

# Brillouin-LIDAR: Eine empirische Relation zur simultanen Bestimmung von Temperatur- und Salzprofilen

**Brillouin-LIDAR: An Empirical Relation for Simultaneous Determination of Temperature- and Salinity Profiles**

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

Genehmigte Dissertation von M.Sc. Daniel Koestel aus Frankfurt am Main

Tag der Einreichung: 09. November 2023, Tag der Prüfung: 18. Dezember 2023

1. Gutachten: Prof. Dr. Thomas Walther

2. Gutachten: Prof. Dr. Gerhard Birkel

Darmstadt, Technische Universität Darmstadt



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DARMSTADT

Fachbereich Physik

Institut für angewandte

Physik

Laser und Quantenoptik

Brillouin-LIDAR: Eine empirische Relation zur simultanen Bestimmung von Temperatur- und Salzprofilen

Brillouin-LIDAR: An Empirical Relation for Simultaneous Determination of Temperature- and Salinity Profiles

Genehmigte Dissertation von M.Sc. Daniel Koestel

Tag der Einreichung: 09. November 2023

Tag der Prüfung: 18. Dezember 2023

Darmstadt, Technische Universität Darmstadt

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-264802

URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/26480>

Jahr der Veröffentlichung auf TUprints: 2024

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,

E-Publishing-Service der TU Darmstadt

<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

[tuprints@ulb.tu-darmstadt.de](mailto:tuprints@ulb.tu-darmstadt.de)

Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung – Nicht kommerziell – Keine Bearbeitungen 4.0 International

<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>

---

## Erklärungen laut Promotionsordnung

### § 8 Abs. 1 lit. c PromO

Ich versichere hiermit, dass die elektronische Version meiner Dissertation mit der schriftlichen Version übereinstimmt.

### § 8 Abs. 1 lit. d PromO

Ich versichere hiermit, dass zu einem vorherigen Zeitpunkt noch keine Promotion versucht wurde. In diesem Fall sind nähere Angaben über Zeitpunkt, Hochschule, Dissertationsthema und Ergebnis dieses Versuchs mitzuteilen.

### § 9 Abs. 1 PromO

Ich versichere hiermit, dass die vorliegende Dissertation selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen verfasst wurde.

### § 9 Abs. 2 PromO

Die Arbeit hat bisher noch nicht zu Prüfungszwecken gedient.

Darmstadt, 09. November 2023

---

M.Sc. Daniel Koestel





---

## Zusammenfassung

---

Mit mehr als 70 % bedecken die Ozeane einen bedeutenden Teil der Oberfläche unseres Planeten. Ihre enorme thermische Masse macht sie zu einem wesentlichen Antrieb des globalen Klimas, wobei die größte thermische Kopplung an die Atmosphäre durch Wasser in der obersten Ozeanschicht, der Durchmischungszone, geschieht. Messinstrumente zur Bestimmung ihrer tiefenaufgelösten Temperatur erstrecken sich bisher auf kontaktbasierte Verfahren, die eine lokale Untersuchung akuter Wetterphänomene nicht einschließen. Ein kontaktloses Messverfahren zur Untersuchung der Temperatur in dieser Wasserschicht zur Ergänzung bisheriger Systeme ist daher erstrebenswert.

Ein solches Messsystem kann durch ein Brillouin-LIDAR realisiert werden, das von Laserlicht in Wasser erzeugte spontane Brillouin-Streuung als Temperaturindikator nutzt. Dazu wird die von der Temperatur abhängige Frequenzverschiebung des Rückstreusignals gemessen. Die Strahlquelle stellt dazu intensive Laserpulse von 10 ns Pulsdauer bei einer Wellenlänge von 543,3 nm bereit, die auf das Rubidium-Kantenfilter-basierte Detektorsystem (ESFADOF) angepasst ist. In seiner finalen Version soll ein solches System kompakt, robust und leicht genug sein, um von einem Helikopter aus verwendet werden zu können.

In der vorliegenden Arbeit wurden daher Schritte unternommen, um die Empfindlichkeit des vorhandenen Systems gegenüber äußeren Einflüssen weiter zu minimieren. Es wurde dazu eine vollständige Verspleißung der Strahlquelle voran getrieben, was ein Verspleißen von Doppelkernfasern beinhaltet. Zudem wurde die Empfangsoptik von Grund auf neu entwickelt, um ein möglichst effizientes Aufsammeln des Streusignals aus der gesamten Wassersäule zu gewährleisten.

Die Temperaturbestimmung ist durch ein Brillouin-LIDAR momentan nur unter Kenntnis des Salzgehaltes möglich, weshalb in einem letzten Schritt die spektrale Breite der Brillouin-Streuung in Abhängigkeit der Temperatur und des Salzgehaltes als zusätzlicher Parameter erprobt wurde. Aus den Daten wurde ein empirisches Polynom gewonnen, das für die Zukunft eine simultane Bestimmung von Temperatur und Salzgehalt ermöglicht.



---

## Abstract

---

Covering more than 70% of our planet's surface, the ocean with its enormous thermal mass is an essential motor for global climate. The vast majority of its thermal atmospheric coupling happens near the surface, in the mixed layer. Today, instruments to determine the temperature in the mixed layer are restricted to contact-based methods not capable of locally investigating acute weather phenomena. Hence the motivation to develop a remote sensing application for temperature determination in the mixed layer in addition to already existing methods.

Such a system can be implemented by using a Brillouin-LIDAR and exploiting spontaneous Brillouin scattering generated by laser light in the water as an indicator for temperature. This can be achieved by measuring the shift in frequency of the back scattered light. For this purpose, intense laser pulses of 10 ns duration at a wavelength of 543.3 nm are generated by the light source. This wavelength is matched to the rubidium-based edge-filter (ESFADOF) used to measure the frequency shift. In its final version such a system would be sufficiently compact, light and robust to be deployed from a helicopter.

In the work presented here steps were undertaken to further enhance the existing system's robustness against external perturbations. The development of a fully spliced laser system was advanced, including the splicing of double-clad fibers. Additionally, the optical receiver was completely redesigned to achieve a highly efficient collection of the scattering signal from the full water pillar.

So far, the temperature can, however, only be determined with a Brillouin-LIDAR provided the water's salinity is known. Due to this circumstance, the spectral width of the Brillouin signal was probed over a wide variety of temperatures and salinity to establish it as an additional parameter. From this data an empirical polynomial was generated to enable simultaneous detection of both temperature and salinity in the future.



---

# Inhaltsverzeichnis

---

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Optische Lichtleitfasern und ihre Anwendung in Lichtverstärkern</b>	<b>5</b>
2.1. Grundlagen von Lichtleitung in Glasfasern . . . . .	5
2.2. Lichtverstärkung in Glasfasern mit Ytterbium . . . . .	9
2.3. Nichtlineare Effekte und Limitierungen in Faserverstärkern . . . . .	11
2.3.1. Verstärkte Spontanemission (ASE) . . . . .	11
2.3.2. Stimulierte Brillouin-Streuung . . . . .	12
2.3.3. Stimulierte Raman-Streuung, Selbstphasenmodulation und Selbstfokussierung . . . . .	12
2.4. Photonische Kristallfasern . . . . .	13
2.5. Spleißen von Lichtleitfasern . . . . .	14
<b>3. Kontaktlose Vermessung von Temperaturprofilen im Ozean mittels Laserstrahlung</b>	<b>17</b>
3.1. Light Detection and Ranging: LIDAR . . . . .	18
3.2. Temperaturprofile im Ozean . . . . .	21
3.3. Inelastische Streuung in Wasser . . . . .	22
3.3.1. Raman-Streuung in Wasser . . . . .	22
3.3.2. Brillouin-Streuung in Wasser . . . . .	24
3.4. Brillouin-LIDAR . . . . .	28
<b>4. Beschreibung des Gesamtsystems</b>	<b>33</b>
4.1. Seed-Laser . . . . .	33
4.2. CW-Verstärkung . . . . .	37
4.2.1. Bisheriger Stand . . . . .	37
4.2.2. Seed-Vorverstärkung . . . . .	41
4.2.3. Vollständig verspleißter CW-Verstärker . . . . .	45
4.3. Pulserzeugung . . . . .	53

---

---

4.4. Gepulste Verstärker . . . . .	54
4.4.1. Erste gepulste Stufe . . . . .	54
4.4.2. Zweite gepulste Stufe . . . . .	56
4.4.3. Dritte gepulste Stufe . . . . .	59
4.4.4. Vierte gepulste Stufe . . . . .	62
4.5. Frequenzverdopplung . . . . .	64
4.6. Empfangsoptik . . . . .	66
4.6.1. Simulation eines Maksutov-Cassegrain Teleskops . . . . .	68
4.6.2. Aufbau des Teleskops und Vergleich mit der Raumfilteranordnung .	70
4.7. Detektion . . . . .	73
4.7.1. Absorptionsfilter . . . . .	73
4.7.2. ESFADOF . . . . .	74
4.7.3. Heterodyne Detektion . . . . .	77
<b>5. Empirische Relation zwischen spektraler Breite der Brillouin-Streuung, Temperatur und Salzgehalt</b>	<b>85</b>
5.1. Vorarbeiten und Beschreibung des Versuchsaufbaus . . . . .	86
5.2. Verbesserungen am Versuchsaufbau . . . . .	91
5.3. Ergebnisse und Diskussion . . . . .	98
<b>6. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>107</b>
<b>A. Routine zum Spleißen einer Yb-dotierten und einer passiven Glasfaser gleicher Geometrie mit Pumpmantel</b>	<b>111</b>
<b>B. Empirische Relationen zwischen den spektralen Eigenschaften von Brillouin-Streuung, Temperatur und Salzgehalt in Wasser</b>	<b>113</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>115</b>
<b>Veröffentlichungen und Tagungsbeiträge</b>	<b>125</b>
<b>Betreute Bachelor- und Masterarbeiten</b>	<b>127</b>
<b>Lebenslauf</b>	<b>129</b>
<b>Danksagung</b>	<b>131</b>

---

# 1. Einleitung

---

Mit mehr als 70 % der Fläche und ungefähr 97 % des gesamten Wassers unseres Planeten stellen die Ozeane nicht nur einen enormen Lebensraum, sondern auch einen essentiellen Motor unseres globalen Klimas dar. Diese zentrale Rolle ergibt sich aus der Kopplung der ersten Ozeanschicht, der Durchmischungszone in den ersten 100 m bis 200 m Tiefe, an die Atmosphäre, die in ständigem Wärme- und CO<sub>2</sub>-Austausch stehen [1]. Über die Durchmischungszone werden auch wesentlich tiefer liegende Ozeanschichten mit Sauerstoff versorgt, zusätzlich beherbergt sie den größten Lebensraum innerhalb der Ozeane [2]. Aus enormen Einflüssen wie Wind, Regen, Evaporation oder Gezeitenkräften ergibt sich weiterhin eine ständige Bewegung dieser Schicht, die in komplexen Strömungsverhalten wie dem Golfstrom resultiert [3], der wiederum maßgeblichen Einfluss auf ganze Ökosysteme hat. Neben all diesen Leben schaffenden Eigenschaften kann es durch Ozeandynamik in der Durchmischungszone allerdings auch zu extrem zerstörerischen Naturkatastrophen kommen, wie etwa Hurrikans Katrina [4] und Sandy [5] in den Jahren 2005, beziehungsweise 2013 oder die Flutkatastrophe in Libyen 2023. Insgesamt zeigt sich in Folge globaler Erwärmung eine statistische Häufung extremer Wetterlagen seit einigen Jahrzehnten [6], was genaue Vorhersagen zu deren Entstehung und Verlauf zu einer essentiellen Aufgabe macht, um Leben und Sachwerte schützen zu können. Auch war die Durchmischungszone in den vergangenen Jahrzehnten von enormen, bisher ungeahnten strukturellen Veränderungen betroffen [7]. Bestehende Klimamodelle könnten dabei durch tagesaktuelle Daten zur Temperatur in der Durchmischungszone, insbesondere nahe solcher Extremwetterlagen, enorm profitieren.

Aktuell existieren eine Vielzahl an Messmethoden zur Bestimmung der Temperatur der Durchmischungszone, etwa Einwegsonden, sogenannte XBTs, die während des Absinkens Temperaturdaten über einen Draht an die Oberfläche schicken oder teure CTD-Sonden (*conductivity, temperature, depth*), die neben Temperatur und Salzgehalt noch viele weitere Parameter, wie biologische Eigenschaften, vermessen können. Zusätzlich existieren auch Drifter und Gleiter, die selbstständig während ihrer vom Ozean getriebenen Bewegung Daten aufnehmen. Alle etablierte Methoden teilen sich jedoch den Nachteil des kontaktbasierten Verfahrens, der eine flexible und ortsspezifische Messung verhindert.

---

Die Ausnahme bilden auf Satelliten basierende Messtechniken, die allerdings nur eine Eindringtiefe weniger Millimeter erreichen können [8, 9]. Das wohl prominenteste Beispiel dazu ist das *Advanced Microwave Scanning Radiometer-Earth Observing System*, kurz AMSR-2 [10]. Dieses misst neben der Oberflächentemperatur der Ozeane eine Vielzahl weiterer geophysikalischer Parameter, wie Niederschlag, Wolkenwasser, Windgeschwindigkeit und vieles mehr [11–13].

Ein kontaktloses Messverfahren, das kompakt genug ist, um von einem Helikopter aus einsetzbar zu sein und in der Lage ist, tiefenaufgelöste Temperaturmessungen vorzunehmen, könnte auch in der Nähe von Extremwetterzellen flexible Messungen von Temperaturprofilen ermöglichen. Entsprechend würde ein solches System eine ideale Ergänzung der bisherigen Messmethoden darstellen.

Ein solches Messverfahren lässt sich aufgrund der vorteilhaften Transmission von Wasser für sichtbares Licht durch das LIDAR-Prinzip realisieren. Dabei wird die Temperaturinformation durch einen geeigneten Streuprozess auf das Licht übertragen, welches orts aufgelöst detektiert wird. Dazu sind im Wesentlichen eine Strahlungsquelle, die intensive Laserpulse bereitstellt, eine Empfangsoptik zum Fangen des Streulichts und eine Detektionseinheit für das optische Signal nötig. Beim Einstrahlen des Laserlichts in den Ozean kommt es im Zuge der Licht-Materie-Wechselwirkung entlang des gesamten Strahls zu Streuprozessen, wobei in Rückrichtung generiertes Signal aufgefangen wird. Durch Vergleich der Ankunftszeit mit dem Zeitpunkt des Aussendens eines Pulses entsteht die Ortsauflösung. Insgesamt ist das LIDAR-Prinzip in einer Vielzahl an Anwendungen vertreten, wobei die Automobilindustrie einen besonderen Fokus einnimmt [14, 15]. Auch zur Analyse von Gasen und Aerosolen, der Windgeschwindigkeit oder vielen anderen Parametern wie Druck oder Feuchtigkeit in Luft und Atmosphäre werden LIDAR-Systeme eingesetzt [16, 17].

Einen Streuprozess, der Information über die Temperatur auf das gestreute Licht übertragen kann, stellt beispielsweise die spontane Brillouin-Streuung dar, bei der es im Zuge inelastischer Streuung an thermischen Dichtefluktuationen zu einer Verschiebung gegenüber der eingestrahlten Laserfrequenz kommt. Diese steht in einem eindeutigen Verhältnis zur Schallgeschwindigkeit, wodurch, unter Kenntnis des Salzgehaltes, die Temperatur rekonstruiert werden kann. Die Detektion stellt sich allerdings aufgrund der Schmalbandigkeit der Streuung und der geringen Frequenzverschiebung als sehr herausfordernd dar und bedingt Laserpulse mit Fourier-limitierter Bandbreite im blauen oder grünen Spektralbereich. Mit Hilfe eines atomaren Kantenfilters (ESFADOF) wurde dennoch bereits eine Temperaturauflösung von  $0,07\text{ °C}$  mit einem solchen System demonstriert [18]. Für die gewünschte Einsetzbarkeit von einem Helikopter aus dürfen auch Parameter wie die



---

Leistungsaufnahme, Größe oder Gewicht nicht zu groß ausfallen und alle Systeme müssen eine enorme Unempfindlichkeit gegenüber Vibrationen aufweisen.

Die hier präsentierte Arbeit schließt sich nunmehr vier weiteren Dissertationen an, die sich alle mit der Entwicklung eines Brillouin-LIDARs befassen. Dabei wurde gleichzeitig mit der Entwicklung der Strahlungsquelle von K. Schorstein [19] und des Detektors von A. Popescu begonnen [20]. Neben der Weiterentwicklung und Zusammenführung des Lasers und des Detektors gelang A. Rudolf im Anschluss die erste Labordemonstration eines solchen Systems mit einer Temperaturauflösung von  $0,07\text{ °C}$  [21]. D. Rupp unterzog dieses System danach dem ersten Feldtest in einem Hafenbecken am Mittelmeer. Auch wenn die Ergebnisse seiner Arbeit die grundsätzliche Eignung des Systems unterstreichen konnten, wurden auch viele notwendige Verbesserungen am System sichtbar, mit denen im Anschluss an den Feldtest begonnen wurde. Auch wurden Experimente zur spektralen Breite des Streusignals durchgeführt, die jedoch zu keinem zufrieden stellendem Ergebnis kamen [22]. Diese Arbeit schließt sich den vorherigen Dissertationen direkt an und führt die begonnene Verspleißung des Lasersystems fort, wobei sich den anspruchsvolleren Doppelkernfasern des kontinuierlichen Verstärkers gewidmet wurde. Die Empfangsoptik wurde von Grund auf neu entwickelt, um den Anforderungen des Projekts möglichst ideal zu entsprechen. Zuletzt wurde mit der Erprobung der spektralen Brillouin-Breite in Abhängigkeit der Temperatur und des Salzgehaltes eine empirische Relation entwickelt, die in Zukunft eine simultane Bestimmung von Temperatur und Salzgehalt mit dem Brillouin-LIDAR ermöglicht.

Die Gliederung dieser Arbeit erfolgt in sechs Kapitel. An diese Einleitung schließt sich eine Einführung in die Prinzipien der optischen Glasfasern an. Neben allgemeiner Lichtleitung in Glas liegt dabei ein besonderer Fokus auf Ytterbium-dotierten Glasfasern und Lichtverstärkern. Die bei der Lichtverstärkung auftretenden Limitierungseffekte werden besprochen und Lösungen zur Umgehung skizziert. Zusätzlich wird erklärt, wie Glasfasern durch Verspleißen nahezu verlustfrei miteinander verbunden werden können. Das dritte Kapitel beschreibt die Grundlagen des Brillouin-LIDARs, wobei zuvor die Zusammensetzung der Ozeanprofile erklärt wird. Es werden die im Wasser wichtigsten inelastischen Streuprozesse veranschaulicht, wobei die im Projekt verwendete spontane Brillouin-Streuung im Detail beschrieben wird.

Kapitel vier stellt das Gesamtsystem des weiter entwickelten Brillouin-LIDARs vor. Einen wesentlichen Teil bildet dabei die Strahlungsquelle, die aus einem kontinuierlichen Verstärker, einer Pulserzeugung und vier weiteren Faserverstärkern zur Erhöhung der Pulsenergie besteht. Neben dem bisherigen Stand werden auch die im Rahmen dieser Dissertation vorgenommenen Verbesserungen dargelegt. Die neu entwickelte, auf ei-

---

nem Maksutov-Cassegrain Teleskop basierende, Empfangsoptik wird vorgestellt und mit der bisherigen Raumfilteranordnung verglichen. Daran schließt sich eine Erklärung des ESFADOF-Kantenfilters an, das Kapitel endet mit Experimenten zu einer Umstellung auf ein heterodynes Schwebungsverfahren zur Detektion. Kapitel fünf stellt die Ergebnisse zu Messungen der spektralen Breite der Brillouin-Streuung und das ermittelte Polynom vierten Grades zur Beschreibung dieser Daten vor. Auch wird der zu diesem Zweck verwendete Messaufbau vorgestellt, sowie die für die erfolgreiche Messung nötigen Verbesserungen dargelegt.

Die Arbeit schließt im sechsten Kapitel mit einer Zusammenfassung der vorgenommenen Verbesserungen und erzielten Ergebnisse und einem Ausblick für die zukünftige Weiterentwicklung des Projekts.

---

## 2. Optische Lichtleitfasern und ihre Anwendung in Lichtverstärkern

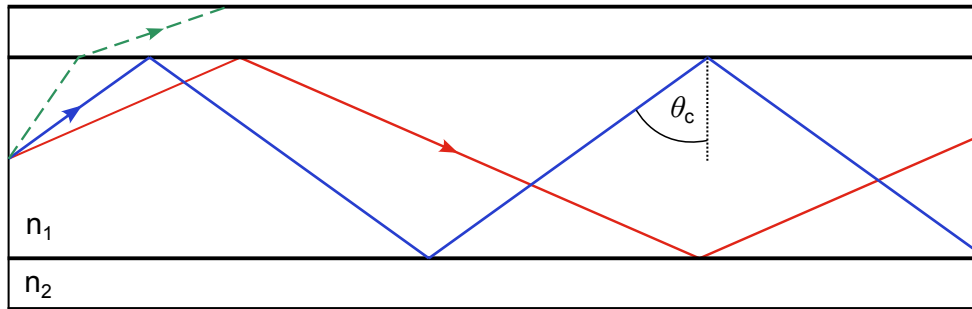
---

Lichtleitung ist bereits seit dem neunzehnten Jahrhundert bekannt, wo sie etwa in Genf und London von Colladon, beziehungsweise Tyndall, in Wasserdüsen zur Dekoration eingesetzt wurde. Eine technologische Rolle in Glasfasern stellte sich allerdings erst nach der Demonstration des ersten Lasers von Maiman im Jahr 1960 ein [23]. Bereits ein Jahr später veröffentlichte Elias Snitzer die erste theoretische Beschreibung von *single-mode* Fasern, das bedeutet Glasfasern, die nur eine einzige optische Mode transportieren [24]. Nur drei weitere Jahre später gelang Koester und Snitzer die Demonstration des ersten optischen Verstärkers mit Neodym-dotiertem Glas [25]. Zusammen mit Fortschritten bei der Herstellung von Diodenlasern gelang so eine technische Revolution in der optischen Telekommunikation, die Mitte der 1970er Jahre begann [26]. Lichtleitung in Glas und daraus resultierende Faserverstärker und Faserlaser haben seitdem allerdings einen prägenden Einfluss über die Telekommunikation hinaus in fast alle Bereiche moderner optischer Methoden und Technologien, etwa in der Materialbearbeitung [27] oder in der Medizin [28–30]. In diesem Kapitel sollen einige Grundlagen zur Lichtleitung in Glasfasern geschaffen und im Anschluss die für dieses Projekt elementare Anwendung des Faserverstärkers diskutiert werden. Zudem werden an den Limitierungen dieser Systeme beteiligte physikalische Prozesse besprochen und bekannte Lösungen zu deren Umgehung vorgestellt.

### 2.1. Grundlagen von Lichtleitung in Glasfasern

Das Prinzip der Lichtleitung in Glasfasern beruht auf der Totalreflexion. Abbildung 2.1 zeigt dazu zwei Materialien unterschiedlicher optischer Dichte  $n_1$ , beziehungsweise  $n_2$ , die einen stufenförmigen Übergang zueinander aufweisen. Erreicht Licht diesen Übergang in einem Einfallswinkel  $\theta_i$ , so erfolgt nach dem Gesetz von Snellius

$$n_1 \sin(\theta_i) = n_2 \sin(\theta_t) \quad (2.1)$$



**Abbildung 2.1.:** Eine Veranschaulichung des in Glasfasern angewandten Prinzips der Totalreflexion. Ein Strahl, der im Winkel  $\theta_c$  auf die Grenzfläche Kern-Mantel trifft (blau) erfährt Totalreflexion, wie auch Strahlen mit einem größeren Auftreffwinkel (rot). Bei Unterschreiten des kritischen Winkels erfährt der Strahl Brechung (grün).

eine Brechung des Lichts, wobei ein Teil des Strahls im Winkel  $\theta_i$  reflektiert wird, während der übrige Anteil in einem Brechungswinkel  $\theta_t$  transmittiert. Ab einem bestimmten kritischen Winkel  $\theta_c$  kommt es allerdings für den Fall  $n_1 > n_2$  zur Totalreflexion, wobei das gesamte einfallende Licht reflektiert wird. Dieser ergibt sich nach Gleichung 2.1 zu

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (2.2)$$

und hängt entsprechend vom relativen Unterschied der beteiligten Brechungsindices ab [31]. Daraus ergibt sich zusätzlich die Bedingung, dass für Totalreflexion stets ein Übergang von einem optisch dickeren zu einem optisch dünneren Medium erfolgen muss. Jeder Strahl, der innerhalb der Glasfaser in einem geringeren Winkel als  $\theta_c$  propagiert, erfährt somit Totalreflexion. An dieser Stelle sei erwähnt, dass der Grenzwert des eigentlichen Einkoppelwinkels außerhalb der Faser nach Gleichung (2.1) geringer ist als  $\theta_c$ . Daraus lässt sich eine wichtige Kenngröße für Glasfasern, die sogenannte numerische Apertur bei Luft als Außenmedium

$$NA = \sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta_c\right) = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}, \quad (2.3)$$

ableiten, die ein Maß für den maximal zulässigen Einfallswinkel zur Totalreflexion darstellt. Für viele Anwendungen, inklusive der in dieser Arbeit vorgestellten, ist es wichtig, dass von den verwendeten Glasfasern stets nur eine einzelne Mode geführt werden kann. Diese *single-mode* Fasern stellen einen besonderen Fasertyp dar, wobei deren Eigenschaften zur

---

Führung von nur einer Mode durch die normalisierte Frequenz  $V$ , auch  $V$ -Zahl genannt, charakterisiert wird. Diese beinhaltet die soeben eingeführte numerische Apertur und ergibt sich zu

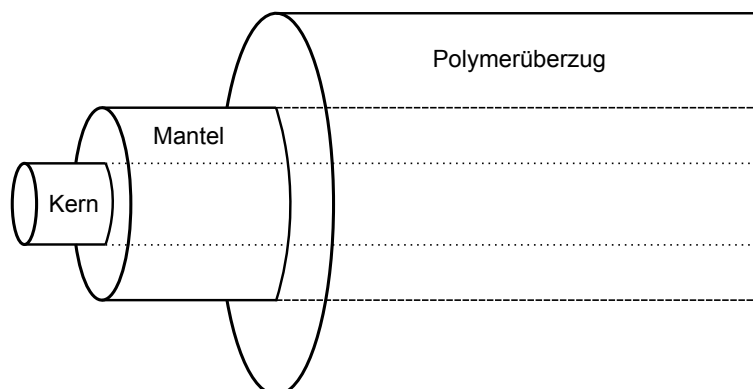
$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \text{NA}, \quad (2.4)$$

wobei  $a$  den Kernradius und  $\lambda$  die Vakuumwellenlänge des Lichts beschreiben [32]. Der *single-mode* Sonderfall ergibt sich ab [32]

$$V \leq 2,405. \quad (2.5)$$

Fasern, die diesen Wert überschreiten, werden dagegen als *multi-mode* Fasern bezeichnet [32]. Diese ermöglichen durch ihren deutlich höheren Kernradius und größere NA eine wesentlich effizientere Fasereinkopplung, haben jedoch aufgrund ihrer großen Zahl unterstützter Moden nur ein Strahlprofil von geringer Qualität.

Ein üblicher Aufbau einfacher Glasfasern besteht aus einem lichtleitenden Kern, einem Mantel, der die Totalreflexion ermöglicht und einer Schutzschicht aus Polymer zum Schutz der Faser vor mechanischen Einflüssen, wie in Abbildung 2.2 veranschaulicht ist. Das mit Abstand häufigste Material für diese Glasfasern ist Siliziumoxid ( $\text{SiO}_2$ ), das auch



**Abbildung 2.2.:** Schematische Darstellung des Aufbaus einer Glasfaser. Diese verfügt über einen lichtleitenden Kern, einen Mantel, der die Totalreflexion im Kern ermöglicht und eine polymere Schutzschicht für erhöhte mechanische Stabilität und als Abschirmung gegenüber äußerer Einflüsse.

---

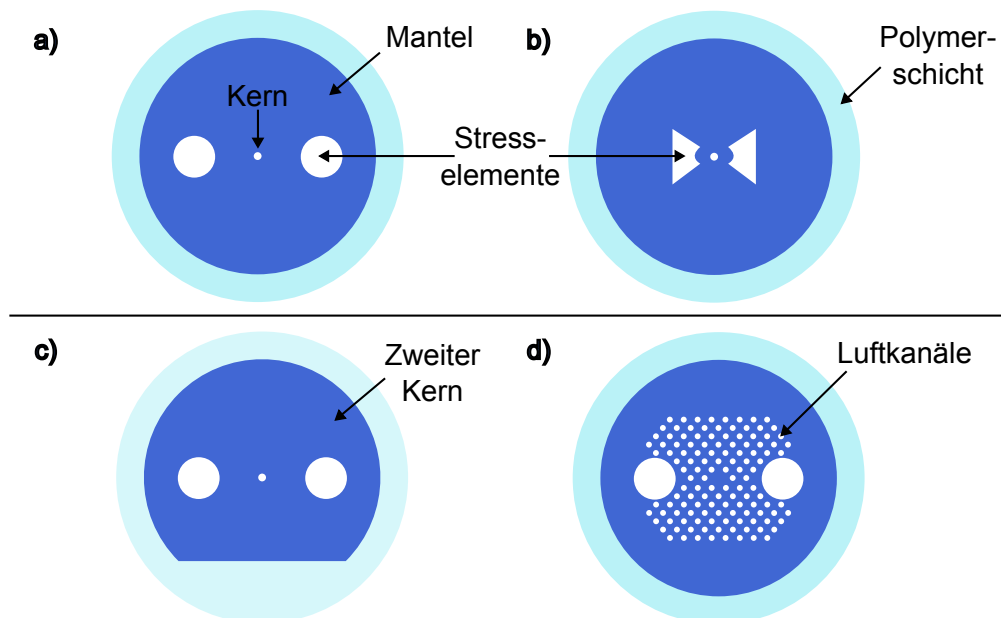
als Quarzglas bekannt ist. In dem bisher vorgestellten Prinzip von Glasfasern kommt es aufgrund von thermischen Einflüssen aus der Umgebung oder mechanischem Stress durch Biegung, Torsion oder Druck auf die Faser zu doppelbrechenden Effekten, wodurch ein Energietransfer zwischen den beiden Polarisationszuständen auftreten kann. Die Ausgangspolarisation des Lichts hinter der Glasfaser bleibt deshalb im Allgemeinen nicht erhalten, dies ist aber für viele moderne Anwendungen eine Notwendigkeit. Zu diesem Zweck wurden polarisationserhaltende Fasern entwickelt, die durch in den Fasermantel eingelassene Stresselemente eine starke, kontrollierte Doppelbrechung vorgeben, die gegenüber üblichen externen Effekten sehr stark ist. Dadurch zeichnen sich zwei Achsen innerhalb der Glasfaser mit unterschiedlichem Brechungsindex aus. Richtet man die Polarisation der Strahlung vor der Faser entlang einer dieser Achsen aus, so kommt es nur zu einem minimalen Energietransfer zwischen beiden Polarisationsachsen [33]. Es haben sich dabei verschiedene Anordnungen für die Stresselemente etabliert, wobei die sogenannte PANDA Anordnung, sowie die *bow-tie* Anordnung in Abbildung 2.3 schematisch gezeigt sind.

Neben dem bisher behandelten Fasertyp der sogenannten *step-index* Faser mit stufenförmigem Übergang existieren noch weitere nützliche Fasergeometrien, von denen ein Auszug ebenfalls in Abbildung 2.3 dargestellt ist. So kann auch der Brechungsindex des Polymerüberzugs so verringert werden, dass der Mantel ebenfalls lichtleitend wird, was bei den im nächsten Abschnitt behandelten Faserverstärkern dafür sorgt, dass die Intensität des Pumplichts auf einen multi-modigen Mantel größeren Durchmessers verteilt wird. Da der Überlapp der Pumpstrahlung mit dem dotierten Faserkern stark von der Mode der Pumpstrahlung abhängig ist, wird üblicherweise die Symmetrie des Pumpkerns gebrochen, wie in Abbildung 2.2 c) anhand der D-Form dargestellt ist. Dadurch werden höhere Transversalmoden mit geringer Intensität nahe des dotierten Kerns unterdrückt [34–36]. Ebenfalls kann eine sanfte, kontinuierliche Änderung des Brechungsindex durch eingelassene Luftkanäle erzeugt werden, wie in Abbildung 2.3 d) gezeigt ist. Diese Fasern werden als photonische Kristallfasern bezeichnet und besitzen für dieses Projekt eine hohe Relevanz.

