (in positiv uniaxialen Kristallen). Es gibt auch nichtlineare Prozesse mit unterschiedlich polarisiertem eingestrahltm Licht mit oeo-, eoo-, oee- und eoe-Phasenanpassung.

3. FREQUENZVERDOPPLUNG

CLBO-Kristalle sind negativ uniaxial, hier wird die ooe-Phasenanpassung über den Winkel θ erreicht. Für diesen [30] gilt hier

$$\sin^2 \theta = \frac{\frac{1}{(n_o^\omega)^2} - \frac{1}{(n_o^{2\omega})^2}}{\frac{1}{(n_e^{2\omega})^2} - \frac{1}{(n_o^{2\omega})^2}} = 0,86441 \quad (3.29)$$

und damit $\theta = 68,4^\circ$.

Da sich das außerordentlich polarisierte harmonische Lichtfeld in dieser Anordnung mit einem Winkel zur optischen Achse ausbreitet, sind hier der Wellenvektor und der Poyntingvektor nicht mehr parallel. Das harmonische Licht breitet sich so unter einem Winkel, dem *Walk-off*-Winkel ρ [75], zur Ausbreitungsrichtung des ordentlich polarisierten fundamentalen Lichts aus

$$\rho(\theta) = \arctan \left[\left(\frac{n_o}{n_e} \right)^2 \cdot \tan \theta \right] - \theta. \quad (3.30)$$

Für das harmonische Licht bei 253,75 nm erhält man beispielsweise einen *Walk-off*-Winkel $\rho(68,4^\circ) = 1,54^\circ$. Da das harmonische Licht über einen ausgedehnten räumlichen Bereich entsteht, haben die harmonischen Photonen unterschiedliche Erzeugungsorte. Dadurch verbreitert sich der erzeugte Strahl in einer Achse und es kommt zu Interferenzen innerhalb des Strahls durch Photonen unterschiedlicher Phase aufgrund der unterschiedlichen Ursprungsorte. Je größer der *Walk-off*-Winkel ρ ist, umso schlechter ist die Strahlqualität des harmonischen Lichts.

Temperaturphasenanpassung

In manchen nichtlinearen Materialien können bei Propagation des Lichts senkrecht zur optischen Achse ($\theta = 90^\circ$) die beiden Brechungsindizes $n_{o/e}(\omega)$ und $n_{e/o}(2\omega)$ alleine durch Änderung der Temperatur auf den gleichen Wert gebracht werden. Diese Art der Phasenanpassung heißt Temperaturphasenanpassung oder nicht-kritische Phasenanpassung. Ein Vorteil hierbei ist, dass es keinen *Walk-off*-Winkel gibt und der erzeugte Strahl ein gutes Strahlprofil hat. Allerdings ist diese Art der Phasenanpassung nur bei bestimmten nichtlinearen Medien in einem begrenzten Wellenlängenbereich möglich. Mit einem Lithiumtriborat(LBO)-Kristall kann beispielsweise bei einer Phasenanpassungstemperatur von 217°C durch Frequenzverdopplung Licht der Wellenlänge 507,5 nm erzeugt werden [76].

Quasi-Phasenanpassung

In manchen Kristallen und bei bestimmten Wellenlängen ist Phasenanpassung nach den beiden oben beschriebenen Methoden nicht möglich, zum Beispiel, wenn das nichtlineare Material nicht oder nicht ausreichend doppelbrechend ist. Auch wenn der nichtlineare Koeffizient d_{33} verwendet werden soll, da er wie z.B. im Fall

von LiNbO_3 sehr groß ist, kann nicht auf die beschriebenen Phasenanpassungsmethoden zurückgegriffen werden, weil dafür alle Lichtfelder gleich polarisiert sein müssen. In diesen Fällen kann man Quasi-Phasenanpassung verwenden. Dabei wird der Kristall so hergestellt, dass im Abstand $\Lambda/2$ die Orientierung der optischen Achse umgekehrt wird, was bedeutet, dass d_{eff} sein Vorzeichen umkehrt [30]. Der Aufbau ist in Abbildung 3.6 illustriert. Dieser Vorzeichenwechsel kann einen nichtverschwindenden Phasenversatz Δk ausgleichen.

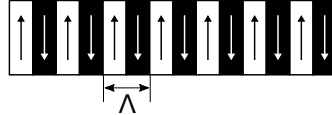


Abbildung 3.6: Schematischer Aufbau eines periodisch gepolten Kristalls. Die Polung wechselt jeweils nach einer Kohärenzlänge, also nach $\Lambda/2$.

Periodisch gepolte Lithiumniobat-Kristalle werden mithilfe eines starken elektrischen Feldes hergestellt, welches über periodisch angeordnete Elektroden an den Kristall angelegt wird und so für die Umpolung der Kristallachse sorgt. Für maximale Konversionseffizienz muss für die Polungsperiode gelten

$$\Lambda = \frac{2\pi}{\Delta k}. \quad (3.31)$$

Um den Verlauf des elektrischen Feldes entlang der z -Achse im Kristall zu bestimmen, muss Gleichung (3.23) über z integriert werden. Setzt man dabei für d_{eff} einen z -abhängigen nichtlinearen Koeffizienten $d(z)$ ein, der mit der Periode Λ sein Vorzeichen wechselt, erhält man einen Verlauf wie in Abbildung 3.7 gezeigt. Aufgetragen ist hier der Verlauf des Betrages des harmonischen elektrischen Feldes über der z -Position im Kristall. Bei perfekter Phasenanpassung $\Delta k = 0$ steigt das E-Feld linear mit z an, bei einer Phasenfehlanpassung $\Delta k \neq 0$ steigt $E_{2\omega}$ bis zur Kohärenzlänge $L_C = \frac{\pi}{\Delta k}$ an und sinkt dann bei $2L_C$ wieder auf Null ab. Durch die Umkehrung der Polungsrichtung nach der Kohärenzlänge L_C steigt bei periodisch gepolten Kristallen $E_{2\omega}$ weiter an. Hierbei wurde eine geringe Konversionseffizienz angenommen und folglich eine Abnahme des fundamentalen elektrischen Feldes vernachlässigt.

Für die Frequenzverdopplung von 1015 nm nach 507,5 nm wird in dieser Arbeit periodisch gepoltes Lithiumniobat verwendet. Fundamentales und harmonisches Licht sind außerordentlich polarisiert, die Brechungsindizes können Tabelle 3.3 entnommen werden. Daraus berechnet sich die Polungsperiode zu

$$\Lambda = \frac{2\pi}{\Delta k} = \frac{2\pi}{2k_\omega - k_{2\omega}} = \frac{\lambda_{2\omega}}{|n_e^\omega - n_e^{2\omega}|} = 5,93\mu\text{m}. \quad (3.32)$$

Bei Quasi-Phasenanpassung erster Ordnung kann der Verlauf von $E_{2\omega}$ linear genähert werden mit einem reduzierten effektiven nichtlinearen Koeffizienten $d_Q =$

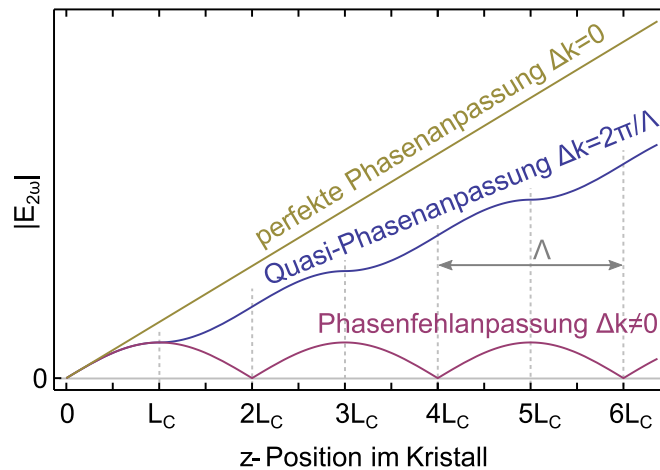


Abbildung 3.7: Verlauf des harmonischen E-Felds entlang der Ausbreitungsachse z . Bei perfekter Phasenanpassung steigt $E_{2\omega}$ linear an. Bei einer Phasendifferenz $\Delta k \neq 0$ sinkt $E_{2\omega}$ immer nach der doppelten Kohärenzlänge $2L_C$ wieder auf Null ab und das Feld kann nicht anwachsen. Im Fall periodischer Polung wird jeweils nach L_C die Richtung der optischen Achse des Kristalls umgekehrt, dadurch steigt $E_{2\omega}$ kontinuierlich mit z an.

$$\frac{2}{\pi} d_{\text{eff}}.$$

3.3 Frequenzverdopplung mit fokussierten Gaußschen Strahlen

In den vorigen Kapitel wurden sowohl das fundamentale auch als das harmonische Lichtfeld als ebene Welle betrachtet. Zur Erhöhung der Intensität und damit der Konversionseffizienz des nichtlinearen Prozesses werden zur Frequenzverdopplung in der Regel fokussierte Gauß-Strahlen verwendet.

Ausführliche Berechnungen zur Frequenzmischung mit fokussierten Gauß-Strahlen wurden von Boyd und Kleinmann [77] durchgeführt. Hier sollen nur kurz die wichtigsten Formeln, die zur Berechnung der erwarteten Konversionseffizienz benötigt werden, vorgestellt werden. Dazu muss die nichtlineare Wellengleichung (3.2) für den Fall fokussierter Gaußstrahlen gelöst werden, was für den allgemeinen Fall nicht analytisch möglich ist. Boyd und Kleinmann [77] haben für den Fall der Frequenzverdopplung für die erzeugte harmonische Leistung P_{harm} ermittelt

$$P_{\text{harm}} = \frac{2\omega_{\text{fund}}^3 d_{\text{eff}}^2 L}{\pi \varepsilon_0 n_{\text{fund}} n_{\text{harm}} c^4} h(\sigma, B, \kappa, \xi, \mu) P_{\text{fund}}^2, \quad (3.33)$$

wobei $h(\sigma, B, \kappa, \xi, \mu)$ eine Integralfunktion beschreibt, die von den folgenden Parametern abhängt:

- $\sigma = \frac{1}{2}b\Delta k$ (mit $b = w_0^2 k_{\text{fund}} = \frac{2\pi w_0^2}{\lambda_{\text{fund}}}$, dem konfokalen Parameter) berücksichtigt die Phasen Anpassung Δk .
- $B = \frac{\rho}{2}\sqrt{Lk_{\text{fund}}}$ wird Doppelbrechungsparameter genannt und enthält den *Walk Off*-Winkel ρ . Für Temperatur- und Quasi-Phasen Anpassung gilt $B = 0$.
- $\kappa = \frac{1}{2}(\alpha_{\text{fund}} - \frac{1}{2}\alpha_{\text{harm}})b$ berücksichtigt die Absorption der fundamentalen und der harmonischen Lichtfelder.
- Der Fokusparameter $\xi = \frac{L}{b}$ beschreibt das Verhältnis von der Kristalllänge L und konfokalem Parameter b .
- $\mu = \frac{L-2f}{L}$ ist ein Maß für die Fokusposition f im Kristall.

Bei vorgegebenem Aufbau mit festen Wellenlängen, Kristallmaßen, Kristallmaterial usw. enthält die Funktion $h(\sigma, B, \kappa, \xi, \mu)$ alle optimierbaren Faktoren des Mischprozesses, wie die Phasen Anpassung und die Fokusposition und -größe im Kristall.

Für maximale harmonische Leistung P_{harm} müssen also die Parameter σ , B , κ , ξ und μ so gewählt werden, dass $h(\sigma, B, \kappa, \xi, \mu)$ maximal ist.

Für die weitere Betrachtung wird die Absorption im Kristall vernachlässigt ($\kappa = 0$). Ohne Absorption liegt die optimale Fokusposition in der Kristallmitte ($\mu = 0$) und wird zur Vereinfachung dort festgelegt. Damit wird nur noch $h(\sigma, B, 0, \xi, 0)$ betrachtet. Der Doppelbrechungsparameter B ist konstant für einen bestimmten Kristall, sodass die Parameter σ und ξ zur Optimierung von $h(\sigma, B, 0, \xi, 0)$ bleiben. Die Phasen Anpassung wird experimentell durch die Temperatur oder den Kristallwinkel maximiert, sodass der genaue Wert des Parameters σ für maximale Konversionseffizienz σ_{max} hier nicht von Interesse ist. Setzt man den Wert σ_{max} für maximale harmonische Leistung in $h(\sigma_{\text{max}}, B, 0, \xi, 0)$ ein, kann man die Funktion auf $h_{\text{max}}(B, \xi)$ vereinfachen. Da der Doppelbrechungsparameter B konstant ist, muss zur Maximierung von $h_{\text{max}}(B, \xi)$ nur der Fokusparameter ξ_{max} gefunden werden.

Für den Fall, dass die Doppelbrechung wegfällt ($B = 0$), haben Boyd und Kleinman [77] den maximalen Fokusparameter zu

$$\xi_{\text{max}} = 2,84 \tag{3.34}$$

berechnet. Dieser Parameter wird auch als Boyd-Kleinmann-Parameter bezeichnet. Der daraus berechnete maximale Wert für h_{max} wird mit

$$h_{\text{max}}(B = 0, \xi_{\text{max}} = 2,84) = 1,068 \tag{3.35}$$

angegeben. Für diesen Fall wird die optimale Phasen Anpassung mit $\Delta k = \frac{3,2}{L}$ angegeben, die sich von der optimalen Phasen Anpassung $\Delta k = 0$ für die Betrachtung ebener Wellen unterscheidet.

Für Materialien mit Doppelbrechung, in denen B nicht verschwindet, ist die Berechnung von $h_{\max}(B, \xi)$ komplexer. Chen und Chen [78] haben für verschiedene Doppelbrechungsparameter B und Fokusparameter ξ die Funktion $h_{\max}(B, \xi)$ numerisch berechnet und eine analytische Funktion an die Werte angepasst. Damit kann eine gute Abschätzung für die Effizienz des Mischprozesses auch mit Doppelbrechung und nicht optimalem konfokalen Parameter gefunden werden. Die Funktion ist im Anhang A.3 aufgeführt.

Die Effizienz des Mischprozesses wird mit ϵ abgekürzt. Für den oben beschriebenen Fall, bei optimaler Phasenanpassung und vernachlässigbarer Pumpabschwächung gilt

$$\epsilon = \frac{P_{\text{harm}}}{P_{\text{fund}}} = \frac{2\omega_{\text{fund}}^3 d_{\text{eff}}^2 L}{\pi \epsilon_0 n_{\text{fund}} n_{\text{harm}} c^4} h(\sigma, B, \kappa, \xi, \mu) P_{\text{fund}}. \quad (3.36)$$

Bei größeren Konversionseffizienzen, wie sie z.B. bei Kristallen mit periodischer Polung üblich sind, kann die Pumpabschwächung nicht vernachlässigt werden. Für den Fall ebener Wellen gilt hier für die Konversionseffizienz [67,79]

$$\epsilon = \frac{P_{\text{harm}}}{P_{\text{fund}}} = \tanh^2 \vartheta \quad (3.37)$$

anstatt der Näherung

$$\epsilon = \frac{P_{\text{harm}}}{P_{\text{fund}}} \approx \vartheta^2 \quad (3.38)$$

für den Fall vernachlässigbarer Pumpabschwächung. Für den Faktor ϑ gilt $\vartheta^2 = \frac{2d_{\text{eff}}^2 \omega_{\text{fund}}^2 I_{\text{fund}} L^2}{c^3 n_{\text{harm}} n_{\text{fund}}^2 \epsilon_0}$ für ebene Wellen.

Übertragen auf den Fall fokussierter Gaußstrahlen erhält man für die Konversionseffizienz mit Pumpabschwächung

$$\epsilon = \frac{P_{\text{harm}}}{P_{\text{fund}}} = \tanh^2 \sqrt{\frac{2\omega_{\text{fund}}^3 d_{\text{eff}}^2 L}{\pi \epsilon_0 n_{\text{fund}} n_{\text{harm}} c^4} h(\sigma, B, \kappa, \xi, \mu) P_{\text{fund}}}. \quad (3.39)$$

Bei Frequenzverdopplung mit Gaußschen Strahlen hat der entstehende harmonische Strahl den gleichen konfokalen Parameter $b = \frac{2\pi w_0^2}{\lambda}$ wie der fundamentale Strahl $b_{\text{harm}} = b_{\text{fund}}$ [30]. Daraus folgt, dass der Strahlradius im Fokus für den harmonischen Strahl um den Faktor $\sqrt{2}$ kleiner ist als für den fundamentalen, es gilt also $w_{\text{harm}} = \frac{1}{\sqrt{2}} w_{\text{fund}}$.

3.4 Frequenzverdopplung im externen Resonator

Wie in den Abschnitten 3.2.1 und 3.3 beschrieben, hängt die erzeugte harmonische Intensität quadratisch von der eingestrahnten Intensität des fundamentalen Lichts ab. Bei Frequenzverdopplung von kontinuierlichem, schmalbandigem Laserlicht

ist diese oft zu klein, um die gewünschte Effizienz des Verdopplungsprozesses zu erreichen. Man kann die Intensität erhöhen, indem man das fundamentale Lichtfeld in einem Resonator überhöht und den nichtlinearen Kristall in diesem positioniert. Da man in den meisten Fällen das harmonische Licht nur in einer Richtung erzeugen möchte, werden dazu in der Regel Ringresonatoren verwendet, in denen die Umlaufrichtung vorgegeben ist.

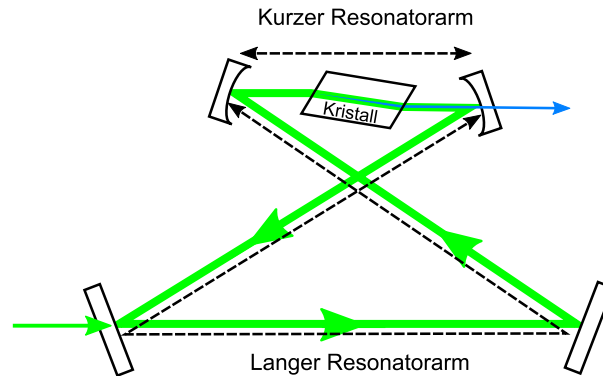


Abbildung 3.8: Schematischer Aufbau des Überhöhungsresonators. Der Aufbau des Überhöhungsresonators wird als *Bow Tie*-Resonator bezeichnet und mit zwei gekrümmten und zwei planen Spiegeln aufgebaut. Die direkte Strecke zwischen den beiden gekrümmten Spiegeln wird als kurzer Resonatorarm bezeichnet und die Strecke über die beiden planen Spiegel als langer Resonatorarm. Der nichtlineare Kristall ist in der Mitte des kurzen Resonatorarms positioniert. Das fundamentale Lichtfeld (grün) läuft mehrfach im Resonator um und hat jeweils einen Fokus in der Mitte der beiden Resonatorarme. Der Auskoppelspiegel hat eine dichroitische Beschichtung, die für das fundamentale Licht hochreflektierend ist und das harmonische Licht (blau dargestellt) transmittiert.

Für die Frequenzverdopplung des grünen Laserlichts bei 507,5 nm mit einem CLBO-Kristall wird ein Überhöhungsresonator verwendet. Die Form des Ringresonators wird als *Bow Tie*-Resonator bezeichnet, da die Form an eine Fliege/Krawattenschleife erinnert. Eine Skizze des Aufbaus zeigt Abbildung 3.8. Der Resonator wird mit zwei gekrümmten und zwei planen Spiegeln aufgebaut. Die direkte Strecke zwischen den beiden gekrümmten Spiegeln wird als kurzer Resonatorarm oder auch fokussierter Arm bezeichnet und die Strecke über die beiden planen Spiegel als langer Resonatorarm bzw. als kollimierter Arm. Jeweils in der Mitte der Resonatorarme hat der umlaufende Strahl einen Fokus. Der kleinere Fokus im kurzen Arm wird so gewählt, dass die Strahlgröße etwa dem in Kapitel 3.3 berechneten optimalen Boyd-Kleinman-Parameter entsprechenden konfokalen Parameter für den gewählten Kristall entspricht. Der nichtlineare Kristall wird in der Mitte des kurzen Resonatorarms positioniert. Zur Berechnung des Überhöhungsresonators werden ABCD-Matrizen verwendet. Dieses Verfahren und die

wichtigsten Schritte zur Berechnung des Resonators werden hier kurz vorgestellt. Anschließend wird die theoretische Überhöhung des fundamentalen Lichts betrachtet.

Resonatorauslegung mit ABCD-Matrizen

Zur Berechnung des Resonators verwendet man Matrizenoptik für Gaußsche Strahlen. Im Resonator soll nur die Gaußsche Grundmode umlaufen, höhere transversale Moden können bei der Berechnung vernachlässigt werden.

Bei der Matrizenoptik wird jedes Element, das der Lichtstrahl passiert, mit einer 2x2-Matrix beschrieben

$$M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}. \quad (3.40)$$

Eine Übersicht über die ABCD-Matrizen, die zur Berechnung des Überhöhungsresonators benötigt werden, gibt Tabelle 3.4. Beim Durchlaufen des Lichtstrahls durch mehrere optische Elemente M_1, M_2 und M_3 können diese durch Matrizenmultiplikation zu einer Matrix $M = M_3 \cdot M_2 \cdot M_1$ zusammengefasst werden, die den gesamten Strahlweg beschreibt.

Der Überhöhungsresonator zur Frequenzverdopplung des grünen Lichts bei 507,5 nm ist so aufgebaut, dass die Strahlhöhe über dem Tisch konstant ist, die Ebene, in der der Strahl umläuft, wird als tangentielle Ebene bezeichnet. Die Ebene senkrecht dazu wird als sagitale Ebene bezeichnet. Da der Strahl unter einem Winkel auf die gekrümmten Spiegel und auf die Kristalloberfläche trifft (siehe Abbildung 3.8), muss bei der Berechnung der Umlauf-Matrix zwischen der tangentialen und der sagitalen Richtung unterschieden werden.

Ein Umlauf im Resonator, ausgehend vom Kristallmittelpunkt berechnet sich in der sagitalen Ebene folgendermaßen:

$$M_s = \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & \frac{L}{2n_{\text{CLBO}}} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Durchgang durch den halben Kristall}} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & \frac{d_1}{2} - \frac{L \cdot n_{\text{CLBO}}}{1+n_{\text{CLBO}}^2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Weg vom gekrümmten Spiegel zum Kristall}} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R_M} \cos \theta & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Reflexion am gekrümmten Spiegel}} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Langer Resonatorarm}} \\ \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R_M} \cos \theta & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Reflexion am gekrümmten Spiegel}} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & \frac{d_1}{2} - \frac{L \cdot n_{\text{CLBO}}}{1+n_{\text{CLBO}}^2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Weg vom Kristall zum gekrümmten Spiegel}} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & \frac{L}{2n_{\text{CLBO}}} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Durchgang durch den halben Kristall}}. \quad (3.41)$$

Dabei wird davon ausgegangen, dass sich der Strahl in Luft ausbreitet, also $n_1 \approx 1$ gilt. Die Länge des kurzen Resonatorarms ist mit d_1 und die des langen Armes

3.4. Frequenzverdopplung im externen Resonator

Tabelle 3.4: ABCD-Matrizen. Übersicht über die Elemente zur Berechnung des Überhöhungsresonators. Aus [80].

| Optisches Element | ABCD-Matrix | |
|---|---|---|
| | in der Ein- und Ausfallsebene: | senkrecht zur Ein- und Ausfallsebene: |
| Homogenes Medium der Länge d mit Brechungsindex n | $\begin{pmatrix} 1 & \frac{d}{n} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ | |
| Reflektion an einem planen Spiegel | $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ | |
| Reflexion an einem gekrümmten Spiegel mit Krümmungsradius R_M unter dem Einfallswinkel θ ($R_M > 0$ für konkave Spiegel) | $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R_M \cos \theta} & 1 \end{pmatrix}$ | $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2 \cos \theta}{R_M} & 1 \end{pmatrix}$ |
| Durchgang durch eine gekrümmte Oberfläche mit Krümmungsradius R_M unter dem Einfallswinkel θ_1 ($R_M > 0$ für konkave Spiegel) | $\begin{pmatrix} \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1} & 0 \\ \frac{n_2 \cos \theta_2 - n_1 \cos \theta_1}{R_M \cos \theta_1 \cos \theta_2} & \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2} \end{pmatrix}$ mit $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$ | $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_2 \cos \theta_2 - n_1 \cos \theta_1}{R_M} & 1 \end{pmatrix}$ mit $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$ |
| Durchgang durch eine gerade Oberfläche unter dem Einfallswinkel θ_1 | $\begin{pmatrix} \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1} & 0 \\ 0 & \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2} \end{pmatrix}$ mit $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$ | $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ |
| Durchgang durch eine Brewsterfläche | $\begin{pmatrix} \frac{n_2}{n_1} & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix}$ mit $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$ | $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ |

3. FREQUENZVERDOPPLUNG

mit d_2 bezeichnet. Der Kristall hat die Länge L und den Brechungsindex n_{CLBO} und der Krümmungsradius der gekrümmten Spiegel ist R_M .

Analog kann man die Strahltransfermatrix in der tangentialen Ebene aufstellen:

$$\begin{aligned}
 M_t = & \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & \frac{L}{2n_{\text{CLBO}}} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Durchgang durch den halben Kristall}} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} n_{\text{CLBO}} & 0 \\ 0 & \frac{1}{n_{\text{CLBO}}} \end{pmatrix}}_{\text{Durchgang durch die Brewsterfläche}} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & \frac{d_1}{2} - \frac{L \cdot n_{\text{CLBO}}}{1+n_{\text{CLBO}}^2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Weg vom gekrümmten Spiegel zum Kristall}} \\
 & \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R_M \cos \theta} & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Reflexion am gekrümmten Spiegel}} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Langer Resonatorarm}} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R_M \cos \theta} & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Reflexion am gekrümmten Spiegel}} \\
 & \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & \frac{d_1}{2} - \frac{L \cdot n_{\text{CLBO}}}{1+n_{\text{CLBO}}^2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Weg vom Kristall zum gekrümmten Spiegel}} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} \frac{1}{n_{\text{CLBO}}} & 0 \\ 0 & n_{\text{CLBO}} \end{pmatrix}}_{\text{Durchgang durch die Brewsterfläche}} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & \frac{L}{2n_{\text{CLBO}}} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Durchgang durch den halben Kristall}}. \quad (3.42)
 \end{aligned}$$

Der Gaußstrahl wird mit dem komplexen Strahlparameter

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi w^2(z)} \quad (3.43)$$

beschrieben, wobei der Krümmungsradius der Wellenfronten mit $R(z)$, der Strahlradius mit $w(z)$ und die Wellenlänge mit λ bezeichnet wird [80]. Wenn $q_1(z_1)$ an einer Startposition bekannt ist, kann man mit der Beziehung

$$q_2(z_2) = \frac{Aq_1(z_1) + B}{Cq_1(z_1) + D} \quad (3.44)$$

die Strahlparameter w und R an jeder anderen Position z_2 bestimmen [67]. Die Elemente A , B , C und D der Matrix M enthalten dabei alle Informationen zu den durchquerten Elementen.

Wenn ein Laserstrahl in einem Resonator umläuft, muss der Strahl nach jedem Umlauf wieder die gleichen Strahlparameter haben, es muss also gelten:

$$q_1(z_1) = q_2(z_1) = \frac{Aq_1(z_1 + d_1 + d_2) + B}{Cq_1(z_1 + d_1 + d_2) + D}. \quad (3.45)$$

Diese Gleichung kann man nach q_1 auflösen und erhält

$$\frac{1}{q_1} = \frac{D - A}{2B} \pm i \frac{\sqrt{4 - (A + D)^2}}{2B}, \quad (3.46)$$

und damit

$$R = \frac{2B}{D - A} \quad \text{und} \quad w = \sqrt{\frac{-2\lambda B}{\pi\sqrt{4 - (A + D)^2}}}. \quad (3.47)$$

Bei der Planung des Überhöhungsresonators ist es vorteilhaft darauf zu achten, dass der Resonator möglichst klein ist, weil dadurch die mechanische Stabilität erhöht wird und bei kurzen Resonatoren der freie Spektralbereich größer ist, was die aktive Längen-Stabilisierung vereinfacht. Der kurze Resonatorarm muss hier aber lange genug sein, um den Kristall im Kristallofen darin unterzubringen, und der Einfallswinkel auf die gekrümmten Spiegel groß genug, damit der umlaufende Strahl nicht vom Ofen blockiert wird.

Für den Überhöhungsresonator zur Frequenzverdopplung des grünen Lichts bei 507,5 nm ins Ultraviolette wurden Spiegel mit dem Krümmungsradius 75 mm gewählt und der Einfallswinkel auf die Spiegel auf 14° festgelegt. Die optimale Fokusgröße im Kristall beträgt nach Abschnitt 3.3 $w = 24 \mu\text{m}$. Damit sind alle Parameter bis auf die Längen der beiden Resonatorarme d_1 und d_2 festgelegt. Zur Bestimmung dieser wird das Gleichungssystem (3.47) gelöst unter der Voraussetzung, dass ein Fokus in der Mitte des kurzen Resonatorarms mit einer sagitalen Fokusgröße von $w_s = 24 \mu\text{m}$ liegt.

Hat man d_1 und d_2 bestimmt, kann man die Fokusgröße in der Mitte des langen Resonatorarms berechnen, auf den der Laserstrahl dann angepasst wird. Bei dem vorgestellten Resonator ergibt sich ein Strahlradius im Fokus des kollimierten Arms von $w_s = w_t \approx 170 \mu\text{m}$.

Überhöhung im Resonator

Um die umlaufende Leistung im Resonator zu berechnen, muss man die im Resonator auftretenden Verluste betrachten. Dabei unterscheidet man zwischen leistungsunabhängigen Verlusten wie Reflektionsverlusten an den Spiegeln und den Kristalloberflächen oder Absorption im Medium und leistungsabhängigen nicht-linearen Verlusten durch Frequenzkonversion.

Betrachtet man nur die linearen Verluste, berechnet sich der Anteil der verbleibenden Leistung nach einem Umlauf zu

$$T_{\text{lin}} = R^3 T_{\text{Kristall}}^2 (1 - A) \quad (3.48)$$

mit der Reflektivität der Spiegel R , der Transmission der Kristalloberflächen T_{Kristall} und der Absorptions- und Streuverluste im Kristall A . Die Verluste am Einkoppelspiegel werden hier nicht berücksichtigt, weshalb die Spiegel-Reflektivität dreimal eingeht. Für die Verluste nach einem Umlauf gilt folglich

$$V_{\text{lin}} = 1 - T_{\text{lin}}. \quad (3.49)$$

3. FREQUENZVERDOPPLUNG

Für die konvertierte Leistung P_{harm} im Grenzfall vernachlässigbarer Absorption der fundamentalen Leistung gilt

$$P_{\text{harm}} = \gamma P_{\text{uml}}^2, \quad (3.50)$$

mit der Konversionseffizienz γ .

Für die nichtlinearen Verluste V_{NL} gilt entsprechend

$$V_{\text{NL}} = \frac{P_{\text{harm}}}{P_{\text{uml}}} = \gamma P_{\text{uml}} = 1 - T_{\text{NL}}. \quad (3.51)$$

Der Anteil der Leistung nach einem Umlauf setzt sich dann aus den linearen und nichtlinearen Verlusten ohne die Verluste am Einkoppelspiegel zusammen

$$T_{\text{gesamt}} = T_{\text{lin}} T_{\text{NL}} = (1 - V_{\text{lin}}) (1 - V_{\text{NL}}) \equiv 1 - V. \quad (3.52)$$

A. Ashkin, G. Boyd und D. Dziedzic [81] geben für den Fall ebener Wellen und im Resonanzfall für das Verhältnis von am Einkoppelspiegel reflektierter Leistung P_{refl} und einlaufender Leistung P_1

$$\frac{P_{\text{refl}}}{P_1} = \frac{(\sqrt{R_{\text{Einkoppler}}} - \sqrt{T_{\text{gesamt}}})^2}{(1 - \sqrt{R_{\text{Einkoppler}} T_{\text{gesamt}}})^2}, \quad (3.53)$$

und für das Verhältnis von umlaufender zu einfallender Leistung

$$\frac{P_{\text{uml}}}{P_1} = \frac{1 - R_{\text{Einkoppler}}}{(1 - \sqrt{R_{\text{Einkoppler}} T_{\text{gesamt}}})^2} \equiv N \quad (3.54)$$

an, wobei $R_{\text{Einkoppler}}$ die Reflektivität des Einkoppelspiegels bezeichnet. Das Verhältnis aus umlaufender zu einfallender Leistung wird als Überhöhung N bezeichnet.

Aus Gleichung (3.53) sieht man, dass die reflektierte Leistung am Einkoppelspiegel verschwindet und entsprechend die Überhöhung maximal wird, wenn gilt:

$$R_{\text{Einkoppler}} = T_{\text{gesamt}}. \quad (3.55)$$

Dies wird als Impedanzanpassung bezeichnet. Aus Gleichung (3.51) weiß man, dass die nichtlinearen Verluste leistungsabhängig sind, der Reflexionsgrad des Einkoppelspiegels muss entsprechend für die jeweilige eingestrahlte Leistung passend gewählt werden. Bei perfekter Impedanzanpassung gilt für die Überhöhung

$$N = \frac{1}{1 - T_{\text{gesamt}}} = \frac{1}{V}. \quad (3.56)$$

Die Effizienz des Mischprozesses $\epsilon = P_{\text{harm}}/P_1$ kann aus den vorigen Gleichungen unter der Annahme kleiner Verluste ($V \ll 1$) berechnet werden zu [82]

$$\sqrt{\epsilon} = \frac{4T_{\text{Einkoppler}}\sqrt{\gamma P_1}}{\left[2 - \sqrt{1 - T_{\text{Einkoppler}}}\left(2 - V_{\text{lin}} - \sqrt{\epsilon\gamma P_1}\right)\right]^2}, \quad (3.57)$$

wobei $\gamma = P_{\text{harm}}/P_{\text{fund}}^2$ die Konversionseffizienz im Einfachdurchgang ohne Überhöhung beschreibt. Diese kann man aus Gleichung (3.36) berechnen.

Für eine maximale Konversionseffizienz kann man daraus den optimalen Transmissionsgrad $T_{\text{Einkoppler}}^{\text{opt}}$ des Einkoppelspiegels bestimmen zu [82]

$$T_{\text{Einkoppler}}^{\text{opt}} = \frac{V_{\text{lin}}}{2} + \sqrt{\frac{V_{\text{lin}}^2}{4} + \gamma P_1}, \quad (3.58)$$

was bedeutet, dass der Überhöhungsresonator impedanzangepasst ist.

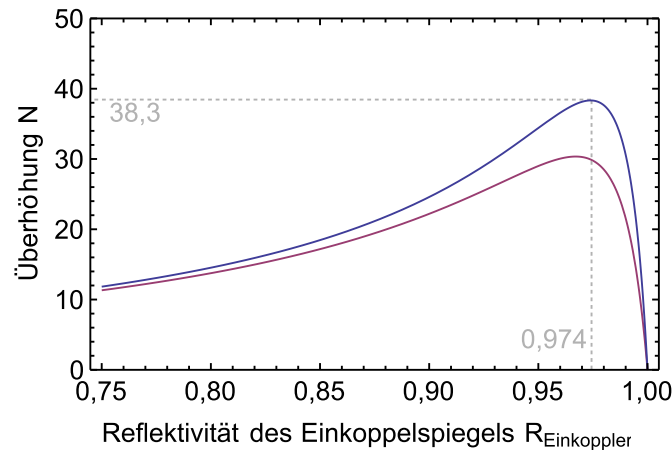


Abbildung 3.9: Überhöhung im Resonator als Funktion des Reflexionsgrads des Einkoppelspiegels. Die blaue Kurve wurde für einen Überhöhungsresonator zur Frequenzverdopplung zu 253,75 nm mit einem 15 mm langen CLBO-Kristall bei perfekter Phasenanpassung und dem nach Boyd und Kleinman optimalen konfokalen Parameter berechnet. Angenommen wurde eine einlaufende Leistung von 2 W, die linearen Verluste wurden mit 0,5% berücksichtigt und die Konversionseffizienz nach Gleichung (3.36) berechnet. Zum Vergleich zeigt die violette Kurve die Überhöhung bei zusätzlichen 0,7% linearen Verlusten im Resonator, die z.B. durch Verschmutzungen der Spiegel- und Kristalloberflächen, durch schlechte Justage des Resonators oder Absorption und Streuung im Kristall hervorgerufen werden können. Diese Kurve zeigt einen realistischen Verlauf der Überhöhung im Vergleich zur experimentellen Beobachtung.