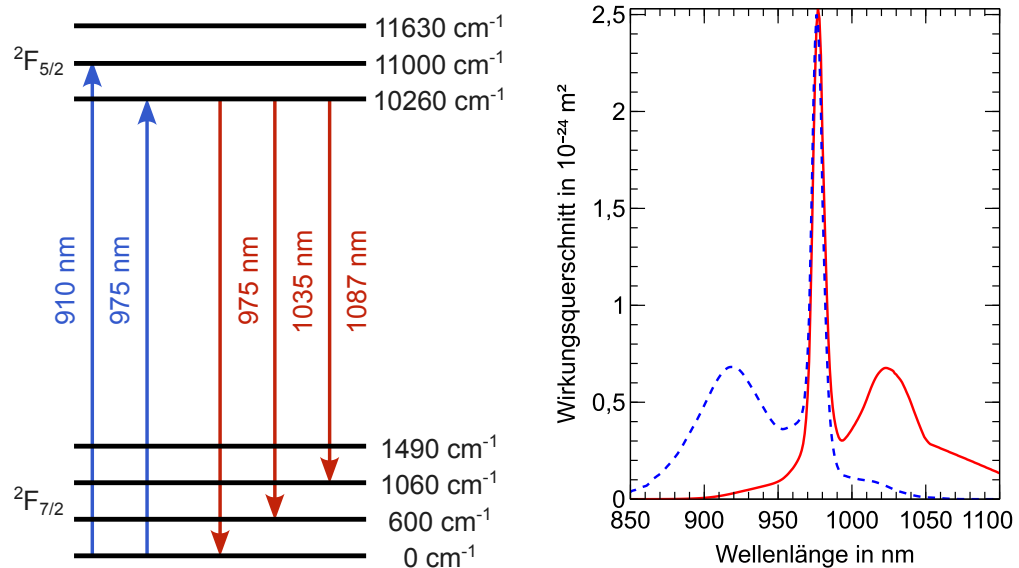
Zusätzlich kann eine Dotierung des Faserkerns mit Germanium oder Bor zur Erzeugung weiterer interessanter Eigenschaften, wie einer Photosensitivität, erfolgen [37]. Dadurch kann eine Glasfaser etwa mit einem optischen Gitter, einem sogenannten Faser-Bragg-Gitter (FBG), beschriftet werden, das auf Grundlage der Bragg-Reflexion nur sehr schmalbandige Strahlungsanteile reflektiert [38]. Eine Dotierung mit Seltenen Erden kann wiederum zum Bau von Faserlasern und Lichtverstärkern verwendet werden, die im nächsten Abschnitt diskutiert werden.

## 2.2. Lichtverstärkung in Glasfasern mit Ytterbium

Neben dem Vorzug der sehr kontrollierbaren Führung von Licht durch Glasfasern ist vor allem deren Anwendung als optischer Verstärker in diesem Projekt essentiell. Dabei wird der Kern einer Glasfaser mit Selten-Erd-Ionen dotiert, wobei häufig Erbium oder, wie hier, Ytterbium ( $\text{Yb}^{3+}$ ) verwendet wird. Ein Termschema von  $\text{Yb}^{3+}$  ist in Abbildung 2.4 gezeigt [39], dabei finden die relevanten Übergänge innerhalb des aufgrund der Feinstruktur aufgespaltenen Übergangs  ${}^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2}$  statt, die beiden Zustände  ${}^2F_{7/2}$  und  ${}^2F_{5/2}$  erfahren dabei eine zusätzliche Stark-Aufspaltung in vier, beziehungsweise drei Unterniveaus [41]. Die Lebensdauer des Zustands  ${}^2F_{5/2}$  beträgt dabei ungefähr 1 ms, was ihn durch diese Langlebigkeit für einen Laserbetrieb hervorragend geeignet macht [41]. Zusätzlich zeichnet sich der Übergang durch einen geringen Quantendefekt und hohen Wirkungsgrad aus, was nur eine minimale Erwärmung durch strahlungsfreie Übergänge nach sich zieht. Aufgrund sowohl homogener als auch inhomogener Verbreiterungsprozesse ergibt sich



**Abbildung 2.3.:** Darstellung verschiedener Typen von Glasfasern mit Faserkern, Mantel und Polymerüberzug. Abschnitt a): Eine polarisationserhaltende Faser in PANDA-Anordnung. Abschnitt b): Eine polarisationserhaltende Faser in *bow-tie*-Anordnung. Abschnitt c): Eine polarisationserhaltende PANDA-Faser mit lichtleitendem Pumpkern. Abschnitt d): Photonische Kristallfaser mit eingelassenen Luftkanälen.



**Abbildung 2.4.:** Links: Termschema von  $Yb^{3+}$  am für Faserverstärker relevanten  $^2F_{7/2} \rightarrow ^2F_{5/2}$  Übergang [39]. Rechts: Absorptions- (blau) und Emissionsschema (rot) von  $Yb^{3+}$ , die Daten stammen von *nLIGHT, Inc.* [40]

das ebenfalls in Abbildung 2.4 zu sehende Absorptions- und Emissionsschema, das keine diskreten Übergänge, sondern eine zusammenhängende Bänderstruktur darstellt. Für die Anregung ergeben sich dabei geeignete Wellenlängen bei 910 nm und 975 nm, wobei auf die Wellenlänge 975 nm ebenfalls das Emissionsmaximum fällt. Aus diesem Grund ist diese der Wellenlänge 910 nm, trotz der dort höheren erreichbaren Besetzungsinversion, üblicherweise vorzuziehen, da so eine verstärkte Spontanemission bei 975 nm inhärent unterdrückt wird. Für die erreichbaren Laserwellenlängen ist aus Abbildung 2.4 ein fast 100 nm breiter Bereich erkennbar, der von knapp über 1000 nm bis fast 1100 nm reicht, wobei ein optimaler Betrieb bei 1030 nm stattfindet. Eine Abweichung von dieser Wellenlänge begünstigt zunehmend, die im nächsten Abschnitt erklärte, verstärkte Spontanemission, von der die im Projekt verwendete Wellenlänge von 1086,6 nm bereits deutlich betroffen ist. Neben der großen Vorteile, die Faserverstärker mit sich bringen, gibt es auch Leistungslimitierungen für diese Systeme, wie die bereits erwähnte verstärkte Spontanemission oder nichtlineare Effekte, von denen einige im folgenden Abschnitt behandelt werden.



---

## 2.3. Nichtlineare Effekte und Limitierungen in Faserverstärkern

Die enormen Vorteile von Faserverstärkern, wie ihre Strahlqualität und hohe Ausgangsleistung, sind in der Faserarchitektur begründet. Diese bringt allerdings auch wesentliche Limitierungen mit sich, die teilweise erst innerhalb der jüngeren Vergangenheit überwunden wurden [42]. Neben der verstärkten Spontanemission spielen dabei vor allem nichtlineare Effekte eine entscheidende Rolle. Für dieses Projekt stellt die stimulierte Brillouin-Streuung dabei den wichtigsten dieser Effekte dar, es sollen aber der Vollständigkeit halber auch weitere, im Zuge der Entwicklung von Faserverstärkern wesentliche, Effekte behandelt werden.

### 2.3.1. Verstärkte Spontanemission (ASE)

Nach dem in Abbildung 2.4 gezeigten Emissionsschema kommt es zu natürlicher Spontanemission in Ytterbium, wobei sich das Emissionsmaximum bei ungefähr 1030 nm befindet. Durch diesen Prozess entstandene Photonen können wiederum bei angeregten Ytterbium-Ionen einen stimulierten Prozess auslösen und so Leistung auf diese eigentlich nicht gewünschte Wellenlänge konzentrieren. Somit können diese Ytterbium-Ionen nicht am eigentlich gewünschten Verstärkungsprozess teilnehmen und die auf der gewünschten Laserwellenlänge erreichbare Leistung wird direkt reduziert. Im einfachsten Fall entsteht so nur ein dem Signal überlagerter Untergrund. In schlimmeren Fällen kann es jedoch auch dazu kommen, dass nicht nur spontane, unkorrelierte Strahlung durch ASE erzeugt wird, sondern auf einer ungewollten Wellenlänge Lasing einsetzt. Dies manifestiert sich üblicherweise als ein einzelner Puls, der sich über die gesamte Faser weiter verstärken kann [43]. Am Luft-Glas Übergang am Faserende kann es so zu einer Zerstörung der Faserendfacetten kommen, was einen Ausfall des Systems zur Folge hat.

Um diesem Prozess entgegenzuwirken, wird einerseits ein mehrstufiger Aufbau verwendet, wodurch zwischen den einzelnen Verstärkerstufen eine spektrale Filterung der aus der ASE entstehenden Anteile erfolgen kann. Andererseits ist es ebenso nützlich, die ursprünglich in den Verstärker eingekoppelte Seed-Leistung zu erhöhen, um dem Verstärker die gewünschte Emissionsmode besser vorzugeben. Insbesondere bei einer, wie hier verwendeten, Emissionswellenlänge weit abseits von 1030 nm muss eine solche Erhöhung der Seed-Leistung für einen stabilen Betrieb gegeben sein.

---

### 2.3.2. Stimulierte Brillouin-Streuung

Den in diesem Projekt die erreichbare Ausgangsleistung wesentlich limitierenden Effekt stellt die stimulierte Brillouin-Streuung (SBS) dar. Diese ist ein nicht-linearer Effekt zweiter Ordnung, wodurch sie mit der Lichtintensität skaliert [44]. Der physikalische Ursprung liegt in der Wechselwirkung des Lichts mit akustischen Wellen in der Faser und zeichnet sich durch eine scharfe Intensitätsschwelle aus, ab der es zu einem enormen Energieübertrag in den der Laserpropagation entgegengerichteten Stokes-Anteil kommt [44]. Dies bedeutet für den Stokes-Anteil eine Absenkung der Frequenz von ungefähr 11 GHz in Quarzglas und entspricht direkt der Schallgeschwindigkeit im Medium [45]. Der Effekt ist stark von der Bandbreite des Lasers abhängig, wodurch eine Verbreiterung dieser, etwa durch Modulation eines pseudo-zufälligen Signals, zu einer starken Erhöhung der SBS-Schwelle führt [42]. Für viele Arbeiten, wie auch diese, stellt dies allerdings keine Option dar, da die Bandbreite für das Experiment so klein wie möglich gehalten werden muss. Durch die Intensitätsabhängigkeit ist es auch möglich, den Effekt durch eine Vergrößerung des Faserquerschnitts zu umgehen. Unter Beibehaltung der *single-mode* Eigenschaften ist dies jedoch nur mit photonischen Kristallfasern möglich.

### 2.3.3. Stimulierte Raman-Streuung, Selbstphasenmodulation und Selbstfokussierung

Während der bereits behandelte Effekt der stimulierten Brillouin-Streuung insbesondere bei niedriger spektraler Bandbreite auftritt, existiert für hohe Bandbreiten ein Leistungslimit durch die stimulierte Raman-Streuung (SRS). Diese ist ebenfalls ein nicht-linearer Effekt und stammt aus der Wechselwirkung des Lichts mit Molekülvibrationen im amorphen Glasgitter [46]. Auch diese zeigt eine scharfe Intensitätsschwelle, ab der Leistung in einen gegenüber der Laserfrequenz um ungefähr -13 THz verschobenen Anteil übertragen wird [42]. Zur Reduzierung von SRS werden üblicherweise spektrale Filtertechniken verwendet, die aufgrund der hohen Ramanverschiebung gut umsetzbar sind und so die SRS-Schwelle um ungefähr einen Faktor zwei erhöhen [47, 48].

Die Selbstphasenmodulation entstammt dem Kerr-Effekt [49] und wird durch die Intensitätsabhängigkeit des Brechungsindex hervorgerufen [50]. Bei Ultrakurzpulslasern wird dies relevant, da dort zwischen Anfang und Mitte des Pulses starke Intensitätsunterschiede herrschen. Damit kommt es zu einer sich über die Pulsdauer ändernden Phasenverschiebung [50]. Der Einfluss auf die Ausgangsleistung ist zwar minimal, allerdings kommt es in geschirpten Systemen durch den Effekt zu Problemen bei der Pulsdekompression [51]. Eine entsprechende Phasenmodulation vor dem Verstärker kann diesen Effekt kompensieren.

---

Eine weitere Manifestation des Kerr-Effektes stellt hingegen die Selbstfokussierung dar, die das aktuell ultimative Leistungslimit für Faserverstärker vorgibt [52]. Durch ausreichend hohe Pulsspitzenleistungen kann es durch die Brechungsindexmodulation zur Bildung einer Linse in der Faser kommen, die das gesamte Laserlicht auf einen Punkt fokussiert. Dadurch kommt es zu extremen Intensitäten an einem Punkt, was letztlich in der irreparablen Zerstörung der Faser endet [52]. Der Effekt ist schwer kontrollierbar, da er nur von der Pulsenergie, nicht der Intensität abhängt [42]. Für Wellenlängen im Nahinfrarot ergibt sich damit ein erreichbares Limit der Pulsspitzenleistung zwischen 4 MW und 6 MW, das für zirkuläre Polarisation erhöht ist [53]. Für größere Wellenlängen steigt das Limit durch eine quadratische Abhängigkeit [54] auf bis zu 24 MW an.

Diese Leistungswerte liegen allerdings mehrere Größenordnungen über den für das Brillouin-LIDAR zu erreichenden Werten, sodass ein relevantes Limit durch SBS dominiert ist. Diese Grenze wird in diesem Projekt im Wesentlichen durch die Verwendung photonischer Kristallfasern umgangen, die nachfolgend kurz beschrieben werden.

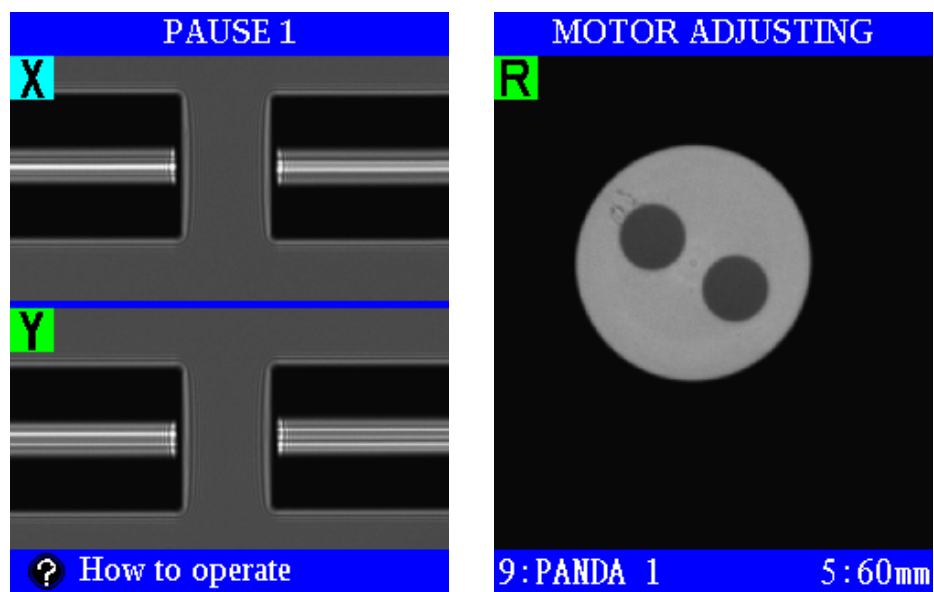
## 2.4. Photonische Kristallfasern

Photonische Kristallfasern (PCF) vereinbaren große Faserquerschnitte mit vergleichsweise großer NA im *single-mode* Betrieb, wodurch sie für hohe Pulsspitzenleistungen bei geringer Intensität, wie am Brillouin-LIDAR erforderlich, hervorragend geeignet sind. Erreicht wird dies durch eine periodische Anordnung von Luftkanälen um den Faserkern. Dadurch kommt es zu keinem stufenförmigen Übergang des Brechungsindex von Kern zu Mantel, sondern zu einem allmählichen Absenken des mittleren Brechungsindex [55]. Dieses Prinzip wird anhand Abbildung 2.3 veranschaulicht. Mit dieser Technik wurden Feldmodendurchmesser von über 100  $\mu\text{m}$  erreicht [48, 56], wobei jedoch eine klassische, biegsame Beschaffenheit der Faser verloren geht, sodass diese nur noch als starrer Stab vorliegt. Auch wurden sogenannte *endlessly single-mode* Fasern entwickelt, die über einen Wellenlängenbereich von mehr als 1000 nm ihre *single-mode* Eigenschaft beibehalten [57]. Insgesamt zeigen PCF bemerkenswerte Eigenschaften und eröffneten seit ihrer Erforschung durch P. Russell Mitte der 1990er Jahre zuvor unerreichbare Möglichkeiten für Faserverstärker. In diesem Projekt können die verwendeten Faserverstärker ihr volles Potential allerdings erst durch das Verspleißen optischer Fasern ausschöpfen, wodurch die Stabilität und die Effizienz der Systeme auf ein neues Niveau gehoben werden. Wie ein Verschmelzen optischer Lichtleitfasern geschieht, wird im nachfolgenden Abschnitt erklärt.

---

## 2.5. Spleißen von Lichtleitfasern

Die Möglichkeit, Glasfasern zu verspleißen, bringt zwei wesentliche Vorteile mit sich. Einerseits kann auf Faserkopplungen weitgehend verzichtet werden, die für *single-mode* Fasern jeweils einen Leistungsverlust von ungefähr 30 % verursachen. Spleißstellen können, wenn die Fasergeometrien der verspleißten Fasern möglichst identisch sind und die verwendete Spleißroutine gut optimiert ist, mit unter 0,01 dB Verlust nahezu perfekte Lichttransmission von Faser zu Faser ermöglichen. Insbesondere einem, wie in dieser Arbeit verwendeten, mehrstufigen Verstärkeraufbau erlaubt dies eine möglichst effiziente Überleitung des Lichts von Verstärker zu Verstärker. Andererseits bedeutet dies nicht nur eine bessere Erhaltung der vorhandenen Leistung, sondern auch eine enorme Verbesserung der Anfälligkeit gegenüber Dejustage. Für ein System, das wie hier außerhalb eines Labors einsetzbar sein soll, ist ein vollständig faserbasierter Aufbau ohne Freistrahlstrecken von unschätzbarem Wert. Zur Durchführung eines solchen Spleißes müssen die beteiligten



**Abbildung 2.5.:** Direkte Aufnahmen des im Spleißgerät verbauten Mikroskops für die Seitenansicht der zu spleißenden Fasern (links) sowie des Querschnitts einer der beiden Faserenden (rechts). Man erkennt aufgrund des glatten *Cleaves* sowohl Kern als auch Stresselemente der Faser.

---

Faserenden zunächst vorbereitet werden, indem die Polymerschuttschicht entfernt und die Faser mit einer Diamantklinge angeritzt wird, sodass sie unter Spannung reißt und eine extrem scharfe Kante am Faserende, wie in Abbildung 2.5 gezeigt, entsteht. Das zu diesem Zweck verwendete Gerät wird üblicherweise *cleaver* genannt.

Für den eigentlichen Spleiß gibt es verschiedene Geräte, die meisten, wie auch das in dieser Arbeit verwendete Gerät, verwenden einen Spannungsbogen, um die hohe Temperatur von 2000 °C an den Faserenden zu erzeugen [58]. Durch den Spannungsbogen wird so nur lokal eine enorme Temperatur erzeugt, die nach Abschalten des Spannungsbogens schnell wieder auf Umgebungstemperatur abkühlt [58]. Durch Einbau geeigneter Mikroskope im Spleißgerät können auch polarisationserhaltende Fasern verspleißt werden, indem die Stresselemente durch Feinmotoren vor dem Spleiß zueinander ausgerichtet werden. Dabei muss nur beachtet werden, dass die Geometrie der Stresselemente beider Fasern identisch ist, um die polarisationserhaltenden Eigenschaften gut zu erhalten. Zusätzlich ist es bei jedem Spleiß wichtig, dass die Faserenden und das Spleißgerät selbst frei von Staub oder Resten des abgenommenen Polymerüberzugs sind.

Nach einem erfolgreichen Spleiß ist es wichtig, die offen liegende Spleißstelle wieder vor äußeren Einflüssen zu schützen und sie resistent gegen mechanische Biegung zu machen. Dazu muss ein neuer Polymerüberzug aufgetragen werden, was mit Hilfe eines *recoaters* geschieht. Dieser verfügt über eine für die Faser passende Form, in die flüssiges Acrylat mit dem gleichen Brechungsindex wie die vorherige Polymerschuttschicht eingelassen werden kann. Dieses kann durch kurzzeitige UV-Bestrahlung (eine Minute) ausgehärtet werden, wobei es in diesem ausgehärteten Zustand immer noch biegsam ist.

Oftmals ist es allerdings nötig, Fasern mit leicht unterschiedlicher Geometrie miteinander zu verspleißen. In diesem Fall bedürfen die Spleißroutinen hohen Optimierungsbedarf und es muss mit höheren optischen Verlusten als für Spleißstellen üblich gerechnet werden. Ein solcher Spleiß stellt auch die Verbindung einer Ytterbium-dotierten Faser mit einer undotierten Faser gleicher Geometrie dar (später als aktiv-passiv Spleiß bezeichnet). Die hohen Temperaturen an den Faserenden können dabei zu einer Diffusion der dotierten Ionen in den Fasermantel führen, was den effektiven Brechungsindex zwischen Kern und Mantel verändert. Dies führt wiederum zu optischen Verlusten im Kern, da Licht durch den veränderten Brechungsindex in den Mantel übergeht [59].



---

### 3. Kontaktlose Vermessung von Temperaturprofilen im Ozean mittels Laserstrahlung

---

Die Kenntnis über die Temperaturverteilung in den Weltmeeren stellt bis heute eine essentielle und anspruchsvolle Aufgabe in der Ozeanographie dar. Aufgrund dessen wurden bis heute eine Reihe etablierter Verfahren zu deren Bestimmung entwickelt, von Einwegsonden (sogenannten XBTs, englisch *expandable bathythermograph*), welche nach Verwendung nicht wieder eingesammelt werden, bis zu hochwertigen CTD-Sonden (*conductivity, temperature, depth*), die neben der Temperatur noch eine Vielzahl an weiteren Parametern, wie etwa den Salzgehalt, genau bestimmen können. All diese Methoden teilen allerdings den gemeinsamen Nachteil einer sehr geringen Flexibilität. Eine tagesaktuelle Bestimmung der Temperaturprofile in sehr genauen Bereichen des Ozeans ist mit ihnen nicht möglich, da sie entweder aufwändig von Schiffen entlang von Handelsrouten zu Wasser gelassen werden müssen oder nur von der Strömung getragen werden [60]. Es ist allerdings gerade diese kurzfristige Kenntnis über den Temperaturverlauf die entscheidende Information zur Verbesserung von Klimamodellen oder der Vorhersage des genauen Verlaufs tropischer Wirbelstürme [61]. Eine Ausnahme innerhalb der etablierten Messverfahren bilden satellitenbasierte Anwendungen, diese bieten allerdings nur eine geringe Eindringtiefe in das Wasser, wodurch lediglich die Oberflächentemperatur bestimmt werden kann. Zudem ist die laterale Auflösung sehr gering.

Das Kernziel des Projekts, in dessen Rahmen diese Arbeit entstand, ist deshalb die Entwicklung eines kontaktlosen, hochflexiblen Messsystems mit hoher Temperatur-, sowie Tiefenauflösung (besser als  $0,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ , beziehungsweise 1 m) und einer Eindringtiefe von mindestens 100 m. Dieses System ist optisch basiert und soll flexibel und kompakt genug sein, um von einem Hubschrauber aus einsetzbar zu sein. Die ursprüngliche Idee zur Nutzung von Brillouin-Strahlung als Temperaturindikator im Ozean stammt aus dem Jahr 1976 von Hirschberg *et al.* [62], die in einem Feldtest von 1984 eine Temperaturgenauigkeit von  $4\text{ }^{\circ}\text{C}$  erreichten [63]. Ein flugfähiges System wurde zuerst von Hickman *et*

---

*al.* vorgeschlagen [64], die erste erfolgreiche Umsetzung eines solchen Systems unter Laborbedingungen gelang 2012 Rudolf *et al.* [18]. Ein Feldtest dieses Systems konnte im Jahr 2015 seine grundsätzliche Eignung unterstreichen [22].

In diesem Kapitel soll zunächst das Grundprinzip eines LIDARs vorgestellt werden. Im Anschluss erfolgt eine Vorstellung der charakteristischen Merkmale von Ozeantemperaturprofilen, welche die Rahmenbedingungen für ein kontaktloses Messsystem vorgeben. Darauf folgt eine kurze Einführung in zwei relevante Licht-Materie Wechselwirkungsprozesse in Wasser, bevor die sich ergebenden Systemanforderungen zusammengefasst dargestellt werden.

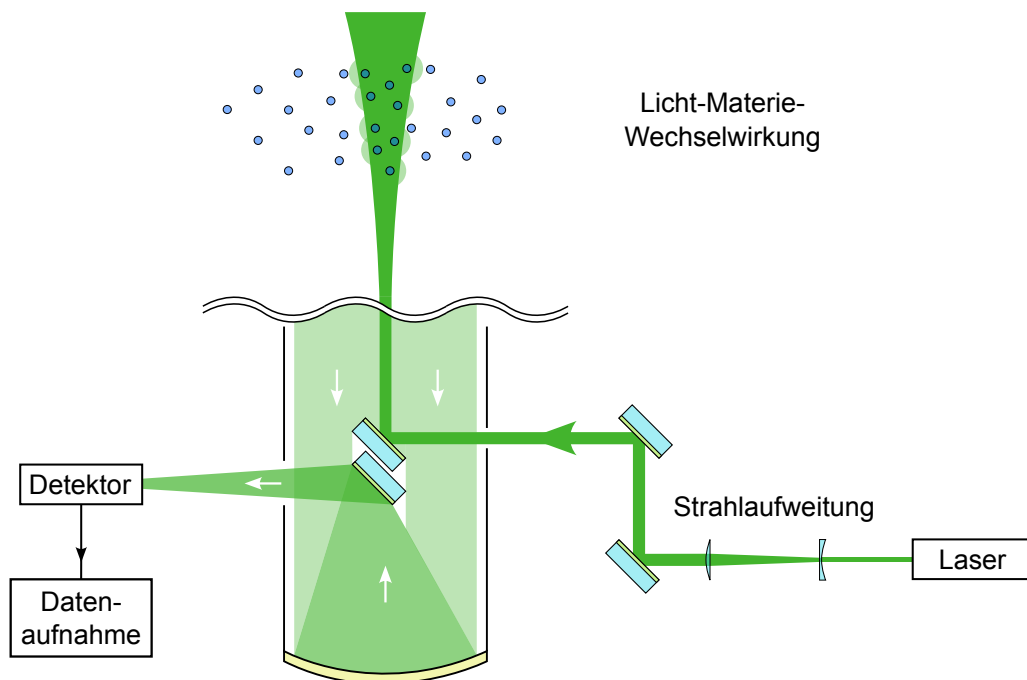
### 3.1. Light Detection and Ranging: LIDAR

Das Grundprinzip des LIDARs hat in den vergangenen Jahren stetig an Relevanz gewonnen, was in vielerlei Hinsicht an einem stetig wachsenden Interesse der Automobilindustrie an autonomen Fahrsystemen begründet ist [14, 15]. Dort kommen LIDAR-Systeme vor allem als dreidimensionale Objektsensoren zum Einsatz, ihre spektrale Nähe zu sichtbarem Licht erlaubt dabei im Vergleich zu Radiowellenlängen eine wesentlich höhere Auflösung.

Auf dem LIDAR-Prinzip basierende Systeme haben ihren Ursprung allerdings bereits in den 1930er Jahren, dort wurden atmosphärische Kenngrößen über kontinuierliche und gepulste Weißlichtquellen vermessen [65]. Ein Durchbruch gelang mit der Demonstration des ersten Lasers durch Maiman, [23] zusammen mit dem Vorstoß zu kurzen Pulslängen im Bereich von Nanosekunden durch Güteschaltung [66] und nichtlinearer Frequenzkonversion [67].

Atmosphären-LIDARs bilden bis heute einen bedeutenden Teil dieser Systeme und sind in der Lage, präzise Messungen von Aerosolen und Gasen [16], der Windgeschwindigkeit [17] oder vielen anderen Parametern wie Druck, Feuchtigkeit oder Temperatur kontaktlos durchzuführen. Das Grundprinzip eines solchen LIDARs ist in Abbildung 3.1 veranschaulicht. Es besteht in seinen wesentlichen Bestandteilen aus einer Strahlungsquelle, einer Empfangsoptik und einem Detektor. Um eine möglichst geringe Strahldivergenz zu erhalten, muss der Laserstrahl vor Einstrahlung in das zu erprobende Medium aufgeweitet werden. Im Zuge der Licht-Materie Wechselwirkung kommt es anschließend zur Generierung von Signalstrahlung über die gesamte Propagation des Lasers im Medium hinweg.





**Abbildung 3.1.:** Schematische Darstellung des grundlegenden Aufbaus eines LIDARs. Eine Laserstrahlquelle wird für eine weite Entfernung zunächst aufgeweitet, bevor am Zielort Signalstrahlung aus Licht-Materie-Wechselwirkung hervorgeht. Eine Empfangsoptik fängt dieses Signal auf und leitet es zum optischen Detektor und der Signalverarbeitung weiter.

Insbesondere bei Atmosphären-LIDARs kommen häufig Spiegelteleskope, wie das Cassegrain-Teleskop, zum Auffangen des Signals zum Einsatz [68, 69]. Diese reflektieren das aufgefangene Licht über einen meist parabolischen Spiegel auf einen Sekundärspiegel, der das Signal gebündelt zur Detektionseinheit leitet. Für gepulste Strahlung kann über die Laufzeit  $t$  des Lichts eine Ortsbestimmung gemäß

$$x = \frac{c}{2n}t \quad (3.1)$$

erfolgen, wobei  $c$  die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und  $n$  den Brechungsindex bezeichnen. Der Faktor 2 berücksichtigt Hin- und Rückweg der Strahlung. Welche Ortsauflösung dabei erreichbar ist, wird durch die Pulsdauer  $\Delta t$  des Lasers nach

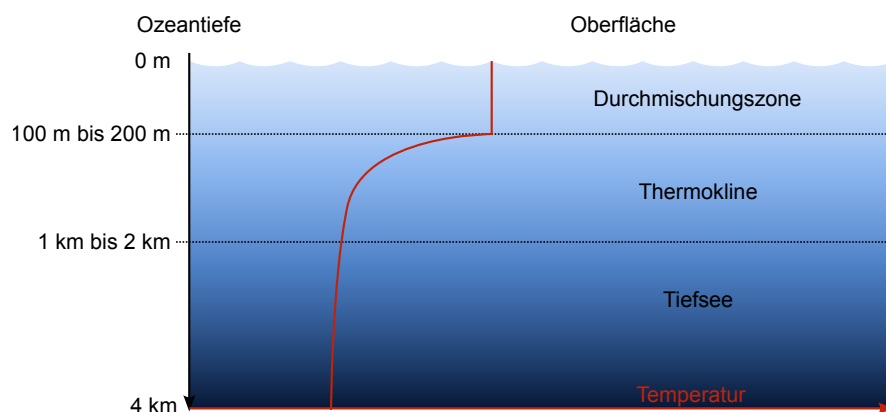
$$\Delta x = \frac{c}{2n} \Delta t \quad (3.2)$$

vorgegeben. Eine geringere Pulsdauer erzeugt demnach eine schärfere zeitliche Antwort und steigert die Ortsauflösung. Für eine schmalbandige Antwort, wie sie in einem LIDAR-System zur Signalfilterung gegenüber Untergrundstrahlung nötig ist, darf die Pulsdauer gemäß des Zeit-Bandbreiten Produkts jedoch nicht beliebig reduziert werden. Für ein gaußförmiges Intensitätsprofil des Lasers ergibt sich dieses zu

$$\Delta t \cdot \Delta \nu = 0,441, \quad (3.3)$$

wobei hier  $\Delta \nu$  die transform-limitierte Bandbreite bezeichnet [70]. Es ist demnach nötig, einen Kompromiss zwischen Ortsauflösung und Bandbreite zu finden.

Neben der bereits genannten Anwendung in Atmosphärenmessungen gibt es noch viele weitere Anwendungsbereiche für LIDAR-Systeme, etwa die Bestimmung des Erde-Mond Abstandes, der eine Genauigkeit von 1 mm erreicht [71], ozeanografische Anwendungen, wie die Messung von Chlorophyllkonzentrationen [72, 73] oder die Erstellung topographischer Karten [74, 75]. Auch eine Messung der Verschmutzung im Wasser durch Öl oder Chemikalien kann durch Fluoreszenzmessungen kontaktlos geschehen [76]. Da sich das in diesem Projekt entwickelte LIDAR vor allem mit der Bestimmung von Temperaturprofilen im Ozean befasst, werden im folgenden Abschnitt deren bekannte Gegebenheiten vorgestellt.

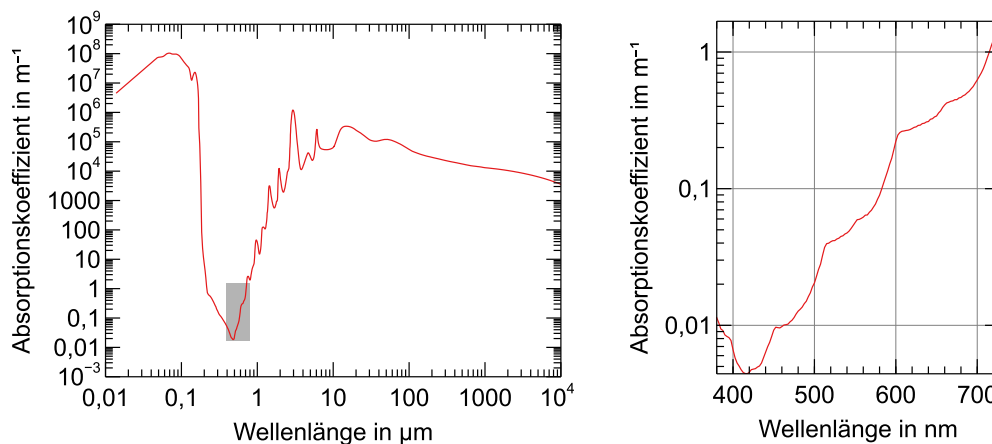


**Abbildung 3.2.:** Veranschaulichung der thermischen Ozeanschichten. Die Durchmischungszone in den ersten bis zu 200 m unterliegt den stärksten Temperaturfluktuationen und ist von forschungstechnischem Interesse. In der Thermokline sinkt die Temperatur rapide ab, bevor sie nach ein bis zwei Kilometern in der Tiefsee weitestgehend konstant bleibt.