In Abbildung 3.9 ist die berechnete Überhöhung im Resonator in Abhängigkeit vom Reflexionsgrad des Einkoppelspiegels $R_{\text{Einkoppler}}$ für den Fall von Frequenzverdopplung auf 253,75 nm mit einem CLBO-Kristall bei einer einlaufenden Leistung von 2 W dargestellt. Der berechnete optimale Reflexionsgrad des Einkoppelspiegels beträgt in diesem Fall 97,4% und die theoretische maximale Überhöhung

ist $N=38,3$. Wie man in der Abbildung erkennt, steigt die Überhöhung zum optimalen Reflexionsgrad moderat an und fällt bei zu hoher Reflexion steil ab. Da typischerweise der exakt passende Einkoppelspiegel nicht verfügbar ist, wählt man daher eher einen etwas kleineren als einen zu großen Reflexionsgrad. Durch zusätzliche Verluste im Resonator erreicht man experimentell typischerweise eine geringere Überhöhung, wie sie als Beispiel mit der violetten Kurve dargestellt ist.

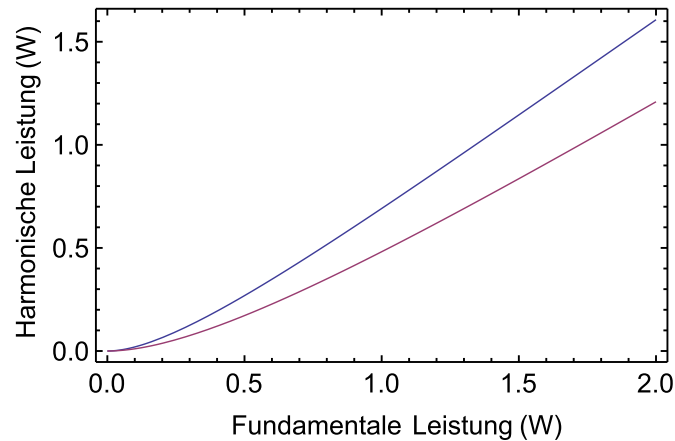


Abbildung 3.10: Theoretischer Verlauf der harmonischen Leistung.

Dargestellt ist in blau der theoretisch berechnete Verlauf der harmonischen Leistung für die resonatorinterne Frequenzverdopplung von 507,5 nm auf 253,75 nm mit einem CLBO-Kristall bei perfekter Phasenanpassung und dem nach Boyd und Kleinman optimierten konfokalen Parameter. Die linearen Verluste sind mit 0,5% angenommen und der optimale Einkoppler mit Gleichung (3.58) zu $R=97,3\%$ berechnet. Die violette Kurve erhält man, in dem man wie in Abbildung 3.9 zusätzliche 0,7% lineare Verluste annimmt.

Setzt man die optimale Transmission $T_{\text{Einkoppler}}^{\text{opt}}=97,3\%$, die Konversionseffizienz γ , und die linearen Verluste V_{lin} in Gleichung (3.57) ein, kann man die Gleichung mit Hilfe von *Mathematica* nach der Effizienz ϵ auflösen und den Verlauf der erzeugten ultravioletten Leistung $P_{\text{harm}}=\epsilon P_1$ berechnen. Der Verlauf ist in Abbildung 3.10 dargestellt. Man erkennt, dass bei Frequenzverdopplung im Überhöhungsresonator die erzeugte Leistung annähernd linear von der eingestrahlten Leistung abhängt.

Betrachtet wird hier nur die erzeugte ultraviolette Leistung im Kristall. Da der Kristall im Brewsterwinkel für das fundamentale Lichtfeld geschnitten ist, kommt es zu Reflektionsverlusten an der Kristalloberfläche. Das erzeugte ultraviolette Licht ist bei ooe-Phasenanpassung senkrecht zur Brewsterfläche polarisiert, für die Wellenlänge 253,75 nm, einen CLBO-Luft-Übergang und einen Winkel von $56,3^\circ$ ergibt sich ein reflektierter Anteil von 14,7% an der Kristallaustrittsfläche. Zusätzlich reflektieren der Resonatorspiegel, durch den das harmonische Licht ausgekoppelt wird, einen Anteil des UV-Lichts, sodass von der erzeugten Leistung nur ca. 80% zugänglich sind.

3.5 Experimentelle Realisierung - Frequenzverdopplung

Wie in den vorigen Abschnitten beschrieben, wird das infrarote Licht aus dem Faserverstärker in zwei Stufen frequenzvervieracht. Die erste Stufe verwendet einen periodisch gepolten Lithiumniobat-Kristall (PPLN) und wird im Einfachdurchgang betrieben. Die zweite Stufe verwendet einen Cesium-Lithiumborat-Kristall (CLBO). Hier wird das grüne Licht (507,5 nm) mit einem Resonator überhöht, um die Effizienz des nichtlinearen Prozesses zu steigern.

Einen Überblick über den Gesamtaufbau gibt Abbildung 3.11. Das verstärkte infrarote Licht aus dem Faserverstärker wird mit nur einer Linse in den periodisch gepolten Kristall fokussiert. Nach dem Kristall wird mit einem dichroitischen Spiegel das infrarote Licht abgetrennt und auf einen Strahlfänger geleitet. Das grüne Licht wird mit einer weiteren Linse kollimiert und anschließend werden die Strahlparameter für die Einkopplung in den Resonator angepasst. Die Polarisationsrichtung wird für den Brewster-geschnittenen Kristall passend eingestellt und mit einer langbrennweitigen Linse wird das Licht über zwei Spiegel in den Überhöhungsresonator eingekoppelt. Vor beiden Frequenzverdopplungen befindet sich jeweils ein polarisierender Strahlteilerwürfel mit einer $\lambda/2$ -Wellenplatte um die Leistung flexibel einstellen zu können.

3.5.1 Erste Frequenzverdopplung zu 508 nm

Die erste Frequenzverdopplung wird in einem linearen Aufbau mit einem periodisch gepolten Kristall realisiert. Dieser Aufbau hat den Vorteil, sehr stabil und störungsunanfällig zu sein, da keine aktive Längen-Stabilisierung eines Resonators notwendig ist. Der Kristall besteht aus Lithiumniobat mit einer geringen Dotierung mit Magnesiumoxid (MgO:LN), welches die Zerstörschwelle erhöht. Die Eigenschaften des Kristalls sind in Tabelle 3.5 zusammengefasst.

Tabelle 3.5: Eigenschaften des periodisch gepolten Lithiumniobat-Kristalls (PP-MgO:LN)

| | |
|-------------------------------------|---------------------------------------|
| Material | MgO:LiNbO ₃ |
| Maße L x B x H | 20 x 2,2 x 0,5 mm |
| Endflächen | poliert 0° |
| Beschichtung der Endflächen | AR 507,5 nm (R<1%) & 1015 nm (R<0,5%) |
| <i>Quasi-Phase-Matching</i> Periode | 5,92 μ m |
| Lieferant | GWU-Lasertechnik |

Die Phasenanpassung geschieht über die Temperatur und liegt für 1015 nm bei ca. 80°C. Der Kristall ist in einem Ofen gehalten, der mit einer Heizfolie geheizt wird und dessen Temperatur auf 0,01°C genau geregelt werden kann. Da der Kristall

3. FREQUENZVERDOPPLUNG

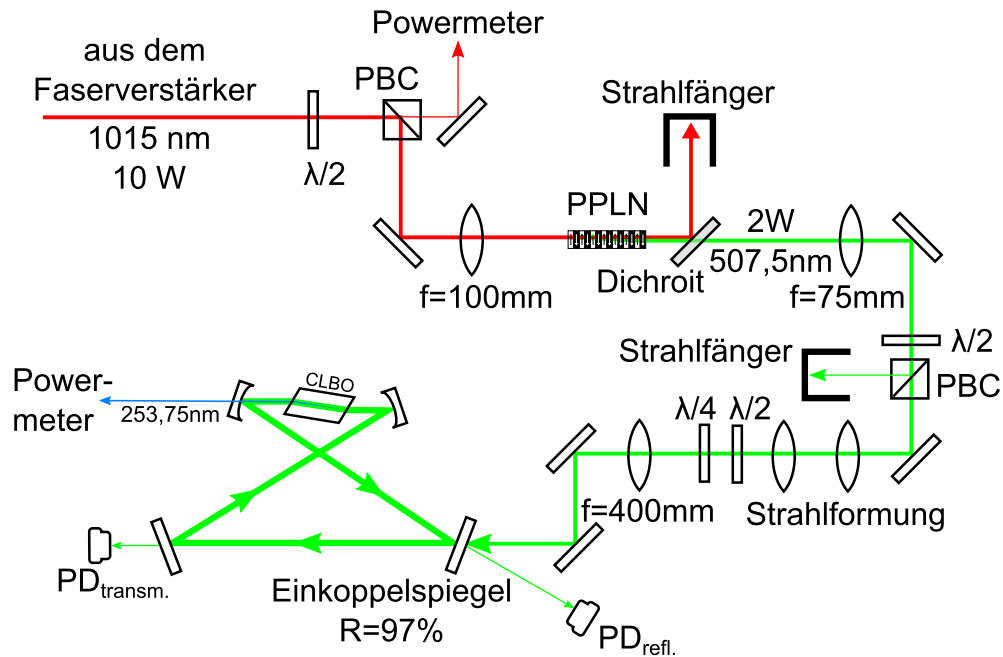


Abbildung 3.11: Übersicht über den Aufbau der Frequenzverdopplungen. Das infrarote Licht aus dem Faserverstärker wird nach einem polarisierenden Strahlteilerwürfel (PBC), mit dem die benötigte Leistung eingestellt wird, mit einer Linse in den periodisch gepolten Lithiumniobatkristall (PPLN) fokussiert. Das restliche infrarote Licht wird mit einem dichroitischen Spiegel abgetrennt und das erzeugte grüne Licht mit einer weiteren Linse kollimiert. Nach einem weiteren PBC zur Leistungsregulierung wird der Strahl geformt und mit einer langbrennweitigen Linse in den Überhöhungsresonator eingekoppelt. Das überhöhte Licht wird mit einem Cesium-Lithiumborat-Kristall (CLBO) zu 253,75 nm frequenzverdoppelt.

mit 0,5 mm sehr dünn und zerbrechlich ist, muss er möglichst spannungsfrei aber dennoch mit gutem thermischen Kontakt zum Ofen montiert werden. Der Ofen ist daher so konstruiert, dass der Kristall auf einer ebenen Fläche aufliegt und mit einem "Stempel" mit Federn mit wenig Druck angepresst wird.

Eine Skizze des Ofens zeigt Abbildung 3.12. Der Ofen selbst besteht aus Kupfer und ist vergoldet, um Oxidation der Oberflächen zu verhindern. Die Ofenhalterung besteht wegen der schlechteren Wärmeleitung aus Edelstahl. Diese ist mit dünnen Stegen auf eine Keramikplatte montiert, um einen möglichst geringen Wärmefluss auf den Verschiebetisch zu erreichen. Mit dem dreiachsigen Verschiebetisch kann der Ofen um den Fokus des Lichtstrahls feinjustiert werden.

Das infrarote Licht wird mit einer Linse der Brennweite $f=100$ mm in den Kristall fokussiert. Der nach Boyd und Kleinman (Abschnitt 3.3) optimale Strahlradius im Fokus beträgt $22,7 \mu\text{m}$. Um Beschädigungen am Kristall zu verhindern, wird der Strahl auf einen etwas größeren Strahlradius von ca. $30 \mu\text{m}$ eingestellt. Durch

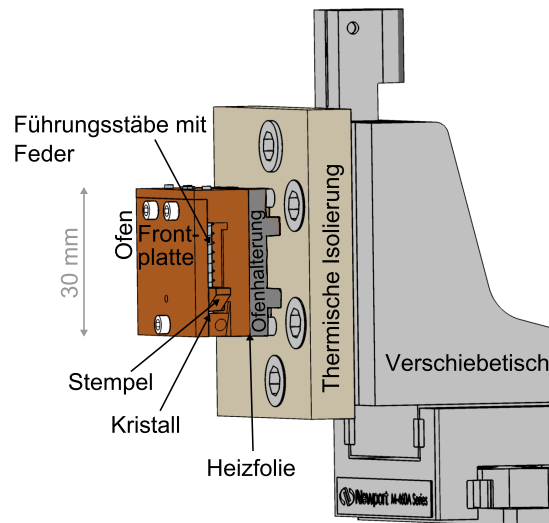


Abbildung 3.12: Kristallheizung für den periodisch gepolten Kristall. Der Ofen ist über dünne Stege auf einer thermisch isolierenden Platte montiert, um den Verschiebetisch nicht unnötig aufzuheizen. Geheizt wird der Ofen von einer Heizfolie, die zwischen der Ofenhalterung und der Kristallhalterung eingeklemmt ist. Die Frontplatte des Ofens kann abgenommen werden, um den Kristall einzubauen. Der Kristall selbst liegt auf einer planen Fläche auf und wird über einen Stempel mit leichtem Federdruck fixiert.

Feinjustage der Fokussierlinse sowie der Auskoppellinse des Faserverstärkers wird dann einmalig die grüne Leistung optimiert. Diese Nachjustage ist nötig, da sich das Strahlprofil leistungsabhängig verändert, weil in dem optischen Isolator, der den Faserverstärker vor Reflexen in Rückrichtung schützt, bei hohen Leistungen eine thermische Linse entsteht.

3.5.2 Zweite Frequenzverdopplung zu 254 nm

Wie schon beschrieben, verwendet die zweite Frequenzverdopplung einen Cesium-Lithiumborat (CLBO)-Kristall. Um die Konversionseffizienz zu erhöhen, wird dieser in einem Resonator betrieben. Beim Einbau und Betrieb des CLBO-Kristalls müssen einige Vorsichtsmaßnahmen beachtet werden, da der Kristall hygroskopisch ist und durch eingelagertes Wasser zerstört werden kann.

Beim Einbau wird der Kristall direkt aus seiner versiegelten Verpackung in den auf 40°C vorgeheizten Ofen eingebaut, mit einer Temperaturrampe von 20°C/h auf mindestens 140°C geheizt und dann permanent im Temperaturbereich zwischen 140°C und 160°C gehalten, um Wassereinlagerungen zu verhindern. Zusätzlich ist der Ofen und der ganze Verdopplungsresonator in eine abgedichtete Box eingebaut, in der die relative Luftfeuchte mit Kieselgel-Trockenperlen unter 2% gehalten wird.

Kristalleigenschaften

Es wurden CLBO-Kristalle von zwei verschiedenen Herstellern verwendet. Die Kristalle des ersten Herstellers sind innerhalb weniger Wochen so stark degradiert, dass sie nicht mehr verwendet werden konnten. Der Kristall des zweiten Herstellers hat während seiner Betriebszeit keine Degradierungseffekte gezeigt. Eine Übersicht über die Kristalleigenschaften gibt Tabelle 3.6.

Tabelle 3.6: Eigenschaften der Cesium-Lithiumborat-Kristalle (CLBO)

| | Hersteller 1 | Hersteller 2 |
|-----------------------------|---|--|
| Material | CsLiB ₆ O ₁₀ | |
| Maße L x B x H | 15 x 5 x 5 mm | |
| Endflächen | poliert 56,3° (Brewsterwinkel für 507,5 nm) | |
| Beschichtung der Endflächen | keine | |
| Kristall Schnittwinkel | $\theta: 68,43^\circ, \phi: 90^\circ$ | $\theta: 68,43^\circ, \phi: 45^\circ$ |
| Absorption | unbekannt | 0,011%/mm bei 532 nm 0,056%/mm bei 266 nm |
| Lieferant | Altechna Co.Ltd. | Kogakugiken Corp. |

CLBO-Kristalle sind hygroskopisch [83]. Sie nehmen Wasser aus der umgebenden Luft auf und bauen es in ihre Kristallstruktur ein. Dies kann dazu führen, dass Oberflächenschäden wie Risse entstehen oder sich der Brechungsindex des Materials ändert und der Grenzwert für laserinduzierte Schäden am Kristall sinkt [50]. Wassereinlagerungen können durch erhöhte Kristalltemperaturen (ca. 150°C) reduziert werden. Bei ca. 150°C und geringer Luftfeuchte (Argonumgebung) kann ein Kristall auch wieder regeneriert werden, wenn noch keine Schäden am Kristall vorliegen [50]. Dieser Regenerationsprozess ist nicht immer erfolgreich und es ist besser, den Kristall erst gar nicht erhöhter Umgebungsfeuchte auszusetzen.

Kristallofen

Der Kristallofen wurde speziell für diesen Aufbau entwickelt. Der Ofen muss zwischen die Spiegel des Überhöhungsresonators passen, ohne den umlaufenden Laserstrahl zu blockieren und die Brechung an den im Brewsterwinkel geschnittenen Ein- und Austrittsflächen berücksichtigen. Um keinen Temperaturgradienten entlang des Kristalls zu erzeugen und die exponierten Ein- und Austrittsflächen zu schützen, ist der Kristall in der Mitte des Ofens positioniert (Abb. 3.13(b)), sodass der geheizte Bereich auf beiden Seiten einige Millimeter über den Kristall hinausgeht. Für eine gute thermische Kopplung des Kristalls an den Ofen soll der Kristall einen festen mechanischen Kontakt zum Ofen haben, darf aber bei Temperaturänderungen trotzdem keiner mechanischen Spannung ausgesetzt sein, da er sonst leicht zerspringt. Um das zu realisieren, ist der Ofen zweigeteilt. Der Kristall liegt auf dem unteren Ofenteil auf und wird vom oberen Ofenteil mit Fe-

dern, die von der Abdeckung gehalten werden, an das untere Ofenteil angedrückt. Durch die Fixierung mit Federn kann zu hoher Druck auf den Kristall vermieden werden. In der Seitenansicht in Abbildung 3.13(c) kann man das Prinzip der Kristallhalterung erkennen. Um den Kristall konstant auf eine Temperatur im Bereich zwischen 140°C und 160°C zu stabilisieren, werden vier Heizpatronen verwendet, zwei im unteren und zwei im oberen Ofenteil. Da die beiden Ofenteile unterschiedlich groß sind, werden beide Ofenteile getrennt geregelt. Die Temperatursensoren¹ und Temperaturregler² sind aufeinander abgestimmt, um einen Temperaturgradienten entlang des Kristalls zu verhindern. Die äußere Form des Ofens ist so gewählt, dass der umlaufende Strahl nicht blockiert wird (Abbildung 3.13(d)).

Aufbau in reduzierter Luftfeuchte

Die ersten Versuche der Frequenzverdopplung ins Ultraviolette wurden bei normaler Umgebungsraumfeuchte und erhöhter Temperatur (140°C-160°C) durchgeführt. Die hohe Temperatur sollte verhindern, dass der Kristall Wasser einlagert. Trotz dieser Maßnahme sind mehrere Kristalle innerhalb von Wochen so stark degradiert, dass sie nicht weiterverwendet werden konnten.

Um die Kristalle nicht mehr der normalen Luftfeuchte auszusetzen, wurde der schon bestehende Aufbau, inklusive des Überhöhungsresonators, in eine luftdicht-verschließbare "Kiste" eingebaut (siehe Abb. 3.14). Der fundamentale und der harmonische Strahl gelangen über eingeklebte Fenster in die Box bzw. heraus. Die Fenster sind mit einem flexiblen Dichtkleber³ angeklebt und abgedichtet (Abb. 3.14(c)). Beide Fenster sind für 508 nm bzw. 254 nm antireflex-beschichtet. An einer Seite der Box sind abgedichtete Durchführungen für die verwendeten Anschlüsse angebracht, dabei handelt es sich um Standard-Buchsen, die zusätzlich mit Montagekleber abgedichtet sind (Abb. 3.14(d)). Die Box hat einen Deckel aus Acrylglas, der mit bis zu 24 Schrauben verschlossen werden kann. In den oberen Rand der Aluminium-Box ist ein Dichtring eingelassen, der beim Festschrauben des Deckels die Box abdichtet. Durch Trockenperlen (Kieselgel) kann die relative Feuchte in der Box auf weniger als 2% reduziert werden. Die Luftfeuchte wird mit einem Funksensor (Abb. 3.14(d)) überwacht und bleibt über Monate konstant, solange der Deckel nicht geöffnet wird.

Überhöhungsresonator

Wie in Abschnitt 3.4 beschrieben, wird das grüne Licht in einem *bow tie*-Resonator überhöht. Eine Übersicht über die verwendeten Spiegel⁴ zeigt Tabelle 3.7. Die bei-

¹Platin-Widerstands-Temperaturfühler PT100

²JUMO iTron 32 Temperaturregler (702040)

³Montagekleber Soundal FixAll

⁴Resonatorspiegel beschichtet von Layertec GmbH

3. FREQUENZVERDOPPLUNG

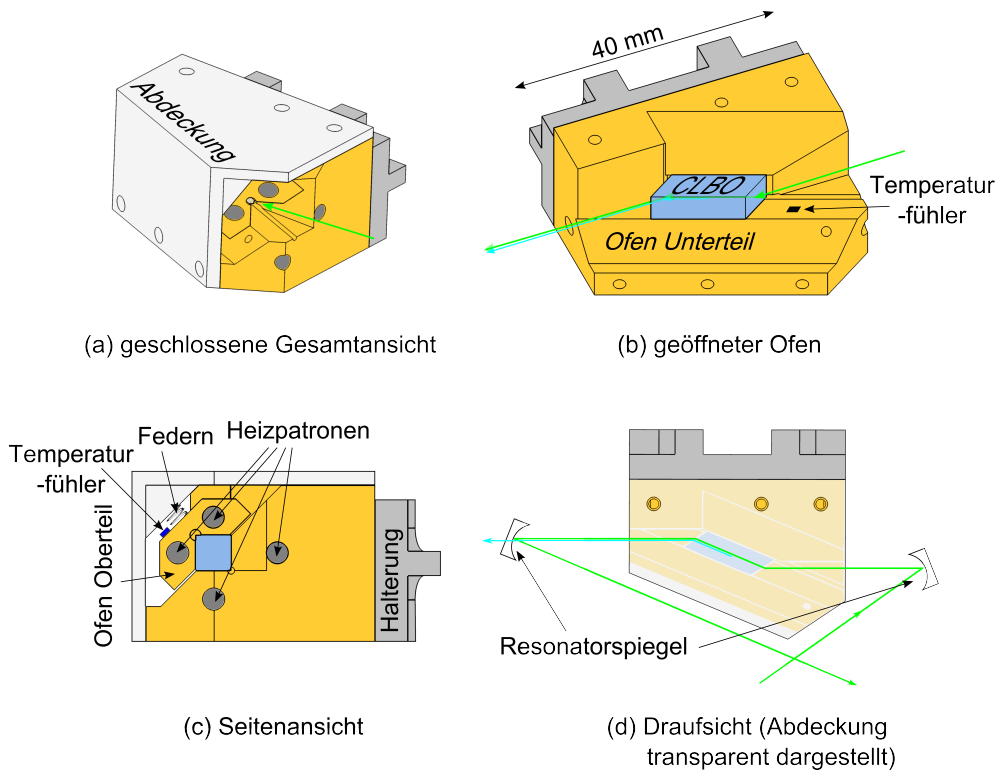


Abbildung 3.13: Kristallheizung für den brewstergeschnittenen CLBO-Kristall. (a) Geschlossene Gesamtansicht: Übersicht über den Zusammenbau der vier Ofenteile (Halterung, Unterteil, Oberteil und Abdeckung). (b) Geöffneter Ofen: Der Kristall liegt an seiner Position in der Mitte des Ofens in einem rechten Winkel. Die Halterung ist so gefertigt, dass sie die Brechung an den Kristalloberflächen berücksichtigt. (c) Seitenansicht: Der obere Ofenteil ist nicht fest mit dem unteren verbunden, er wird durch Federn auf den Kristall aufgedrückt, die verhindern, dass zu großer Druck auf den Kristall entsteht. (d) Draufsicht: Die Form des Ofens ist an den umlaufenden Laserstrahl im Resonator angepasst.

den gekrümmten Spiegel sind identisch, wobei einer der beiden als Auskopplspiegel für das ultraviolette Licht dient. Um den Resonator zu stabilisieren, ist einer der beiden planen Spiegel auf ein Piezoröhrchen aufgeklebt, über das die Resonatorlänge aktiv angepasst wird. Aus technischen Gründen ist es sinnvoll, dass dieser Spiegel nicht gleichzeitig der Einkoppelspiegel ist. Für den Einkoppelspiegel gibt es verschiedene Variationen mit Reflektionsgraden von ca. 95-99%, um Impedanzanpassung bei unterschiedlichen nichtlinearen Verlusten zu erreichen. Im vorgestellten Aufbau hat der Einkoppelspiegel eine Reflektivität von 97%.

Für eine maximale Einkopplung in den Resonator wird der fundamentale Laserstrahl auf das im Resonator umlaufende transversale Modenprofil angepasst (engl. *mode matching*). Dazu wird der Strahl mit zwei Zylinderlinsenteleskopen, einem

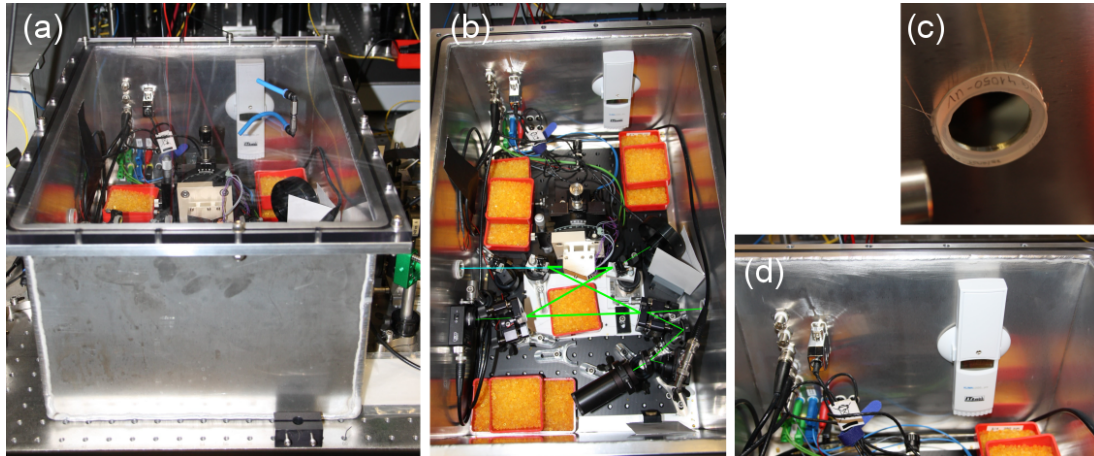


Abbildung 3.14: Luftdicht verschlossene Einhausung für den CLBO-Resonator. (a) Geschlossene Gesamtansicht: Geschweißte Aluminiumbox mit Acrylglasdeckel, (b) Verdopplungsresonator und Kristallofen mit Verschiebetisch in der Box, in den roten Schalen ist an freien Stellen das Trocknungsmittel positioniert. Skizzierter Strahlengang im Resonator. (c) Detailansicht des aufgeklebten Ausgangsfensters, (d) abgedichtete Kabeldurchführungen und Funk-Feuchtesensor.

sphärischen Teleskop und einer Einkoppellinse so geformt, dass in der Mitte des langen Resonatorarms ein Fokus mit einer Strahltaile von $170\ \mu\text{m}$ liegt, was der an dieser Stelle im Resonator berechneten umlaufenden Mode entspricht (Abschnitt 3.4).

Stabilisierung des Überhöhungsresonators

Der Überhöhungsresonator wird aktiv Längen-stabilisiert, so dass das fundamentale Lichtfeld resonant überhöhrt wird. Dazu ist der zweite plane Resonatorspiegel, der nicht als Einkoppelspiegel dient, auf einen Piezokristall geklebt, so dass die Resonatorlänge über die am Piezo angelegte Spannung schnell geändert werden kann. Das dazu benötigte Fehlersignal wird mit dem Pound-Drever-Hall-Verfahren [32] erzeugt. Die benötigten Seitenbänder im fundamentalen Signal sind schon für die Stabilisierung der Laserdiode auf das Laserdiodensignal aufmoduliert, sie haben einen Frequenzabstand von 20 MHz zur Hauptfrequenz. Um nicht zu viel Leistung zu verlieren, wird darauf geachtet, dass die Seitenbänder nicht mehr als 10% der Gesamtleistung enthalten. Diese werden durch den Trapezverstärker und den Faserverstärker einfach mitverstärkt. In der ersten Frequenzverdopplung entstehen durch Summenfrequenzmischung der Hauptfrequenz und der Seitenbandfrequenz wieder Seitenbänder mit dem gleichen Frequenzabstand. Durch die Aufmodulierung der Seitenbänder direkt auf den Laserdiodenstrom hat man den Vorteil, dass kein zusätzlicher elektrooptischer Modulator be-

3. FREQUENZVERDOPPLUNG

Tabelle 3.7: Resonatorspiegel (Angaben laut Datenblatt)

| | Form | Größe | Beschichtung |
|-------------------|------------------------------------|--|--|
| Gekrümmte Spiegel | konkav/plan $R = 75 \text{ mm}$ | $\varnothing = 12,5 \text{ mm}$ $d = 6,35 \text{ mm}$ | Vorderseite: HR($7^\circ, 507,4 \text{ nm}$) $> 99,9\%$ R($7^\circ, 253,7 \text{ nm}$) $< 5\%$ Rückseite: AR($7^\circ, 253,7 \text{ nm} + 507,4 \text{ nm}$) $< 0,25\%$ |
| Piezo-Spiegel | plan/plan | $\varnothing = 12,5 \text{ mm}$ $d = 6,35 \text{ mm}$ | Vorderseite: HR($7^\circ, 507,4 \text{ nm}$) $> 99,9\%$ R($7^\circ, 253,7 \text{ nm}$) $< 5\%$ Rückseite: AR($7^\circ, 253,7 \text{ nm} + 507,4 \text{ nm}$) $< 0,25\%$ |
| Einkoppelspiegel | plan/plan | $\varnothing = 25 \text{ mm}$ $d = 6,35 \text{ mm}$ | Vorderseite: R($7^\circ, 507,4 \text{ nm}$) $= 97 \pm 0,5\%$ Rückseite: AR($7^\circ, 253,7 \text{ nm} + 507,4 \text{ nm}$) $< 0,25\%$ |

nötigt wird. Die Photodiode⁵, die das reflektierte Signal vom Einkoppelspiegel abnimmt, ist mit einem 50 Ohm-Widerstand abgeschlossen, um schnell zu reagieren. Das Photodiodensignal wird in einem elektronischen Mischer mit dem phasenverschobenen Modulations-Sinussignal gemischt. Die Phasenverschiebung wird hier über die Kabellänge eingestellt. Nach einem Tiefpassfilter erhält man das phasensensitive Fehlersignal. Mit diesem wird mit Hilfe eines PID-Reglers ein Korrektursignal erzeugt, welches mit einem Hochspannungs-Verstärker⁶ verstärkt und auf den Piezo gegeben wird, um die Länge des Resonators zu stabilisieren.

⁵Thorlabs Photodiode DET10A/M

⁶Hochspannungsverstärker TREK Model 2210

3.6 Ergebnisse der Frequenzverdopplung

In diesem Abschnitt werden die erzielten Ergebnisse der beiden Frequenzverdopplungsstufen vorgestellt. Wie bereits in den vorigen Abschnitten beschrieben, ist die erste Frequenzverdopplung zu 507,5 nm mit einem periodisch gepolten Kristall vergleichsweise einfach zu betreiben und wird nur kurz vorgestellt.

Beim Aufbau und Betrieb der zweiten Frequenzverdopplung zu 253,75 nm mussten einige Hindernisse überwunden werden, bis ein stabiler Betrieb erreicht wurde. Die Ergebnisse hierzu werden im zweiten Teil des Kapitels vorgestellt. Insgesamt konnte eine ultraviolette Ausgangsleistung von 500 mW erreicht werden.

3.6.1 Erste Frequenzverdopplung

Der experimentelle Aufbau ist im Abschnitt 3.5.1 beschrieben. Der tägliche Betrieb mit dem vorgestellten Aufbau ist einfach und stabil und erfordert keine Nachjustage.

3.6.1.1 Ausgangsleistung und Effizienz

Mit dem vorgestellten Aufbau wird eine Ausgangsleistung von über 2 W erreicht. Der Verlauf der grünen Leistung über der eingestrahltten infraroten Leistung aus dem Faserverstärker ist in Abbildung 3.15 dargestellt. Die blaue Kurve ist im Bereich kleiner Leistungen an die Messpunkte angepasst und gibt den Verlauf der grünen Leistung im Bereich bis 6 W infraroter Leistung gut wieder. Bei höheren Leistungen weicht der Verlauf vom erwarteten Verlauf ab. Dies könnte an thermischen Problemen bei hohen Leistungen im Kristall liegen. Zusätzlich gibt es thermische Probleme in dem optischen Isolator, der den Faserverstärker vor Rückreflexen schützt, sodass auch die Strahlgröße und Strahlqualität bei hohen Leistungen vom Idealwert abweichen können.

Die rote Kurve zeigt den theoretisch berechneten Verlauf der konvertierten Leistung unter Berücksichtigung der Pumpabschwächung im Kristall. Da zum Schutz des Kristalls vor Schäden durch zu hohe Intensität, die Strahlgröße im Fokus etwas größer gewählt wurde als der Idealwert von 23 μm , wurde das bei der Rechnung mit berücksichtigt und mit einem Strahlradius im Fokus von 32 μm gerechnet. Auch die Verluste von 3,3% an dem dichroitischen Spiegel, der das infrarote Licht abtrennt, wurden in der theoretischen Kurve berücksichtigt.

Die angepasste (blaue) Kurve ist deutlich geringer als die berechnete (rote) Kurve trotz Berücksichtigung dieser Verluste, was darauf hindeutet, dass der verwendete Kristall einen geringeren nichtlinearen Koeffizienten d_{eff} aufweist als in den Rechnungen angenommen.

Die Frequenzverdopplung wird mit der Temperatur phasenangepasst. Wie in Abschnitt 3.5.1 beschrieben, wird der Ofen, in dem der Kristall gehalten ist, mithilfe einer Heizfolie und einem PID-Regler temperaturstabilisiert. Die optimale

3. FREQUENZVERDOPPLUNG

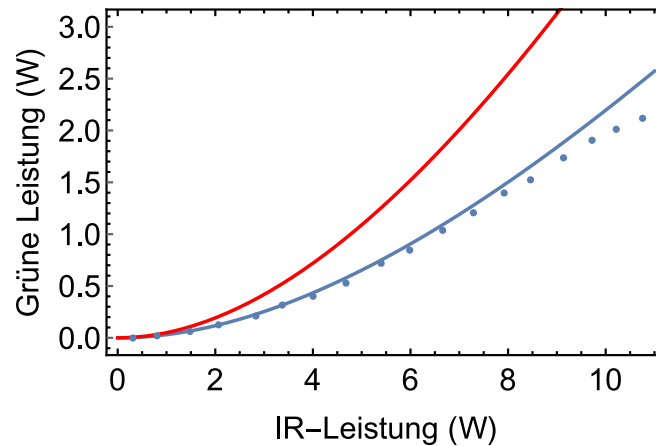


Abbildung 3.15: Ausgangsleistung bei 507,5 nm. Aufgetragen ist die grüne Ausgangsleistung über der fundamentalen infraroten Leistung. Die rote Linie zeigt die theoretisch berechnete konvertierte Leistung mit Berücksichtigung der Pumpabschwächung. Die blaue Kurve zeigt einen an die Messdaten bei kleinen Leistungen angepassten berechneten Verlauf.