## 3.2. Temperaturprofile im Ozean

Das Temperaturprofil des Ozeans wird üblicherweise in drei charakteristische Zonen unterteilt: Die Durchmischungszone, die sich auf Wassertiefen zwischen 10 m und 200 m erstreckt [79] und in ständiger thermischer Wechselwirkung zur Atmosphäre und der Sonnenstrahlung steht. Durch diesen direkten Wärmeaustausch unterliegt diese Zone den größten thermischen Fluktuationen im Ozean. Unterhalb der Durchmischungszone kommt es in der sogenannten Thermokline zu einem steilen Temperaturabfall, dem sich nach zwischen 1 km und 2 km die Tiefsee mit einer nahezu konstanten Temperatur anschließt. Dieses Schema wird auch in Abbildung 3.2 veranschaulicht. Das Profil des Salzgehaltes ist im Allgemeinen von dem der Temperatur entkoppelt, wobei es keine Schichtstruktur ähnlich zum Temperaturprofil aufweist.

Für eine möglichst hohe Eindringtiefe eines Fernerkundungssystems muss dessen Wellenlänge am Absorptionsprofil von Wasser orientiert sein. Dieses ist in Abbildung 3.3 mit Daten nach Segelstein [77] über einen breiten Wellenlängenbereich in logarithmischer Darstellung gezeigt. Man erkennt dabei ein deutliches Minimum im sichtbaren Spektralbereich. Nah- und Ferninfrarotwellenlängen sorgen für eine Anregung von Rotationszuständen der Wassermoleküle, während ultraviolette Wellenlängen zur Anregung



**Abbildung 3.3.:** Das Absorptionsschema von Wasser für elektromagnetische Strahlung in doppelt-logarithmischer Darstellung nach Segelstein [77] (links). Rechts ist der im linken Teilbild grau hinterlegte Bereich mit Daten nach Pope und Fry [78] vergrößert dargestellt. Es ergibt sich ein Minimum der Absorption im sichtbaren Spektralbereich.

---

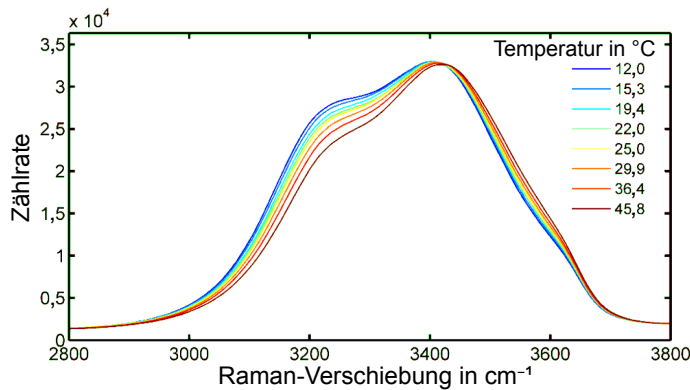
elektronischer Übergänge führen, sodass dort starke optische Verluste entstehen. Eine nähere Betrachtung im rechten Teilbild von Abbildung 3.3 mit Daten von Pope und Fry [78] zeigt dabei ein Minimum bei einer blauen Wellenlänge von knapp über 400 nm. Die Bereitstellung von hochintensiver, gepulster Strahlung bei dieser Wellenlänge ist jedoch deutlich schwieriger als es für grünes Licht der Fall ist. Zusätzlich bedingt das Detektorsystem das Vorhandensein einer atomaren Struktur, die als Kantenfilter nutzbar ist. Einen solchen Kompromiss zwischen niedriger Absorption, Detektionsmöglichkeit und technischer Umsetzbarkeit bietet die in diesem System genutzte Wellenlänge von 543,3 nm.

### **3.3. Inelastische Streuung in Wasser**

Im Zuge von Licht-Materiewechselwirkung kann es in Wasser zu verschiedenen Arten der Streuung kommen. Neben elastischen Streuvorgängen, wie etwa der Rayleigh-Streuung, bei der die spektralen Eigenschaften des Lichts nach dem Streuprozess unverändert bleiben, gibt es auch inelastische Streuvorgänge, bei denen Informationen über die beteiligte Materie auf die gestreuten Photonen übergehen. Die für diese Anwendung bekanntesten und relevantesten Streuprozesse bilden die Raman-Streuung sowie die Brillouin-Streuung. Beide Verfahren sollen im Folgenden in Hinsicht auf ihre Anwendbarkeit auf das vorliegende Problem vorgestellt werden, wobei ein besonderer Fokus auf der in diesem Projekt ausgenutzten Brillouin-Streuung liegt.

#### **3.3.1. Raman-Streuung in Wasser**

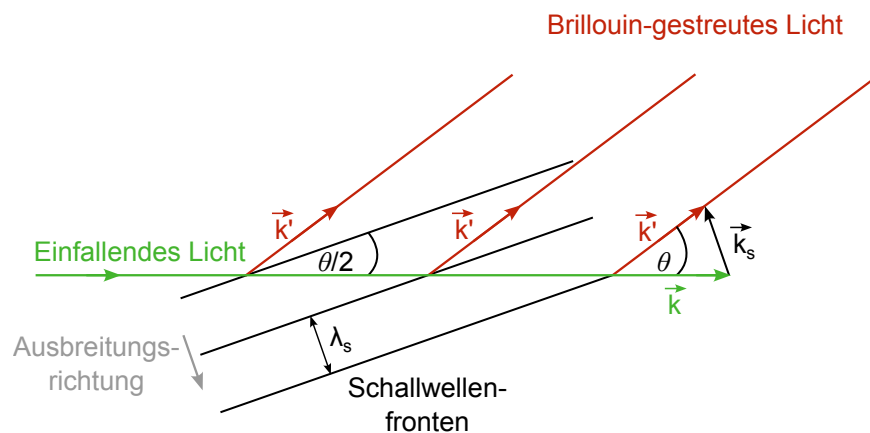
Raman-Streuung hat ihren physikalischen Ursprung in der Anregung von Rotations- und Vibrationszuständen von Molekülen und wurde vom indischen Physiker C. Raman im Jahr 1928 entdeckt [80]. Speziell Wasser zeigt dabei eine Stokes-Verschiebung im Bereich um  $3350 \text{ cm}^{-1}$ , wie in Abbildung 3.4 anhand von temperaturabhängigen Raman-Verschiebungen aus [81] zu sehen ist. Diese setzen sich aus einem Anteil monomerer und polymerer Molekülstrukturen zusammen, die jeweils eine leicht verschiedene Stokes-Verschiebung zeigen [82]. Sowohl die Wassertemperatur als auch im Wasser gelöste Salze beeinflussen die für Wasser maßgeblichen Wasserstoffbrücken [83], was sich wiederum auf die gemessene Stokes-Verschiebung auswirkt und die Raman-Streuung so zu einem geeigneten Messinstrument für die Fernerkundung von Temperatur- und Salzprofilen im Ozean macht.



**Abbildung 3.4.:** Temperaturabhängige Messungen der Raman-Verschiebung in Wasser. Das Bild wurde einer Arbeit von Artlett und Pask entnommen [81] und die Beschriftung angepasst.

Durch die enorme Stokes-Verschiebung von über 100 nm ist es einfach, das Raman-Signal von der Laserlinie zu entkoppeln. Allerdings verfügt das Raman-Spektrum über eine spektrale Breite von über 20 nm, was es sehr schwierig macht dieses Signal von Hintergrundstrahlung aus der Umwelt, wie etwa Sonnenlicht, herauszufiltern [82]. Um eine wie in diesem Projekt gewünschte Temperatur- und Salzauflösung zu erhalten, müssen relative Intensitätsänderungen von  $10^{-3}$  bis  $10^{-4}$  auflösbar sein [84]. Zusätzlich muss die Anregungswellenlänge für einen sinnvollen Einsatz in den blauen Spektralbereich verschoben werden, damit das um 100 nm verschobene Streulicht noch eine ausreichende Transmission durch das Wasser erfährt.

In der Vergangenheit wurden etwa von Leonard *et al.* bereits Raman-LIDAR Systeme zu diesem Zweck mit einer Temperaturauflösung von bis zu 1 °C erprobt [82], Bunkin *et al.* gelang eine Temperaturmessung auf wenige Meter Wassertiefe [85]. Auch im Rahmen dieses Projektes wurden im Jahr 2017 Experimente mittels neuronaler Netze zum Abgleich gemessener Spektren mit einer Datenbank durchgeführt [84], insgesamt stellen sich die genannten Störfaktoren jedoch als so gravierend heraus, dass der Ansatz der Raman-Streuung in diesem Zusammenhang aktuell nicht weiter verfolgt wird.



**Abbildung 3.5.:** Darstellung des Grundprinzips der Brillouin-Streuung. Einfallendes Licht (grün) wird an propagierenden Schallwellen (schwarz) gestreut, wobei für das Streulicht die Bragg-Bedingung gilt. Streuung kommt dabei für alle Winkel außer  $\theta = 0^\circ$  zustande.

### 3.3.2. Brillouin-Streuung in Wasser

Der für das Projekt namensgebende Effekt der Brillouin-Streuung beschreibt Lichtstreuung an Dichtefluktuationen, beziehungsweise Schall, in einem Medium. Die erste theoretische Voraussage des Effekts geht dabei in das Jahr 1921 auf L. Brillouin zurück [86], der erste experimentelle Nachweis erfolgte 1930 durch Gross [87]. Der Fall spontaner Brillouin-Streuung, wie sie für dieses Projekt relevant ist, bezeichnet die Streuung an spontan durch thermische Dichtefluktuationen erzeugten Phononen, die sich mit Schallgeschwindigkeit isotrop im Medium verteilen. Die Abhängigkeit der durch die Streuung verursachten Frequenzverschiebung von der Schallgeschwindigkeit macht die Brillouin-Streuung zu einem geeigneten Indikator für die Wassertemperatur.

Die Grundlagen von Brillouin-Streuung wurden von Mountain und Fabelinskii in [88] und [89] studiert, die folgende Herleitung der Brillouin-Streuung entstammt diesen Arbeiten. Der physikalische Zusammenhang liegt dabei nah an der Bragg-Reflexion an periodischen Gitterstrukturen und ist anhand Abbildung 3.5 einsehbar. Das einstrahlende Feld eines Photons mit Wellenvektor  $\vec{k}$  und optischer Frequenz  $\nu$  trifft auf die, von der Schallwelle erzeugte, periodische Struktur mit analogem Wellenvektor  $\vec{k}_s$  und akustischer Frequenz  $\nu_s$  mit Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v_s$ . Der Streuprozess muss dabei Energie-

und Impulserhaltung nach

$$\nu' = \nu \pm \nu_S \quad (3.4)$$

$$\vec{k}' = \vec{k} \pm \vec{k}_S \quad (3.5)$$

genügen, wobei  $\nu'$  die Lichtfrequenz und  $\vec{k}'$  den Wellenvektor nach dem Streuprozess beschreiben. Die positive oder negative Fallunterscheidung reflektiert dabei beide mögliche Propagationsrichtungen der Schallwelle, entgegen oder entlang des einfallenden Photons. Für den weiteren Verlauf ist es aufgrund der Energieunterschiede zwischen Photon und Phonon sinnvoll anzunehmen, dass die Betragsänderung des Wellenvektors nach dem Streuprozess vernachlässigbar klein ist, das bedeutet  $|\vec{k}'| \approx |\vec{k}|$ . Aus der Impulserhaltung (3.5) erhält man so mit  $k^2 = |\vec{k}|^2$ , beziehungsweise  $k'^2 = |\vec{k}'|^2$ , den Ausdruck

$$|\vec{k}_S|^2 = k'^2 + k^2 - 2\vec{k} \cdot \vec{k}' \approx 4k^2 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right), \quad (3.6)$$

woraus sich wiederum der Ausdruck

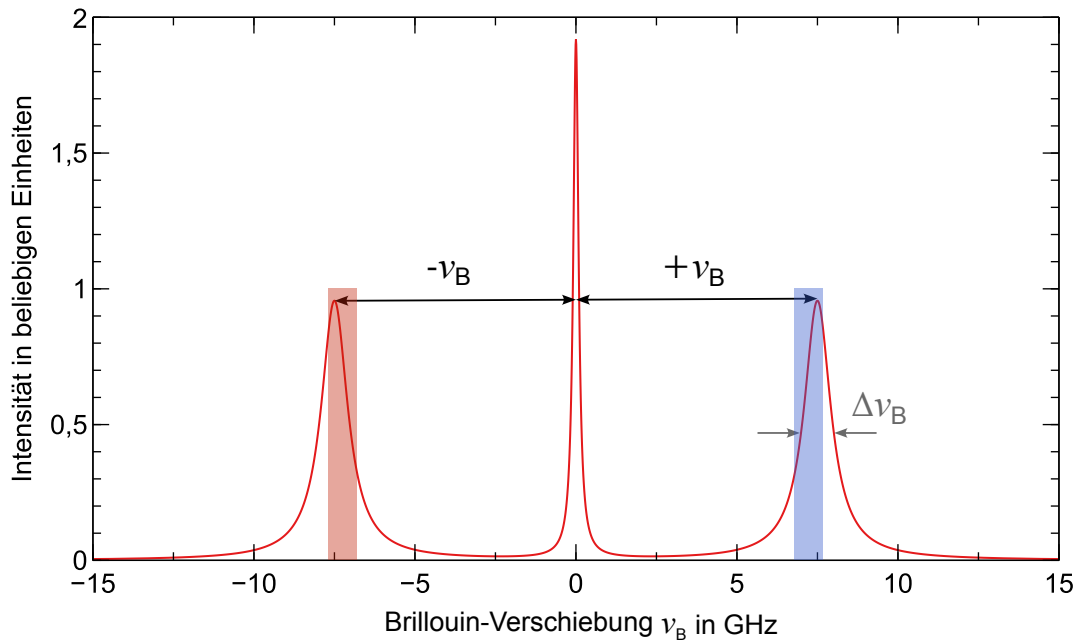
$$k_S = \pm 2k \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (3.7)$$

ergibt. Über die entsprechenden Zusammenhänge zwischen den beteiligten Wellenzahlen und der Frequenz analog zu  $k = 2\pi/\lambda$  und  $\nu = nc/\lambda$  mit dem Brechungsindex  $n$  und der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum  $c$  erhält man so die Frequenzverschiebung der Brillouin-Streuung

$$\nu_B = \pm 2 \frac{v_S n}{\lambda} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right). \quad (3.8)$$

Es entsteht folglich ein rot- und ein blauverschobener Anteil der Brillouin-Streuung, der Stokes-, beziehungsweise Anti-Stokes-Verschiebung genannt wird. Da der Detektor im Brillouin-LIDAR Projekt nur an der Stelle des Lasers platziert werden kann, ergibt sich zusätzlich der Sonderfall  $\theta = \pi$ , sodass die Frequenzverschiebung maximiert wird. In Wasser liegt diese im relevanten Temperaturbereich zwischen 0 °C und 35 °C zwischen 6,8 GHz und 7,8 GHz. Abbildung 3.6 zeigt dazu ein schematisches Spektrum, wobei die in diesem relevanten Temperaturbereich erreichten Frequenzverschiebungen blau, beziehungsweise rot markiert sind. Dort ist auch ein zentraler Anteil bei der Laserwellenlänge sichtbar, der sich aus elastischer Streuung an Schwebeteilchen im Wasser, hauptsächlich in Form von Rayleigh-Streuung, ergibt. Daraus lässt sich das wichtige Landau-Placzek Verhältnis [90, 91]

$$\frac{I_R}{2I_B} = \gamma - 1 \quad (3.9)$$



**Abbildung 3.6.:** Darstellung eines schematischen Brillouin-Spektrums mit dem elastischen Streuanteil (Mitte), der Stokes-Linie (links) und der Anti-Stokes-Linie (rechts). Die markierten Bereiche geben den Variationsbereich der Frequenzverschiebung für die relevanten Temperaturen an. Zusätzlich eingezeichnet ist die spektrale Breite der Streuung  $\Delta\nu_B$ .

mit dem Isentropenexponenten  $\gamma$  angeben, das ein Maß für das Intensitätsverhältnis aus inelastischer Brillouin-Streuung  $I_B$  und elastischen Streuanteilen  $I_R$  bietet. Für reines Wasser ist dieses mit Werten von ungefähr 0,04 deutlich durch die Brillouin-Streuung dominiert [91, 92]. Sobald auch nur wenige Schwebeteilchen im Wasser gelöst sind, kehrt sich dieses Verhältnis jedoch rapide um. Durch die spektrale Nähe elastischer und inelastischer Streuung kommt es dabei schnell zu ungewollten Sättigungseffekten der Detektoren, weshalb für das hier verwendete Detektionsverfahren ein atomarer Absorptionsfilter für elastische Streuung verwendet wird, der in Kapitel 4.7.1 näher behandelt wird. Aus Gleichung (3.8) wird die lineare Abhängigkeit zwischen Brillouin-Verschiebung und der Schallgeschwindigkeit direkt ersichtlich. Zusätzlich sind sowohl die Schallgeschwindigkeit  $v_s$  als auch der Brechungsindex  $n$  Funktionen der Temperatur und des



Salzgehaltes, sodass Gleichung (3.8) zu

$$\nu_B = \pm 2 \frac{v_S(T, S)n(T, S, \lambda)}{\lambda} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (3.10)$$

ausgeführt werden muss. Die Laserwellenlänge kann dabei jedoch für das Experiment als konstant betrachtet werden. Für beide Größen, Schallgeschwindigkeit und Brechungsindex, wurden in der Vergangenheit bereits empirische Relationen durch Del Grosso [93], beziehungsweise Quan und Fry [94] gefunden. Beide Relationen sind für das Brillouin-LIDAR essentielle Errungenschaften und in Anhang B aufgeführt. Zusätzlich ist es wichtig zu erwähnen, dass auch eine Abhängigkeit dieser Größen vom Druck  $p$  besteht, die zwar in echten Experimenten berücksichtigt werden muss, für die vorliegende Betrachtung jedoch vernachlässigt wird.

Es existieren somit fünf Variablen,  $\nu_B$ ,  $v_S(T, S)$ ,  $n(T, S)$ ,  $T$  und  $S$ , wobei nur die Frequenzverschiebung  $\nu_B$  gemessen werden soll. Dies offenbart bereits ein fundamentales Problem des Brillouin-LIDARs, da bei Unkenntnis von sowohl  $T$  als auch  $S$  das vorliegende Gleichungssystem unterbestimmt ist. Die Kenntnis des Salzgehaltes ist deshalb für eine Temperaturbestimmung auf diese Art unabdinglich. Wie Fry *et al.* bereits in [95] argumentierten, kann als Lösung für dieses Problem auf historische Daten des Salzgehaltes zurückgegriffen werden. Für eine feste Jahreszeit und einen festen Ort beliefen sich die Änderungen des Salzgehaltes in den letzten 100 Jahren für über 92 % der Daten auf weniger als 1 ppt, sodass bei Verwendung historischer Daten für  $S$  eine Temperaturfehlbestimmung von nur 0,4 °C stattfindet. Soll auf das Zurückgreifen historischer Daten verzichtet werden, so müsste entsprechend eine weitere Messgröße gefunden werden, die ebenfalls eine Abhängigkeit von  $T$  und  $S$  aufweist. Eine solche Messgröße stellt die spektrale Breite  $\Delta\nu_B$  der Brillouin-Streuung dar, die einen Lorentz-Charakter aufweist und durch

$$\Delta\nu_B = \frac{\Gamma(T, S)}{2} \left( \frac{4\pi n(T, S)}{\lambda} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \right)^2 \quad (3.11)$$

mit der Dämpfung

$$\Gamma = \frac{1}{\rho} \left( \frac{4}{3}\eta_s + \eta_v + \frac{\kappa}{C_p}(\gamma - 1) \right) \quad (3.12)$$

gegeben ist, wobei  $\rho$  die Dichte des Wassers,  $\eta_s$  die Scherviskosität,  $\eta_v$  die Volumenviskosität,  $\kappa$  die thermische Leitfähigkeit,  $C_p$  die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck und  $\gamma = C_p/C_v$  das spezifische Wärmeverhältnis mit der spezifischen Wärmekapazität bei konstantem Volumen  $C_v$  bezeichnen. Sie stellt dabei in ihrer physikalischen

---

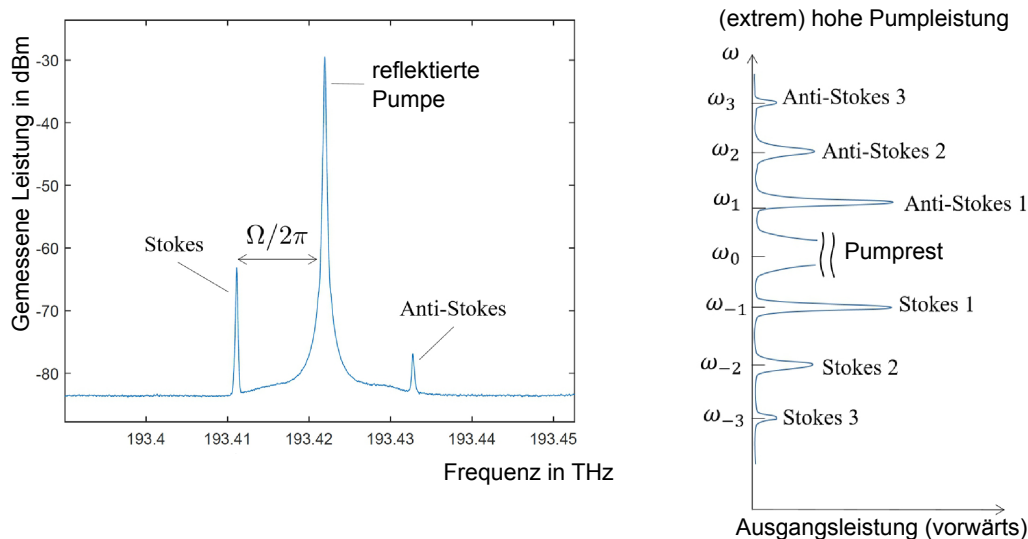
Bedeutung ein Maß für die Lebensdauer der spontanen Dichtefluktuations dar. Es existierte zu Beginn dieser Arbeit keine empirische Relation für diesen komplexen Zusammenhang, um die spektrale Breite der Brillouin-Streuung für die oben ausgeführte Argumentation nutzbar zu machen. Weitere Details zu diesem Thema finden sich in Kapitel 5 dieser Arbeit.

### **Stimulierte Brillouin-Streuung**

Im Gegensatz zur bisher behandelten spontanen Brillouin-Streuung können durch hohe Laserintensitäten auch Schallwellen induziert und an diesen Licht gestreut werden. Dieser Prozess wird abgegrenzt, wie schon in Abschnitt 2.3.2 in Glasfasern diskutiert, als stimulierte Brillouin-Streuung (SBS) bezeichnet. Wie bereits erwähnt ist der Effekt in zweiter Ordnung nichtlinear und damit intensitätsabhängig und kann auch in Wasser gezielt herbeigeführt werden. Dabei interferiert Laserlicht mit antikollinearem Streulicht, was eine Trägerfrequenz identisch zur Frequenz der thermischen Dichtefluktuations erzeugt, die über Elektrostriktion weiter verstärkt wird. Eine Messung der Temperatur ist damit genauso möglich wie mit spontaner Brillouin-Streuung, das Signal-zu-Rausch Verhältnis ist dabei um viele Größenordnungen erhöht. Bei hohen Intensitäten kommt SBS vorwiegend in Rückrichtung vor, sodass ein Energietransfer vorwiegend in den Stokes-Anteil der Streuung stattfindet [45]. Abbildung 3.7 zeigt dabei beispielhaft ein Spektrum von SBS in einer Quarzglasfaser bei einer Pumpleistung von 100 mW, das aus [45] entnommen wurde. Dort erkennt man bereits eine Dominanz des Stokes-Anteils bei noch sichtbarer Anti-Stokes-Linie. Bei extremen Pumpleistungen kommt es sogar zur Anregung noch höherer Stokes- und Anti-Stokes-Linien, wie im rechten Teilbild von Abbildung 3.7 zu sehen ist [45]. Es gibt auch Ansätze zur Nutzbarkeit von SBS im Sinne eines Brillouin-LIDARs, wie etwa in [96], allerdings kann die Intensitätsschwelle zur Anregung von SBS nur durch Fokussierung des Lasers erreicht werden, was ein Verstellen des Fokus entlang der Wassersäule während der Messung erfordert. Eine Einzelschussmessung mit Tiefenauflösung in Echtzeit wird damit unmöglich, weshalb SBS als Temperaturindikator in diesem Projekt nicht verfolgt wird.

## **3.4. Brillouin-LIDAR**

Aus den vorherigen Abschnitten lässt sich erkennen, dass ein geeignetes System zur Messung von Wassertemperaturprofilen enorme Ansprüche an sowohl die Strahlerzeugung als auch die Detektion spontaner Brillouin-Strahlung stellt. Auch der Feldeinsatz von einem Helikopter aus bringt zusätzliche Schwierigkeiten mit sich, gegen die ein solches



**Abbildung 3.7.:** Beispielhafte Messungen von SBS aus [45]. Links ist bei moderater Pumpleistung die Anti-Stokes-Linie noch sichtbar, wobei sich bereits ein erheblicher Teil der Energie auf die Stokes-Linie konzentriert. Rechts sind bei höherer Pumpleistung bereits höhere Ordnungen von Stokes- und Anti-Stokes-Linie erkennbar. Beide Bilder wurden [45] entnommen und die Beschriftungen angepasst.

System gerüstet sein muss. Ausgehend vom Beispiel des CHARM-LIDARs [97], das Erdgaskonzentrationen unter Wasser von einem Hubschrauber aus messen kann, sollte für ein Brillouin-LIDAR die Masse unter 300 kg, die Leistungsaufnahme unter 1,5 kW und das beanspruchte Volumen unter ungefähr  $1,3 \text{ m}^3$  bleiben.

Zusätzlich kommt es durch einen Hubschrauber zu enormen Vibrationen, die für freistrahlbasierte Lasersysteme eine erhebliche Belastung sein können. Auf solche Freistrahlstrecken sollte bei einem Brillouin-LIDAR demnach so sehr wie möglich verzichtet werden, was durch die in Abschnitt 2.5 erwähnte Faserverspleißung umgesetzt werden kann. Mit dem gleichen Argument scheiden etablierte Detektionsverfahren, wie das Fabry-Pérot Interferometer, aufgrund ihrer Anfälligkeit gegenüber Vibrationen aus. Alternative Messverfahren stellen ein atomarer Kantenfilter auf Rubidiumbasis dar, wie es erstmals 2012 erfolgreich an diesem Projekt demonstriert wurde [18] oder heterodyne Schwebungs-

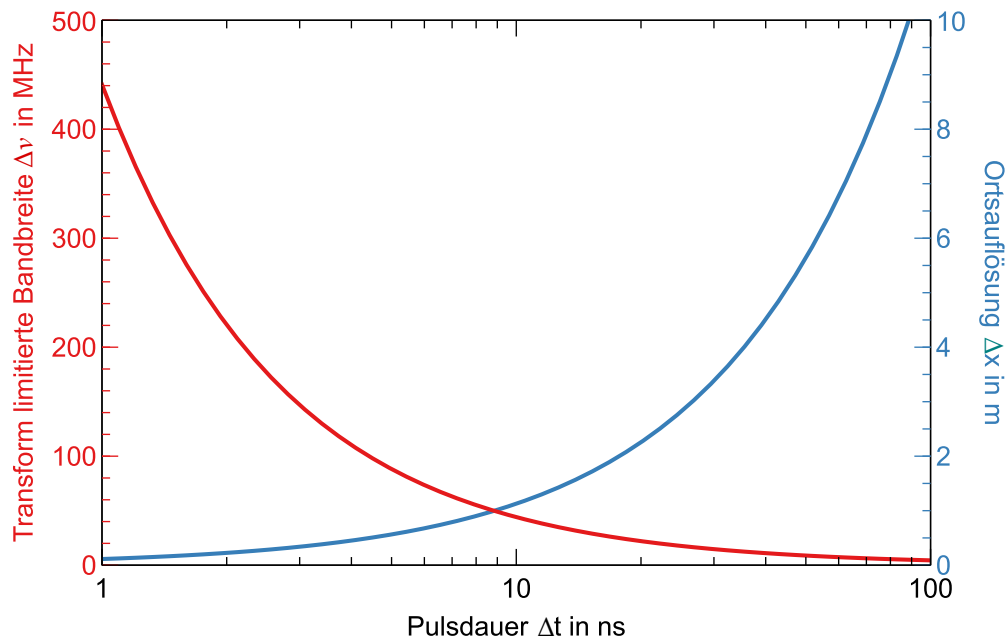
---

---

verfahren, die immenses Potential mit sich bringen. Auf ein solches Verfahren wird in Abschnitt 4.7.3 näher eingegangen.

Das Lasersystem selbst muss, wie bereits in Abschnitt 3.2 diskutiert, grüne oder blaue Laserpulse mit hoher Pulsenergie erzeugen. Neben der Pulsenergie ist allerdings auch die Pulswiederholrate ein wichtiger Faktor, um in möglichst kurzer Zeit ein hohes Signal-zu-Rausch Verhältnis erzeugen zu können. Eine praktische Grenze für die Pulswiederholrate ergibt sich aus der zu erreichenden Wassertiefe von 100 m zu 1 MHz, da es bei einer schnelleren Wiederholrate zum zeitlichen Überlapp zweier Pulse kommt und diese nicht mehr unterschieden werden können. Die mit einem Lasersystem von der Oberfläche aus erreichbare Tiefe beschränkt sich aufgrund des Lambert-Beer Gesetzes [98] durch die exponentielle Abschwächung des Lichts ungefähr auf die angegebenen 100 m. Um bedeutend tiefer in den Ozean eindringen zu können, wären praktisch nicht mehr erreichbare Leistungswerte nötig.

Gleichzeitig muss die erzeugte Strahlung möglichst schmalbandig sein, um ebenfalls schmalbandige Antwortsignale mit minimaler Temperaturungenauigkeit zu generieren. Über Gleichungen (3.2) und (3.3) lässt sich so ein Kompromiss zwischen spektraler Breite, Ortsauflösung und Pulsdauer des Laserlichts bestimmen, wie bereits zu Beginn des Kapitels angedeutet wurde. Beide Gleichungen sind in Abbildung 3.8 als Funktion der Pulsdauer dargestellt. Der Schnittpunkt befindet sich dabei knapp unter 10 ns, was die für ein Brillouin-LIDAR optimale Pulsdauer markiert. An diesem Punkt beträgt die transform-limitierte Bandbreite ungefähr 50 MHz bei einer Ortsauflösung von 1 m. Kann auf eine so genaue Ortsauflösung verzichtet werden, so kann die Pulsdauer durchaus erhöht werden, eine Absenkung erscheint dagegen wenig sinnvoll, da mit der schnell ansteigenden Bandbreite schnell große Temperaturungenauigkeiten entstehen.



**Abbildung 3.8.:** Gegenüberstellung der von der Pulsdauer abhängigen Ortsauflösung und transform-limitierter Bandbreite. Es ergibt sich ein optimaler Kompromiss der Parameter für eine Pulsdauer von ungefähr 10 ns, wobei eine Ortsauflösung von 1,1 m bei einer limitierten Bandbreite von 44 MHz erreichbar ist.



---

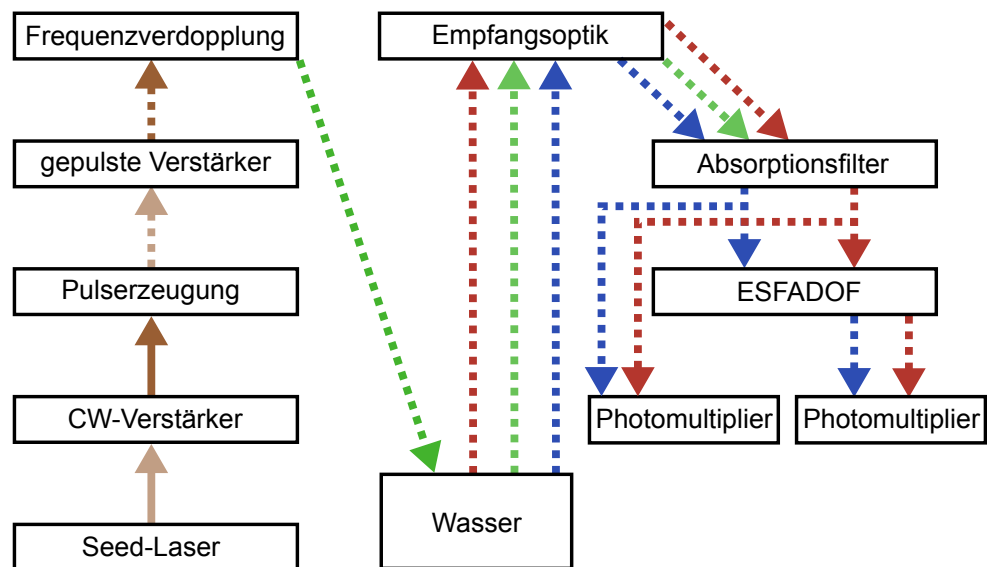
## 4. Beschreibung des Gesamtsystems

---

In diesem Kapitel soll ein Überblick über das gesamte Brillouin-LIDAR System gegeben werden, von der Strahlungsquelle im Infraroten, bis zur Detektion des Streusignals. Eine stark vereinfachte Darstellung des Systems findet sich in Abbildung 4.1. Dieses besteht aus einer Lichtquelle für gepulste Strahlung bei 543,3 nm, einer Empfangsoptik zum Einfangen des Streulichts sowie einer Detektionseinheit zur Signalanalyse. Das Lasersystem basiert auf einer Anordnung von Faserverstärkern mit stetig wachsendem Kerndurchmesser zur Kontrolle nichtlinearer Effekte, insbesondere stimulierter Brillouin-Streuung, innerhalb der Glasfasern. Das nachfolgend vorgestellte Lasersystem befand sich zu Beginn dieser Arbeit bereits in einem Zustand, der den Anforderungen an ein Brillouin-LIDAR genügt, sowohl hinsichtlich der Bereitstellung transform-limitierter Pulse bei 10 ns Pulsdauer mit ausreichend hoher Pulsenergie bei einer Wellenlänge von 543,3 nm, als auch im Hinblick auf die Langzeitstabilität und die Pulswiederholrate, um in möglichst kurzer Zeit ein hohes Signal-zu-Rausch Verhältnis erhalten zu können. Allerdings gab es auch in diesem System weiteren Bedarf an Verbesserungen und Optimierungen, die im Zuge des Feldtests von 2015 ersichtlich wurden. Mit der Implementierung der anstehenden Verbesserungen wurde zwar im Anschluss an den Feldtest bereits in [22] begonnen, diese aber noch nicht vollendet. Während der Beschreibung des Systems in diesem Kapitel werden diese Probleme an ihrer jeweiligen Stelle veranschaulicht und die, falls notwendig, vorgenommenen Verbesserungen dargelegt.

### 4.1. Seed-Laser

Das Lasersystem dieses Projekts basiert auf einer MOPA-Anordnung (*master oscillator power amplifier*). Das bedeutet, dass die benötigte Strahlung mit ihren spektralen Eigenschaften zunächst durch einen Laser mit, im Vergleich zur Gesamtleistung des Systems, niedriger Leistung bereitgestellt wird. Dies erlaubt eine bessere Kontrolle über Wellenlänge und Linienbreite als es in einem einzigen Laser mit den hier gestellten Anforderungen möglich wäre. Dieser erste Laser wird auch als *master oscillator* bezeichnet und seine Leistung wird im Anschluss durch weitere Lichtverstärker, die *power amplifier*, weiter erhöht. Diese

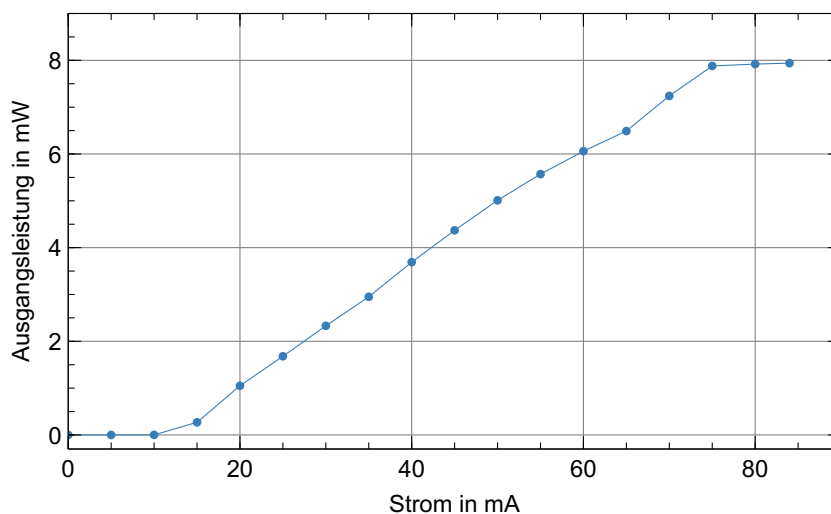


**Abbildung 4.1.:** Schematischer Überblick des gesamten Brillouin-LIDARs. Ein Seed-Laser erzeugt kontinuierliche Strahlung, die nach Verstärkung von einem akusto-optischen Modulator zu transform-limitierten Pulsen geschnitten wird. Anschließend Faserverstärker erhöhen die Pulsenergie schrittweise, nach einer Frequenzverdopplung zu 543,3 nm wird spontane Brillouin-Streuung in Wasser erzeugt. Ein Absorptionsfilter entfernt elastische Streuteile, mittels eines Kantenfilters (ESFADOF) wird letztlich die Frequenz der erzeugten Brillouin-Streuung gemessen.

stellen keine Laser mehr dar, da kein Resonator verbaut ist. Eine Kontrolle über die Moden der Strahlung ist damit nur im *master oscillator* möglich, der im weiteren Verlauf auch als Seed-Laser bezeichnet wird. Es gibt verschiedene Möglichkeiten zur Implementierung eines solchen Seed-Lasers, die hier sinnvollsten Varianten sind Laserdioden mit externem durchstimmbarem Resonator (ECDL) oder DFB-Laserdioden (*distributed feedback*). ECDL ermöglichen eine Kombination aus hoher Ausgangsleistung (über 100 mW) im *single-mode* Betrieb, gepaart mit hoher Kontrolle über die Linienbreite und die Wellenlänge. Innerhalb der Arbeitsgruppe wurde dazu auch ein Stabilisierungsverfahren entwickelt, das für solche Laser einen modensprungfreien Durchstimmbereich von über 100 GHz ermöglicht [99]. Trotz all dieser Vorzüge muss für das Brillouin-LIDAR der Systemstabilität gegenüber Vibrationen besondere Bedeutung beigemessen werden. Ein externer Resonator stellt eine besondere Anfälligkeit gegenüber Dejustage dar, was bei einem Leistungsabfall bis zur Zerstörung der nachfolgenden Verstärker durch *self-pulsing* führen kann. Im Gegensatz



dazu ist bei DFB-Laserdioden kein externer Resonator vorhanden. Stattdessen ist eine Gitterstruktur direkt in den Halbleiter eingeschrieben, was die Modenselektion justagefrei gestaltet [100]. Durch Wegfall einer Resonatorjustage ist es jedoch auch nicht mehr möglich, die Lasermode darüber anzupassen, dies geschieht stattdessen über den an den Halbleiter angelegten Strom oder dessen Temperatur. Beide Parameter beeinflussen sowohl die Ausgangsleistung als auch die Wellenlänge. Eine gleichzeitige Stabilisierung beider Werte am DFB-Laser ist somit nicht möglich. Für das Brillouin-LIDAR muss jedoch die Wellenlänge auf den verwendeten Rubidium Übergang stabilisiert werden, weshalb der Stabilisierung der Wellenlänge ein größerer Wert beigemessen wird. Zudem kann die Ausgangsleistung des Gesamtsystems im späteren Verlauf immer noch über die Pumpleistung der letzten Verstärkerstufe stabilisiert werden. Die Wellenlängenstabilisierung erfolgt dabei über den Strom, da dieser eine schnellere Regelung als die Temperatur ermöglicht. Zuletzt garantieren DFB-Laser auch bei Änderung der Temperatur oder der Stromstärke einen sehr breiten *single-mode* Betrieb, die erreichbare Ausgangsleistung liegt in der Regel aber deutlich unter typischen Werten eines ECDL. Beide Laserarten erzeugen ein, wie für Halbleiterlaser typisch, stark elliptisches Strahlprofil, wodurch sich in dieser Hinsicht kein Vor- oder Nachteil für einen der beiden Lasertypen ergibt.



**Abbildung 4.2.:** Strom-Leistungskennlinie des verwendeten DFB-Lasers bei einer Wellenlänge von 1086,6 nm. Die Leistung wurde dabei hinter einer *single-mode* Faserkopplung gemessen. Die Temperatur der Diode wurde bei der Messung auf 24,6 °C gesetzt.

---

Aus den oben genannten Gründen wird an diesem Projekt ein DFB-Laser als Seed-Laser verwendet, dieser ist kommerziell erworben<sup>1</sup> und erzeugt bei der gewünschten Wellenlänge von 1086,6 nm bis zu ungefähr 8 mW Leistung am Ausgang einer angeschlossenen *single-mode* Faser. Die verwendete Strom- und Temperatursteuerung stammt vom gleichen Hersteller und ist auf den Laser abgestimmt<sup>2, 3</sup>. Der Laser beinhaltet neben der Laserdiode noch Prismen zur Strahlformung, sowie zwei Faraday-Isolatoren zum Schutz vor Rückreflexen. Eine Strom-Leistung-Kennlinie ist in Abbildung 4.2 bei einer Temperatur von 24,6 °C gezeigt, wobei ein photosensitiver Messkopf<sup>4</sup> zur Leistungsaufzeichnung verwendet wurde.

Der Frequenzdrift der Laserdiode ohne Stabilisierung beträgt über einen Zeitraum von einer Stunde gerade einmal 60 MHz [22]. Ein niedriger Frequenzdrift bedeutet kleinere Änderungen der Stromstärke zur Stabilisierung, was sich bei aktiver Stabilisierung positiv auf die Leistungsstabilität auswirkt. Es muss allerdings bedacht werden, dass die Schwankungen ohne externe Stabilisierung maßgeblich von den Umgebungsbedingungen abhängen und außerhalb des Labors maßgeblich von diesem Wert abweichen können. Bei aktiver Stabilisierung über ein Wellenlängenmessgerät<sup>5</sup> (WLM) kann die Frequenz auf dessen Messgenauigkeit von ungefähr 10 MHz konstant gehalten werden, was für dieses Experiment ausreichend genau ist. Die Stabilisierung erfolgt dabei über die Software LabVIEW<sup>6</sup>, der aus dem WLM erhaltene Wert für die Frequenz wird mit dem Sollwert abgeglichen und über eine LabVIEW interne PID Regelung ein Regelungssignal an den Modulationseingang der Stromsteuerung der DFB-Laserdiode gesendet. Die verwendete Datenakquirierungskarte<sup>7</sup> und die verwendeten BNC-Kabel zur Signalausgabe sind dabei rauschbehaftet, dieses Rauschen muss durch einen vor dem Modulationseingang angebrachten elektronischen Tiefpass mit einer Grenzfrequenz von 20 Hz reduziert werden. Für Linienbreitenmessungen des DFB-Lasers und den Effekt der externen Modulation auf diese sei auf die Arbeit in [22] verwiesen.

---

<sup>1</sup>DL100 DFB, TOPTICA Photonics AG

<sup>2</sup>DTC 110/30 W, TOPTICA Photonics AG

<sup>3</sup>DCC 110/500 mA, TOPTICA Photonics AG

<sup>4</sup>S130C, Thorlabs, Inc.

<sup>5</sup>WS-7 Super Precision, HighFinesse GmbH

<sup>6</sup>National Instruments Corp.

<sup>7</sup>PCI-6031E, National Instruments Corp.

---

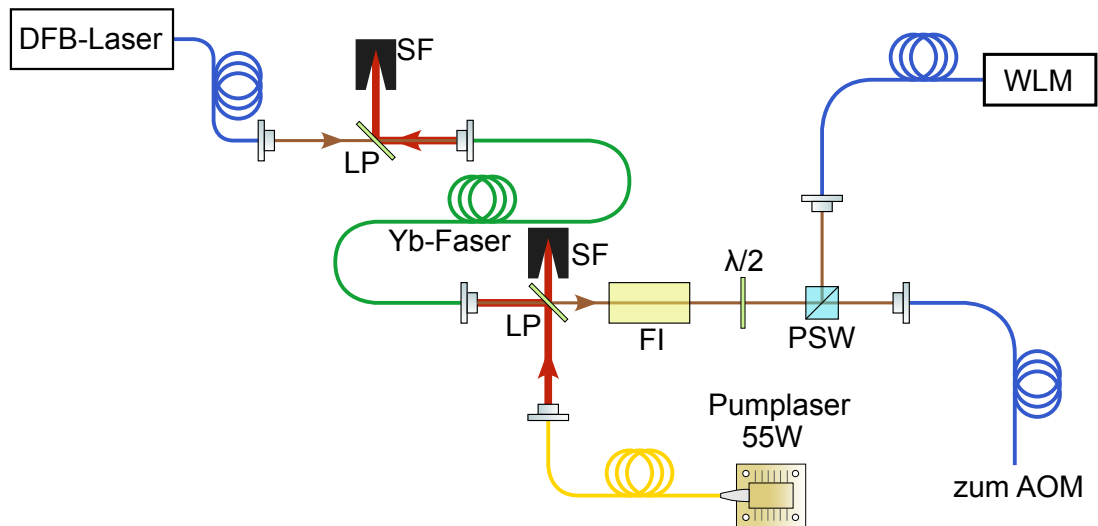
## 4.2. CW-Verstärkung

Das durch den DFB-Laser bereitgestellte Licht wird vor der Pulserzeugung in einem Ytterbium-basierten, kontinuierlichen Faserverstärker (im weiteren Verlauf als CW-Verstärker bezeichnet) nachverstärkt. Dieser Teil des Systems stellt die Basis für die verfügbare Seed-Leistung der nachfolgenden, gepulsten Faserverstärker dar, was eine hohe Zuverlässigkeit dieser Stufe unabdingbar macht. Sollte diese auch nur kurzzeitig ausfallen, so hätte dies im schlimmsten Falle eine Zerstörung aller nachfolgenden Verstärker und somit einen enormen Schaden am Gesamtsystem zur Folge. Infolge dessen ist es wichtig zu erwähnen, dass es gerade dieser Faserverstärker war, der während des Feldtests einen Defekt erlittete. Zwar kam es glücklicherweise zu keinen nachfolgenden Schäden, jedoch muss dies als deutlicher Anreiz für eine Verbesserung am System verstanden werden. In diesem Abschnitt wird zunächst auf das zu Beginn der Arbeit vorliegende System eingegangen, wie es auch während des bislang einzigen Feldtests zur Temperaturbestimmung im Einsatz war. Dabei werden die Schwächen dieses Systems dargelegt und im Anschluss die Implementierung eines verbesserten, vollständig faserbasierten Designs vorgestellt.

### 4.2.1. Bisheriger Stand

Der CW-Verstärker in seiner bisherigen Form bestand aus einer rückwärts gepumpten Anordnung aus einer Ytterbium-dotierten Faser und einer Pumplaserdiode, die bei einer Wellenlänge von 976 nm eine Ausgangsleistung von bis zu 55 W emittiert. Technische Daten dieser Faser und der Pumpdiode sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Der Aufbau dieser Anordnung ist in Abbildung 4.3 skizziert. Das vom DFB-Laser erzeugte Licht wird über einen Langpassfilter, der nicht absorbiertes Pumplicht in Rückrichtung filtert, in die dotierte Verstärkerfaser eingekoppelt. Diese hat einen Kerndurchmesser von 10  $\mu\text{m}$  und verfügt über einen Pumpmantel mit einem Durchmesser von 400  $\mu\text{m}$ . Die Faser ist nicht polarisationserhaltend, durch geschicktes Drehen der Faser nahe der Endfacetten kann die Polarisation aber dennoch zu über 90 % erhalten bleiben. Für ein flugfähiges System stellt ein schlecht reproduzierbares Drehen der Faser zur Erzeugung einer Doppelbrechung jedoch einen wesentlichen Schwachpunkt dar. Zudem ist die Faser nur sehr schwach dotiert, was sich einerseits auf die sehr geringe Steigungseffizienz von nur 7,6 % auswirkt, wie man in Abbildung 4.4 erkennt, und zudem eine sehr große Faserlänge von 9,3 m bedingt.



**Abbildung 4.3.:** Aufbau des kontinuierlichen Verstärkers zu Beginn der Arbeit. Die verwendete Verstärkerfaser ist nur schwach dotiert und nicht polarisationserhaltend. Verwendete Abkürzungen sind Strahlfalle (SF), Langpassfilter (LP), Ytterbium (Yb), Halbwellenplatte ( $\lambda/2$ ), Faraday-Isolator (FI), polarisierender Strahlteilerwürfel (PSW), Wellenlängenmessgerät (WLM), akusto-optischer Modulator (AOM).

**Tabelle 4.1.:** Technische Daten der bisher im kontinuierlichen Verstärker verwendeten Verstärkerfaser, sowie des dort eingesetzten Pumplasers.

Hersteller	Leibniz IPHT	Modell	DCL311-02
Fasertyp	Stufenindex	Länge	9,3 m
Kern $\emptyset$	10,1 $\mu\text{m}$	Kern-NA	0,07
Pumpmantel $\emptyset$	400 $\mu\text{m}$	Pumpmantel NA	0,38
		Polarisationserhaltung	keine
Hersteller	Photontec Berlin	Modell	M976 $\pm$ 0.5-55-F105/22-C1
Pumpfaserkern $\emptyset$	105 $\mu\text{m}$	Pumpleistung	55 W

---

Die verwendete Verstärkerfaser bildet mit den genannten Argumenten die größte Schwäche dieses Verstärkers. Die Pumpdiode ist fasergekoppelt und auf eine Wellenlänge von  $(976 \pm 0,5)$  nm stabilisiert. Die Stabilisierung erfolgt dabei üblicherweise durch ein innerhalb des ersten Meters der Faser befindliches Faser-Bragg-Gitter, das sehr schmalbandiges Feedback zur Stabilisierung in die Laserdiode zurück reflektiert. Die Steuerung dieser Pumpdiode wurde innerhalb der Arbeitsgruppe entworfen und gebaut und verwendet kommerzielle Logikkomponenten zur Steuerung von Stromstärke<sup>8</sup> und Temperatur<sup>9</sup>.

Das Licht des Pumplasers wird über einen weiteren Langpassfilter gegenläufig zum zu verstärkenden Licht in die Verstärkerfaser eingestrahlt. Das nunmehr verstärkte Licht bei 1086,6 nm durchläuft im weiteren Verlauf einen Faraday-Isolator zum Schutz vor Rückreflexionen, sowie eine Halbwellenplatte und einen polarisierenden Strahlteilerwürfel. Auf diese Art kann ein kleiner Teil der Leistung zur Überwachung von Leistung und Wellenlänge im Betrieb abgezweigt werden. Zuletzt wird die Polarisation des Lichts über eine weitere Halbwellenplatte auf die schnelle Achse einer polarisationserhaltenden *single-mode* Faser<sup>10</sup> angepasst und in diese eingekoppelt, um zur Pulserzeugung zu gelangen.

Abbildung 4.5 zeigt mit einem optischen Spektralanalysator<sup>11</sup> (OSA) aufgenommene Spektren dieses Verstärkers bei verschiedenen Pumpleistungen. Dabei ist zu erkennen, dass bei einer Pumpleistung von 33,7 W die breitbandig um 1030 nm entstehende ASE-Leistung um 40 dBm unterdrückt ist. Insgesamt befinden sich am Arbeitspunkt von 2,1 W Ausgangsleistung noch 97,1 % der Gesamtleistung innerhalb der Laserlinie. Allerdings konnte auch schon oftmals schwaches ASE-Lasing beobachtet werden, was die zu Beginn dieser Arbeit sehr hohe Ausfallrate des Verstärkers voraus ahnen lässt. Für den Fall von starkem ASE-Lasing kann es, wie in Abschnitt 2.3.1 beschrieben, zu *self-pulsing* kommen, was üblicherweise in der Zerstörung mindestens einer Faserendfacette endet.

Neben der sehr niedrigen Steigungseffizienz ist auch die Stabilität dieses Systems als mangelhaft einzustufen. Ein verbessertes Design sollte demnach beide Schwachpunkte beheben. Das dazu implementierte Design verfügt über eine der besten bei dieser Wellenlänge dokumentierte Steigungseffizienz und weist eine enorme Unempfindlichkeit gegenüber Vibrationen auf und soll im folgenden Abschnitt im Detail beschrieben werden.

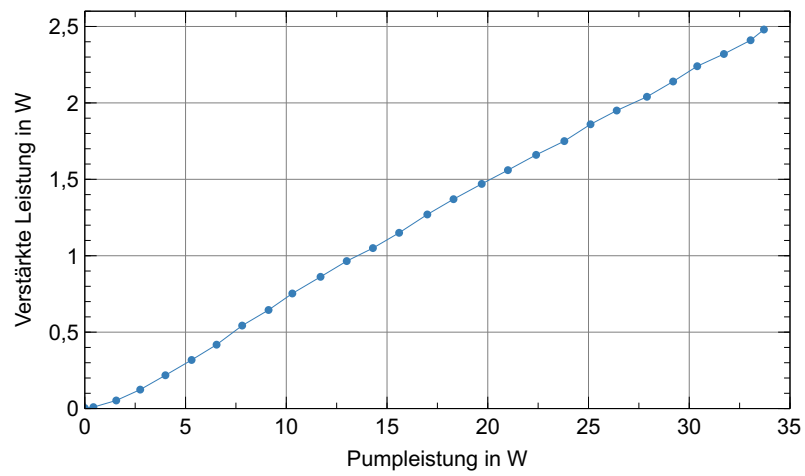
---

<sup>8</sup>PLD10000, Wavelength Electronics, Inc.

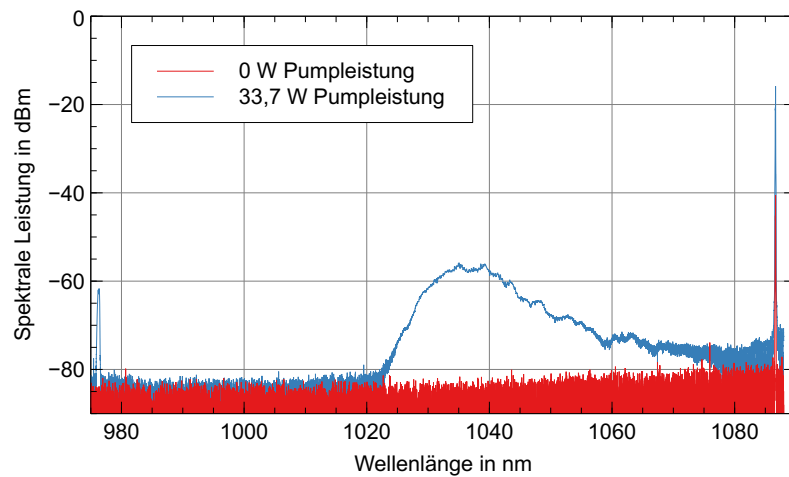
<sup>9</sup>PTC10000, Wavelength Electronics, Inc.

<sup>10</sup>SM98-PS-U25A, Fujikura Ltd.

<sup>11</sup>AQ6373, Yokogawa T&M Corp.



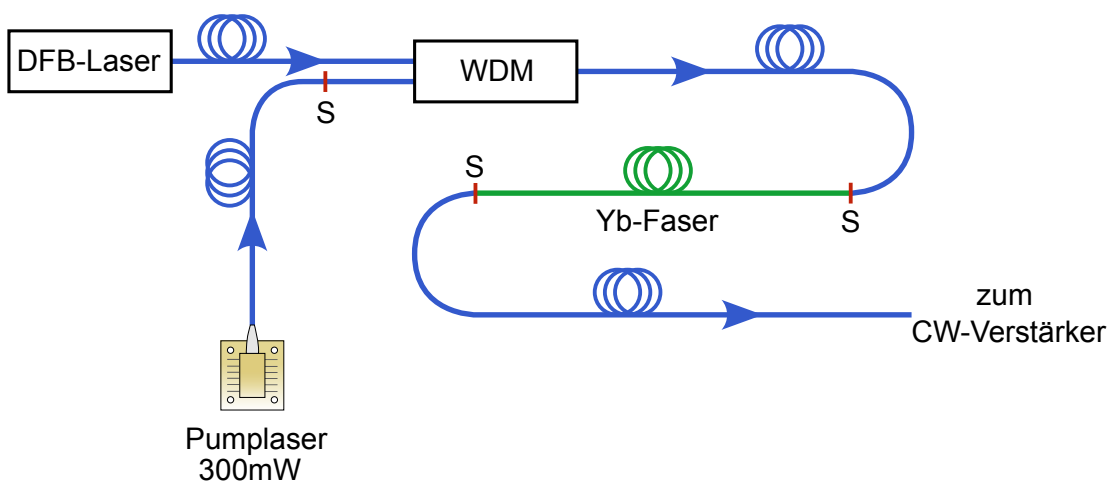
**Abbildung 4.4.:** Leistungskennlinie des bisherigen CW-Verstärkers. Dieser erreicht eine Steigungseffizienz von 7,6 %.



**Abbildung 4.5.:** Gemessene spektrale Leistung des bisherigen CW-Verstärkers bei 0 W (rot) und 33,7 W (blau) Pumpleistung. Neben verstärkter Spontanemission ist auch ein ungefilterter Rest der Pumpleistung bei 976 nm sichtbar.

#### 4.2.2. Seed-Vorverstärkung

Noch bis etwa zum Jahr 2013 wurde in diesem Projekt ein ECDL als Seed-Laser für den kontinuierlichen Verstärker genutzt. Dieser verfügte über eine Ausgangsleistung von 59 mW [21]. Darauf basierend wurde auch der nachfolgende Verstärker entworfen. Während ein ECDL in Bezug auf seine Stabilität gegenüber äußeren Einflüssen für eine Laboranwendung ausreicht, ist er zur Verwendung im Brillouin-LIDAR unter realistischen Bedingungen in dieser Hinsicht jedoch ungeeignet, weshalb dieser noch vor dem Feldtest von 2015 durch den in Kapitel 4.1 vorgestellten DFB-Laser ausgetauscht wurde. Dieser ist zwar nicht vibrationsanfällig, verfügt jedoch, wie erwähnt, über eine deutlich geringere Ausgangsleistung, welche sich durch die anschließende *single-mode* Kopplung weiter auf 8 mW reduziert. Bereits im Laufe des Feldtests von 2015 kam es zu einem Defekt am CW-Verstärker, damals vermutet durch Staubablagerungen auf den Endfacetten, aber auch im Labor traten solche Defekte im Laufe dieser Arbeit gehäuft auf. Als Grund wurde deshalb die verringerte Seed-Leistung vermutet, die insbesondere bei der verwendeten Wellenlänge von 1086,6 nm nicht für einen stabilen Betrieb ausreicht, wodurch es im Betrieb zu *self-pulsing* durch ASE kommt. Neben der Stabilität ist bei dieser Wellenlänge



**Abbildung 4.6.:** Schematischer Aufbau des neu hinzugefügten, verspleißten Vorverstärkers. Das einfache Design überlagert die zu verstärkende Seed-Leistung bei 1086,6 nm über einen Wellenlängenmultiplexer (WDM) mit Pumplicht bei 976 nm. Spleißstellen sind rot gekennzeichnet (S), Yb steht für Ytterbium.

**Tabelle 4.2.:** Technische Daten der zunächst im Vorverstärker verwendeten Verstärkerfaser. Diese zeigte jedoch deutliches Photodarkening.

Hersteller	nLIGHT	Modell	Yb1200-4/125
Fasertyp	Stufenindex	Länge	1 m
MFD	4,4 $\mu\text{m}$	Kern-NA	0,2
Mantel $\varnothing$	125 $\mu\text{m}$		
Pumpabsorption	1200 dB/m	Polarisationserhaltung	keine

zusätzlich auch ein positiver Einfluss auf die Verstärkungseffizienz durch eine Steigerung der Leistung des Seed-Lasers zu erwarten [101]. Als Ziel einer solchen Vorverstärkung wurden ungefähr 100 mW als erreichbarer und ausreichend nützlicher Wert ermittelt. Diese Leistungssteigerung ist auf eine die notwendige Stabilität einschließende Weise nur mittels eines weiteren Faserverstärkers umsetzbar.

Zu diesem Zweck wurde im Rahmen einer betreuten Bachelorthesis ein solches System realisiert [102]. Nach dem Vorbild der gepulsten ersten Stufe (siehe Kapitel 4.4.1) sollte dieses vollständig verspleißt sein. Im Gegensatz zu dieser wird hier allerdings ein vereinfachter Aufbau in Einzelpasskonfiguration realisiert, da polarisationserhaltende Fasern verwendet werden. Das Design dieses Faserverstärkers ist in Abbildung 4.6 dargestellt, wobei das Verspleißen der optischen Fasern mittels eines Spannungsbogenspleißgerätes<sup>12</sup> der Arbeitsgruppe erfolgte. Im Anschluss an jeden Spleiß wurde dieser erneut zum Schutz vor äußeren Einflüssen und zur mechanischen Stabilität mit einem Polymer<sup>13</sup> versiegelt, das bei Anwendung flüssig ist und unter UV-Beleuchtung innerhalb einer Minute aushärtet. Das dabei verwendete Gerät<sup>14</sup> wird als *recoater* bezeichnet und ist ebenfalls in der Arbeitsgruppe vorhanden. In diesem Verstärker wird das Licht des DFB-Lasers über einen Wellenlängenmultiplexer<sup>15</sup> mit Licht einer Pumpdiode<sup>16</sup> bei 976 nm und maximaler Ausgangsleistung von 300 mW in einer Ytterbium-dotierten Verstärkerfaser von 1 m Länge kombiniert. Informationen zu dieser Faser finden sich in Tabelle 4.2.

<sup>12</sup>ArcMaster FSM100P+, Fujikura Ltd.

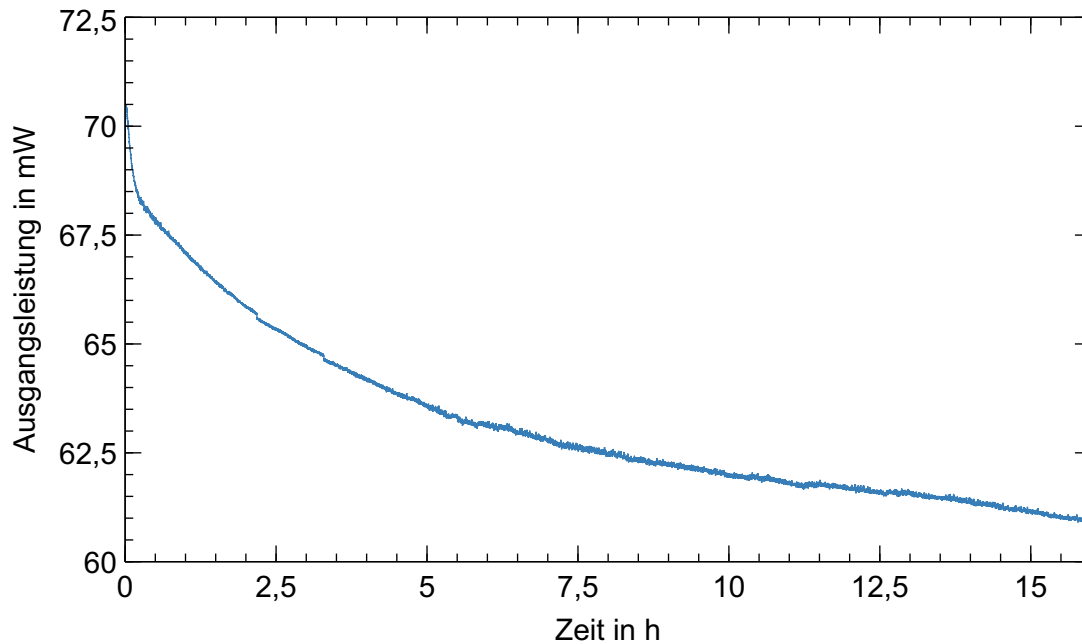
<sup>13</sup>PC373, Thorlabs, Inc.

<sup>14</sup>FSR-05, Fujikura Ltd.

<sup>15</sup>HPMFWDM-0698-SS-NN-BB-1, DPM Photonics LLC

<sup>16</sup>BL976-SAG300, Thorlabs, Inc.