Phasenangepasstemperatur ist abhängig von der eingestrahnten Frequenz und liegt für den Wellenlängenbereich von 1014 nm bis 1015 nm im Temperaturbereich zwischen 78°C und 80°C. Den Verlauf der harmonischen Leistung über der Temperatur bei konstanter moderater eingestrahelter Leistung von 650 mW zeigt Abbildung 3.16.

Bei maximaler eingestrahelter infraroter Leistung von 10 W muss im Vergleich zu kleinen Leistungen für optimale Phasenangepasstemperatur die Temperatur um ca. 0,5°C reduziert werden, um den lokalen Wärmeeintrag in den Kristall durch das eingestrahelte Laserlicht zu kompensieren. Zusätzlich ist die optimale Phasenangepasstemperatur sehr sensitiv auf die transversale und longitudinale Mode des infraroten Lichts. Ändert sich beispielsweise durch Druck auf die Verstärkerfaser das transversale Modenprofil, ist der Verdopplungsprozess in der Regel nicht mehr phasenangepasst. Da das Modenprofil aus dem Verstärker unter normalen Bedingungen stabil ist, kann eine Änderung der optimalen Phasenangepasstemperatur auf Probleme im Faserverstärker hindeuten. Ein plötzlich auftretender Einbruch in der grünen Leistung durch Phasenfehlanpassung zeigt meist ein Problem bei der Stabilisierung der Laserdiode an.

Aufgrund der Phasenangepasstemperatur und dem einfachen Aufbau mit nur einem Durchgang durch den Kristall und einem runden infraroten Strahl erwartet man, dass die gute Strahlqualität des infraroten Lichts aus dem Faserverstärker bei der Frequenzverdopplung erhalten bleibt, was sich im Experiment auch bestätigt. Zur Überprüfung der Strahlqualität wurde der grüne Strahl an einer Fokusposition mit der *Knife-edge*-Methode vermessen, bei der eine Messerklinge mit einem Mikrometer-Verschiebetisch an mehreren Positionen transversal durch

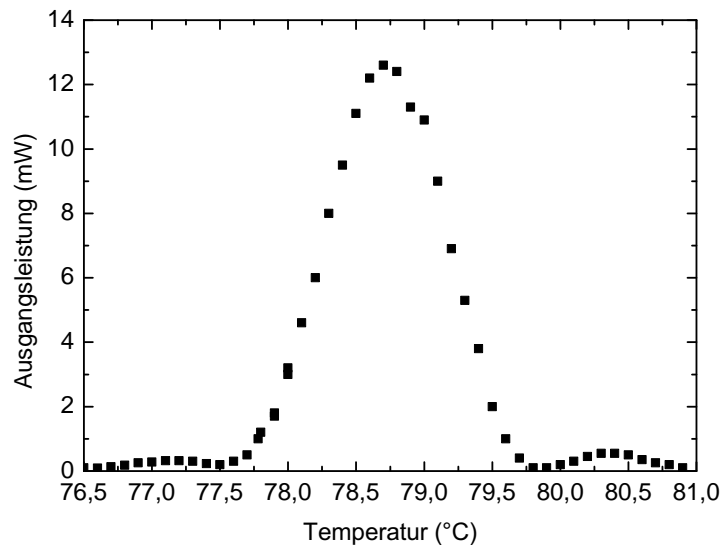


Abbildung 3.16: Temperaturphasenanpassung des periodisch gepolten Lithiumniobatkristalls gemessen bei ca. 650 mW infraroter Leistung.

den Strahl gefahren wird und dabei simultan die abfallende Intensität auf einer Photodiode bestimmt wird. Aus diesen Daten lässt sich die Strahlgröße an jedem Punkt berechnen. Trägt man die Strahlgrößen über die z -Achse auf, kann man den theoretischen Verlauf des transversalen Profils eines Gaußstrahls anpassen und so die Beugungsmaßzahl M^2 bestimmen.

Die Messung der Strahlgröße entlang der Strahlachse zeigt Abbildung 3.17, die Messung wurde sowohl in der horizontalen als auch in der vertikalen Richtung durchgeführt und ist in grün bzw. blau dargestellt. Mit Werten für die Beugungsmaßzahl von 1,06 bzw. 1,07 entspricht die Strahlqualität nahezu einer reinen Gaußmode. An der Fokusposition ist der Strahl rund und nicht astigmatisch und bietet so beste Voraussetzungen für eine effiziente Einkopplung in den Überhöhungsresonator der zweiten Verdopplungsstufe.

3.6.2 Zweite Frequenzverdopplung

Für die zweite Verdopplungsstufe wird das grüne Licht in einen Überhöhungsresonator eingekoppelt, dazu wird der grüne Strahl mit einem sphärischen und einem Zylinderlinsenteleskop so geformt, dass in der Mitte des langen Resonatorarms ein runder Fokus mit einem Strahlradius von ca. $170\ \mu\text{m}$ liegt (siehe Abschnitt 3.5). Der Einkoppelgrad kann aus dem reflektierten Signal am Einkoppelspiegel (Reflexion: 97%) abgelesen werden, wenn die Resonatorlänge periodisch verändert

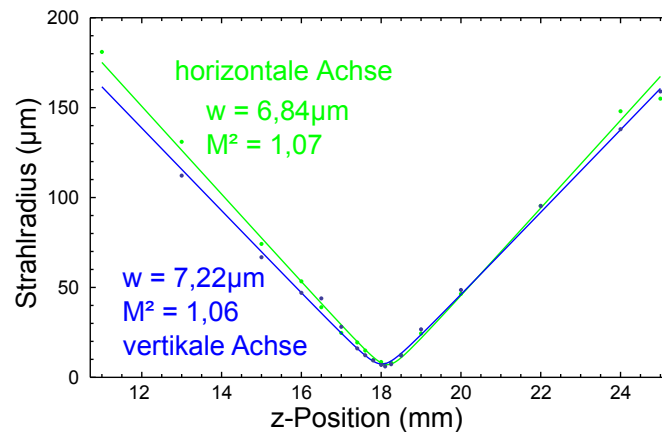


Abbildung 3.17: Strahlqualität des grünen Laserstrahls. Messung des Strahlradius über der z-Position entlang eines Strahlfokus mit der *Scanning-knife-edge*-Methode. Die Größen der Foki in x- und y-Richtung sind etwa gleich groß und die Fokusspositionen liegen etwa an der gleichen Stelle.

wird. Dieses Einkoppelsignal ist in der oberen Abbildung 3.18 in grün gezeigt. Das Verhältnis der reflektierten Leistung im Resonanzfall zur reflektierten Leistung abseits der Resonanz gibt den Einkoppelgrad wieder. Der maximal erreichte Einkoppelgrad für diesen Resonator beträgt 91%. Die Messung wurde bei 2 W grüner Ausgangsleistung durchgeführt.

Nach einem Frequenzmischer, der das Einkoppelsignal mit dem Sinussignal, das zur Erzeugung der Seitenbänder genutzt wird, mischt, erhält man das Fehlersignal. Dieses ist in der unteren Abbildung 3.18 in violett dargestellt und dient als Eingangssignal des PID-Reglers, welcher die Resonatorlänge auf der Resonanz stabilisiert.

3.6.2.1 Leistungsverlauf mit den Kristallen der Firma Altechna

Wie schon im Aufbauteil beschrieben, wurden Kristalle von zwei unterschiedlichen Herstellern verwendet. Die ersten Versuche wurden mit den CLBO-Kristallen der Firma Altechna durchgeführt. Bei der ersten Version des Aufbaus wurde der Kristall in einem Ofen bei 150°C gehalten, der mit den Endflächen des Kristalls abgeschlossen hat und bei normaler Raumfeuchte betrieben wurde. Allein die Temperaturerhöhung konnte den Kristall aber nicht davor schützen, Wasser einzulagern und nach ca. drei bis vier Wochen nicht mehr transparent für das grüne Licht zu sein.

Daraufhin wurde ein Kristallofen (Abb. 3.13) entworfen, der deutlich größer als der Kristall ist und so eine konstantere Temperatur über dem Kristall gewährleisten soll. Zusätzlich wurde der gesamte Resonator in einer luftdichten Box (Abb. 3.14) mit reduzierter Luftfeuchte untergebracht. Alle hier vorgestellten Messungen wurden mit diesem Aufbau gemacht. Damit konnte über mehrere Wochen

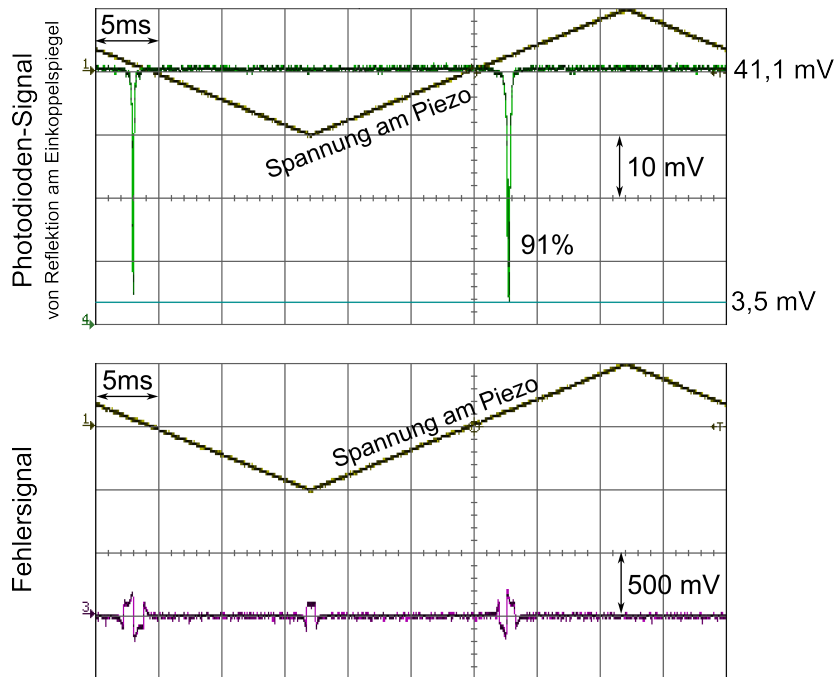


Abbildung 3.18: Einkoppel- und Fehlersignal des Überhöhungsresonators. Oben: Reflektiertes Signal vom Einkoppelspiegel bei periodisch geänderter Resonatorlänge. Die maximal erreichte Einkoppeleffizienz liegt bei 91%. Unten: Fehlersignal aus dem Mischer.

keine Degeneration des Kristalls beobachtet werden.

Beim Langzeitbetrieb wurde dann aber festgestellt, dass die ultraviolette Ausgangsleistung nicht über einen langen Zeitraum stabil ist. Einen typischen Verlauf der Ausgangsleistung über der Zeit zeigt Abbildung 3.19. Nach einem stabilen Betrieb über eine Zeitspanne von 10 bis 30 min fällt die umlaufende Leistung im Resonator und damit auch die ultraviolette Ausgangsleistung steil ab und stabilisiert sich dann bei einer deutlich niedrigeren Leistung. Schaltet man die Stabilisierung aus, blockiert den grünen Strahl, wartet einige Stunden und schaltet dann wieder ein, bekommt man wieder eine stabile hohe Ausgangsleistung für typischerweise 10-30 min, bevor man erneut einen Leistungseinbruch beobachtet. Die Verringerung der umlaufenden Leistung bei stabiler eingestrahelter Leistung deutet auf plötzlich ansteigende Verluste im Resonator hin. Da außer den Spiegeln und dem Kristall keine weiteren Elemente im Resonator vorkommen und an den Spiegeln keine zusätzlichen Verluste beobachtet wurden, kann man davon ausgehen, dass diese Verluste im Kristall durch die umlaufende grüne oder die erzeugte ultraviolette Leistung entstehen. Um zu untersuchen, ob der beobachtete Effekt auf die grüne oder die ultraviolette Leistung zurückzuführen ist, wurde eine Langzeitmessung über 120 min durchgeführt, bei der die volle grüne Leistung im Resonator umläuft, aber der Phasenanpassungswinkel so verstellt wurde, dass

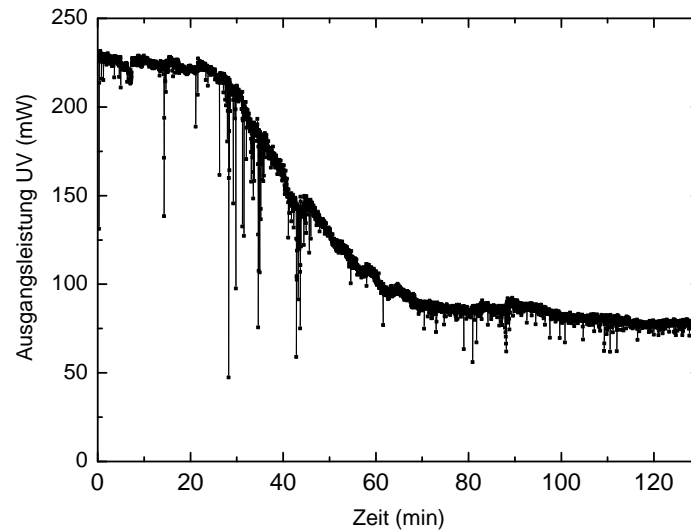


Abbildung 3.19: Ultraviolette Ausgangsleistung über 2 Stunden mit einem Kristall des Herstellers Altechna. Nach ca. 25 min stabilen Betriebs ist ein starker Leistungsabfall zu beobachten, nachdem sich die Ausgangsleistung bei ca. 80 mW wieder stabilisiert. Die schmalen Leistungseinbrüche sind auf Probleme bei der Stabilisierung des Überhöhungresonators zurückzuführen. Die umlaufende Leistung im Resonator bei dieser Messung betrug 41 W, die Kristalltemperatur lag bei 160°C.

nur etwa 100 mW ultraviolette Leistung erzeugt wurden. In Abbildung 3.20 ist die umlaufende grüne Leistung in Grün aufgetragen und die ultraviolette Leistung in Pink. Man erkennt, dass die Leistungen wieder ca. 30 min stabil sind und es dann erneut zu einem Leistungsabfall kommt. Da die ultraviolette Leistung von Beginn an niedrig gewählt wurde, wird mit dieser Messung ausgeschlossen, dass es sich um UV-induzierte Verluste im Kristall handelt.

Bei der weiteren Untersuchung der Leistungseinbrüche ist aufgefallen, dass die ultraviolette Ausgangsleistung nach einem Leistungsabfall nahezu vollständig regeneriert, wenn die Kristalltemperatur geändert wird. Bei einer Langzeitmessung über drei Stunden (Abb. 3.21) wurden verschiedene Dinge ausprobiert, um die Ausgangsleistung zu beeinflussen. Dabei wurden unter anderem kleine Drifts der Ausgangspolarisation des Faserverstärkers korrigiert und die Parameter für die Stabilisierung der Laserdiode und des Überhöhungsresonators geändert. Diese Änderungen sind in der Abbildung grün markiert. Man kann erkennen, dass diese Maßnahmen kurzfristige Leistungsanstiege bewirken. Auffällig sind aber die steilen Leistungsanstiege, die fast wieder die Ausgangsleistung erreichen, kurz nachdem die Kristalltemperatur um 2°C geändert wurde, was in Abbildung 3.21

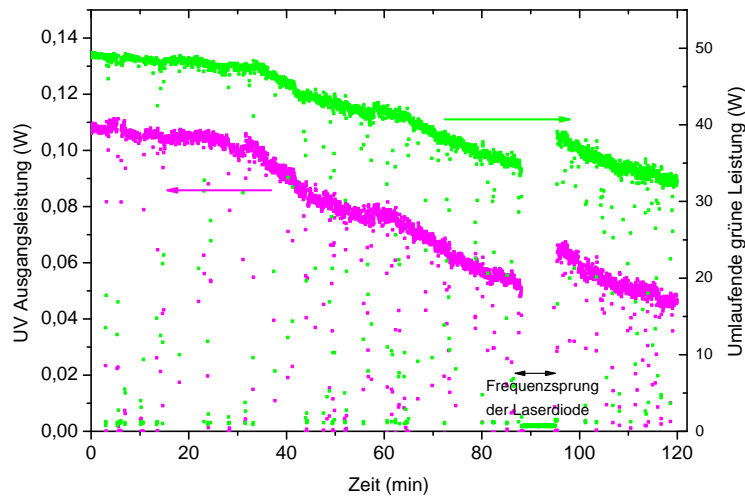


Abbildung 3.20: Leistungsabfall der umlaufenden grünen und der ultravioletten Ausgangsleistung. Für diese Messung wurde der Phasen Anpassungswinkel so verstellt, dass trotz hoher umlaufender Leistung nur etwas mehr als 100 mW ultravioletter Leistung erzeugt werden. Gemessen mit einem CLBO Kristall von Altechna.

orange markiert ist. Dabei machte es keinen erkennbaren Unterschied, ob die Kristalltemperatur nach oben oder nach unten korrigiert wurde.

Es ist aber auch erkennbar, dass die ultraviolette Leistung nach kurzer Zeit wieder abfällt. Im nächsten Versuch sollte systematisch untersucht werden, ob durch eine kontinuierliche Temperaturänderung ein Abfall der Ausgangsleistung verhindert werden kann. Da beobachtet wurde, dass die Leistung nur vollständig wieder hergestellt wird, wenn die Kristalltemperatur mit mindestens $0,5^{\circ}\text{C}/\text{min}$ geändert wird und der CLBO-Kristall durchgehend im Temperaturintervall zwischen 140°C und 160°C gehalten werden muss, um ihn nicht zu beschädigen, ist es nicht sinnvoll, die Temperatur über lange Zeiträume und große Temperaturintervalle zu ändern. Zusätzlich ist der Phasen Anpassungswinkel auch leicht temperaturabhängig, weshalb eine Temperaturänderung über die volle mögliche Temperaturspanne nicht sinnvoll ist.