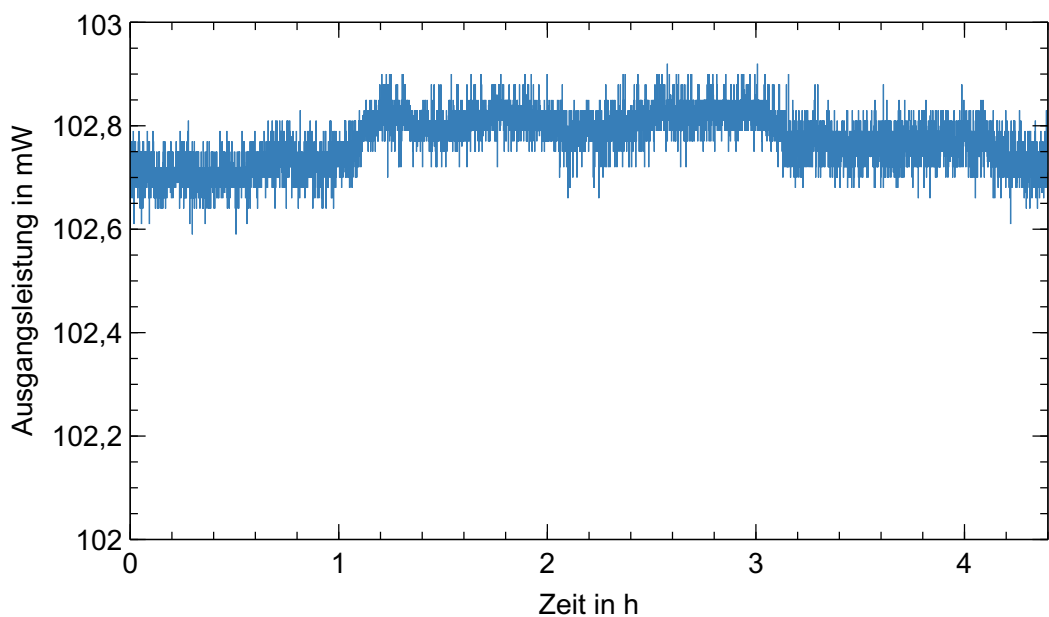
**Abbildung 4.7.:** Messung der Ausgangsleistung des neuen Vorverstärkers über mehr als 15 Stunden. Es setzt dabei Photodarkening ein, was sich in einer irreversiblen Leistungsabnahme von 9 mW über diesen Zeitraum äußert. Zusätzlich scheint der Effekt noch nicht zu sättigen.

**Tabelle 4.3.:** Technische Daten der final im Vorverstärker verwendeten Verstärkerfaser. Mit dieser Faser wurde kein Photodarkening mehr beobachtet.

Hersteller	Coherent Corp.	Modell	PM-YSF-HI-HP
Fasertyp	Stufenindex	Länge	5 m
MFD	7,5 $\mu\text{m}$	Kern-NA	0,11
Mantel $\varnothing$	125 $\mu\text{m}$		
Pumpabsorption	250 dB/m	Polarisationserhaltung	PANDA

---

Dabei kam es allerdings zu Photodarkening in der Verstärkerfaser, was eine irreversible Verringerung der Ausgangsleistung zur Folge hatte. Ein zeitlicher Verlauf der abnehmenden Ausgangsleistung ist in Abbildung 4.7 zu sehen. Dort ist über einen Zeitraum von 16,5 Stunden eine Verringerung der erreichbaren Ausgangsleistung von 14 % erkennbar. Die eingestrahelte Leistung des Seed-Lasers ist dabei konstant, auch eine Pause von mehreren Tagen führte zu keiner Erholung der Ausgangsleistung. Dieser Effekt wurde bereits in der ersten gepulsten Stufe beobachtet und auch dort bislang nicht gelöst [22]. Insgesamt ist der Effekt des Photodarkenings bisher nicht vollständig erforscht und scheint in siebter Ordnung mit der örtlichen Dichte angeregter Ytterbium-Ionen zu verlaufen [103]. Insbesondere in Kern-gepumpten Fasern mit kleinem Kerndurchmesser und hoher Dotierung, wie hier verwendet, kann es so schnell zu hohen Dichten angeregter Ionen kommen, was den Prozess beschleunigt. Eine Reversion dieses Effektes wurde durch verschiedene Methoden demonstriert, darunter das Bestrahlen mit UV-Licht [104] oder ein Erhitzen der Faser [105].



**Abbildung 4.8.:** Messung der Ausgangsleistung des neuen Vorverstärkers über mehr als vier Stunden. Es setzt kein Photodarkening ein, außerdem zeigt das System mit einer Spitze-zu-Spitze Abweichung von 0,32 % eine sehr hohe Leistungsstabilität.

---

Keine dieser Möglichkeiten sind für dieses Projekt praktikabel, sodass das Design des Faserverstärkers angepasst werden muss. Dabei stellt die einzige sinnvolle Möglichkeit eine Verringerung der Faserdotierung bei gleichzeitiger Erhöhung der Faserlänge dar. Ein Vergrößern des Kerndurchmessers kommt nicht in Frage, da es sonst zu einer fehlerhaften Anpassung des Feldmodendurchmessers mit den übrigen involvierten Fasern kommt. Eine zu diesem Zweck geeignete Faser konnte gefunden und in den Verstärker eingebaut werden. Daten zu dieser neuen Verstärkerfaser sind in Tabelle 4.3 dargestellt. Die Länge wurde dabei auf 5 m erhöht, um die gewünschte Ausgangsleistung erreichen zu können. Abbildung 4.8 lässt erkennen, dass in dieser Faser wie erhofft kein Photodarkening beobachtet wird. Zudem ist die Leistungsstabilität mit einer relativen Spitze-zu-Spitze Abweichung von nur 0,32 % und einer relativen Standardabweichung von lediglich 0,043 % herausragend. Eine Leistungskennlinie dieses finalen Systems findet sich zudem in Abbildung 4.9, wobei eine Steigungseffizienz von 47,3 % und eine maximale Ausgangsleistung von 110 mW erreicht werden.

Die gewünschte Ausgangsleistung von 100 mW wird damit erreicht, eine weitere wichtige Fragestellung ist jedoch, ob der Einsatz eines Filters zur Bereinigung von ASE notwendig ist. Dazu wurden bei verschiedenen Ausgangsleistungen Spektren des verstärkten Lichts mithilfe des bereits oben verwendeten optischen Spektralanalysators aufgenommen, welche in Abbildung 4.10 gezeigt sind. Hierbei wird eine Unterdrückung der ASE von der Laserlinie von 44 dBm erreicht, insgesamt konzentrieren sich bei 276 mW Pumpleistung 97,7 % der Gesamtleistung auf die gewünschte Wellenlänge. Dies stellt einen für den weiteren Betrieb des Verstärkers mehr als ausreichenden Wert dar, weshalb im weiteren Verlauf auf einen Filter verzichtet wird.

Zusätzlich zur Erhöhung der Seed-Leistung müssen nun weitere Verbesserungen am eigentlichen kontinuierlichen Faserverstärker erfolgen, die im folgenden Abschnitt vorgestellt werden.

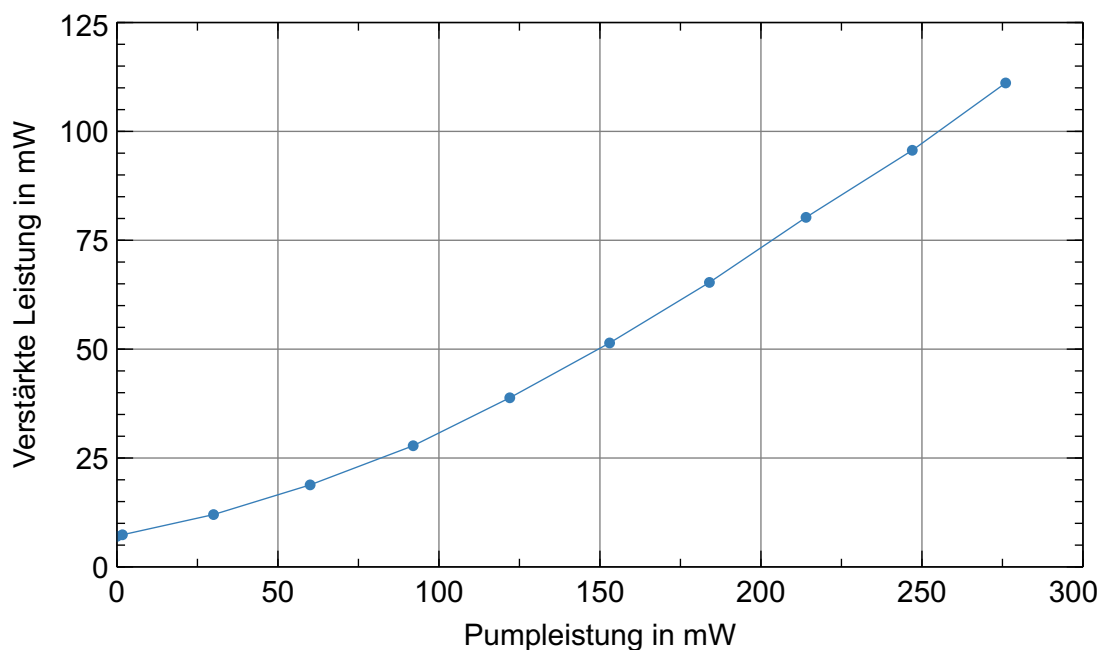
### **4.2.3. Vollständig verspleißter CW-Verstärker**

Im Zuge der in [22] begonnenen vollständigen Verspleißung des Lasersystems wurde beim neuen Design des CW-Verstärkers ebenfalls eine Verspleißung vorgesehen. Bisher wurden innerhalb der Arbeitsgruppe jedoch nur Fasern ohne Pumpmantel erfolgreich in einen solchen Aufbau integriert, Fasern mit einem solchen Pumpmantel, wie hier aufgrund der gewünschten Ausgangsleistung von über 2 W erforderlich, stellen neue Herausforderungen beim Verspleißen dar, die für das vorgestellte System zunächst überwunden werden mussten.

---

Erste Versuche einen solchen Spleiß erfolgreich durchzuführen, insbesondere bei Beteiligung der dotierten Verstärkerfaser, wurden bereits in [106] erprobt, wobei es allerdings zu keinem erfolgreich einsetzbaren Fazit kam. Im Rahmen einer betreuten Masterthesis wurde dieses Problem letztendlich gelöst und mit dem Aufbau eines vollständig faserbasierten Systems begonnen, das nach Abschluss dieser Masterthesis weiter verbessert wurde.

Zunächst soll in diesem Abschnitt die Problematik des sogenannten aktiv-passiv Spleißes zwischen der dotierten Verstärkerfaser und passiven Transportfasern der gleichen Geometrie erläutert, sowie die gefundene Spleißroutine vorgestellt werden. Im Anschluss erfolgt die Vorstellung des realisierten Verstärkers mit einer vollständigen Charakterisierung.

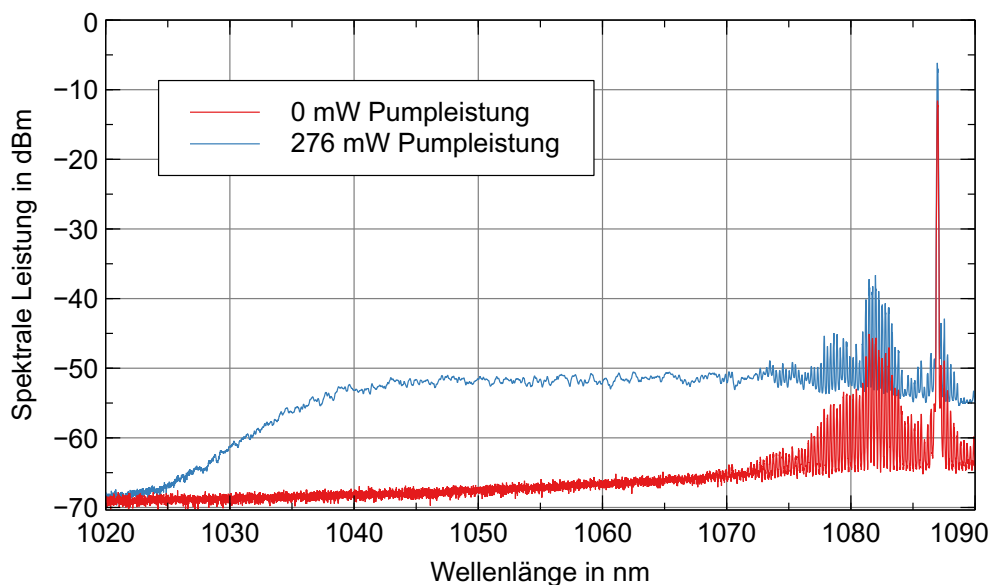


**Abbildung 4.9.:** Leistungskennlinie des neuen Vorverstärkers. Ab ca. 110 mW Pumpleistung stellt sich ein linearer Anstieg ein, wobei eine Steigungseffizienz von 47,3 % erreicht wird.

## Der aktiv-passiv Spleiß

Das Finden einer funktionierenden Spleißroutine für die aktive Verstärkerfaser mit Pumpmantel stellte eine besondere Hürde für die erfolgreiche Umsetzung eines wie hier gewünschten Systems dar. Durch den Spannungsbogenspleißer werden an der Spleißstelle selbst lokal sehr hohe Temperaturen erreicht, wodurch es zu Diffusion der Ytterbium-Ionen aus dem Kern in den Pumpmantel kommen kann [59]. Dieser Vorgang ändert lokal den Brechungsindex von Kern und Mantel, was eine Störung der Totalreflexion zur Folge hat. So geht ein Teil der eigentlich im Kern zu leitenden Strahlung in den Mantel über, wodurch diese nicht weiter verstärkt wird und ihre Polarisation verliert, was sie für den weiteren Verlauf nicht mehr nutzbar macht.

In dem vor dieser Arbeit verfügbaren Spleißprogramm aus [106] wurde dieses auf ein unter dem Mikroskop des Spleißgerätes möglichst sauberen Übergang ohne sichtbare Kante zwischen den Fasern optimiert, was eine sehr lange Spleißdauer von über 15 s bedingte (übliche Werte in anderen Programmen liegen unter 5 s). Die erwähnte Diffusion



**Abbildung 4.10.:** Spektrale Leistungen des Vorverstärkers bei 0 mW (rot) und 276 mW Pumpleistung (blau). Insgesamt sind im Betrieb 97,7 % der Gesamtleistung auf die Laserlinie konzentriert, ein der DFB-Diode entstammender ASE-Anteil ist im Bereich um 1080 nm erkennbar.

---

von Ionen wird mit einem solchen Programm weiter begünstigt, weshalb der größte Fokus bei der Weiterentwicklung dieses Programms auf einer Reduktion der Spleißdauer lag. Für weitere Details sei auf die dazu betreute Masterthesis verwiesen [107], die Parameter des Spleißprogramms sind in Anhang A aufgeführt.

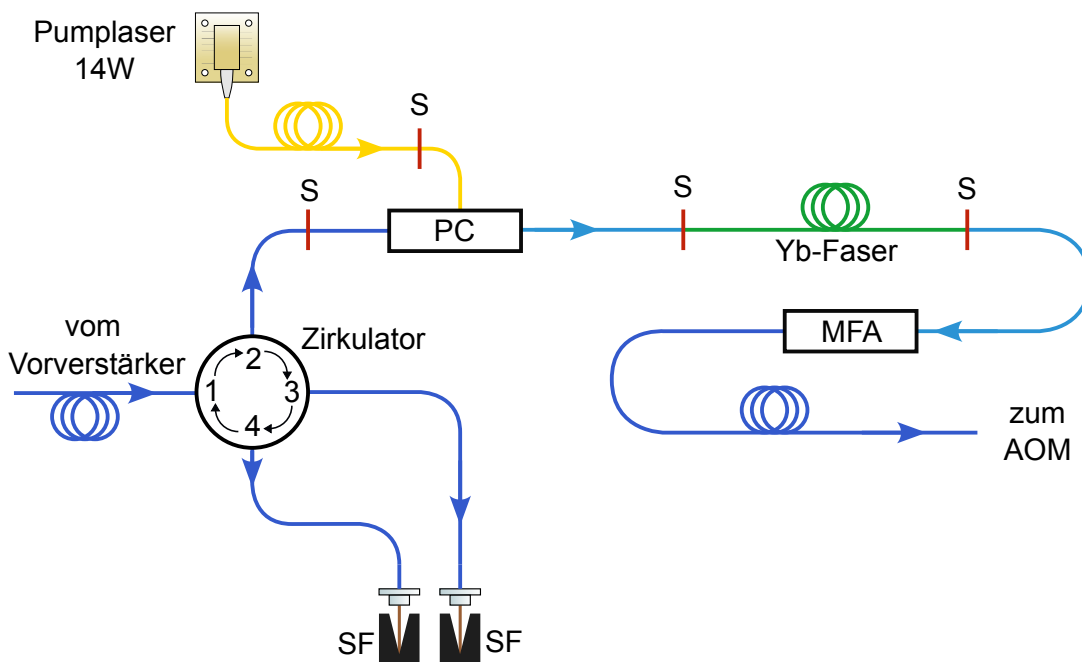
Obwohl mit den gewonnenen Erkenntnissen ein Spleißprogramm mit guter Transmission zur Verfügung steht, kam es im weiteren Verlauf immer wieder zur Degradierung der aktiv-passiv Spleißstelle. Dies äußert sich in hohen optischen Verlusten, was aufgrund des Pumplichts auch zu hohen thermischen Belastungen führt. Dieses wird bei einer Degradierung nicht mehr in den Pumpmantel geleitet, wodurch es den Faseraufbau in isometrischer Abstrahlung verlässt und die Verstärkung zusammenbricht. Der Effekt zeigt sich in unregelmäßigen Abständen, wobei das System zur Degradierung nicht im Betrieb sein muss. Nach Erneuerung der Spleißstelle und erfolgreichem Test des Systems kann dieses einige Wochen außer Betrieb sein, bis sich bei erneutem Einschalten die Degradierung zeigt. Es wird zudem beobachtet, dass hohe Luftfeuchtigkeit einen negativen Beitrag bei diesem Problem darstellt. Dieser Effekt ist, obwohl behebbar, für dieses Projekt und seine Anforderungen nicht hinnehmbar.

In der Literatur finden sich Häufungen dieses Problems, eine Lösung ist dabei in einem Patent der Firma *Fujikura Ltd.* aus dem Jahr 2012 dokumentiert [108]. Darin werden als Ursachen einerseits Rückstände des alten Polymers vor dem Spleiß und in der neuen Polymerflüssigkeit eingeschlossene Gase aufgeführt, die im Betrieb zu Lichtstreuung führen. Als Lösung werden verschiedene Methoden aufgeführt, wobei alle das Auftragen des Polymers bei einem Unterdruck von höchstens 100 Pa und im besten Fall unter 20 Pa erfordern. Zusätzlich wird empfohlen, den Brechungsindex des Polymers an den des Pumpmantels anzugleichen und seine Viskosität in einen Bereich zwischen 1500 mPas und 2500 mPas zu reduzieren, was durch Erhitzen geschehen kann. Das Aushärten wird wiederum unter Normaldruck empfohlen. Diese Schritte sind allerdings unter den vorhandenen Rahmenbedingungen nicht umsetzbar, weshalb andere Schlüsse aus den Erkenntnissen des Patents gezogen wurden.

Da weder ein Absenken des Umgebungsdrucks, noch ein Erhitzen des Polymers praktikabel war, wurde beschlossen, für diese Art von Spleißstellen neues Polymer zu kaufen, das in seinem frischen Zustand noch eine niedrigere Viskosität besitzt. Zusätzlich wurde, anstatt den Druck zu senken, die Zeit zwischen dem Auftragen des Polymers und Beginn des Aushärteprozesses verlängert, wobei sich drei Minuten als ausreichend erwiesen. Zusätzlich zu den genannten Schritten wurde in [108] zusätzlich empfohlen, die Spleißstelle nach Erneuern des Polymercoatings mit einer zusätzlichen Schutzschicht zu versehen. Dies

wurde ebenfalls umgesetzt, indem zusätzlich ein Schutzschlauch mit Metallverstärkung (SPS60, Thorlabs, Inc.) an der Spleißstelle angebracht wird. Dieser schmiegt sich durch Erhitzen exakt an die Spleißstelle und kann direkt durch eine Vorrichtung am Spleißgerät selbst angebracht werden.

Eine Kombination dieser Schritte führte letztendlich zu einem funktionierendem, nicht degradierenden Spleiß, der einen vollständig faserbasierten Aufbau mit Doppelkernfasern ermöglicht. Das Ergebnis dieser Bemühungen wird im folgenden Kapitel vorgestellt.

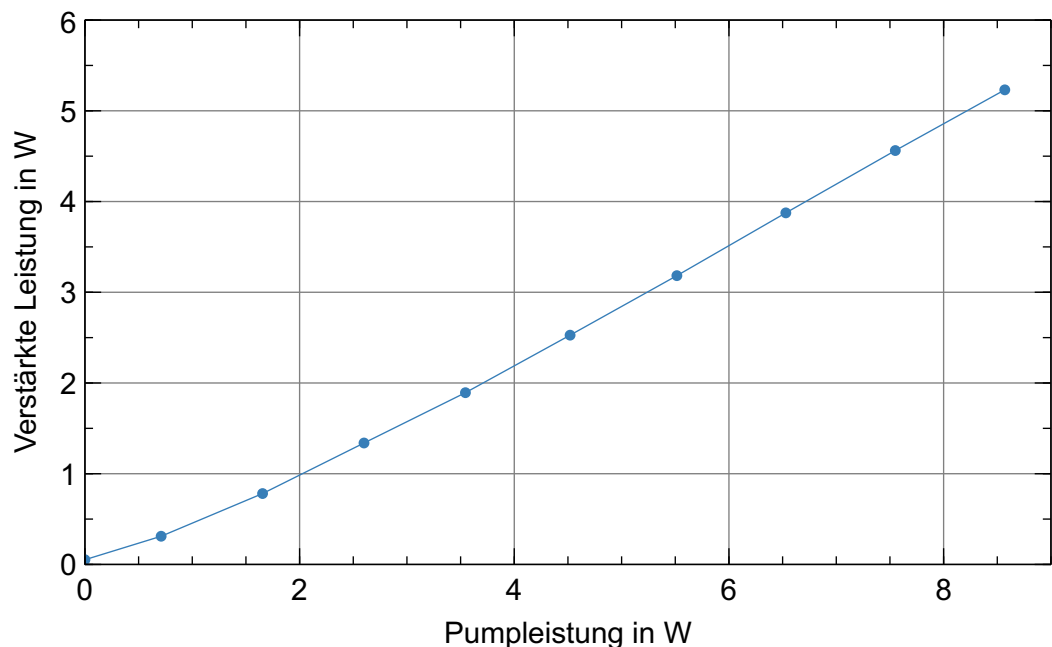


**Abbildung 4.11.:** Finales Design des vollständig verspleißten CW-Verstärkers. Dieser ist direkt an den zuvor vorgestellten Vorverstärker verspleißt. Spleißstellen sind rot gekennzeichnet (S), übrige Abkürzungen sind Signal-Pumpe Kombinator (PC), Ytterbium (Yb), Feldmodenanpasser (MFA) und Strahlfalle (SF). Fasern ohne Pumpmantel sind dunkelblau, Fasern mit Pumpmantel hellblau, multimodige Fasern gelb und Ytterbium-dotierte Fasern grün dargestellt.

---

## Design und Charakterisierung des vollständig verspleißten CW-Verstärkers

Vor Aufbau des nachfolgenden Systems wurden im Rahmen der betreuten Masterthesis von B. Langfeld verschiedene Konfigurationen erprobt, wobei die Wahl letztendlich auf eine in Vorwärtsrichtung gepumpte Einzelpasskonfiguration fiel. Für Details zu den diversen zur Auswahl stehenden Konfigurationen sei auf [107] verwiesen. Abbildung 4.11 bietet eine Übersicht des finalen Designs, dabei durchläuft das vorverstärkte Seed-Licht bei 1086,6 nm zunächst einen optischen Zirkulator<sup>17</sup>, der Licht in einer festen Rotationsrichtung von einem Port zum Nächsten leitet. Im finalen Aufbau funktioniert dieser effektiv als Faraday-Isolator zum Schutz vor Rückreflexen, wurde aber ursprünglich zur Umsetzung einer Doppelpass-Konfiguration beschafft. Bei eventuellen Nach- oder Neubauten kann dieser entsprechend durch einen Faraday-Isolator ersetzt werden.



**Abbildung 4.12.:** Leistungskennlinie des vollständig verspleißten, kontinuierlichen Faserverstärkers. Dieser zeigt ein lineares Verhalten mit einer Steigungseffizienz von 64,8 %.

---

<sup>17</sup>HPMCIR-08-C35-2-NNNN-LLLL-1-F-03, DPM Photonics LLC



**Tabelle 4.4.:** Technische Daten der im verspleißten kontinuierlichen Verstärker verwendeten Verstärkerfaser.

Hersteller	nLIGHT	Modell	Yb1200-10/125DC-PM
Fasertyp	Stufenindex	Länge	4 m
Kern Ø	10 µm	Kern-NA	0,08
Pumpmantel Ø	125 µm	Pumpmantel NA	0,48
Pumpabsorption	7,4 dB/m	Polarisationserhaltung	PANDA

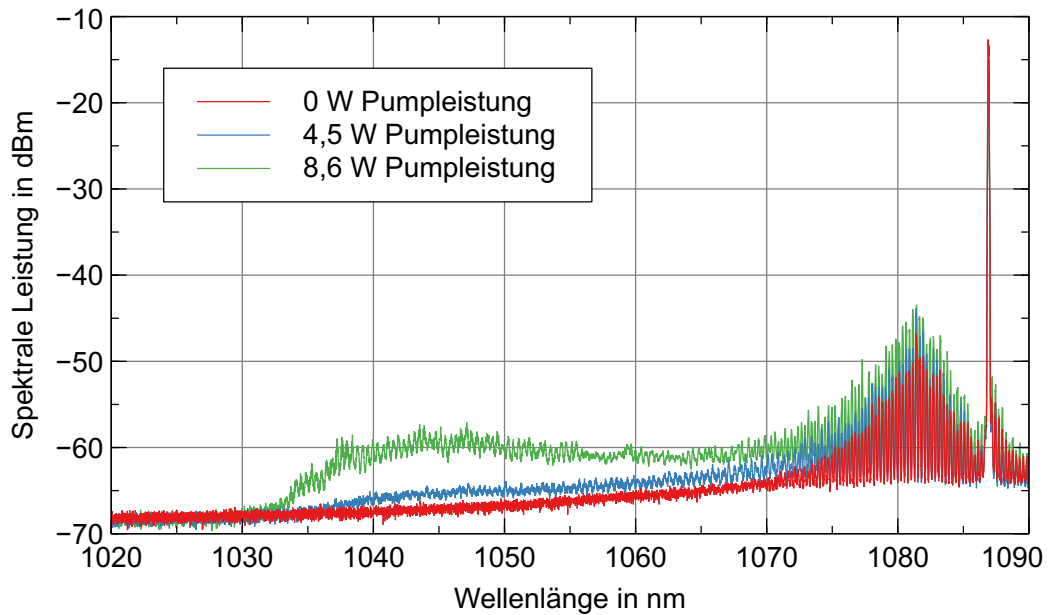
Das Licht gelangt so von Port 1 zu Port 2, wo es in einem Pump-Signal Kombinator<sup>18</sup> mit Pumplicht einer fasergekoppelten Pumpdiode<sup>19</sup> überlagert wird. Diese stellt Strahlung bei  $(976 \pm 0,5)$  nm bei einer maximalen Ausgangsleistung von 14 W bereit und ist direkt mit dem Pump-Signal Kombinator verspleißt. Pump- und Seed-Laser gelangen im Anschluss mit Hilfe des im vorigen Abschnitt beschriebenen aktiv-passiv Spleißes zur Ytterbium-dotierten Verstärkerfaser. Diese ist wesentlich stärker dotiert als die bisher verwendete Faser und verfügt über einen Pumpmantel von nur 125 µm Durchmesser, was gerade einmal knapp über 30 % des alten Durchmesser darstellt. Der höhere Dotierungsgrad erlaubt gleichzeitig eine enorme Verkürzung der Faser von bisher 9,3 m auf nur 4 m Länge. Zusätzlich ist die neue Faser polarisationserhaltend, was eine besondere Wicklung der Faser, wie in Abschnitt 4.2.1 beschrieben, überflüssig macht. Vollständige Informationen zu dieser Faser können in Tabelle 4.4 gefunden werden.

Insgesamt ist diese neue Verstärkerfaser der bisherigen Faser in allen Punkten überlegen und stellt eine enorme Verbesserung des Verstärkers dar, was auch anhand der Steigungseffizienz erkennbar ist. Abbildung 4.12 zeigt eine Kennlinie des Systems, dabei wird eine maximale Ausgangsleistung von 5,23 W erreicht, was das 2,5-fache des bisherigen Wertes ist. Zusätzlich erreicht diese Leistung das Limit der optischen Eingangsleistung der nachfolgenden Pulserzeugungseinheit, wodurch diese maximal ausgeschöpft werden kann.

Die Steigungseffizienz liegt bei 64,8 %, was eine enorme Steigerung um einen Faktor 8,5 zum bisherigen Wert darstellt und die Leistungsaufnahme durch die auf ein Viertel reduzierte Pumpleistung deutlich verringert. Auch im Vergleich mit anderen Systemen und in Anbetracht der verwendeten Wellenlänge stellt dies einen ausgezeichneten Wert

<sup>18</sup>PMPC-(2+1)x1-97-08-1-65-1Y-1, DPM Photonics LLC

<sup>19</sup>M976±0.5-14-F105/22-T6-P, Photontec Berlin GmbH



**Abbildung 4.13.:** Aufgenommene spektrale Leistungen des verspleißten, kontinuierlichen Verstärkers bei verschiedenen Pumpleistungen. Der dem Ytterbium entstammende ASE-Anteil ist dabei auch bei 5 W Ausgangsleistung um fast 50 dBm von der Laserlinie unterdrückt.

dar, selbst bei für Ytterbium idealen Wellenlängen wie 1029 nm werden typischerweise Werte zwischen 60 % und 70 % erreicht [109, 110].

Das hier realisierte System zeigt damit eine der besten Steigungseffizienzen für die verwendete Wellenlänge, die in der Literatur dokumentiert sind. Es ist dabei vollständig faserbasiert, was es für die Anwendung im Brillouin-LIDAR, gepaart mit der verringerten Leistungsaufnahme, ideal macht. Zusätzlich wurde das verstärkte Licht bei verschiedenen Pumpleistungen spektral auf die Beteiligung der ASE untersucht. Diese Spektren sind in Abbildung 4.13 zu sehen, wobei sich auch bei höchsten Pumpleistungen eine exzellente Unterdrückung der Ytterbium-basierten ASE von -45 dBm zeigt. Insgesamt sind dabei 97,5 % der Gesamtleistung in der Laserlinie konzentriert. Eine weitere Steigerung der Ausgangsleistung ist nicht sinnvoll, da mit 5 W bereits der Maximalwert für den anschließenden akusto-optischen Modulator (AOM) erreicht wird.

---

Während der Anwendung des Lasers bei einem Experiment der AG Nörtershäuser im benachbarten Institut für Kernphysik konnte dieser bereits seine Stabilität unter Beweis stellen. Durch die nun vollständige Faserverspleißung konnte während der gesamten, ungefähr zweiwöchigen, Messdauer ein stabiler Betrieb ohne Justage, weder nach dem Transport noch vor Ort, demonstriert werden, was den Wert dieses Systems für das Brillouin-LIDAR weiter unterstreicht.

Über einen Feldmodenadapter, der gleichzeitig nicht absorbiertes Pumplicht filtert, gelangt das verstärkte Licht zu ebenjener Pulserzeugungseinheit, die im nächsten Abschnitt vorgestellt wird. Mit den in diesem Abschnitt erreichten Ergebnissen steht nicht nur ein neuer, den Projektanforderungen genügender Faserverstärker zur Verfügung, sondern auch ein neues Verfahren zum Verspleißen von Doppelkernfasern, das über dieses Projekt hinaus zum Bau neuer Faserverstärker verwendet werden kann.

### 4.3. Pulserzeugung

Zur Erzeugung transform-limitierter Pulse mit 10 ns Pulsdauer wird ein akusto-optischer Modulator (AOM)<sup>20</sup> mit zugehörigem RF-Treiber<sup>21</sup> verwendet. Dieser ist fasergekoppelt und direkt an den im vorherigen Abschnitt vorgestellten Faserverstärker angespleißt. Dadurch wird eine zuvor nötige Faserkopplung überflüssig und das kontinuierliche Licht kann nahezu verlustfrei in den AOM geleitet werden.

Die ausgeschnittenen Pulse werden zunächst auf 12 ns Pulsdauer festgesetzt, diese verringert sich im weiteren Verlauf durch die Frequenzverdopplung auf die gewünschten 10 ns. Die vom AOM verursachte Frequenzverschiebung beträgt +297,8 MHz und eine Modulation ist bis zu 50 MHz möglich, was bei der gewünschten Pulsdauer Pulswiederholraten bis zu 10 MHz zulässt [22]. Eine für das Projekt sinnvolle Repetitionsrate beschränkt sich dabei allerdings auf 1 MHz, da bei höheren Wiederholraten Antwortpulse aus dem Wasser mit neu ausgestrahlten Laserpulsen überlappen würden. Der AOM erreicht dabei eine Beugungseffizienz von ungefähr 53 %. Zur Erzeugung der gewünschten, symmetrischen optischen Pulsform ist ein Signalgenerator<sup>22</sup> nötig, der steigende und fallende Flanke separat voneinander einstellen kann. Details zur Form der Pulse, Untersuchungen zur transform-Limitierung und der Langzeitstabilität des Systems sind in [22] nachzulesen.

---

<sup>20</sup>T-M300-0.1C2G-3-F2P, G&H Group

<sup>21</sup>A35300-S-1/50-P4K7U, G&H Group

<sup>22</sup>PM 5786B, Philips N.V.