Abbildung 3.22 zeigt eine Langzeitmessung über 2,5 Stunden, bei der nach dem ersten Temperaturabfall die Kristalltemperatur periodisch mit einer Rampe von $2^{\circ}\text{C}/4\text{min}$ geändert wird. Die Kristalltemperatur ist im unteren Bereich der Abbildung aufgetragen. Nach Erhöhung der mittleren Temperatur um 1°C und periodischer Temperaturänderung konnte die ultraviolette Ausgangsleistung für 80 min im Leistungsbereich um 200 mW gehalten werden. Es wurden Leistungsschwankungen von etwa 25 mW beobachtet, aber kein signifikanter Leistungsab-

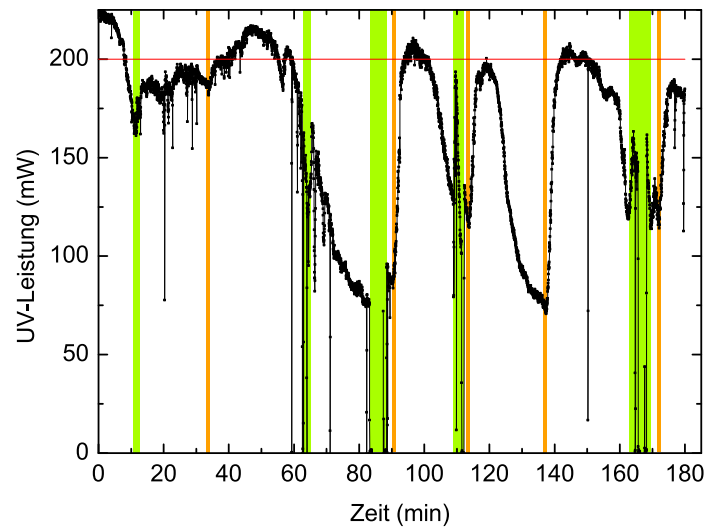


Abbildung 3.21: Ultravioletter Leistungsverlauf. An den orange markierten Zeiten wurde die Kristalltemperatur um jeweils 2°C nach oben oder unten verändert. Zu den grün markierten Zeiten wurden weitere Änderungen vorgenommen wie eine Verbesserung der der Lockparameter des Überhöhungsresonators, eine Korrektur der Ausgangspolarisation des Faserverstärkers oder Änderungen an den Einstellungen der Laserdiode.

fall. Nach dem Einstellen der Temperaturänderungen zeigt sich wieder der gewohnte Verlauf: Eine stabile Ausgangsleistung von einigen Minuten, gefolgt von einem steilen Leistungsabfall und Stabilisierung der Ausgangsleistung auf einem deutlich niedrigeren Niveau. Für diese Messung wurde die Temperatur manuell alle 4 min mit einer Rampe von $0,5^{\circ}\text{C}/\text{min}$ geändert.

Um diese manuelle Temperatureinstellung zu vermeiden, wurde eine automatisierte Temperaturumschaltung realisiert. Da der Temperaturregler zwar Temperaturrampen unterstützt, aber keine periodischen Temperaturänderungen erlaubt, wird als einfache Lösung dem Regler durch Zu- und Abschalten eines parallelen Widerstands zu dem Widerstands-Messfühler eine Temperaturänderung vorgetäuscht, deren Korrektur dann zu periodischen Temperatursprüngen führt. Dazu wird dem PT100-Temperaturfühler ein $39\text{ k}\Omega$ -Widerstand und ein Relais parallelgeschaltet. Dieses Relais wird mit Hilfe eines Frequenzgenerators mit einer Frequenz von 10 mHz , also nach jeweils 100 s , auf- und zugeschaltet. Der PT100-Temperaturfühler hat bei einer Temperatur von 50°C einen Widerstand von $157,33\text{ }\Omega$, durch Parallelschalten des $39\text{ k}\Omega$ -Widerstands täuscht man dem Regler einen Temperatursprung von ca. $1,6^{\circ}\text{C}$ vor, durch dessen Korrektur die Kristalltemperatur tatsächlich um $1,6^{\circ}\text{C}$ geändert wird. Auf diese Weise lässt

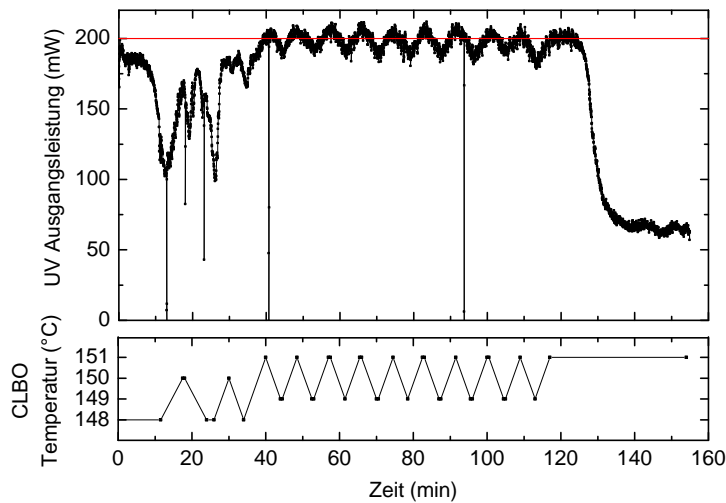


Abbildung 3.22: Ultraviolette Ausgangsleistung über die Zeit bei periodischer Veränderung der Kristalltemperatur. Oben: Ultraviolette Ausgangsleistung. Unten: Kristalltemperatur. Nach einem Leistungseinbruch wird die Kristalltemperatur periodisch mit einer Rampe von $2^{\circ}\text{C}/4\text{ min}$ variiert und die Ausgangsleistung steigt dabei wieder auf den Ausgangswert an und kann dort stabil gehalten werden. Nachdem die Temperaturrampe abgeschaltet wird, zeigt sich nach einigen Minuten wieder der gewohnte Leistungsabfall.

sich einfach eine automatisierte periodische Temperaturänderung realisieren. Da aber auf diese Weise nur Temperatursprünge und keine langsamen Temperaturänderungen möglich sind, muss man sich man auf kleine Temperaturänderungen beschränken, um keine Schäden durch thermische Spannungen im Kristall zu riskieren. Eine Messung über 140 min mit diesen Temperatursprüngen zeigt Abbildung 3.23, hier sieht man, dass die ultraviolette Ausgangsleistung über 140 min im Leistungsbereich um 200 mW gehalten werden konnte, auch wenn es teilweise starke Leistungsschwankungen gab. Nach dem Ausschalten der Temperatursprünge beobachtet man erneut einen steilen Leistungsabfall.

Nach diesen Beobachtungen kann man auf ein thermisches Problem im Kristall schließen. Eine nachprüfbare Begründung für das Verhalten des Kristalls der Firma Altechna lässt sich nicht geben, die wahrscheinlichste Erklärung ist, dass durch lokale Temperaturänderungen im Kristall durch die hohe umlaufende Leistung Spannungen im Kristall entstehen, die eine zusätzliche Doppelbrechung hervorrufen. Wird durch diese zusätzliche Doppelbrechung die Polarisation des umlaufenden Lichts gedreht, treten Verluste an den Brewsterflächen des Kristalls auf, die zu einer geringeren Überhöhung und entsprechend geringeren Konver-

3. FREQUENZVERDOPPLUNG

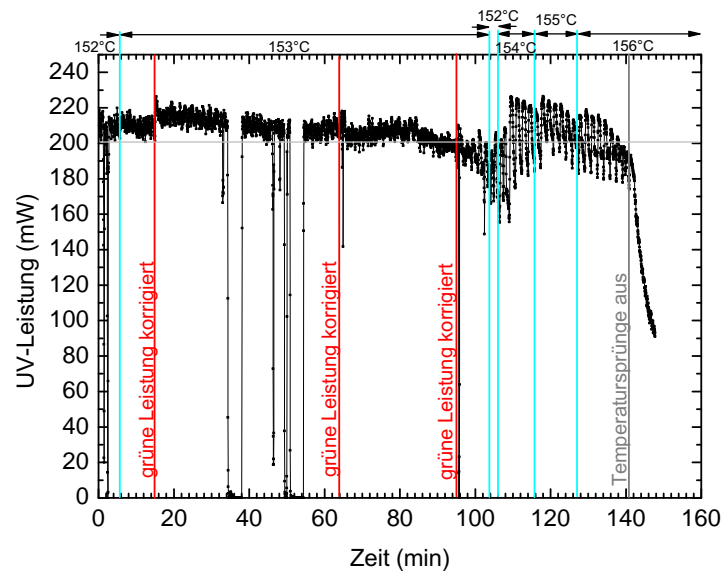


Abbildung 3.23: Ultraviolette Ausgangsleistung über die Zeit bei periodischer Veränderung der Kristalltemperatur. Für diese Messung wurde zu dem PT100-Temperaturfühler ein 39 kOhm Widerstand parallel geschaltet, der mit einem Relais periodisch mit einer Frequenz von 10 mHz zu- und abgeschaltet wurde. Dadurch ergeben sich Regel-Temperatursprünge von ca. 1,6°C, welche die ultraviolette Leistung über einen Zeitraum von über 2 Stunden konstant halten konnten. Die Solltemperatur ohne parallel geschalteten Widerstand wurde dabei mehrmals gewechselt und ist an der oberen Achse aufgetragen.

sionseffizienz führen. Durch das geschlossene Ofendesign können Brewster-Reflexe an den Kristalloberflächen allerdings nicht direkt beobachtet werden.

3.6.2.2 Leistungsverlauf mit den Kristallen der Firma Kogakugiken

Um zu untersuchen, ob den Leistungseinbrüchen bei langer Messdauer ein Problem in dem vorhandenen Aufbau zugrunde liegt, wurde ein zusätzlicher Kristall eines anderen Herstellers (Firma Kogakugiken) zum Vergleich getestet. Bei diesem Kristall konnte direkt eine deutlich größere umlaufende Leistung und eine deutlich höhere erzeugte ultraviolette Leistung beobachtet werden. Hier konnte eine Ausgangsleistung von über 500 mW erreicht werden, doppelt so viel wie mit den Kristallen der Firma Altechna möglich waren, ohne weitere Änderungen am System vorgenommen zu haben.

Auch dieser Kristall wurde im Langzeitbetrieb getestet, eine Messung über sieben Stunden ist in Abbildung 3.24 gezeigt. Ein steiler Leistungsabfall konnte über

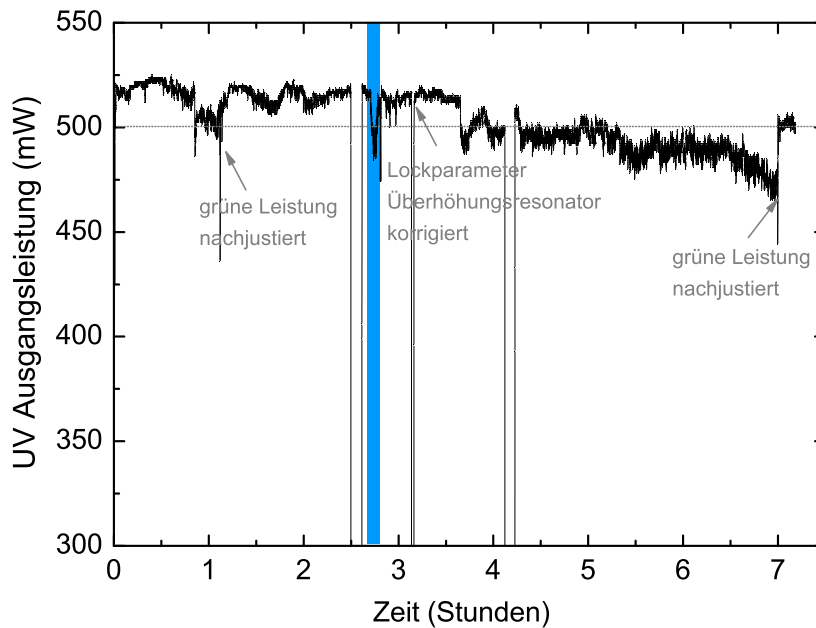


Abbildung 3.24: Ultraviolette Ausgangsleistung über die Zeit. Diese Messung wurde mit dem Kristall des Herstellers Kogakugiken bei einer umlaufenden Leistung von 58 W im Resonator gemacht. Der langsame Abfall der Leistung lässt sich mit einem Abfall der fundamentalen Leistung und den damit verbundenen schlechteren Einstellungen der Regelparameter für die Stabilisierung der Resonatorlänge begründen. Die blaue Markierung zeigt den Zeitpunkt, an dem bei laufendem Betrieb flüssiger Stickstoff für den Faserverstärker nachgefüllt wurde. Nach 2,5 h, 3,2 h und 4,2 h fiel jeweils kurz die Längen-Stabilisierung des Überhöhungsresonators aus.

die gesamte Messdauer nicht beobachtet werden. Die Kristalltemperatur wurde während der Messung konstant gehalten. Der beobachtete langsame Abfall der ultravioletten Leistung nach 3,5 h kann zum einen durch einen Abfall der grünen Leistung erklärt werden, die am Ende der Messung durch Nachjustage korrigiert wurde und zum anderen konnte der Überhöhungsresonator nicht mehr so gut stabilisiert werden, da das reflektierte Signal vom Einkoppelspiegel durch das Ende der Lebensdauer der Batterie der Photodiode zu klein geworden war. Dadurch sind auch die größeren schnellen Schwankungen der Leistung gegen Ende der Messung zu erklären.

Die mit diesem Kristall erreichte Ausgangsleistung von 500 mW bei 253,75 nm konnte problemlos immer wieder reproduziert werden und auch nach Monaten konnte keine Degradierung des Kristalls festgestellt werden. Es wurde stets darauf

geachtet, dass die Kristalltemperatur zwischen 140°C und 160°C gehalten wurde und die relative Umgebungsfeuchte nicht über 2% lag.

Durch den Vergleich der Kristalle der beiden Hersteller kann darauf geschlossen werden, dass die Qualität des Kristalls eine entscheidende Rolle spielt. Da bei den Kristallen von Altechna eine Überhöhung von mehr als 25 auch am Beginn einer Messung nicht möglich war, ist davon auszugehen, dass durch Absorption und Streuung im Kristall die Verluste von Beginn an deutlich höher waren als in dem Kristall von Kogakugiken. Diese Verluste können auch für einen Temperaturgradienten im Kristall verantwortlich sein, so dass es zu lokalen Spannungen und damit zu zusätzlicher Doppelbrechung kommt, die dann wiederum für weitere Verluste verantwortlich ist.

Mit dem CLBO von Kogakugiken konnte eine Überhöhung der eingekoppelten Leistung von über 30 erreicht werden, so dass hier deutlich niedrigere lineare Verluste im Kristall angenommen werden, was sich auch in dem Ausbleiben der mit den anderen Kristallen beobachteten Leistungseinbrüche bestätigt.

Mit diesem System kann eine ultraviolette Leistung im Bereich um 500 mW erzeugt werden, zu beachten ist hier aber eine starke Abhängigkeit der erzeugten Leistung von der Stabilisierung des Überhöhungsresonators. Eine gute Stabilisierung des Resonators ist nur möglich, wenn die Laserdiode, die das infrarote Licht bei 1015 nm erzeugt, stabil und mit einer schmalen spektralen Breite betrieben wird. Beachtet man dies und dass der CLBO trocken und im Temperaturbereich zwischen 140°C und 160°C gelagert und betrieben wird, kann das vorgestellte System zuverlässig zur Erzeugung von Licht bei 253,75 nm genutzt werden.

ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Zur Erzeugung von kohärenter vakuumultravioletter Strahlung im Wellenlängenbereich um 120 nm durch Summenfrequenzmischung werden drei Lichtfelder benötigt, deren Wellenlängen auf Resonanzen des nichtlinearen Mediums Quecksilberdampf abgestimmt sind: ein ultraviolettes Lichtfeld bei 253,75 nm, ein blaues bei 408 nm und eines im gelb-grünen Wellenlängenbereich (555-580 nm). Das für diesen Zweck im Rahmen der vorgestellten Doktorarbeit entwickelte und aufgebaute ultraviolette Lasersystem bei 253,75 nm konnte einen zuverlässigen Betrieb demonstrieren und erreicht eine stabile Ausgangsleistung von 500 mW. Das mehrstufige System besteht aus einem infraroten Signallasersystem, einem Faserverstärker als Leistungsverstärker und einer zweistufigen Frequenzverdopplung, deren Aufbau und Ergebnisse hier vorgestellt wurden.

Um ausreichend Laserleistung für eine effiziente Frequenzverdopplung zu erreichen wurde zuerst ein Ytterbium-Faserverstärker für hohe Leistungen bei 1015 nm entwickelt. Durch Untersuchung des Absorptions- und Emissionsspektrums von Ytterbium-dotierten Fasern bei kryogener Temperatur wurde die Möglichkeit evaluiert, über die Temperatur die Absorption bei der Signalwellenlänge zu reduzieren und so den Verstärker effizient betreiben zu können. Die theoretische Betrachtung und Simulation einiger Faserverstärkerkonfigurationen zeigt die prinzipielle Machbarkeit eines effizienten Verstärkers bei 1015 nm auch mit kommerziell erhältlichen dotierten Fasern.

Mit dem Aufbau des Faserverstärkers konnte gezeigt werden, dass der Betrieb bei Flüssigstickstoff-Temperatur ohne Komplikationen möglich ist und eine Ausgangsleistungseffizienz von 45% erreicht wird. Das Ausgangsspektrum zeigt eine gute Unterdrückung von unerwünschten Frequenzen, die erzeugte Leistung enthält also praktisch nur die Signalfrequenz. Eine besondere Unsicherheit beim Betrieb des Faserverstärkers in flüssigem Stickstoff stellen die Langzeit- und Polarisationsstabilität des Systems dar, die deshalb besonders beachtet wurden. Bei spannungsfreier Lage der aktiven Faser im Stickstoff konnte ein polarisationsstabiler Betrieb auch mit Fasern ohne spezielle doppelbrechende Elemente zur

Polarisationserhaltung demonstriert werden. Auch der Betrieb des Verstärkers über einen langen Zeitraum, auch über die Standzeit des Dewargefäßes hinaus, funktioniert zuverlässig. Das vorgestellte System erreicht eine Ausgangsleistung von mehr als 10 W und wird seit mehreren Jahren im täglichen Laborbetrieb eingesetzt. Da der Aufbau komplett selbst entwickelt wurde, können vereinzelt durch Anwendungsfehler auftretende Defekte an den Faserendflächen auch selbst in kurzer Zeit behoben werden.