---

Mit dem akusto-optischen Modulator steht eine Pulserzeugungseinheit zur Verfügung, die hohe Repetitionsraten transform-limitierter Pulse mit einem faserbasierten Design kombiniert und damit bereits ideal für die Ansprüche an ein Brillouin-LIDAR ist.

## 4.4. Gepulste Verstärker

An die Pulserzeugung schließen sich vier weitere Faserverstärker an, die das Licht unter Minimierung nichtlinearer Effekte hochverstärken. Dies wird aufgrund der in Abschnitt 2.3.2 beschriebenen stimulierten Brillouin-Streuung nötig, welche die erreichbaren Pulsenergien in Faserverstärkern wesentlich limitiert. Die Vorstellung dieser Verstärkerstufen und deren Eigenschaften werden in diesem Abschnitt besprochen.

### 4.4.1. Erste gepulste Stufe

Die erste gepulste Faserverstärkerstufe basiert auf einem vollständig faserbasierten Design, das im Jahr 2017 aufgebaut wurde und das erste seiner Art an diesem Projekt darstellt [22].

Der Aufbau ist in Abbildung 4.14 skizziert, dabei wird zunächst ein Prozent der gepulsten Strahlung von einem *tap-coupler*<sup>23</sup> zur Überwachung der Pulsform abgegriffen, der Rest wird in einen optischen Zirkulator<sup>24</sup> geleitet. Dieser leitet das Licht im Uhrzeigersinn von Port zu Port. Das Design basiert auf einer Doppelpass Konfiguration, sodass Licht aus Port 2 zunächst einen Faraday-Rotator<sup>25</sup> durchläuft, der die Polarisation des Lichts um  $-45^\circ$  dreht, bevor es mittels Wellenlängenmultiplexer<sup>26</sup> in der Ytterbium dotierten Verstärkerfaser<sup>27</sup> von 1 m Länge mit Licht eines fasergekoppelten Pumpasers<sup>28</sup> überlagert wird. Das so verstärkte Licht wird in einem Filter von ASE-Anteilen befreit und an einem Faraday-Rotator-Spiegel reflektiert, der erneut eine Polarisationsdrehung von  $-45^\circ$  verursacht.

So werden alle Komponenten bis zum Zirkulator erneut durchlaufen und das Licht erneut verstärkt. Durch das Drehen der Polarisation mittels Faraday-Rotator und Faraday-Rotator-Spiegel wird eine quasi-Polarisationserhaltung erreicht, wenn angenommen wird,

---

<sup>23</sup>HPMFC-06-1-01-F, DPM Photonics LLC

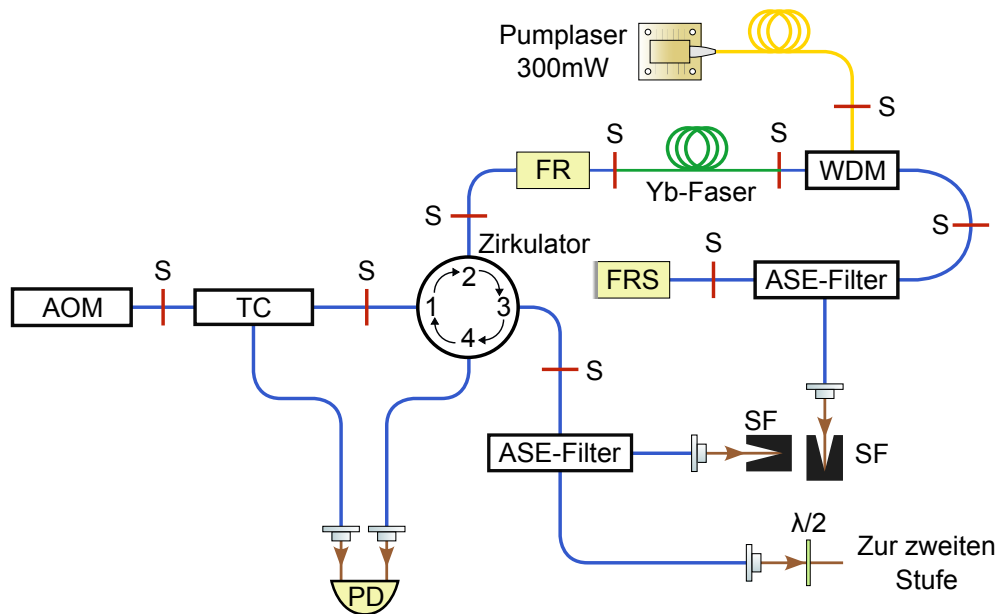
<sup>24</sup>PMCIR-08-1, DPM Photonics LLC

<sup>25</sup>ILF-08, DPM Photonics LLC

<sup>26</sup>HPFWDM-0698, DPM Photonics LLC

<sup>27</sup>DF1100, Fibercore

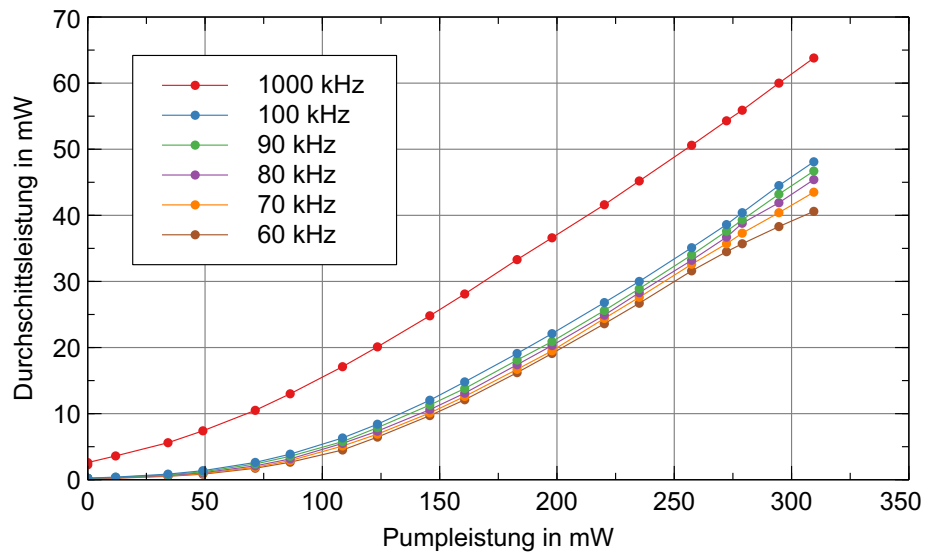
<sup>28</sup>BL976-SAG300, Thorlabs, Inc.



**Abbildung 4.14.:** Aufbau der ersten gepulsten Verstärkerstufe. Diese verwendet mittels eines optischen Zirkulators eine Doppelpasskonfiguration. Verwendete Abkürzungen sind akusto-optischer Modulator (AOM), Tap-Coupler (TC), Faraday-Rotator (FR), Wellenlängenmultiplexer (WDM), Faraday-Rotator-Spiegel (FRS), Strahlfalle (SF), Ytterbium (Yb), Halbwellenplatte ( $\lambda/2$ ), Photodiode (PD). Spleißstellen sind rot markiert und mit S gekennzeichnet.

dass sich die Doppelbrechung der involvierten Fasern während der Durchläufe nicht zeitlich ändert. Details zu Berechnungen der Polarisationsverluste finden sich in [111]. Im Zirkulator wird das zweifach verstärkte Licht zu Port 3 geleitet, wo es ausgekoppelt und zur zweiten Faserverstärkerstufe geleitet wird.

Insgesamt stellt dieser Prototyp damit bereits einen hervorragenden Ansatz zum Ersatz der bisherigen, Freistrahlfaserbasierten Faserverstärker dar. Allerdings kam es in der Ytterbium dotierten Faser, wie auch in Abschnitt 4.2.2, zu Photodarkening [22]. Mit den dort gewonnenen Erkenntnissen wurde deshalb die dotierte Verstärkerfaser durch das Modell aus Abschnitt 4.2.2 ersetzt. Eine Übersicht über die technischen Daten dieser Faser bietet Tabelle 4.3. Die eingesetzte Länge wurde aufgrund der Doppelpass-Konfiguration zu 2 m gewählt. Damit konnten die in Abbildung 4.15 dargestellten Durchschnittsleistungen bei verschiedenen Pulswiederholraten erreicht werden. Abbildung 4.16 zeigt zudem, dass kein Photodarkening bei dieser Faser auftritt, wobei die Repetitionsrate für diese Messung



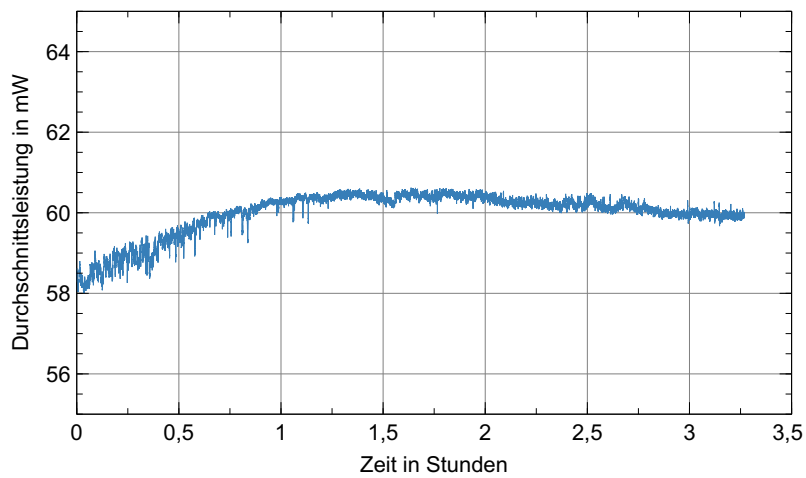
**Abbildung 4.15.:** Hinter der ersten Verstärkerstufe gemessene Durchschnittsleistungen in Abhängigkeit der Pumpleistung bei verschiedenen Pulswiederholraten. Diese erreichen bereits die Belastungsgrenze der verwendeten optischen Komponenten.

zu 1 MHz gewählt wurde. Zusammen mit der Steigerung der kontinuierlichen Leistung aus dem vorherigen Abschnitt wurde so die erzeugte Leistung um mehr als das Dreifache erhöht, die erreichte Spitze-zu-Spitze Abweichung beträgt nach einer Stunde 2,28 %, während sich die relative Standardabweichung zu 0,32 % ergibt.

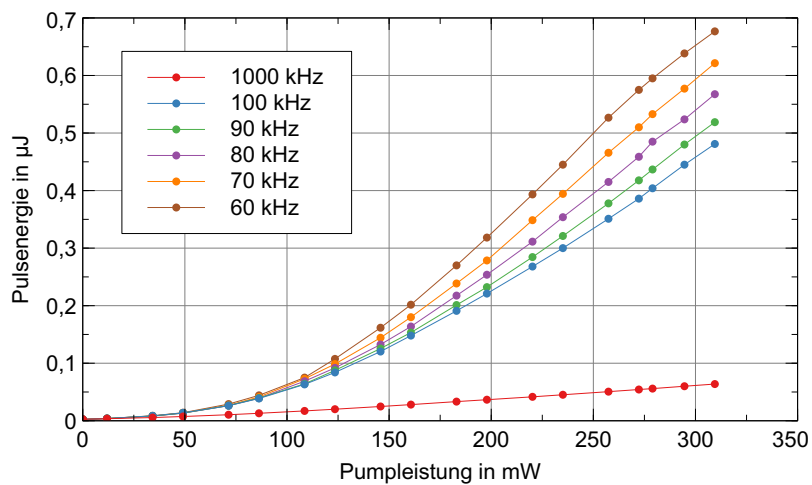
Es werden mit diesem System bereits Pulsenergien erreicht, die an die Belastungsgrenze der verwendeten Faserkomponenten stoßen, welche auf 50 W Pulsspitzenleistung spezifiziert ist. Abbildung 4.17 zeigt die aus den Durchschnittsleistungen errechneten Pulsenergien. Somit kann neben dem AOM auch diese Stufe an ihrem aktuellen Maximal-limit betrieben werden, dieses wird nur für 1 MHz Pulswiederholrate nicht erreicht. Wie sich diese neuen Werte auf die zweite Faserverstärkerstufe übersetzen, wird im nächsten Abschnitt vorgestellt.

#### 4.4.2. Zweite gepulste Stufe

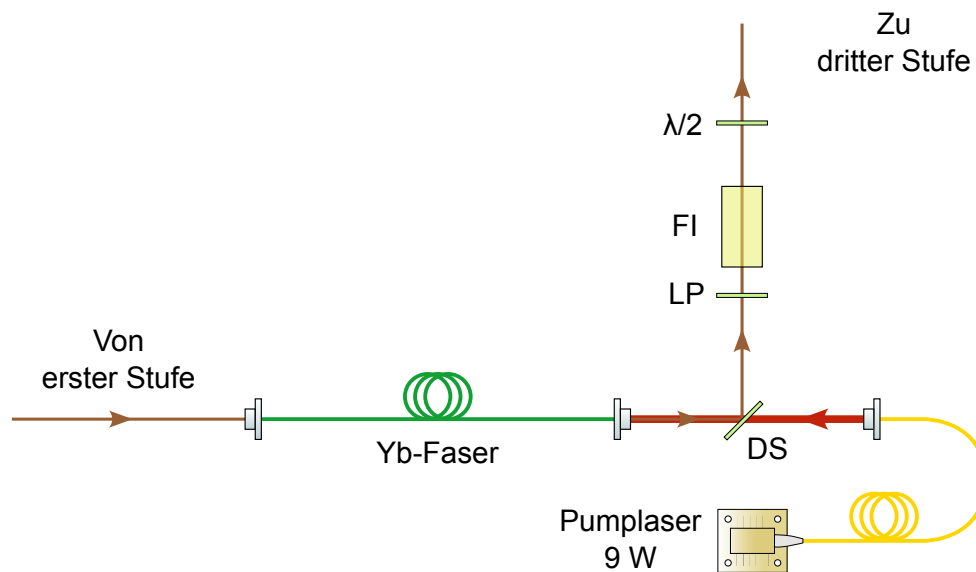
Die zweite Faserverstärkerstufe dient zu einer weiteren Nachverstärkung des Lichts der ersten Verstärkerstufe, wobei das Ziel eine Bereitstellung von ausreichend Seed-Leistung



**Abbildung 4.16.:** Eine Messung der Durchschnittsleistung hinter der ersten Verstärkerstufe über etwas mehr als drei Stunden bei einer Pulswiederholrate von 1 MHz. Innerhalb der ersten Stunde zeigen sich Thermalisierungseffekte, danach bleibt die Leistung konstant. Insbesondere kann der charakteristische, exponentielle Abfall des Photodarkenings nicht beobachtet werden.



**Abbildung 4.17.:** Aus den Werten in Abbildung 4.15 berechnete Pulsenergie hinter der ersten Verstärkerstufe. Diese steigt erwartungsgemäß mit sinkender Pulswiederholrate.



**Abbildung 4.18.:** Aufbau der zweiten gepulsten Verstärkerstufe. Das in der ersten Verstärkerstufe erzeugte Licht wird in einer rückwärtig gepumpten Konfiguration nachverstärkt und mit einem Langpassfilter (LP) von ASE bereinigt. Übrige verwendete Abkürzungen sind Ytterbium (Yb), dichroitischer Spiegel (DS), Faraday-Isolator (FI) und Halbwellenplatte ( $\lambda/2$ )

zum nachfolgenden Betrieb einer photonischen Kristallfaser ist. Der Kerndurchmesser erhöht sich im Vergleich zur ersten Verstärkerstufe um einen Faktor 1,67, zusätzlich führt sie einen zweiten Mantel zur Führung des Lichts der optischen Pumpe ein. Das Modell dieser Faser wurde bereits im kontinuierlichen Verstärker verwendet, die optischen und geometrischen Werte dieser Faser sind demnach mit denen aus Tabelle 4.4 identisch.

Die Einstrahlrichtung der optischen Pumpe ist dabei der Laserstrahlung entgegengesetzt, um ASE in Vorwärtsrichtung zu minimieren. Ihre Maximalleistung beträgt 9 W bei einer Wellenlänge von 976 nm, der Betrieb beschränkt sich allerdings üblicherweise auf nur ungefähr 2,5 W, da bei höherer Pumpleistung vermehrt SBS einsetzt. Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 4.18 zu sehen und vergleichsweise einfach gehalten. Licht der ersten Faserverstärkerstufe wird direkt in die Ytterbium-dotierte Faser eingekoppelt und verstärkt. Im Anschluss durchläuft es einen Langpassfilter zum Entfernen von ASE und einen Faraday-Isolator bevor es zur dritten Verstärkerstufe weiter geleitet wird.



---

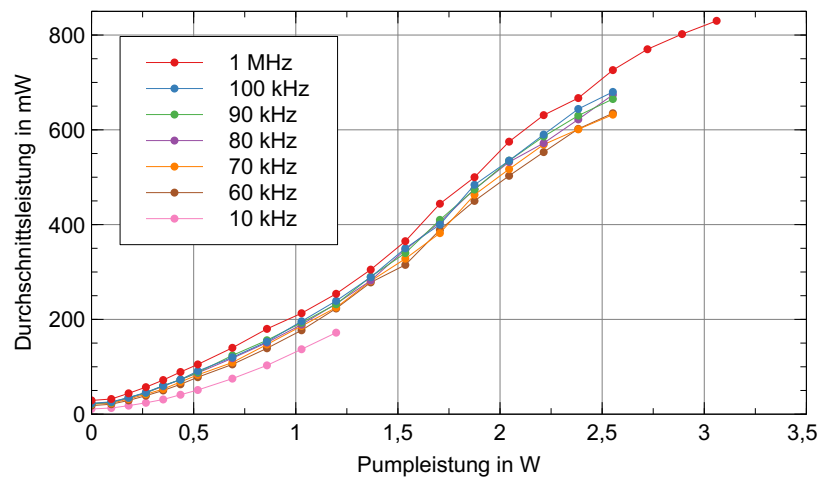
Wie bereits zu Beginn des Kapitels diskutiert wurde, stellt das primäre Ziel der Verbesserungen am Lasersystem keine Erhöhung der maximalen Ausgangsleistung, sondern eine Erhöhung der Systemstabilität dar. Dieses Primärziel wurde zwar bereits in den vorherigen Kapiteln erfolgreich verfolgt, allerdings könnte die ebenfalls erreichte Leistungssteigerung dazu beitragen, Systemleistung und Systemstabilität auf elegante Weise weiter zu vereinen. So wurden bisher im Bereich der für das Experiment relevanten Pulswiederholraten nur Durchschnittsleistungen zwischen 100 mW und 300 mW erreicht [22]. Für die nachfolgende photonische Kristallfaser gibt der Hersteller *NKT Photonics* eine notwendige Seed-Leistung von mindestens 300 mW an, die hier allerdings nur für die im Experiment nicht mehr ideale Pulswiederholrate von 1 MHz erreicht wird. Zusätzlich werden im besten Fall in Anbetracht der verwendeten Wellenlänge mindestens 500 mW als ideal empfohlen.

Eine Erhöhung der Ausgangsleistung ist bei dieser Stufe in ihrer bisherigen Form aufgrund der bereits erwähnten SBS nicht mehr durch Erhöhung der optischen Pumpleistung möglich. Es besteht allerdings die realistische Möglichkeit, die Ausgangsleistung durch eine verbesserte Steigungseffizienz, welche durch die im letzten Abschnitt merklich verbesserte Seed-Leistung erreicht werden kann, bei gleich bleibender Pumpleistung zu steigern. Abbildungen 4.19 und 4.20 zeigen durch neu aufgenommene Werte der Durchschnittsleistung, beziehungsweise der Pulsenergie, in Abhängigkeit der Repetitionsrate, dass diese Hypothese bestätigt werden konnte, wobei selbst bei einer Pulswiederholrate von 60 kHz noch eine Durchschnittsleistung von über 600 mW erreicht wird. Der optimale Kompromiss aus Statistik und Pulsenergie ist, wie in Abschnitt 4.5 noch erwähnt wird, zwischen 60 kHz und 70 kHz zu vermuten. Damit ist das System nun bei allen relevanten Pulswiederholraten für den Betrieb moderner photonischer Kristallfasern gerüstet. Für niedrigere Pulswiederholraten ergibt sich eine Limitierung der für die zweite Verstärkerstufe verfügbaren Seed-Leistung aus dem Limit der Pulsspitzenleistung für die Komponenten der ersten gepulsten Stufe, wie bereits im vorherigen Abschnitt diskutiert wurde.

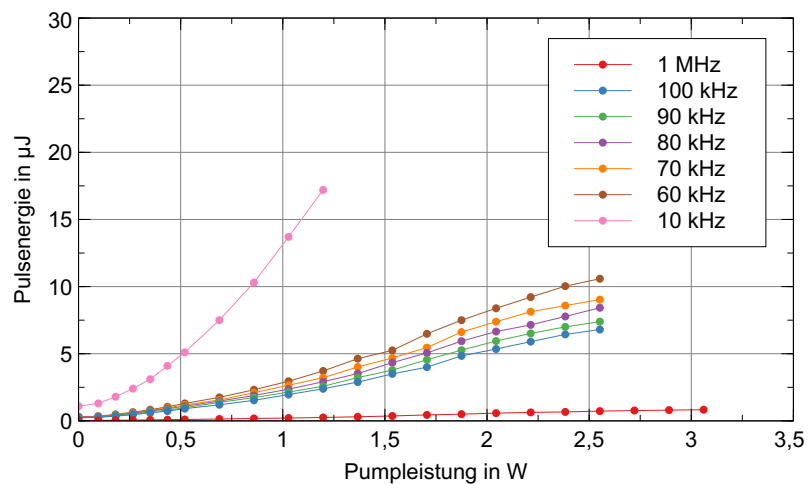
Zusammenfassend übersetzen sich die zu Beginn des Kapitels beschriebenen Verbesserungen hervorragend auf die zweite Faserverstärkerstufe, sodass für die dritte Faserverstärkerstufe eine zumindest ähnliche Leistungssteigerung realistisch erscheint. Diese wird im nächsten Abschnitt vorgestellt.

#### **4.4.3. Dritte gepulste Stufe**

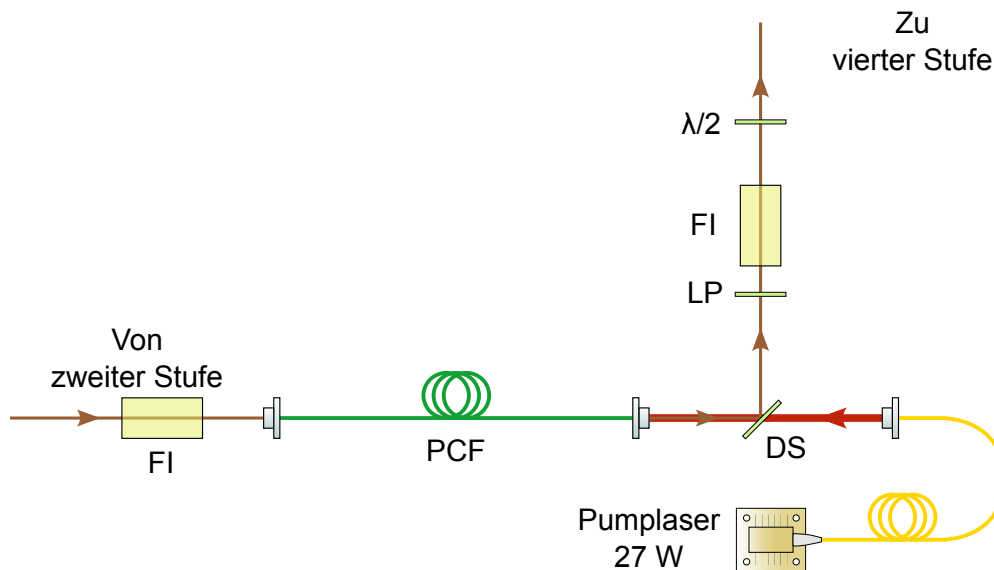
Wie bereits bei der zweiten Faserverstärkerstufe beobachtet werden konnte, stoßen die bisher verwendeten Glasfasern an ihre Leistungslimitierungen, woran insbesondere SBS beteiligt ist. In dieser Stufe wird deshalb eine photonische Kristallfaser verwendet, die,



**Abbildung 4.19.:** Hinter der zweiten Verstärkerstufe aufgenommene Durchschnittsleistungen über der Pumpleistung bei verschiedenen Repetitionsraten. Gemessen wurde dabei hinter dem ASE-Filter.



**Abbildung 4.20.:** Aus den in Abbildung 4.19 gezeigten Werten berechnete Pulsenergie hinter der zweiten Verstärkerstufe. Die erreichten Werte liegen mehr als einen Faktor 3 über den bisher erreichten Energien.



**Abbildung 4.21.:** Schematischer Aufbau der dritten gepulsten Verstärkerstufe. Eine photonische Kristallfaser (PCF) sorgt für effiziente Verstärkung der Leistung bei Vermeidung nichtlinearer Effekte. Übrige Abkürzungen bezeichnen Faraday-Isolator (FI), dichroitischer Spiegel (DS), Langpassfilter (LP), Halbwellenplatte ( $\lambda/2$ ).

wie in Abschnitt 2.4 beschrieben, aufgrund ihrer Beschaffenheit einen großen Kerndurchmesser bei gleichzeitigem *single-mode* Betrieb ermöglicht. Durch diese Verringerung der Intensität wird die SBS-Schwelle zu höheren Ausgangsleistungen verschoben. Das verwendete Modell stammt vom Hersteller *NKT Photonics*, die Eigenschaften dieser Faser und des Pumplasers sind in Tabelle 4.5 aufgeführt.

Wie in Abbildung 4.21 skizziert, wird das Licht der zweiten Verstärkerstufe in die dotierte, rückwärtig gepumpte, Verstärkerfaser mittels Kurzpassfilter eingekoppelt. Dabei kommt eine optische Pumpe mit maximal 27 W Ausgangsleistung bei einer Wellenlänge von 976 nm zum Einsatz. Nach dem Verstärkungsprozess entfernt ein Langpassfilter bei der Verstärkung entstandene ASE. Ein anschließender Faraday-Isolator schützt die Verstärkerfaser zudem vor Rückreflexen, im Anschluss folgt die vierte und letzte Verstärkerstufe.

Die verwendete photonische Kristallfaser zeigt trotz der, wie im letzten Abschnitt besprochen, nicht idealen Seed-Leistung einen enormen Leistungszuwachs zwischen 800 % und 1500 %, abhängig von der Repetitionsrate. So wurden bisher eine maximale Pulsenergie

**Tabelle 4.5.:** Technische Daten der in der dritten Verstärkerstufe verwendeten photonischen Kristallfaser und des Pumplasers. SPC steht für *single polarization core*.

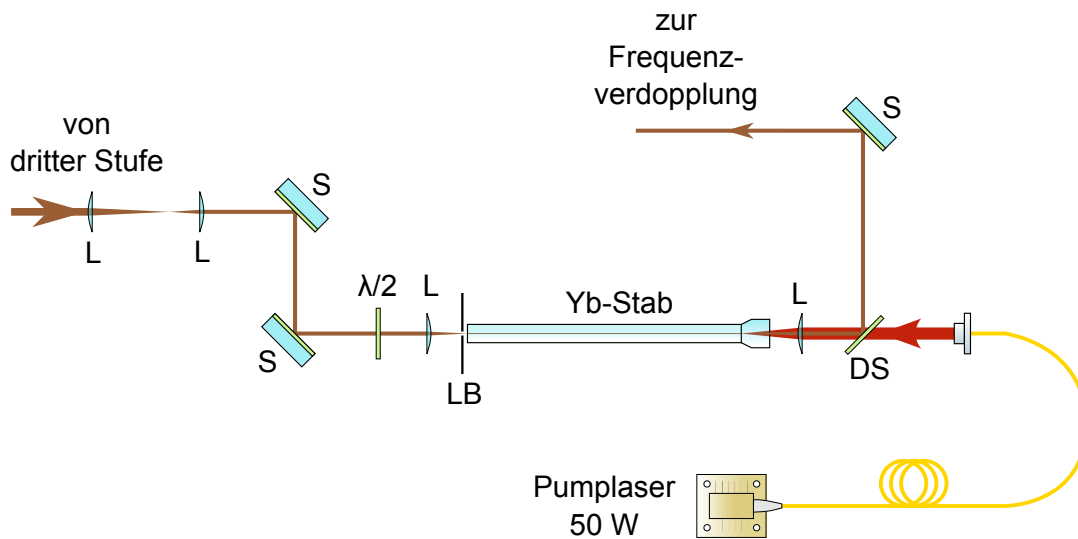
Hersteller	NKT Photonics	Modell	DC-200/40-PZ-YB
Fasertyp	PCF	Länge	1,5 m
Kern Ø	40 µm	Kern-NA	0,03
Pumpmantel Ø	200 µm	Pumpmantel NA	0,55
Pumpabsorption	12 dB/m	Polarisationserhaltung	SPC
Hersteller	LIMO	Modell	30-F200-DL980
Pumpfaserkern Ø	200 µm	Pumpleistung	27 W

von 170 µJ bei 1 kHz Pulswiederholrate und eine maximale Durchschnittsleistung von 3,9 W bei 1 MHz Pulswiederholrate in dieser Stufe erzeugt [22]. Für den weiteren Verlauf des Projekts wäre allerdings ein Austausch des bisherigen Modells der Verstärkerfaser durch eine modernere Variante<sup>29</sup> des gleichen Herstellers sinnvoll. Dieses verbesserte Modell ist vollständig in ein Metallgehäuse eingewickelt, was es besser vor äußeren Einflüssen schützt als das bisherige, frei liegende Modell. Zusätzlich ist die Länge der Verstärkerfaser dort um 20 % erhöht, was eine höhere Verstärkung ermöglicht. Der vielleicht größte Vorteil der neuen Verstärkerfaser ist allerdings eine integrierte Möglichkeit zur Verspleißung. Zusammen mit den Erkenntnissen aus Abschnitt 4.2.3 ist damit der Grundstein für ein vollständig faserbasiertes, justagefreies System gelegt. Sollte damit eine durchaus realistische Verdopplung der Ausgangsleistung im Vergleich zu den Vorarbeiten möglich sein, würde dies die im nächsten Abschnitt vorgestellte vierte Faserverstärkerstufe obsolet machen, was nicht nur die Robustheit des Lasersystem auf ein neues Niveau heben, sondern auch seine Kompaktheit und Leistungsaufnahme wesentlich verbessern würde.

#### 4.4.4. Vierte gepulste Stufe

Die vierte Faserverstärkerstufe nutzt ebenfalls eine photonische Kristallfaser von NKT Photonics, ihr Kerndurchmesser ist allerdings 1,75-fach so groß wie bei der dritten Verstärkerstufe und die numerische Apertur beträgt im Vergleich nur zwei Drittel. Die genauen Daten zu dieser Faser und des Pumplasers sind in Tabelle 4.6 aufgeführt. Dies hat zur Folge, dass die Biegeverluste einer solchen Faser enorm wären, weshalb diese starr und stabförmig aufgebaut ist. Ein Verspleißen dieser Faser ist daher nicht möglich.

<sup>29</sup>AEROGAIN-BASE-1.3, NKT Photonics A/S



**Abbildung 4.22.:** Schematischer Aufbau der vierten gepulsten Verstärkerstufe. Eine weitere photonische Kristallfaser in Stabform verstärkt die Ausgangsleistung auf ihr finales Niveau. Verwendete Abkürzungen bezeichnen Linse (L), Spiegel (S), Halbwellenplatte ( $\lambda/2$ ), Lochblende (LB), Ytterbium (Yb), dichroitischer Spiegel (DS).

Der Aufbau dieses Faserverstärkers ist in Abbildung 4.22 zu sehen, dabei wird zunächst das in der dritten Stufe verstärkte Licht über ein aus zwei Linsen mit 125 mm, beziehungsweise 60 mm Brennweite, bestehendes Teleskop modenangepasst, bevor es in die stabförmige Verstärkerfaser eingekoppelt wird. Der optische Pumpprozess erfolgt auch hier rückseitig, wobei ein Pumplaser mit bis zu 50 W Ausgangsleistung bei 976 nm zum Einsatz kommt. Nicht absorbiertes Pumplicht wird auf der Fasereingangsseite von einer Lochblende aufgefangen. Das verstärkte Licht wird über einen Kurzpassfilter reflektiert und zur Frequenzverdopplungseinheit weitergeleitet. Am Ende der Verstärkerfaser ist zudem eine 8 mm lange, antireflexbeschichtete Glaskappe aus Quarz angeschmolzen, die eine Reduktion der Lichtintensität am Luft-Glas Übergang bewirkt und somit eine Beschädigung der Faserendfacette verhindern soll. Eine weitere Filterung der ASE ist nicht nötig, da diese nahezu nicht am Frequenzkonversionsprozess teilnimmt.

Insgesamt wird mit diesem Faserverstärker eine maximale Pulsenergie von 500  $\mu\text{J}$  bei 1 kHz Pulswiederholrate und eine maximale Durchschnittsleistung von 7 W bei 1 MHz Repetitionsrate erreicht. So ergibt sich ein Zuwachs der Ausgangsleistung um nur einen Faktor von ungefähr 2 im Bereich der relevanten Pulswiederholraten zwischen 10 kHz und

**Tabelle 4.6.:** Technische Daten der in der vierten Verstärkerstufe verwendeten photonischen Kristallfaser und des Pumplasers. SPC steht für *single polarization core*.