Die vom Faserverstärker bereitgestellte Laserleistung wird in zwei Stufen frequenzvervieracht. Für die erste Frequenzverdopplungsstufe wurde ein einfacher und wartungsarmer Aufbau mit einem periodisch gepolten Lithiumniobat-Kristall gewählt. Hier wird das infrarote Licht in einem fokussierten Durchgang durch den Kristall frequenzverdoppelt. Die Quasi-Phasenanpassung wird bei einer gut handhabbaren Temperatur von 80°C erreicht. Der Aufbau ist stabil und musste nach einmaligem Einstellen über Monate nicht mehr nachjustiert werden. Mit der ersten Stufe erreicht man so eine grüne Ausgangsleistung bei 507,5 nm von 2 W. Für die zweite Frequenzverdopplungsstufe wurde als nichtlineares Material Cäsium-Lithiumborat (CLBO) gewählt, da es eine hohe Zerstörschwelle im ultravioletten Wellenlängenbereich hat und bei der verwendeten Wellenlänge kritische Phasenanpassung mit einem kleinen *Walk Off*-Winkel möglich ist. Da dieser Kristall hygroskopisch ist, ist der Aufbau entsprechend angepasst um den Kristall vor Feuchtigkeit zu schützen. Es wurde ein spezieller Ofen entworfen, mit dem der Kristall permanent im Temperaturbereich um 150°C gehalten wird und der eine konstante Temperaturverteilung entlang des Kristalls bis zu den Endflächen gewährleistet. Zusätzlich wird der gesamte Kristallaufbau in einem abgedichteten Gehäuse mit reduzierter Luftfeuchte gelagert und betrieben. Um die Effizienz der zweiten Frequenzverdopplung zu 253,75 nm zu erhöhen wird der Cäsium-Lithiumborat-Kristall im Fokus eines Überhöhungsresonators positioniert. Beim Betrieb mit überhöhter fundamentaler Leistung haben auch geringe Leistungsverluste im Kristall starke Auswirkungen auf die erzeugte ultraviolette Leistung. Bei den Kristallen eines Herstellers sind Probleme mit Leistungsverlusten aufgetreten. Die dabei beobachteten thermischen Probleme wurden untersucht und Leistungsabfälle konnten mit einer periodischen Temperaturänderung von 2-4°C verhindert werden.

Mit einem Kristall der japanischen Firma Kogakugien zeigten sich keine thermischen Probleme oder Leistungsabfälle. Mit diesem Kristall in dem vorgestellten Aufbau konnte eine ultraviolette Ausgangsleistung von über 500 mW erzeugt werden, die über Stunden stabil zur Verfügung steht.

Da die Erzeugung von vakuumultravioletter Strahlung bei 120 nm durch Summenfrequenzmischung ein Prozess mit sehr geringer Effizienz ist, sind hohe fundamentale Leistungen notwendig um für die Anwendungen Laserkühlen von Antiwasserstoff oder Rydberganregung von gefangenen Calcium-Ionen ausreichend Leistung zu erzeugen. Es ist deshalb interessant sich auch über eine zukünftige

Leistungssteigerung des ultravioletten Lichtfeldes Gedanken zu machen. Das vorgestellte System kann grundsätzlich für weitere Leistungssteigerungen modifiziert werden, einige Punkte müssen dabei beachtet werden:

- Für die effiziente Frequenzverdopplung wird eine gute Strahlqualität benötigt, deshalb wird im vorliegenden Fall eine *Large Mode Area*-Faser mit einem kleinen Kern verwendet, die nur sehr wenige Moden führt. Ein kleinerer Kern erhöht die Intensität in der Faser und verringert die Schwelle für parasitäre nichtlineare Effekte wie stimulierte Brillouin-Streuung. Bei Lagerung in flüssigem Stickstoff wurde beobachtet, dass sich die Schwelle für stimulierte Brillouin-Streuung im Vergleich zu Raumtemperatur zu größeren Leistungen verschiebt, was den Betrieb bis zu 10 W mit der verwendeten Faser möglich macht. Dieser Effekt wurde aber nicht näher untersucht. Für eine weitere Leistungssteigerung müsste jedoch eine Faser mit größerem Kerndurchmesser verwendet werden und bei Messungen mit der Faser mit dem Kerndurchmesser von 25 μm hatten sich bereits Probleme mit der Strahlqualität gezeigt. Hier wäre es sinnvoll bei Fasern mit einem Kerndurchmesser von 15 μm oder 20 μm das transversale Ausgangsprofil zu testen und die tatsächliche Leistungsschwelle für nichtlineare Effekte in der Faser zu ermitteln.
- Die in der Literatur beschriebene UV-induzierte Zerstörschwelle für CLBO ist mit dem vorgestellten Aufbau noch lange nicht erreicht, man könnte die zweite Frequenzverdopplung mit deutlich höherer Eingangsleistung betreiben. Eine Möglichkeit mit der vorhandenen infraroten Leistung mehr grüne Leistung zu erzeugen wäre ein zweiter Überhöhungsresonator. So ließe sich die Konversionseffizienz der ersten Frequenzverdopplung mit einer etablierten Methode auf über 50% steigern [76]. Für einen Test der Zerstörschwelle des CLBO-Kristalls wäre das sehr interessant. Für den täglichen Laborbetrieb muss abgewogen werden, ob der Aufwand und die Instabilität einer zweiten Resonatorjustage und aktiven Stabilisierung für eine weitere Leistungssteigerung in Kauf genommen werden soll.

Um den komplexen Aufbau der Summenfrequenzmischung zu vakuumultraviolettem Licht zuverlässig betreiben zu können ist es wichtig, dass die fundamentalen Laser möglichst störungsfrei und wartungsarm funktionieren. Deshalb wurden schon einige Ideen getestet, die das Lasersystem bei 253,75 nm noch stabiler und benutzerfreundlicher machen können. Es wurden einige vielversprechende Tests mit Pumpkopplern gemacht [84], mit denen der fasergekoppelte Dioden-Pumplaser direkt an die Verstärkerfaser angespleißt wird. Das ermöglicht einen besonders kompakten Aufbau bei dem ein Nachjustieren des Pumplichts entfällt. Zusätzlich wurden auch schon erste Tests mit polarisationserhaltenden Fasern in flüssigem Stickstoff durchgeführt. Der polarisationsstabile Betrieb des Systems funktioniert auch mit nicht-polarisationserhaltenden Fasern, das Einstellen der

richtigen Polarisation bei jedem Einschalten könnte damit auch noch entfallen.

Interessant wäre für zukünftige Projekte auch der Test von neuen Fasertypen, die Verstärkung im Wellenlängenbereich bis 1015 nm auch ohne Kühlung möglich machen. Beim Design von photonischen Kristallfasern können gezielt die Führungseigenschaften im Kern so zu beeinflusst werden, dass unerwünschte Wellenlängen große Verluste erleiden. Mit Ytterbium-dotierten Verstärkerfasern wurde auch schon demonstriert, dass so schwer zugängliche Wellenlängen verstärkt werden können [85,86]. Solche Fasern sind bislang nicht kommerziell erhältlich.

Mit dem vorgestellten System konnten mit dem CLBO-Kristall des Herstellers Kogakugien über einen Zeitraum von mehreren Monaten keine Degradationseffekte beobachtet werden. Über die Langzeitstabilität von CLBO-Kristallen über Monate und Jahre bei hohen UV-Ausgangsleistungen ist noch wenig publiziert worden, es ist interessant das System bei regelmäßigem Betrieb langfristig zu beobachten, um eine fundierte Aussage über die Langzeitstabilität treffen zu können.

ANHANG

A.1 Pseudo-Voigt-Profil

Unter einem Voigt-Profil versteht man eine Faltung aus einem Gauß- und einem Lorentz-Profil. Das Faltungsintegral kann nicht analytisch berechnet werden und ist zum Anpassen an Datenpunkte ungeeignet. Hier wird das Voigt-Profil durch ein Pseudo-Voigt-Profil genähert. Dabei wird die Faltung von Gauß- und Lorentz-Profil durch eine Linearkombination der beiden Funktionen mit einem Gewichtungsfaktor η ersetzt:

$$V_{\text{Pseudo}}(\nu, \nu_{xy}, \Gamma_L, \Gamma_G) = \eta L(\nu, \nu_{xy}, \Gamma_L) + (1 - \eta) G(\nu, \nu_{xy}, \Gamma_G). \quad (\text{A.1})$$

Die Zentralfrequenz der Verteilung wird hier mit ν_{xy} bezeichnet, Γ_L und Γ_G sind die vollen Halbwertsbreiten der Lorentz- und der Gaußverteilung, welche mit L und G bezeichnet sind. Eine gute Abschätzung [87] zur Berechnung des Faktors η ist

$$\eta = 1,36603 (\Gamma_L/\Gamma) - 0,47719 (\Gamma_L/\Gamma)^2 + 0,11116 (\Gamma_L/\Gamma)^3 \quad (\text{A.2})$$

mit

$$\Gamma = \left(\Gamma_G^5 + 2,69269 \Gamma_G^4 \Gamma_L + 2,42843 \Gamma_G^3 \Gamma_L^2 + 4,47163 \Gamma_G^2 \Gamma_L^3 + 0,07842 \Gamma_G \Gamma_L^4 + \Gamma_L^5 \right)^{1/5}. \quad (\text{A.3})$$

Die maximale Abweichung zur Voigt-Verteilung beträgt nach T.Ida et.al. [88] 1,2%.

A.2 Sellmeier-Gleichungen und thermooptische Koeffizienten

Die ordentlichen und außerordentlichen Brechungsindizes n_o und n_e für die nicht-linearen Medien können mit Hilfe der Sellmeier-Gleichungen für die beteiligten Wellenlängen bestimmt werden.

5%-MgO-dotierter Lithiumniobat

Die temperaturabhängige Sellmeier-Gleichungen für 5%-MgO-dotierten Lithiumniobat lauten [72]

$$n_o^2(\lambda) = 5,653 + 7,941 \cdot 10^{-7} f + \frac{0,1185 + 3,134 \cdot 10^{-8} f}{\lambda^2 - (0,2091 - 4,641 \cdot 10^{-9} f)^2} + \frac{89,61 - 2,188 \cdot 10^{-6} f}{\lambda^2 - 10,85^2} - 1,97 \cdot 10^{-2} \lambda^2 \quad (\text{A.4})$$

und

$$n_e^2(\lambda) = 5,756 + 2,86 \cdot 10^{-6} f + \frac{0,0983 + 4,7 \cdot 10^{-8} f}{\lambda^2 - (0,202 + 6,113 \cdot 10^{-8} f)^2} + \frac{189,32 + 1,516 \cdot 10^{-4} f}{\lambda^2 - 12,52^2} - 1,32 \cdot 10^{-2} \lambda^2 \quad (\text{A.5})$$

mit

$$f = (T - 24,5^\circ\text{C})(T + 570,82^\circ\text{C}). \quad (\text{A.6})$$

Die Temperatur T wird in $^\circ\text{C}$ eingesetzt und die Wellenlänge λ in μm . Die Formeln (A.4) und (A.5) gelten für den Wellenlängenbereich von $0,5 \mu\text{m}$ bis $4 \mu\text{m}$.

Cesium-Lithiumborat

Für Cesium-Lithiumborat hat haben T. Sasaki et al. [73] die folgenden Sellmeier-Gleichungen veröffentlicht

$$n_o^2(\lambda) = 2,2104 + \frac{0,01018}{\lambda^2 - 0,01424} - 0,01258 \lambda^2 \quad (\text{A.7})$$

und

$$n_e^2(\lambda) = 2,0588 + \frac{0,00838}{\lambda^2 - 0,01363} - 0,00607 \lambda^2. \quad (\text{A.8})$$

Diese gelten bei 20°C und im Wellenlängenbereich von $0,1914 \mu\text{m}$ bis $2,09 \mu\text{m}$.

A.2. Sellmeier-Gleichungen und thermooptische Koeffizienten

Die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex von CLBO ist nur schwach und kann mit den thermo-optischen Koeffizienten [74] beschrieben werden

$$\frac{dn_o}{dT}(\lambda) = \left(-12,48 - \frac{0,328}{\lambda} \right) \cdot 10^{-6} \left(\frac{1}{^\circ C} \right) \quad (\text{A.9})$$

und

$$\frac{dn_e}{dT}(\lambda) = \left(-8,36 + \frac{0,047}{\lambda} - \frac{0,039}{\lambda^2} + \frac{0,014}{\lambda^3} \right) \cdot 10^{-6} \left(\frac{1}{^\circ C} \right). \quad (\text{A.10})$$

Diese Gleichungen sind gültig im Wellenlängenbereich von 0,2128 μm bis 1,3382 μm .

A.3 Analytische Funktion zur Abschätzung der Boyd-Kleinman-Funktion $h_{\max}(B, \xi)$

Chen und Chen [78] haben nach numerischer Berechnung der Boyd-Kleinman-Funktion $h_{\max}(B, \xi)$ für verschiedene Doppelbrechungsparameter B und Fokusparameter ξ die Funktion

$$h_{\max}(B, \xi) = \frac{h_{mm}(B)\gamma(B)\xi}{|\xi - \xi_m(B)|^{n(B)} + \gamma(B)\xi} \quad (\text{A.11})$$

an die numerisch ermittelten Werte angepasst. Für die von B abhängigen Parameter $h_{mm}(B)$, $\gamma(B)$, $\xi_m(B)$ und $n(B)$ erhalten sie

$$h_{mm}(B) = \frac{1,068}{1 - 0,7\sqrt{B} + 1,62B}, \quad (\text{A.12})$$

$$\xi_m(B) = \frac{2,84 + 1,39B^2}{1 + 0,1B + B^2}, \quad (\text{A.13})$$

$$n(B) = \frac{1,91 + 1,83B}{1 + B} \quad (\text{A.14})$$

und

$$\gamma(B) = \frac{(\xi_m(0))^{n(0)}}{h_{mm}(0)} e^{-B} + 13(1 - e^{-B/3}). \quad (\text{A.15})$$

Mithilfe dieser Gleichungen kann man die Boyd-Kleinman-Funktion auch mit Doppelbrechung und bei beliebigem konfokalen Parameter b abschätzen.

TEILVERÖFFENTLICHUNG

Einige der präsentierten Ergebnisse wurden veröffentlicht in:

A continuous wave 10W cryogenic fiber amplifier at 1015 nm and frequency quadrupling to 254 nm

R. Steinborn, A. Koglbauer, P. Bachor, T. Diehl, D. Kolbe, M. Stappel, and J. Walz

Optics Express **19**,21 (2013)

A stable, continuous wave, single frequency fiber amplifier system at 1015 nm with 10 W output power is presented. It is based on a large mode double clad fiber cooled to liquid nitrogen temperature. The amplified light is frequency quadrupled to 254 nm and used for spectroscopy of the $6^1S \rightarrow 6^3P$ transition in mercury.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] T. H. Maiman. Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature*, 187:493–494, 1960.
- [2] D. Kolbe, M. Scheid, and J. Walz. Influence of the 6^1S_0 – 6^3P_1 resonance on continuous Lyman- α generation in mercury. *Appl. Phys. B*, 113(4):559–566, 2013.
- [3] D. Kolbe, M. Scheid, and J. Walz. Triple Resonant Four-Wave Mixing Boosts the Yield of Continuous Coherent Vacuum Ultraviolet Generation. *Phys. Rev. Lett.*, 109:063901, 2012.
- [4] D. Kolbe, A. Beczkowiak, T. Diehl, A. Koglbauer, M. Sattler, M. Stappel, R. Steinborn, and J. Walz. A reliable cw Lyman- α laser source for future cooling of antihydrogen. *Hyperfine Interact.*, 212(1):213–220, 2012.
- [5] M. Scheid, D. Kolbe, F. Markert, T. W. Hänsch, and J. Walz. Continuous-wave Lyman- α generation with solid-state lasers. *Opt. Express*, 17(14):11274–11280, 2009.
- [6] D. Kolbe, A. Beczkowiak, T. Diehl, A. Koglbauer, A. Müllers, M. Scheid, M. Stappel, R. Steinborn, and J. Walz. Continuous Lyman-alpha generation by four-wave mixing in mercury for laser cooling of antihydrogen. *Can. J. Phys.*, 89(1):25–28, 2011.
- [7] H. Haken and H. C. Wolf. *Atom- und Quantenphysik: Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013.
- [8] M. Niering, R. Holzwarth, J. Reichert, P. Pokasov, Th. Udem, M. Weitz, T. W. Hänsch, P. Lemonde, G. Santarelli, M. Abgrall, P. Laurent, C. Salomon, and A. Clairon. Measurement of the Hydrogen $1S$ - $2S$ Transition Frequency by Phase Coherent Comparison with a Microwave Cesium Fountain Clock. *Phys. Rev. Lett.*, 84:5496–5499, 2000.
- [9] M. Ahmadi, B. X. R. Alves, C. J. Baker, W. Bertsche, E. Butler, A. Capra, C. Carruth, C. L. Cesar, M. Charlton, S. Cohen, R. Collister, S. Eriksson,

- A. Evans, N. Evetts, J. Fajans, T. Friesen, M. C. Fujiwara, D. R. Gill, A. Gutierrez, J. S. Hangst, W. N. Hardy, M. E. Hayden, C. A. Isaac, A. Ishida, M. A. Johnson, S. A. Jones, S. Jonsell, L. Kurchaninov, N. Madsen, M. Mathers, D. Maxwell, J. T. K. McKenna, S. Menary, J. M. Michan, T. Momose, J. J. Munich, P. Nolan, K. Olchanski, A. Olin, P. Pusa, C. Rasmussen, F. Robicheaux, R. L. Sacramento, M. Sameed, E. Sarid, D. M. Silveira, S. Stracka, G. Stutter, C. So, T. D. Tharp, J. E. Thompson, R. I. Thompson, D. P. van der Werf, and J. S. Wurtele. Observation of the 1S-2S transition in trapped antihydrogen. *Nature*, 541:506–510, 2017.
- [10] G. Gabrielse, R. Kalra, W. S. Kolthammer, R. McConnell, P. Richerme, D. Grzonka, W. Oelert, T. Sefzick, M. Zielinski, D. W. Fitzakerley, M. C. George, E. A. Hessels, C. H. Storry, M. Weel, A. Müllers, and J. Walz. Trapped Antihydrogen in its Ground State. *Phys. Rev. Lett.*, 108:113002, 2012.
- [11] W. A. Bertsche, E. Butler, M. Charlton, and N. Madsen. Physics with antihydrogen. *J. Phys. B*, 48(23):232001, 2015.
- [12] R. Bluhm, V. A. Kostelecký, and N. Russell. *CPT* and Lorentz Tests in Hydrogen and Antihydrogen. *Phys. Rev. Lett.*, 82:2254–2257, 1999.
- [13] V. A. Kostelecký and A. J. Vargas. Lorentz and *CPT* tests with hydrogen, antihydrogen, and related systems. *Phys. Rev. D*, 92:056002, 2015.
- [14] F. Schmidt-Kaler, T. Feldker, D. Kolbe, J. Walz, M. Müller, P. Zoller, W. Li, and I. Lesanovsky. Rydberg excitation of trapped cold ions: a detailed case study. *New J. Phys.*, 13(7):075014, 2011.
- [15] T. Feldker, Bachor, M. Stappel, D. Kolbe, R. Gerritsma, J. Walz, and F. Schmidt-Kaler. Rydberg Excitation of a Single Trapped Ion. *Phys. Rev. Lett.*, 115:173001, 2015.
- [16] P. Bachor, T. Feldker, J. Walz, and F. Schmidt-Kaler. Addressing single trapped ions for Rydberg quantum logic. *J. Phys. B*, 49(15):154004, 2016.
- [17] T. Feldker. *Rydberg Excitation of Trapped Ions*. Dissertation, Johannes Gutenberg Universität Mainz, 2016.
- [18] P. O. Schmidt, T. Rosenband, C. Langer, W. M. Itano, J. C. Bergquist, and D. J. Wineland. Spectroscopy using quantum logic. *Science*, 309(5735):749–752, 2005.
- [19] R. Blatt and C. F. Roos. Quantum simulations with trapped ions. *Nat. Phys.*, 8:277–284, 2012.