Hersteller	NKT Photonics	Modell	DC-200/70-PM-YB-ROD
Fasertyp	PCF	Länge	0,55 m
Kern Ø	70 µm	Kern-NA	0,02
Pumpmantel Ø	200 µm	Pumpmantel NA	0,6
Pumpabsorption	30 dB/m	Polarisationserhaltung	SPC
Hersteller	LIMO	Modell	50-F200-DL976
Pumpfaserkern Ø	200 µm	Pumpleistung	50 W

1 MHz, für niedrigere Repetitionsraten beträgt der Zuwachs immerhin einen Faktor von ungefähr 3, wie aus einem Vergleich mit Daten in [22] erkennbar ist. Es lässt sich damit festhalten, dass es für die Zukunft durchaus vorteilhaft wäre, auf diese Verstärkerstufe verzichten zu können. In Anbetracht der in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse ist diese Möglichkeit in greifbare Nähe gerückt.

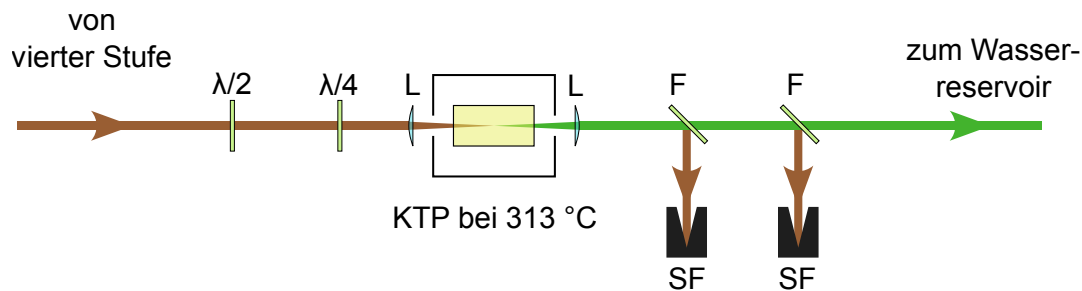
## 4.5. Frequenzverdopplung

Die Konversion von 1086,6 nm auf die für das Experiment gewünschten 543,3 nm erfolgt über die Erzeugung zweiter Harmonischer in Kaliumtitanylphosphat<sup>30</sup> (KTP). Dieses hat antireflexbeschichtete Endfacetten quadratischer Form, mit einer Seitenlänge von 3 mm bei einer Kristalllänge von 10 mm. Die Schnittwinkel des Kristalls liegen bei  $\theta = 90^\circ$  und  $\phi = 0^\circ$ , die Phasenanpassung erfolgt nicht-kritisch über Typ II. Aufgrund der nicht-kritischen Phasenanpassung wird der Kristall in einem Ofen platziert, der diesen auf die Phasenanpassungstemperatur von 313 °C stabilisiert. Zur Temperaturmessung ist ein PT100 Fühler in die Kristallhalterung integriert, die Stabilisierung erfolgt dabei durch einen Temperaturregler<sup>31</sup>.

Der Aufbau der Frequenzverdopplung ist in Abbildung 4.23 veranschaulicht, wobei zunächst durch eine Kombination aus Halbwellenplatte und Viertelwellenplatte die Polarisation für den Konversionsprozess optimiert wird. Das Licht wird anschließend durch eine

<sup>30</sup>MolTech GmbH

<sup>31</sup>HT MC1, Horst GmbH



**Abbildung 4.23.:** Schematischer Aufbau der Frequenzverdopplungseinheit. Kaliumtitanylphosphat (KTP) bei 313 °C verdoppelt die optische Frequenz durch nicht-kritische Phasenanpassung. Zwei Filter entfernen nicht konvertiertes Licht, im Anschluss steht Strahlung bei 543,3 nm für das Experiment bereit. Verwendete Abkürzungen sind Halbwellenplatte ( $\lambda/2$ ), Viertelwellenplatte ( $\lambda/4$ ), Linse (L), Filter (F), Strahlfalle (SF).

Linse mit 125 mm Brennweite in den Kristall fokussiert und nach dem Konversionsprozess durch eine weitere Linse kollimiert. Zwei Filter selektieren das frequenzverdoppelte Licht von nicht konvertiertem, infraroten Licht, sodass im Anschluss intensive, gepulste, transform-limitierte Laserstrahlung bei 543,3 nm für das Experiment bereit steht.

Hierbei wurden bisher maximal 123  $\mu\text{J}$  Pulsenergie bei 1 kHz Pulswiederholrate und eine maximale Durchschnittsleistung von 1,23 W bei 100 kHz Pulswiederholrate nachgewiesen, die Konversionseffizienz ist abhängig von der Repetitionsrate und liegt zwischen 23 % bei 100 kHz und 40 % bei 10 kHz Wiederholrate. Für den Fall von 1 MHz geht das Verhalten bereits in einen quasi-kontinuierlichen Zustand über, sodass ein einfacher Durchlauf durch den KTP mit nur noch 6 % Konversion extrem ineffizient wird.

Für ausführlichere Details zu diesen Ergebnissen sei auf die Arbeit in [22] verwiesen, die so erzeugte Leistung stellt für die gewünschte Eindringtiefe von ungefähr 100 m allerdings einen guten Wert dar. Wie in Abschnitt 3.4 erläutert wurde, ist eine weitere Erhöhung dieser Leistung nicht als wirtschaftlich einzustufen, weshalb es für die Zukunft sinnvoll ist, die in [22] erreichten Werte nur zu halten. Zusätzlich ist es vorteilhaft, der maximalen Durchschnittsleistung gegenüber der Pulsenergie Priorität einzuräumen, um eine schnellere Signalmittelung zu erhalten. Die ideale Pulswiederholrate liegt damit zwischen 20 kHz und 100 kHz und ist zwischen 60 kHz und 70 kHz zu vermuten. Zukünftige Messungen sollten sich der exakten Ermittlung dieser idealen Repetitionsrate widmen.

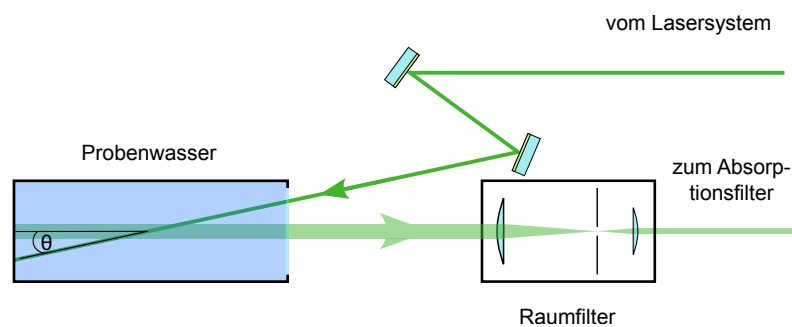
---

Das mit dieser Strahlung erzeugte Brillouin-Streusignal muss in einem nächsten Schritt zunächst effizient aufgefangen werden. Dieser Prozess ist ein wichtiger Bestandteil des Brillouin-LIDARs und wird im nachfolgenden Abschnitt behandelt.

## 4.6. Empfangsoptik

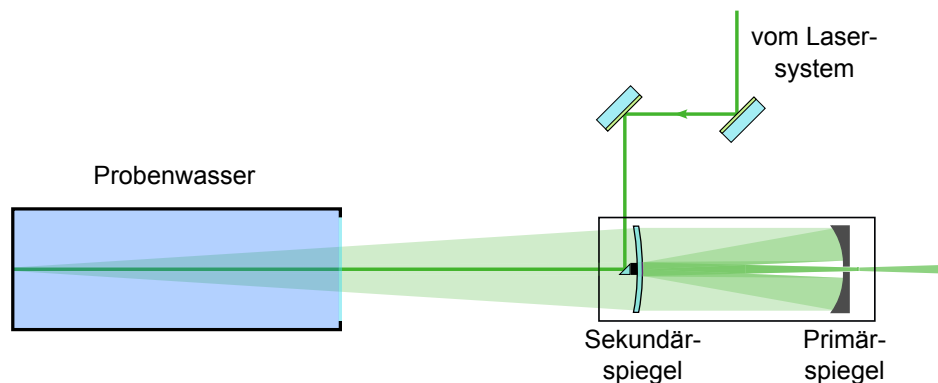
Das effiziente Auffangen des in  $180^\circ$  rückgestreuten Lichtes stellt eine besondere Herausforderung bei einem Brillouin-LIDAR dar, da darauf geachtet werden muss, das Licht aus der gesamten Wassersäule aufzufangen. In der bisherigen Implementierung der Empfangsoptik, wie sie auch während des Feldtests im Einsatz war, ist dies allerdings nur eingeschränkt möglich.

Wie in Abbildung 4.24 gezeigt ist, wird dabei eine Raumfilteranordnung aus zwei Linsen mit Brennweiten 75 mm und 50 mm und einer Lochblende mit 50  $\mu\text{m}$  Durchmesser verwendet. Die erste der beiden Linsen, das Objektiv, hat dabei einen Durchmesser von zwei Zoll, um möglichst viel Licht aufzusammeln. Das Laserlicht wird dabei möglichst knapp an diesem Objektiv vorbei, mit minimalem Versatz zum Blickwinkel des Raumfilters, ins Wasser eingestrahlt. Durch den Winkel zwischen Laserlicht und Blickrichtung der Empfangsoptik wird allerdings nie eine vollständige Parallelität erreicht, was sich zwar im Laborbetrieb nicht als großer Nachteil erweist, unter realistischen Bedingungen allerdings zu einer wesentlichen Beschränkung der erreichbaren Tiefe des Systems führt. Zusätzlich



**Abbildung 4.24.:** Skizzierung des bisherigen, auf einem Raumfilter basierenden Aufbaus zum Sammeln des Brillouin-Signals. Zwischen dem anregenden Laserstrahl und der Auffangoptik entsteht ein Winkelversatz  $\theta$ , dieser ist zur Veranschaulichung stark übertrieben dargestellt.





**Abbildung 4.25.:** Schematischer Aufbau des neuen Maksutov-Cassegrain Spiegelteleskops. Bei diesem kann der Laserstrahl durch den vom Sekundärspiegel verursachten Schatten parallel zur Blickrichtung des Teleskops über ein Prisma eingestrahlt werden.

zu den 100 m Wassersäule, die abgetastet werden sollen, kommt auch die Flughöhe des Helikopters, die ebenfalls im Bereich von 100 m liegt (mit optisch kürzerer Strecke aufgrund des zu Wasser verschiedenen Brechungsindex), hinzu. Auf diese Distanzen hinweg kann auch schon eine kleine Abweichung von der Parallelität zwischen Empfangsoptik und Laserstrahl zu einer starken Verringerung des abgetasteten Probenvolumens führen.

Aufgrund dieser Probleme wurde entschieden, ein neues Design für die Empfangsoptik zu entwerfen. Im Hinblick auf eine in der Zukunft weiter verbesserte Robustheit des Systems sollte dieses auch eine Möglichkeit zur Faserkopplung des Streulichtes beinhalten. Dieses neue Design entstammt in seiner Grundidee den Atmosphären-LIDARs und stellt ein Maksutov-Cassegrain Teleskop dar, das eine spezielle Form des Cassegrain Teleskops ist, wie es etwa in [112] verwendet wird.

Das Maksutov-Cassegrain Teleskop besteht aus einer Meniskuslinse, dem Sekundärspiegel, die das rückwärtig gestreute Licht auf einen Hohlspiegel, den Primärspiegel, lenkt. Dieser fokussiert das Licht auf einen im Zentrum der Meniskuslinse aufgedampften Punkt einer hochreflektiven Beschichtung, die das Licht durch eine im Zentrum des Hohlspiegels eingelassene Lücke fokussiert. Dadurch entsteht ein Schatten im Strahlprofil des aufgesammelten Lichts. Dieses Schema ist auch in Abbildung 4.25 verdeutlicht. Das Einführen einer Meniskuslinse bringt den Vorteil, keine Stützstrukturen für die reflektive Optik zur

---

---

Fokussierung in die Lücke des Hohlspiegels zu benötigen. Eine parallele Einstrahlung des Laserlichts kann durch ein im entstandenen Schatten angebrachtes Prisma erreicht werden.

Bei Atmosphären-LIDARs sind die involvierten Distanzen zwischen Streuposition und Empfangsstation mit mehreren Kilometern wesentlich größer als im Brillouin-LIDAR, das System lässt sich aber dennoch auf diese Arbeit übertragen. Im folgenden Abschnitt wird deshalb zunächst eine Simulation zu diesem Teleskop vorgestellt, bevor im nachfolgenden Kapitel dessen Aufbau beschrieben und das neue System mit der bisherigen Empfangsoptik verglichen wird.

#### 4.6.1. Simulation eines Maksutov-Cassegrain Teleskops

Eine Simulation des aufgebauten Teleskops entstand im Rahmen einer betreuten Bachelorthesis [113] und wurde in einer Raytracing-Software<sup>32</sup> durchgeführt, die auch industriell zur Konstruktion komplexer optischer Systeme verwendet wird. Das Programm simuliert dabei dreidimensional, auch können Standardkomponenten bekannter Hersteller von Optiken zur Verwendung eingefügt werden. Selbst rechnerisch komplexere Zusammenhänge wie Dispersionseffekte und Beugung können von dieser Software berücksichtigt werden.

Um ein zum bisherigen System vergleichbares Streuvolumen fangen zu können, wurde ein Primärspiegel identischer Größe angenommen, dies bedeutet einen Durchmesser von zwei Zoll. Gleichzeitig muss bei einer Simulation bedacht werden, dass nur so viel Streulicht wie nötig aufgefangen wird, da bei Berücksichtigung zu vieler Streuwinkel ein Temperaturfehler nach Gleichung (3.8) entsteht. Da das Brillouin-LIDAR bisher eine Temperaturgenauigkeit von bis zu  $0,07^\circ\text{C}$  erreichte [18], erhält man durch Einsetzen der empirischen Relationen für Brechungsindex und Schallgeschwindigkeit in Gleichung (3.8) für diese Temperaturgenauigkeit eine maximale Differenz von  $1,71\text{ MHz}$  für die Brillouin-Verschiebung im relevanten Temperaturbereich zwischen  $0^\circ\text{C}$  und  $35^\circ\text{C}$ . Diese Differenz wird durch einen Winkelfehler ab  $2,56^\circ$  verursacht. Bei dem hier bestimmten System wird bereits Licht mit einer Winkelabweichung von  $0,3^\circ$  nicht mehr in die Lücke des Sekundärspiegels fokussiert. Die Winkelselektion ist damit sehr eng gewählt, es muss jedoch auf eine sorgfältige Justage geachtet werden.

Das beste Ergebnis unter Verwendung von Standardkomponenten wurde dabei bei Verwendung eines Primärspiegels mit  $500\text{ mm}$  Brennweite und einer Meniskuslinse mit  $300\text{ mm}$  Fokusslänge, die einen Sekundärspiegel mit Krümmungsradius von  $100,1\text{ mm}$

---

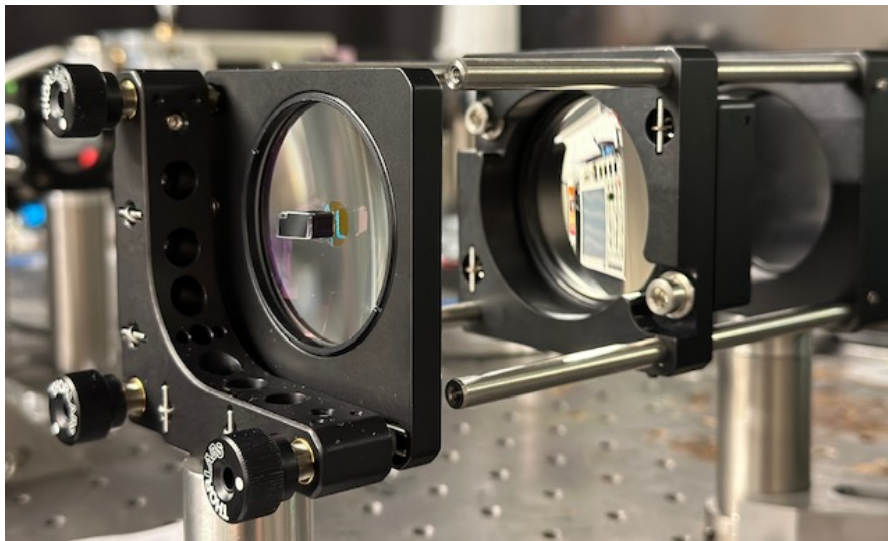
<sup>32</sup>OpticStudio, Zemax LLC

---

erzeugt, was einer Fokusslänge von 50,05 mm entspricht, erzielt. Ein optimaler Lochdurchmesser im Primärspiegel wurde zu 4 mm bestimmt und von der institutseigenen Feinmechanikwerkstatt mittig eingelassen.

Da für die als Sekundärspiegel dienende, auf der Meniskuslinse aufgedampfte, Beschichtung ohnehin eine Sonderanfertigung nötig ist, konnte die Größe dieses Punktes frei variiert und zu einem optimalen Durchmesser von 8 mm gewählt werden. In der dreidimensionalen Simulation erhält man so eine theoretische Transmission von bis zu 96,8% des Streulichts durch den Sekundärspiegel, wobei allerdings eine Reflektivität der Spiegel von nahezu 100% angenommen wird. Der vom Sekundärspiegel erzeugte Schatten fällt in einer dreidimensionalen Betrachtung damit fast nicht mehr ins Gewicht.

Die vorgenommene Simulation lässt damit hervorragende Werte in der Transmission bei gleichzeitig gewünschter Parallelität zwischen Laserlicht und Blickrichtung des Teleskops erwarten. Zusätzlich liegt das Streulicht hinter dem Teleskop nur schwach divergent vor, sodass an dieser Stelle eine Modenselektion mittels *single-mode* Faserkopplung vorgenommen werden kann. Der Aufbau dieses Systems wurde separat durchgeführt und wird im nächsten Abschnitt beschrieben.



**Abbildung 4.26.:** Das final aufgebaute Maksutov-Cassegrain Spiegelteleskop im Labor. Hinter dem Prisma zur Strahlableitung ist die als Sekundärspiegel dienende Beschichtung zu erkennen.

---

#### 4.6.2. Aufbau des Teleskops und Vergleich mit der Raumfilteranordnung

Für den Aufbau des im vorherigen Kapitel beschriebenen Spiegelteleskops mussten zunächst einige Bauteile beschafft werden, darunter spezialbeschichtete Meniskuslinsen, die als Sekundärspiegel dienen. Dazu wurde ein Substrat<sup>33</sup> gekauft und zur Beschichtung an die Firma *Laseroptik GmbH* weitergeleitet. Dort wurde ein Punkt mit 8 mm Durchmesser zentral auf die konvexe Seite der Linse aufgedampft, der für die verwendete Wellenlänge 543,3 nm eine Reflektivität von über 99,8 % besitzt. Der Rest der Linse wurde mit einer Antireflexbeschichtung versehen, die für die verwendete Wellenlänge weniger als 0,2 % Reflektivität aufweist. Somit kann das Streulicht unter minimalen Verlusten in das Teleskop eingekoppelt und verarbeitet werden.

Der Primärspiegel<sup>34</sup> stellt dabei eine Standardkomponente dar. Zur gleichzeitigen Ausrichtung des Laserstrahls wurde ein Prisma<sup>35</sup> mit einer Seitenlänge von 5 mm auf die konkave Seite der Meniskuslinse in den Schatten des Sekundärspiegels geklebt. Zwei Spiegel direkt vor dem Teleskop erlauben so eine exakte Ausrichtung des Laserstrahls. Als Halterung wurde ein Käfigsystem gewählt, über dieses kann der Abstand zwischen Primär- und Sekundärspiegel leicht variiert werden, zusätzlich ist der Primärspiegel in einer zweidimensional verstellbaren Halterung<sup>36</sup> eingebracht, sodass dieser in der zum Strahlverlauf senkrechten Ebene verschoben werden kann. Ein Bild dieses Systems zeigt Abbildung 4.26. Der Aufbau geschah dabei ebenfalls im Rahmen einer betreuten Bachelorthesis [114], dort wurde das System allerdings nur auf kurze Distanzen zu einem Streukörper vermessen. Als Laser kam dabei ein kontinuierlicher Diodenlaser<sup>37</sup> bei einer Wellenlänge von 532 nm und einer Ausgangsleistung von 50 mW zum Einsatz.

Zum Vergleich wurden abwechselnd das neue Spiegelteleskop und die alte Raumfilteranordnung vermessen. Ein Streukörper wurde dazu in einem Abstand von 1,4 m platziert und die maximal auffangbare Lichtleistung für beide Empfangsoptiken bestimmt. Für den Fall der alten Anordnung wurden maximal  $(123 \pm 1)$  nW erreicht, während das neu entworfene Spiegelteleskop  $(577 \pm 2)$  nW transmittierte. Dies entspricht einer Verbesserung um einen Faktor 4,69, allerdings wurden zusätzliche Experimente außerhalb dieser Bachelorthesis vorgenommen, um das Teleskop insbesondere auf große Strahldistanzen und tatsächliche Brillouin-Streuung zu untersuchen.

---

<sup>33</sup>LE1985, Thorlabs, Inc.

<sup>34</sup>43471, Edmund Optics, Inc.

<sup>35</sup>MRA05-E02, Thorlabs, Inc.

<sup>36</sup>LCP01T/M, Thorlabs, Inc.

<sup>37</sup>Excelsior 532, Newport Corp.

---

Dazu wurde das System aus Abschnitt 5.2 verwendet, das für dieses Experiment Laserstrahlung bei 530 nm mit 1 W Leistung bereitstellte. Auch das Probenrohr aus Abschnitt 5.2 wurde hier verwendet. Für Details zum Lasersystem und zum Probenrohr sei dorthin verwiesen. Das Probenrohr wurde mit entsalztem Wasser<sup>38</sup> befüllt und im Abstand von 9,8 m platziert. Auf diese Distanz kann das Streulicht für optische Verhältnisse als im Unendlichen erzeugt betrachtet werden, wie es auch in einem echten Feldeinsatz der Fall wäre. Auf eine Temperaturrampe wurde hierbei verzichtet, das Wasser hatte für alle Experimente Raumtemperatur, was für das Labor zwischen 20 °C und 21 °C bedeutet.

Zusätzlich wurde das Rohr so modifiziert, dass Front- und Endglas entfernt wurden und am Rohrende mit Silikon ein Strahlblock angebracht wurde. So konnte das Rohr senkrecht zum Boden platziert und somit elastische Streuanteile verringert werden. Diese stellten bei dieser Messung ein Problem dar, sind im vollständigen System allerdings weniger problematisch, da dort elastische Streuanteile komplett gefiltert werden, wie noch in Abschnitt 4.7.1 diskutiert wird. Hier werden allerdings beide Empfangsoptiken, der Raumfilter und das Spiegelteleskop, nacheinander zum Auffangen von Streulicht verwendet und das gesammelte Licht in einem Fabry-Pérot Interferometer, das in Kapitel 5 beschrieben ist, analysiert. Dabei muss darauf geachtet werden, dass der verwendete Photomultiplier nicht durch zu starke elastische Streuung sättigt. Mit einem freien Spektralbereich von 23 GHz ist dieses Interferometer, bei einer für 20 °C erwarteten Brillouin-Verschiebung von 7,24 GHz, in der Lage, elastische Streuung und Brillouin-Streuung klar voneinander zu unterscheiden. Für den Fall des Raumfilters geschieht bereits durch die Lochblende eine Ortsselektion, für das Spiegelteleskop wird dies durch eine Kombination aus einer Aufweitungslinse mit -50 mm Fokusslänge und einer anschließenden *single-mode* Faserkopplung erreicht, wobei für diese ein achromatischer Faserkollimator mit verstellbarem Fokus<sup>39</sup> und eine für grünes Licht geeignete *single-mode* Faser<sup>40</sup> verwendet wurden.

Für eine Vergleichbarkeit der Messungen wird die Laserleistung für beide Aufbauten auf  $(1,05 \pm 0,02)$  W eingestellt, die Spannung am Photomultiplier beträgt jedes mal -900 V. Zudem ist ein Transimpedanzverstärker<sup>41</sup> zwischen Photomultiplier und Oszilloskop geschaltet, dessen Verstärkungsfaktor ist allerdings nicht einstellbar. Die einzigen Veränderungen sind die Justage der Empfangsoptik, sowie das Einstellen der Modenanpassung in das Interferometer, das auf maximale Höhe der Brillouin-Linien justiert wurde. Die auf

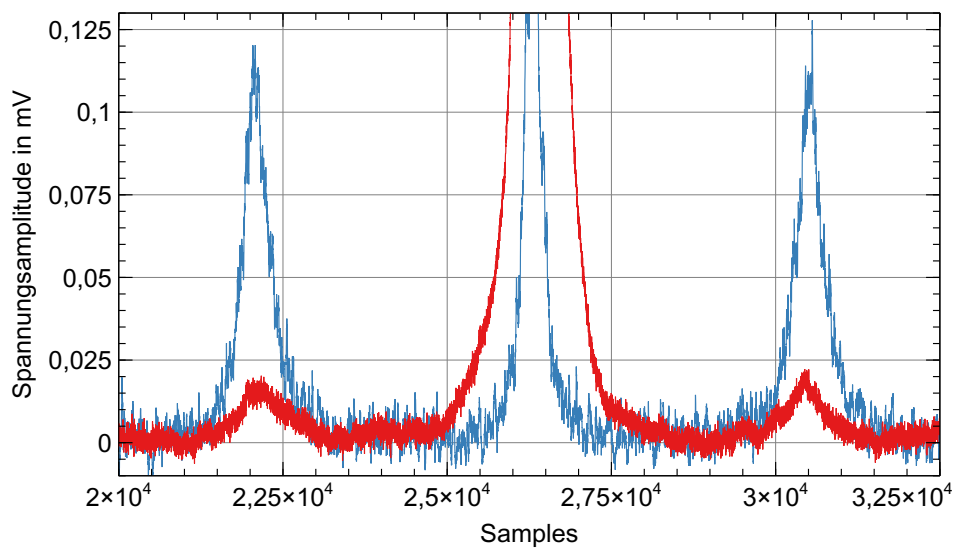
---

<sup>38</sup> Milli-Q, Merck

<sup>39</sup> C20FC-A, Thorlabs, Inc.

<sup>40</sup> F-SA-C-1FC, Newport Corp.

<sup>41</sup> EVAL-ADA4625-1ARDZ, Analog Devices, Inc.



**Abbildung 4.27.:** Unter gleichen Bedingungen in einem Fabry-Pérot Interferometer erzeugte Streusignale mit dem bisherigen Raumfilter als Empfangsoptik (rot) und dem neuen Spiegelteleskop (blau). Zu sehen sind jeweils eine starke elastische Spitze (Mitte), sowie Stokes- und Anti-Stokes-Linie (links, beziehungsweise rechts). Es zeigt sich mit dem Spiegelteleskop eine mittlere Steigerung des Signals um einen Faktor 7,18.

diese Weise erzeugten Spannungssignale stellen so einen direkten Vergleichswert für die Menge an detektierter Brillouin-Strahlung dar.

Abbildung 4.27 zeigt Ausschnitte von Spektren aus beiden Versuchsaufbauten, wobei das Bild stark auf die Brillouin-Linien vergrößert wurde. Insgesamt liegt das Spiegelteleskop dabei einen Faktor 7,18 über der bisherigen Raumfilteranordnung. Diese Verbesserung ist allerdings zu erwarten, da der Raumfilter nur einen kleinen Teil der 50 cm langen Wassersäule abtastet, während das Spiegelteleskop Brillouin-Streuung aus der gesamten Wassersäule aufnimmt.

Insgesamt stellt dieses neu entworfene Teleskop damit eine enorme Verbesserung für das System dar und kann in Zukunft am Projekt verwendet werden. Eine der größten Schwachpunkte der alten Empfangsoptik, der aus dem Winkelversatz zwischen Teleskop und Laserstrahl stammt, ist damit beseitigt.

---

---

Nach einem erfolgreichen Auffangen des Streusignals muss dieses noch analysiert werden, um letztendlich die Wassertemperatur zu bestimmen. Dabei wird eine aufwendige Frequenzmessung in eine einfachere und robustere Leistungsmessung umgewandelt, was im folgenden Abschnitt vorgestellt wird.

## 4.7. Detektion

Die Detektion der Brillouin-Streuung erfolgt in zwei Schritten, wobei zunächst das Signal von elastischen Streuteilen befreit werden muss. In einem zweiten Schritt erfolgt die eigentliche Signalanalyse durch einen steilen, auf Rubidium basierenden, Kantenfilter. Beide Anteile werden in den nächsten Abschnitten kurz vorgestellt. Insgesamt wurden dabei aber keine Änderung gegenüber der Vorarbeiten getroffen, sodass für Details auf [22] und insbesondere [21] verwiesen sei.

In einem abschließenden Abschnitt werden zusätzlich Versuche einer Umstellung dieses Detektionsverfahrens auf eine heterodyne Schwebungsmessung gezeigt.

### 4.7.1. Absorptionsfilter

Wie bereits mehrfach erwähnt, kommt es, je nach der Anzahl im Wasser gelöster Schwebeteilchen, neben der Brillouin-Streuung auch zu elastischer Streuung. Insbesondere bei hohen Salzgehalten oder starker Verunreinigung kann diese einen wesentlichen Teil des Streusignals ausmachen und damit ein sehr unvorteilhaftes Landau-Placzek Verhältnis erzeugen. Eine Detektion der Brillouin-Streuung ist unter solchen Voraussetzungen so gut wie unmöglich, sodass eine Filterung vor der Signalanalyse unabdinglich ist. Da der Frequenzunterschied zwischen elastischer Streuung und Signal im relevanten Bereich an Temperaturen und Salzgehalten in Wasser zwischen 7 GHz und 8 GHz liegt, wird auf einen atomaren Kantenfilter zurückgegriffen. Dieser basiert auf zwei in Reihe platzierten Rubidiumgaszellen<sup>42</sup> von 39 mm Länge im natürlichen Isotopenverhältnis und nutzt den Übergang zwischen den Zuständen  $5P_{3/2}$  und  $8D_{5/2}$ . Die Energiedifferenz dieser beiden Zustände entspricht gerade der vom Lasersystem bereitgestellten Photonenwellenlänge von 543,3 nm. Für elastisch gestreutes Licht bleibt die Wellenlänge von diesem Wert unverändert, sodass dieses in der Gaszelle absorbiert wird. Nach etwa 400 ns bis 550 ns kommt es zu einer spontanen Reemission dieser Strahlung [115, 116], allerdings ist diese ungerichtet, sodass es im Mittel zu einer Abschwächung dieses Strahlungsanteils

---

<sup>42</sup>Triad Technology

---

kommt. Das durch die Brillouin-Streuung frequenzverschobene Licht erfährt diese Abschwächung dagegen nur minimal, sodass es durch die Filter transmittiert und isoliert wird.

Experimentell wurde die optimale Temperatur der Gaszelle dabei zu ungefähr 140 °C bestimmt [22], dabei beträgt die Linienbreite des Übergangs ungefähr 800 MHz und ist wesentlich durch die Dopplerverbreiterung bestimmt, wie anhand von Daten aus [117] ersichtlich wird. Der verwendete Übergang erfolgt allerdings nicht aus dem Rubidium-Grundzustand  $5S_{1/2}$ , sondern aus dem angeregten Zustand  $5P_{3/2}$ , sodass zunächst durch optisches Pumpen möglichst viel Rubidium in diesen angeregten Zustand gebracht werden muss. Die Energiedifferenz zwischen dem Grundzustand  $5S_{1/2}$  und  $5P_{3/2}$  entspricht einer Wellenlänge von 780,24 nm, ein experimentelles Optimum liegt dabei allerdings, um 780 MHz vom Literaturwert verschoben, bei 780,23963 nm [118, 119]. Diese Pumpstrahlung wird für beide Gaszellen von einem DFB-Laser<sup>43</sup> mit anschließendem Trapezverstärker<sup>44</sup> bereitgestellt, der eine maximale Leistung von ungefähr 900 mW erzeugt. Eine Stabilisierung der Laserleistung erfolgt ähnlich zur Wellenlängenstabilisierung des DFB-Lasers aus Kapitel 4.1 über eine auf LabVIEW basierende PID-Regelung am Modulationseingang der Stromsteuerung des Trapezverstärkers. Die Wellenlänge wird auf die gleiche Weise durch Strommodulation des DFB-Lasers konstant gehalten, das Regelungssignal entsteht durch das bereits in Kapitel 4.1 verwendete Wellenlängenmessgerät.

Der Aufbau ist in Abbildung 4.28 schematisch gezeigt, das vom Trapezverstärker verstärkte Licht muss aufgrund seiner starken Elliptizität durch eine Zylinderlinse kollimiert werden, um ein gauß-ähnliches Strahlprofil zu erhalten. Die Aufteilung der 780 nm-Strahlung auf beide Gaszellen erfolgt über eine Kombination aus Halbwellenplatte und polarisierenden Strahlteilerwürfel im Verhältnis 1:1. Entsprechende Messungen zur Spektroskopie dieser Gaszellen finden sich in [21] und [22]. Nach dieser Filterung kann im nächsten Schritt eine Signalanalyse erfolgen, die im nächsten Abschnitt kurz besprochen wird.