-
- [20] W. Li and I. Lesanovsky. Entangling quantum gate in trapped ions via Rydberg blockade. *Appl. Phys. B*, 114(1):37–44, 2014.
- [21] M. Müller, L. Liang, I. Lesanovsky, and P. Zoller. Trapped Rydberg ions: from spin chains to fast quantum gates. *New J. Phys.*, 10(9):093009, 2008.
- [22] L. Isenhower, E. Urban, X. L. Zhang, A. T. Gill, T. Henage, T. A. Johnson, T. G. Walker, and M. Saffman. Demonstration of a Neutral Atom Controlled-NOT Quantum Gate. *Phys. Rev. Lett.*, 104:010503, 2010.
- [23] F. Schmidt-Kaler and H. Häffner and M. Riebe and S. Gulde and G. P. T. Lancaster and T. Deuschle and C. Becher and C. F. Roos and J. Eschner and R. Blatt. Realization of the Cirac-Zoller controlled-NOT quantum gate. *Nature*, 422(6930):408–411, 2003.
- [24] F. Schmidt-Kaler, H. Häffner, S. Gulde, M. Riebe, G. P. T. Lancaster, T. Deuschle, C. Becher, W. Hänsel, J. Eschner, C. F. Roos, and R. Blatt. How to realize a universal quantum gate with trapped ions. *Appl. Phys. B*, 77(8):789–796, 2003.
- [25] R. Blatt and D. Wineland. Entangled states of trapped atomic ions. *Nature*, 453(7198):1008–1015, 2008.
- [26] W. Li and I. Lesanovsky. Electronically Excited Cold Ion Crystals. *Phys. Rev. Lett.*, 108:023003, 2012.
- [27] T. Feldker, L. Pelzer, M. Stappel, P. Bachor, R. Steinborn, D. Kolbe, J. Walz, and F. Schmidt-Kaler. Mode shaping in mixed ion crystals of $^{40}\text{Ca}^{2+}$ and $^{40}\text{Ca}^+$. *Appl. Phys. B*, 114(1):11–16, 2014.
- [28] W. Li, A. Glaetzle, R. Nath, and I. Lesanovsky. Parallel execution of quantum gates in a long linear ion chain via Rydberg mode shaping. *Phys. Rev. A*, 87:052304, 2013.
- [29] G. Higgins, W. Li, F. Pokorny, C. Zhang, F. Kress, C. Maier, J. Haag, Q. Bodart, I. Lesanovsky, and M. Hennrich. Single Strontium Rydberg Ion Confined in a Paul Trap. *Phys. Rev. X*, 7:021038, 2017.
- [30] R. W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Elsevier Inc., 2008.
- [31] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, and T.W. Hänsch. A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics. *Opt. Commun.*, 117(5-6):541–549, 1995.
- [32] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Appl. Phys. B*, 31(2):97–105, 1983.

- [33] A. S. Arnold, J. S. Wilson, and M. G. Boshier. A simple extended-cavity diode laser. *Rev. Sci. Instrum.*, 69(3):1236–1239, 1998.
- [34] P. Bachor. Frequenzstabilisierung von Lasersystemen zur Rydberganregung von Calciumionen. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg Universität Mainz, 2013.
- [35] A. Ghatak and K. Thyagarajan. *Introduction to Fiber Optics*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1998.
- [36] D. J. Richardson, J. Nilsson, and W. A. Clarkson. High power fiber lasers: current status and future perspectives [Invited]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 27(11):B63–B92, 2010.
- [37] J. Limpert, F. Roser, S. Klingebiel, T. Schreiber, C. Wirth, T. Peschel, R. Eberhardt, and A. Tünnermann. The Rising Power of Fiber Lasers and Amplifiers. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 13(3):537–545, 2007.
- [38] H.M. Pask, R.J. Carman, D.C. Hanna, A.C. Tropper, C.J. Mackechnie, P.R. Barber, and J.M. Dawes. Ytterbium-doped silica fiber lasers: versatile sources for the 1-1.2 μm region. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 1(1):2–13, 1995.
- [39] L. Goldberg, J. P. Koplow, and D. A. V. Kliner. Highly efficient 4 W Yb-doped fiber amplifier pumped by a broad-stripe laser diode. *Opt. Lett.*, 24(10):673–675, 1999.
- [40] E. Desurvire. *Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Principles and Applications*. John Wiley and Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 1994.
- [41] K. Lu and N.K. Dutta. Spectroscopic properties of Yb-doped silica glass. *J. App. Phys.*, 91(2):576–581, 2002.
- [42] C. Yang, S. Xu, Q. Yang, W. Lin, S. Mo, C. Li, Z. Feng, D. Chen, Z. Yang, and Z. Jiang. High-efficiency Watt-level 1014 nm single-frequency laser based on short Yb-doped phosphate fiber amplifiers. *Appl. Phys. Express*, 7(6):062702, 2014.
- [43] J. Hu, L. Zhang, H. Liu, K. Liu, Z. Xu, and Y. Feng. High power room temperature 1014.8 nm Yb fiber amplifier and frequency quadrupling to 253.7 nm for laser cooling of mercury atoms. *Opt. Express*, 21(25):30958–30963, 2013.
- [44] M. Nishioka, A. Kanoh, M. Yoshimura, Y. Mori, and T. Sasaki. Growth of $\text{CsLiB}_6\text{O}_{10}$ crystals with high laser-damage tolerance. *J. Cryst. Growth*, 279(1-2):76–81, 2005.

-
- [45] K. Takachiho, M. Yoshimura, Y. Takahashi, M. Imade, T. Sasaki, and Y. Mori. Ultraviolet laser-induced degradation of $\text{CsLiB}_6\text{O}_{10}$ and $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$. *Opt. Mater. Express*, 4(3):559–567, 2014.
- [46] Y. Kaneda, J. M. Yarborough, L. Li, N. Peyghambarian, L. Fan, C. Hassenius, M. Fallahi, J. Hader, J. V. Moloney, Y. Honda, M. Nishioka, Y. Shimizu, K. Miyazono, H. Shimatani, M. Yoshimura, Y. Mori, Y. Kitaoka, and T. Sasaki. Continuous-wave all-solid-state 244 nm deep-ultraviolet laser source by fourth-harmonic generation of an optically pumped semiconductor laser using $\text{CsLiB}_6\text{O}_{10}$ in an external resonator. *Opt. Lett.*, 33(15):1705–1707, 2008.
- [47] J. Sakuma, Y. Asakawa, and M. Obara. Generation of 5-W deep-UV continuous-wave radiation at 266 nm by an external cavity with a $\text{CsLiB}_6\text{O}_{10}$ crystal. *Opt. Lett.*, (1):92–94, 2004.
- [48] G. Wang, A. Geng, Y. Bo, H. Li, Z. Sun, Y. Bi, D. Cui, Z. Xu, X. Yuan, X. Wang, G. Shen, and D. Shen. 28.4 W 266 nm ultraviolet-beam generation by fourth-harmonic generation of an all-solid-state laser. *Opt. Commun.*, 259(2):820–822, 2006.
- [49] Y. Morimoto, S. Miyazawa, Y. Kagebayashi, N. Kitatochi, T. Yokota, and J. Sakuma. Water-associated surface degradation of $\text{CsLiB}_6\text{O}_{10}$ crystal during harmonic generation in the ultraviolet region. *J. Mater. Res.*, 16(7):2082–2090, 2001.
- [50] T. Kawamura, M. Yoshimura, Y. Honda, M. Nishioka, Y. Shimizu, Y. Kitaoka, Y. Mori, and T. Sasaki. Effect of water impurity in $\text{CsLiB}_6\text{O}_{10}$ crystals on bulk laser-induced damage threshold and transmittance in the ultraviolet region. *Appl. Opt.*, 48(9):1658–1662, 2009.
- [51] Y. K. Yap, T. Inoue, H. Sakai, Y. Kagebayashi, Y. Mori, T. Sasaki, K. Deki, and M. Horiguchi. Long-term operation of $\text{CsLiB}_6\text{O}_{10}$ at elevated crystal temperature. *Opt. Lett.*, 23(1):34–36, 1998.
- [52] Y. Jeong, J. Sahu, D. Payne, and J. Nilsson. Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power. *Opt. Express*, 12(25):6088–6092, 2004.
- [53] C.J. Koester and E. Snitzer. Amplification in a Fiber Laser. *Appl. Opt.*, 3(10):1182–1186, 1964.
- [54] R. J. Mears, L. Reekie, I. M. Jauncey, and D. N. Payne. Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54 μm . *Electron. Lett.*, 23(19):1026–1028, 1987.

- [55] E. Desurvire, J. R. Simpson, and P. C. Becker. High-gain erbium-doped traveling-wave fiber amplifier. *Opt. Lett.*, 12(11):888–890, 1987.
- [56] H. Po, E. Snitzer, R. Tumminelli, L. Zenteno, F. Hakimi, N. M. Cho, and T. Haw. Double Clad High Brighness Nd Fiber Laser Pumped by GaAlAs Phased Array. In *Optical Fiber Communication Conference*. PD7. Optical Society of America, 1989.
- [57] D.C. Hanna, R.M. Percival, I.R. Perry, R.G. Smart, P.J. Suni, and A.C. Tropper. An Ytterbium-doped Monomode Fibre Laser: Broadly Tunable Operation from 1.010 μm to 1.162 μm and Three-level Operation at 974 nm. *J. Mod. Opt.*, 37(4):517–525, 1990.
- [58] M. Hildebrandt, M. Frede, and D. Kracht. Narrow-linewidth Ytterbium-doped fiber amplifier system with 45 nm tuning range and 133 W of output power. *Opt. Lett.*, 32(16):2345–2347, 2007.
- [59] A. Shirakawa, H. Maruyama, K. Ueda, C. B. Olausson, J. K. Lyngsø, and J. Broeng. High-power Yb-doped photonic bandgap fiber amplifier at 1150–1200 nm. *Opt. Express*, 17(2):447–454, 2009.
- [60] Y. Jeong, J. Nilsson, J. K. Sahu, D. B. S. Soh, C. Alegria, P. Dupriez, C. A. Codemard, D. N. Payne, R. Horley, L. M. B. Hickey, L. Wanzcyk, C. E. Chryssou, J. A. Alvarez-Chavez, and P. W. Turner. Single-frequency, single-mode, plane-polarized Ytterbium-doped fiber master oscillator power amplifier source with 264 W of output power. *Opt. Lett.*, 30(5):459–461, 2005.
- [61] E. Snitzer. Optical Maser Action of Nd^{+3} in a Barium Crown Glass. *Phys. Rev. Lett.*, 7:444–446, 1961.
- [62] B. Yang, X. Liu, X. Wang, J. Zhang, L. Hu, and L. Zhang. Compositional dependence of room-temperature Stark splitting of Yb^{3+} in several popular glass systems. *Opt. Lett.*, 39(7):1772–1774, 2014.
- [63] X. Peng and L. Dong. Temperature dependence of Ytterbium-doped fiber amplifiers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 25(1):126–130, 2008.
- [64] Valerii Ter-Mikirtychev. *Fundamentals of Fiber Lasers and Fiber Amplifiers*. Springer International Publishing, 2014.
- [65] R. T. Brundage and W. M. Yen. Low-temperature homogeneous linewidths of Yb^{3+} in inorganic glasses. *Phys. Rev. B*, 33:4436–4438, 1986.
- [66] H. Scholze. *Glas Natur, Struktur und Eigenschaften*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1977.

-
- [67] B. E. A. Saleh and M. C. Teich. *Grundlagen der Photonik*. Wiley-VCH, Weinheim, 2008.
- [68] A. Ghatak and A. Sharma. Single Mode Fibre Characteristics. *IETE IETE J. Res.*, 32(4):213–226, 1986.
- [69] R. Steinborn. Ein leistungsstarker Ytterbium-Faserverstärker bei 1091 nm für eine kontinuierliche Lyman- α -Quelle. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg Universität Mainz, 2009.
- [70] M. Stappel, R. Steinborn, D. Kolbe, and J. Walz. A high power, continuous-wave, single-frequency fiber amplifier at 1091 nm and frequency doubling to 545.5 nm. *Laser Phys.*, 23(7):075103, 2013.
- [71] I. Shoji, H. Nakamura, R. Ito, T. Kondo, M. Yoshimura, Y. Mori, and T. Sasaki. Absolute measurement of second-order nonlinear-optical coefficients of CsLiB₆O₁₀ for visible-to-ultraviolet second-harmonic wavelengths. *J. Opt. Soc. Am. B*, 18(3):302–307, 2001.
- [72] O. Gayer, Z. Sacks, E. Galun, and A. Arie. Temperature and wavelength dependent refractive index equations for MgO-doped congruent and stoichiometric LiNbO₃. *Appl. Phys. B*, 91(2):343–348, 2008.
- [73] T. Sasaki, Y. Mori, and M. Yoshimura. Progress in the growth of a CsLiB₆O₁₀ crystal and its application to ultraviolet light generation. *Opt. Mater.*, 23(1-2):343–351, 2003.
- [74] C. Chen, T. Sasaki, R. Li, Y. Wu, Z. Lin, Y. Mori, Z. Hu, J. Wang, G. Aka, M. Yoshimura, and Y. Kaneda. *Nonlinear Optical Borate Crystals: Principals and Applications*. John Wiley & Sons, Inc., 2012.
- [75] V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, and D. N. Nikogosyan. *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1991.
- [76] M. Scheid. Frequenzvervierfachung eines Yb:YAG-Scheibenlasers - ein UV-Lasersystem bei 253,7 nm, der 6¹S - 6³P Linie in Quecksilber. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg Universität Mainz, 2006.
- [77] G. D. Boyd and D. A. Kleinman. Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams. *J. Appl. Phys.*, 39(8):3597–3639, 1968.
- [78] Y.F. Chen and Y.C. Chen. Analytical functions for the optimization of second-harmonic generation and parametric generation by focused Gaussian beams. *Appl. Phys. B*, 76(6):645–647, 2003.
- [79] D. Meschede. *Optics, Light and Lasers*. Wiley-VCH, 2004.

- [80] A. E. Siegman. *Lasers*. University Science Books, California, 1986.
- [81] A. Ashkin, G. Boyd, and J. Dziedzic. Resonant optical second harmonic generation and mixing. *IEEE J. Quantum. Elect.*, 2(6):109–124, 1966.
- [82] E. S. Polzik and H. J. Kimble. Frequency doubling with KNbO_3 in an external cavity. *Opt. Lett.*, 16(18):1400–1402, 1991.
- [83] Y. Mori, I. Kuroda, S. Nakajima, T. Sasaki, and S. Nakai. New nonlinear optical crystal: Cesium lithium borate. *Appl. Phys. Lett.*, 67(13):1818–1820, 1995.
- [84] C. Baumgärtner. Ein vollständig fasergekoppeltes Ytterbium-Faserverstärkersystem bei 1091 nm. Bachelorarbeit, Johannes Gutenberg Universität Mainz, 2015.
- [85] C. B. Olausson, A. Shirakawa, M. Chen, J. K. Lyngsø, J. Broeng, K. P. Hansen, A. Bjarklev, and K. Ueda. 167 w, power scalable ytterbium-doped photonic bandgap fiber amplifier at 1178nm. *Opt. Express*, 18(16):16345–16352, 2010.
- [86] V. Pureur, L. Bigot, G. Bouwmans, Y. Quiquempois, M. Douay, and Y. Jaouen. Ytterbium-doped solid core photonic bandgap fiber for laser operation around 980nm. *Appl. Phys. Lett.*, 92(6):061113, 2008.
- [87] P. Thompson, D.E. Cox, and J.B. Hastings. Rietveld refinement of Debye–Scherrer synchrotron X-ray data from Al_2O_3 . *J. Appl. Cryst.*, 20(2):79–83, 1987.
- [88] T. Ida, M. Ando, and H. Toraya. Extended pseudo-Voigt function for approximating the Voigt profile. *J. Appl. Cryst.*, 33(6):1311–1316, 2000.