#### 4.7.2. ESFADOF

Eine direkte Messung der durch die Brillouin-Streuung hervorgerufenen Frequenzverschiebung wäre hinsichtlich ihres Aufwandes und der Stabilität für das Brillouin-LIDAR nicht praktikabel. Deshalb wird auf einen sogenannten *excited state Faraday anomalous dispersion optical filter*, kurz ESFADOF, zurückgegriffen, der die Messung der Frequenz

---

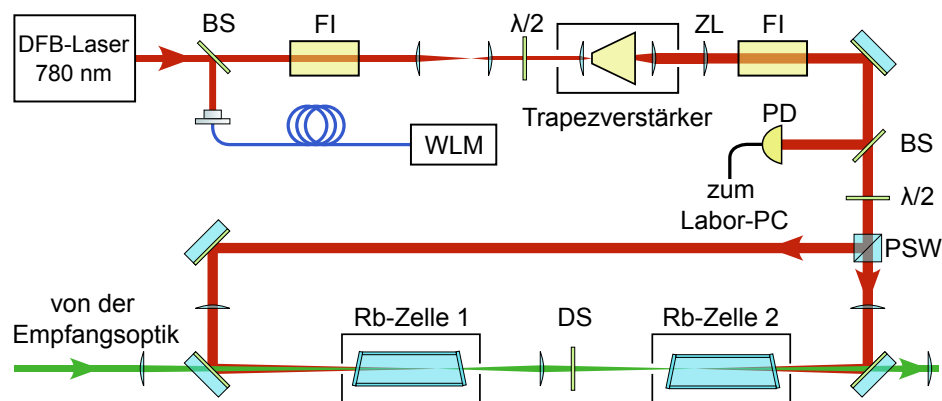
<sup>43</sup>DL100 DFB, Toptica Photonics AG

<sup>44</sup>m2k-TA-0785-2000-DHP, Coherent Corp.



in eine Leistungsmessung konvertiert. Es wird dabei der gleiche optische Übergang in Rubidium verwendet, wie es schon beim Absorptionsfilter der Fall war, allerdings kommt ein homogenes, in Strahlrichtung zeigendes, Magnetfeld hinzu, das zu einer Entartung der Rubidiumlinien führt. Es kommt so zu einer paarweisen Aufspaltung der Absorptionslinien, wobei diese durch zirkularen Dichroismus nur rechtszirkular, bzw. linkszirkular polarisiertes Licht absorbieren [120]. In der Nähe der Absorptionslinien erfahren diese Polarisationen enorm unterschiedliche Dispersionen. Es entsteht so während der Transmission durch die Zelle ein Phasenversatz zwischen beiden zirkularen Polarisationskomponenten, was sich hinter der Zelle effektiv in eine Drehung der linearen Polarisation übersetzt. Dies entspricht gerade dem Faraday-Effekt, der durch die vom Magnetfeld hervorgerufene anomale Dispersion jedoch extrem verstärkt ist.

Platziert man vor und hinter dieser Gaszelle einen Polarisator, so kann, auf die Gesamtleistung normiert, eine frequenzabhängige Transmissionsänderung am hinteren Polarisator gemessen werden. Die Bereitstellung eines passenden Magnetfeldes ist dabei sehr anspruchsvoll und wurde in [121] durch die Implementierung eines Halbach-Zylinders erreicht. So wird ein homogenes, permanentes Magnetfeld mit einer magnetischen Fluss-



**Abbildung 4.28.:** Aufbau des Absorptionsfilters zum Entfernen des elastisch gestreuten Lichts. Laserstrahlung eines DFB-Lasers bei 780,24 nm wird in einem Trapezverstärker erhöht und regt Rubidium-Atome in zwei Gaszellen an, die elastische Lichtanteile im Streulicht filtern. Verwendete Abkürzungen sind *beam splitter* (BS), Halbwellenplatte ( $\lambda/2$ ), Zylinderlinse (ZL), Faraday-Isolator (FI), Wellenlängemessgerät (WLM), Photodiode (PD), dichroitischer Spiegel (DS), polarisierender Strahlteilerwürfel (PSW) und Rubidium (Rb).

---

dichte von 575,5 mT erzeugt, wobei das Magnetfeld durch Variieren des Abstandes der Zylinderhälften fein eingestellt werden kann. Die Zylinderhälften bestehen aus angeordneten Permanentmagneten mit einer Remanenz von 1,35 T. Ein Überblick über den Aufbau dieses Systems bietet Abbildung 4.29.

Als optische Pumpe kommt hier, im Gegensatz zum Absorptionsfilter, kein DFB-Laser mit Trapezverstärker zum Einsatz, sondern ein Volume-Bragg Gitter stabilisierter Diodenlaser<sup>45</sup> mit einer Linienbreite unter 100 kHz, einem Durchstimmbereich von 6 GHz und einer maximalen Ausgangsleistung von ungefähr 140 mW, die auf zwei Faserausgänge im Verhältnis 51,3:48,7 verteilt wird [22]. Über diese beiden Faserausgänge kann der ESFADOF beidseitig gepumpt werden, die Überlagerung mit dem Signal erfolgt dabei über dichroitische Spiegel.

Effektiv können so steile Transmissionskanten erzeugt und auf die erwartete Frequenzverschiebung zwischen 7 GHz und 8 GHz bewegt werden. Für eine Temperaturmessung an einer unbekanntem Wasserprobe muss dabei zunächst immer ein Zusammenhang zwischen Transmissionsverhältnis und der Temperatur durch eine Kalibrierungsmessung an Wasser mit bekannter Temperatur bestimmt werden. Dieses System basiert dabei nicht auf interferometrischen Messverfahren, die vibrationsanfällig sind oder auf einer Wellenlängenseparation durch Prismen, die aufgrund der involvierten optischen Weglängen für die benötigte Frequenzauflösung ebenfalls sehr vibrationsanfällig wären. Stattdessen kann eine eindimensionale Messung der Lichtleistung vorgenommen werden, um die gewünschte Frequenzverschiebung zu erhalten.

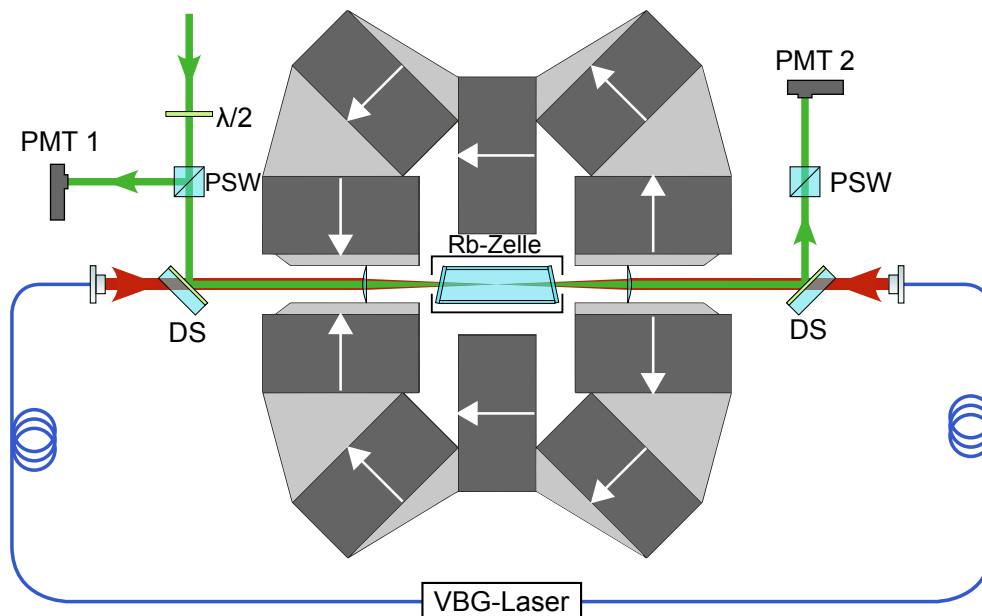
Allerdings gibt es auch hier wesentliche Nachteile, so muss aufgrund des Arbeitsübergangs immer eine von thermischen Gleichgewicht stark abweichende Besetzungsverteilung der Rubidiumatome gewährleistet werden, was einen Überlapp zwischen Signal- und Pumpstrahl zu allen Zeiten bedingt. Zusätzlich benötigt der Aufbau durch die zusätzlichen Laser und das höhere Gewicht mehr Energie und ebenfalls mehr Raum. Ein spezielles Messverfahren, das ebenfalls diesen Zweck vielversprechend ist, stellt eine heterodyne Schwebungsmessung zwischen einem Referenzsignal und dem gestreuten Licht dar. Dieses konnte aufgrund technischer Beschränkungen geeigneter Photoreceiver bisher nicht aufgebaut werden, im Zuge dieser Arbeit wurde allerdings ein geeignetes Modell gefunden. Arbeiten zu einem solchen Messsystem werden im nachfolgenden Abschnitt vorgestellt.

---

<sup>45</sup>VBG-0780-300-TO39, Sacher Lasertechnik GmbH

### 4.7.3. Heterodyne Detektion

Im Zuge weiterer Verbesserungen am Brillouin-LIDAR wurde ein alternativer Ansatz zum im vorherigen Abschnitt vorgestellten ESFADOF erprobt, der auf dem Prinzip einer heterodyn generierten Schwebung basiert. Dabei wird das frequenzverschobene Streusignal aus dem Wasser mit Licht eines Lokaloszillators zur Schwebung gebracht, wobei eine Kohärenz zwischen beiden Anteilen gegeben sein muss. Ebenso müssen beide Schwebungsanteile möglichst gleich polarisiert sein, um einen möglichst großen Überlapp der Wellenfronten zu erhalten. Ein solches Messverfahren benötigt nur eine schnelle Photodiode, die in der Lage ist das Schwebungssignal zeitlich aufzulösen. Beide Lichtfelder müssen darauf überlagert werden, sonstige Bedingungen, wie ein Überlappen von Pumpstrahlen oder eine Filterung elastischer Streuanteile ist für ein solches System nicht notwendig, solange der Detektor nicht in Sättigung betrieben wird. Da kein atomarer Übergang mehr verwendet wird, ist auch die Wahl der verwendeten Laserwellenlänge weniger eingeschränkt. So kann



**Abbildung 4.29.:** Aufbau des als Kantenfilter verwendeten ESFADOF. Durch ein homogenes, permanentes Magnetfeld entlang der Rubidium-Zelle werden starke Transmissionskanten zur Frequenzbestimmung erzeugt. Verwendete Abkürzungen sind *photomultiplier tube* (PMT), Halbwellenplatte ( $\lambda/2$ ), dichroitischer Spiegel (DS), polarisierender Strahlteilerwürfel (PSW), Volume-Bragg-Gitter (VBG) und Rubidium (Rb).

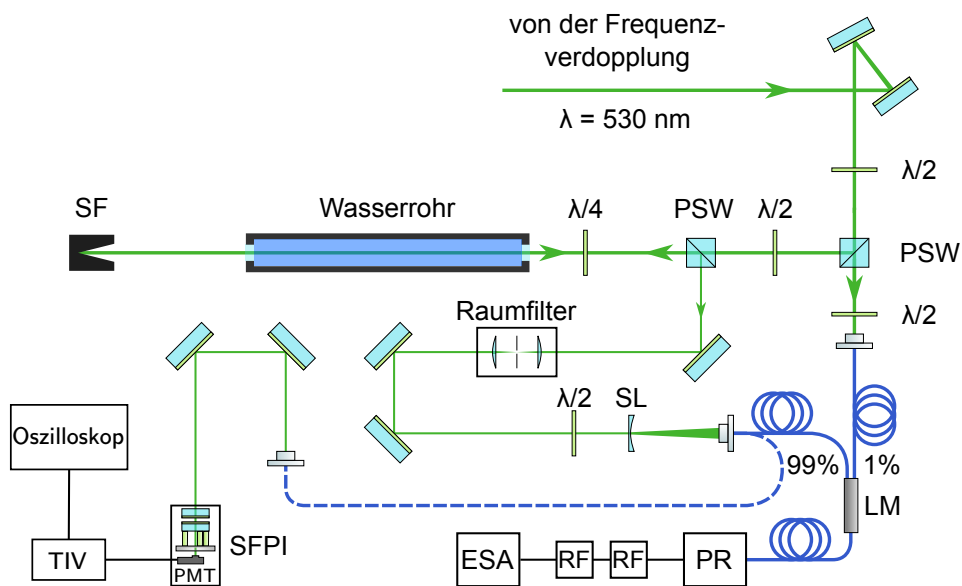
---

---

ein solches System auch bei einer Wellenlänge von zum Beispiel 532 nm funktionieren, bei der wesentlich höhere Leistungen erreichbar und optische Standardkomponenten erhältlich sind. Zudem ist ein, insbesondere mit dem zuvor vorgestellten Spiegelteleskop, gänzlich faserbasierter Aufbau realisierbar. Der womöglich größte Vorteil dieses Messverfahrens stellt jedoch die Möglichkeit dar, das gesamte Spektrum zu rekonstruieren zu können. So kann neben der Brillouin-Verschiebung in einer einzigen Messung auch die spektrale Breite des gestreuten Lichts bestimmt werden, was neue Möglichkeiten zur gleichzeitigen Bestimmung von Temperatur und Salzgehalt durch Fernerkundung öffnet. Nähere Details zu den spektralen Eigenschaften der Brillouin-Streuung, allen voran ihrer spektralen Breite, werden in Kapitel 5 diskutiert.

Das in einer heterodynen Schwebung erwartete Signal hat, bei hoher Kohärenz der schwebenden Lichtfelder, ein glockenförmiges Aussehen, mit einer Delta-förmigen Spitze an der Stelle der Schwebungsfrequenz [122, 123]. Für den Fall einer Schwebung des Lasers mit dem Streulicht entspricht dies gerade der Frequenz der an der Streuwechselwirkung beteiligten Phononen, was genau die Brillouin-Verschiebung darstellt. Die spektrale Breite lässt sich beispielsweise über einen evolutionären Algorithmus rekonstruieren [124], eine übliche Anwendung dieser Technik ist das Vermessen von Laserlinienbreiten [125]. Ist die Verzögerung der Lichtfelder zueinander groß gegenüber der Kohärenzzeit, geht die einer Glocke ähnliche Form in ein Voigt-Profil über [126]. Dies kann üblicherweise durch Integration von faserbasierten Verzögerungsstrecken in der Größenordnung von Kilometern zwischen den Lichtfeldern erreicht werden. In diesem Fall entspricht die Position des Voigt-Profiles nach wie vor der Brillouin-Verschiebung, die spektrale Breite kann allerdings, unter Kenntnis der Rauschkomponenten, wesentlich einfacher über die Halbwertsbreite einer Voigt-Anpassung bestimmt werden, wobei sich die Linienbreite und die volle Halbwertsbreite der Voigt-Anpassung um einen Faktor 1/2 für weißes Rauschen, beziehungsweise  $1/\sqrt{2}$  für  $1/f$ -Rauschen, unterscheiden [126].

Aufbauten dieser Art in Bezug auf Brillouin-Streuung wurden bereits in der Literatur veröffentlicht, basierten jedoch entweder auf zwei unabhängigen Lasern, die gegenseitig stabilisiert werden müssen [127] oder nutzen geringe Streuwinkel [128], was Frequenzverschiebung und spektrale Breite nach Gleichungen (3.8) und (3.11) deutlich verringert. Keiner dieser Ansätze ist für ein Brillouin-LIDAR praktikabel, weshalb diese nicht verfolgt wurden. Eine Stabilisierung der Phasen zweier unabhängiger Oszillatoren zur Verringerung der Frequenzdifferenz würde die Stabilität des Gesamtsystems zu sehr beeinträchtigen, während ein Streuwinkel ungleich  $180^\circ$  aus offensichtlichen Gründen nicht realisierbar ist. Experimente, die nah an den Bedingungen dieser Arbeit bleiben, gewinnen seit einiger Zeit vermehrt Bedeutung in der Brillouin-Mikroskopie. Dort wurden bereits erfolgreich



**Abbildung 4.30.:** Darstellung des für selbst-heterodyne Experimente verwendeten Versuchsaufbaus. Das fasergekoppelte Streulicht kann mit Laserlicht überlagert auf einer schnelle Photodiode (PR) überlagert werden oder zur Verifikation von Brillouin-Streuung in ein Fabry-Pérot Interferometer (SFPI) geleitet werden. Übrige Abkürzungen bezeichnen Halbwellenplatte ( $\lambda/2$ ), Viertelwellenplatte ( $\lambda/4$ ), polarisierender Strahlteilerwürfel (PSW), Strahlfalle (SF), Leistungsmischer (LM), Streulinse (SL), *photomultiplier tube* (PMT), RF-Verstärker (RF), elektrischer Spektralanalysator (ESA), Transimpedanzverstärker (TIV).

auf Schwebung basierende Verfahren realisiert [129, 130], allerdings bei Wellenlängen im infraroten Spektralbereich, insbesondere bei 1064 nm. Nach Gleichung (3.11) ist die Breite der Streuung stark von der verwendeten Wellenlänge abhängig und proportional zu  $1/\lambda^2$ . Für das Brillouin-LIDAR ist allein aus diesem Grund nur ungefähr ein Viertel der spektralen Leistungsdichte zu erwarten, erschwerend kommt die um ungefähr einen Faktor 6 reduzierte Ansprechbarkeit von Photodioden im sichtbaren Spektralbereich hinzu. Diese Faktoren seien in Anbetracht der Ergebnisse dieses Abschnitts bereits angemerkt.

Für das Experiment liegt die erwartete Schwebungsfrequenz zwischen 7 GHz und 8 GHz, was sehr schnelle elektronische Komponenten bedingt. Zusätzlich muss der verwendete Photoreceiver für sichtbares Licht ausreichend sensitiv sein. Ein diesen Ansprüchen genü-

---

---

gender Photoreceiver<sup>46</sup> wurde dazu beschafft. Dieser basiert auf Indiumgalliumarsenid (InGaAs) und verfügt bei 530 nm noch über eine Empfindlichkeit von 0,15 A/W, was einen wesentlich geringeren Wert als seine maximale Ansprechbarkeit von 0,85 A/W ab über 1000 nm darstellt. Die Bandbreite dieses Detektors ist mit mehr als 12 GHz allerdings mehr als ausreichend, dasselbe gilt für die Anstiegs- und Abfallzeit von nur 32 ps. Zudem ist ein AC- oder DC-Betrieb frei wählbar, für dieses Experiment wurde der Photoreceiver stets im AC-Modus betrieben, um langsame Hintergrundsignale zu blockieren. Zusätzlich ist der Detektor faserbasiert, sodass eine *single-mode* Faser direkt angeschlossen werden kann.

Erste Tests zu diesem Verfahren wurden mit einem kontinuierlichen System durchgeführt, bei Erfolg sollte eine Umstellung auf Pulsbetrieb im Anschluss erfolgen. Das zu diesem Zweck verwendete Lasersystem ist dasselbe, wie es in Kapitel 5 verwendet wird, Details zum Aufbau und dem verwendeten Probenrohr sind dort nachzulesen. Der restliche Aufbau weicht allerdings stark von Kapitel 5 ab und ist in Abbildung 4.30 schematisch dargestellt. Das Laserlicht durchläuft zunächst eine Halbwellenplatte und einen polarisierenden Strahlteilerwürfel. An dessen Transmissionsausgang kann Laserlicht zur Überlagerung eingekoppelt und dessen Polarisation über eine weitere Halbwellenplatte angepasst werden. Das an diesem polarisierenden Strahlteilerwürfel reflektierte Licht durchläuft anschließend eine weitere Halbwellenplatte, einen weiteren polarisierenden Strahlteilerwürfel und eine Viertelwellenplatte, bevor es das Probenrohr erreicht. Dieses war für alle Messungen dieses Abschnitts mit hochgradig bereinigtem Wasser<sup>47</sup> befüllt. Über die gesamte Wassersäule hinweg wird Brillouin-Streuung erzeugt, Streuwinkel von 180° durchlaufen erneut die Viertelwellenplatte und den polarisierenden Strahlteilerwürfel. Dabei wird ausgenutzt, dass die Polarisation des Lasers beim Streuprozess erhalten bleibt [131]. Das Streulicht weist deshalb nach insgesamt zwei Durchläufen der Viertelwellenplatte eine, im Vergleich zur Laserstrahlung an dieser Stelle, um 90° gedrehte lineare Polarisation auf. Dadurch kommt es zu einer Reflexion des Streulichts am polarisierenden Strahlteilerwürfel, sodass dieses vom Laserlicht getrennt wird. Hierbei wird Streulicht aus der gesamten Wassersäule aufgenommen, was die gesammelte Streuleistung wesentlich erhöht.

Im weiteren Verlauf durchläuft das Streulicht einen Raumfilter zum Entfernen sonstiger, ungewollter Reflexionen im Raum. Dieser Raumfilter verwendet die gleichen Linsen wie die Anordnung in Kapitel 5, die Lochblende musste jedoch auf einen Durchmesser von 100 µm vergrößert werden, da die Filterung sonst zu stark war, um ausreichend viel Streu-

---

<sup>46</sup>1544-B, Newport Corp.

<sup>47</sup>Milli-Q, Merck

---

licht in die anschließende Glasfaser zu koppeln. Eine Konkavlinse mit -50 mm Brennweite weitet den Strahl für eine anschließende Faserkopplung auf, diese erfolgt über einen achromatischen Faserkollimator mit verstellbarem Fokus<sup>48</sup> in einen polarisationserhaltenden Leistungsmischer<sup>49</sup>. In diesem wird 1 % der eingekoppelten Laserstrahlung mit 99 % des eingekoppelten Streulichts in einen einzigen Faserausgang überlagert. Dieser kann die Brillouin-Streuung zur Verifizierung auch wahlweise in das ebenfalls in Kapitel 5 vorgestellte Fabry-Pérot Interferometer koppeln. Abbildung 4.31 zeigt eine beispielhafte Interferometeraufnahme, die auf diese Art gewonnen wurde. Die elastischen Streuanteile sind dabei sehr hoch, was für eine Heterodynmessung allerdings nicht von Belang wäre. So wurde etwa in [129] gezeigt, dass selbst ein gegenüber dem Brillouin-Signal um sechs Größenordnungen höherer elastischer Hintergrund die Messung nicht behinderte. In den Spektren sind klar die Komponenten der Brillouin-Streuung erkennbar. Es kann somit sicher ausgesagt werden, dass erfolgreich Brillouin-Streuung in die Glasfaser eingekoppelt wurde.

Für das Heterodynexperiment kann dieser Faserausgang nun an den schnellen Photoreceiver angeschlossen werden, wobei für ein Schwebungsexperiment zusätzlich bis zu 1,5 mW Laserlicht im gleichen Faserausgang überlagert wurden. Das elektronische Ausgangssignal kann wahlweise an einem schnellen Oszilloskop<sup>50</sup> über Fourier-Transformation oder durch einen elektronischen Spektrumanalysator<sup>51</sup> aufgelöst werden. Es ließ sich jedoch in keinem Fall ein heterodynes Schwebungssignal beobachten. Zusätzlich wurden zwei RF-Verstärker<sup>52</sup> mit jeweils 23 dB Verstärkung in Reihe geschaltet und in den Aufbau integriert, auch dies führte allerdings zu keinem Erfolg. Ein Defekt des Photoreceivers kann ausgeschlossen werden, da mit diesem durch freundliche Unterstützung der Forschungsgruppe von Prof. Gerhard Birkl erfolgreich Schwebungssignale mit Frequenzen von bis zu 8 GHz, die mittels zweier Laser bei 795 nm generiert wurden, gemessen werden konnte. Dabei wurden beide Laser innerhalb einer Faser so überlagert, dass ein Laser dem Streusignal mit wenig Leistung und der andere Laser dem Lokaloszillator des Heterodynexperiments mit viel Leistung entsprach. Die Leistungen der Laser am Detektor konnten dabei bis auf 40 nW beim ersten Laser und 85  $\mu$ W beim zweiten Laser verringert werden, ohne das Schwebungssignal im Rauschen zu verlieren. Der wesentliche Unterschied ist hierbei die Linienbreite der Laser, die maximal im Bereich einiger MHz liegt, während die Brillouin-Streuung eine spektrale Breite zwischen 400 MHz und über 1 GHz aufweisen

---

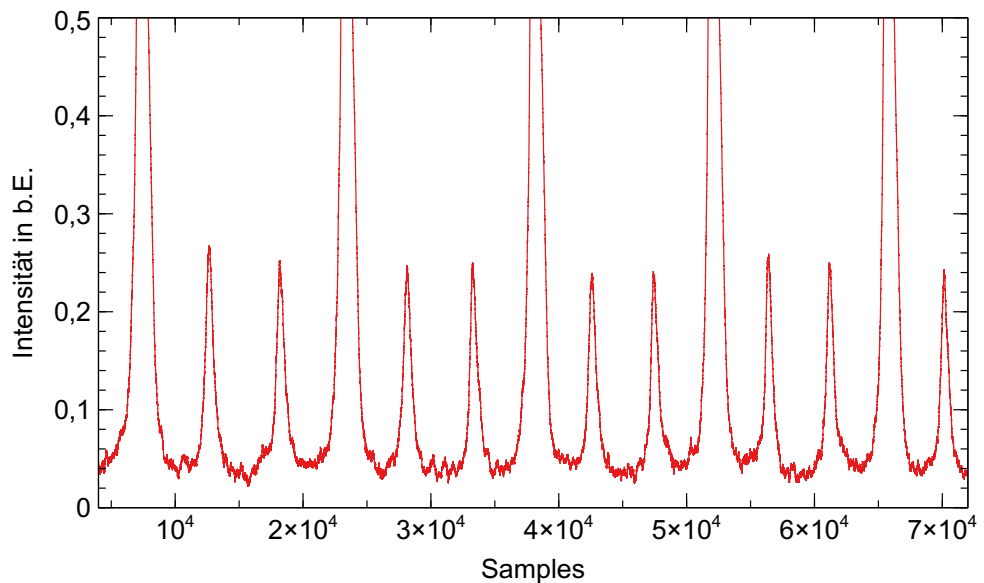
<sup>48</sup>C20FC-A, Thorlabs, Inc.

<sup>49</sup>PN530R1F2, Thorlabs, Inc.

<sup>50</sup>MSO72004C, Tektronix, Inc.

<sup>51</sup>MS8604A, Anritsu K.K.

<sup>52</sup>ZX60-05113LN+, Mini-Circuits



**Abbildung 4.31.:** Mit einem Fabry-Pérot Interferometer aufgenommenes Streusignal hinter der *single-mode* Kopplung. Das Brillouin-Signal ist neben elastischer Streuung klar erkennbar.

kann. Der vermutete Grund für das Scheitern der durchgeführten Experimente ist deshalb in der zu geringen spektralen Leistungsdichte der Brillouin-Streuung, gepaart mit der geringen Sensitivität von Photoreceivern im verwendeten Wellenlängenbereich zu vermuten. Eine Erhöhung der spektralen Leistungsdichte ist nicht ohne weiteres möglich, da dazu entweder der Streuwinkel verringert oder die Wellenlänge erhöht werden muss. Beides ist jedoch praktisch nicht umsetzbar, da bei kleineren Streuwinkeln der Detektor im Wasser platziert werden müsste oder bei höheren Wellenlängen praktisch keine Eindringtiefe ins Wasser mehr gegeben wäre.

Da in der Literatur bereits ähnliche, wenngleich in wichtigen Punkten abweichende, Experimente erfolgreich waren, sollte dieses Messverfahren, trotz des Fehlschlags in dieser Arbeit, für die Zukunft nicht aufgegeben werden. Eine erfolgreiche Umsetzung dieser Idee hätte wesentliche Vorteile gegenüber dem bisherigen Messverfahren und würde das Brillouin-LIDAR auf eine neue Stufe der Kompaktheit und Robustheit heben. Für weitere Versuche sollte sich zunächst mit dem Photodetektor beschäftigt werden, da dieser den wichtigsten Teil dieses Experiments darstellt. Das Finden eines Halbleitermaterials



---

mit höher Empfindlichkeit für die verwendete Wellenlänge würde die Erfolgchancen dieses Ansatzes bereits erheblich steigern. Auch kann an einer verbesserten Faserkopplung gearbeitet werden. Das Streulicht liegt üblicherweise in keiner wohldefinierten Mode vor, was eine *single-mode* Kopplung aktuell ineffizient gestaltet.

Für grundsätzliche Experimente zur Machbarkeit dieses Ansatzes und zur Überprüfung der getroffenen These zum Scheitern des Experiments kann auch erwägt werden, Messungen mit infrarotem Licht bei 1060 nm durchzuführen. Die spektrale Breite würde sich auf ein Viertel reduzieren, die Frequenzverschiebung würde sich nach Gleichung (3.8) halbieren. Dies würde jedoch wesentliche Umbaumaßnahmen, insbesondere an den Scheiben des Wasserrohrs und am Interferometer zur Verifizierung des Streusignals, nach sich ziehen.

Alternativ kann erwägt werden, Laserlicht mittels akusto-optischem oder elektro-optischem Modulator zusätzliche Frequenzkomponenten aufzomodulieren. Im Anschluss kann das Schwebungssignal zwischen unmoduliertem und moduliertem Laserlicht untersucht werden. Wird der Modulation zusätzlich ein pseudo-zufälliges Rauschen hinzugefügt, kann eine Schwebungskomponente kontrolliert verbreitert werden. Über Variation der spektralen Breiten und der Intensitäten kann so die grundsätzliche Umsetzbarkeit dieses Ansatzes systematisch untersucht werden.



---

## 5. Empirische Relation zwischen spektraler Breite der Brillouin-Streuung, Temperatur und Salzgehalt

---

Wie bereits in Kapitel 3 beschrieben wurde, genügen die bereits bekannten Relationen nicht für eine gleichzeitige Bestimmung von Temperatur und Salzgehalt. Obwohl die Näherung des Salzgehaltes aus historischen Daten, wie von Fry *et al.* gezeigt, für eine auf unter 1 °C genaue Temperaturbestimmung ausreicht, ist eine gleichzeitige, von historischen Daten unabhängige, Messung von Temperatur und Salzgehalt dennoch erstrebenswert. Einerseits ist es unklar, ob die verwendeten historischen Daten unter globalen Klimaveränderungen, insbesondere dem Schmelzen der Polkappen, in Zukunft für eine Näherung ausreichend sein werden. Andererseits sind bereits etablierte, kontaktbasierte Verfahren durchaus zu einer gleichzeitigen, tiefenaufgelösten Messung von Temperatur und Salzgehalt in der Lage, etwa CTD-Sonden (englisch: *conductivity, temperature, depth*), wobei der Salzgehalt aus der elektrischen Leitfähigkeit des Wassers berechnet wird. Die Implementierung einer Messung des Salzgehaltes würde das kontaktlose Brillouin-LIDAR Verfahren damit auf das gleiche Niveau an Messmöglichkeiten erweitern.

Es muss demnach eine weitere Messgröße oder Relation gefunden werden, wobei die spektrale Breite eine aussichtsreiche Kandidatin für diesen Zweck darstellt. In ihrer physikalischen Bedeutung stellt sie ein Maß für die Lebensdauer der involvierten Phononen dar und ist theoretisch durch Gleichung (3.11) gegeben. Eine theoretische Simulation für eine Abhängigkeit von Temperatur und Salzgehalt gestaltet sich dabei schwierig, da die Datenlage für die Vielzahl an Materialparametern bei weitem nicht ausreichend ist. Schwierigkeiten ergeben sich insbesondere daraus, dass von einer frequenzabhängigen Dämpfung  $\Gamma$  ausgegangen werden muss, was die verfügbaren Daten für Scher- und Volumenviskosität zusätzlich einschränkt, da dort bisher vor allem mit Frequenzen im hörbaren Bereich gemessen wurde [132]. Zwar hat sich die Datenlage in diesem Punkt in der jüngeren Vergangenheit verbessert, allerdings fehlt auch in diesen, mit optischen Frequenzen bestimmten Daten, eine Untersuchung in Abhängigkeit des Salzgehaltes [133].

---

In Anbetracht der obigen Diskussion ist es naheliegend, eine empirische Relation zwischen spektraler Breite, Temperatur und Salzgehalt zu bestimmen. Die verfügbare Datenlage zu Beginn dieser Arbeit beschränkte sich auf Vorarbeit von Fry *et al.*, wobei nur in groben Temperaturabständen und bei zwei verschiedenen Salzgehalten (0 ppt und 35 ppt) gemessen wurde [134]. Für ein empirisches Modell muss die Dichte der Datenpunkte über den gesamten relevanten Bereich von Temperatur und Salzgehalt demnach zunächst enorm gesteigert werden. Erste Versuche zu diesem Zweck gab es bereits im Rahmen einer Masterarbeit innerhalb der Arbeitsgruppe, wobei es zu experimentellen Schwierigkeiten kam, die eine zufriedenstellende Bestimmung der gewünschten empirischen Relation unmöglich machten [135]. Zusätzlich wurde dabei zwar die Dichte in Bezug auf die Temperatur ausreichend gesteigert, die Anzahl der erprobten Salinitäten war allerdings immer noch unzureichend.

Unter diesen Gesichtspunkten wird in diesem Kapitel eine empirische Relation zwischen spektraler Breite der Brillouin-Streuung, der Temperatur und dem Salzgehalt vorgestellt. Dabei wird zunächst der zu diesem Zweck erstellte experimentelle Aufbau beschrieben, sowie dargelegt, welche bei Vorarbeiten festgestellten experimentellen Probleme zu überwinden waren.

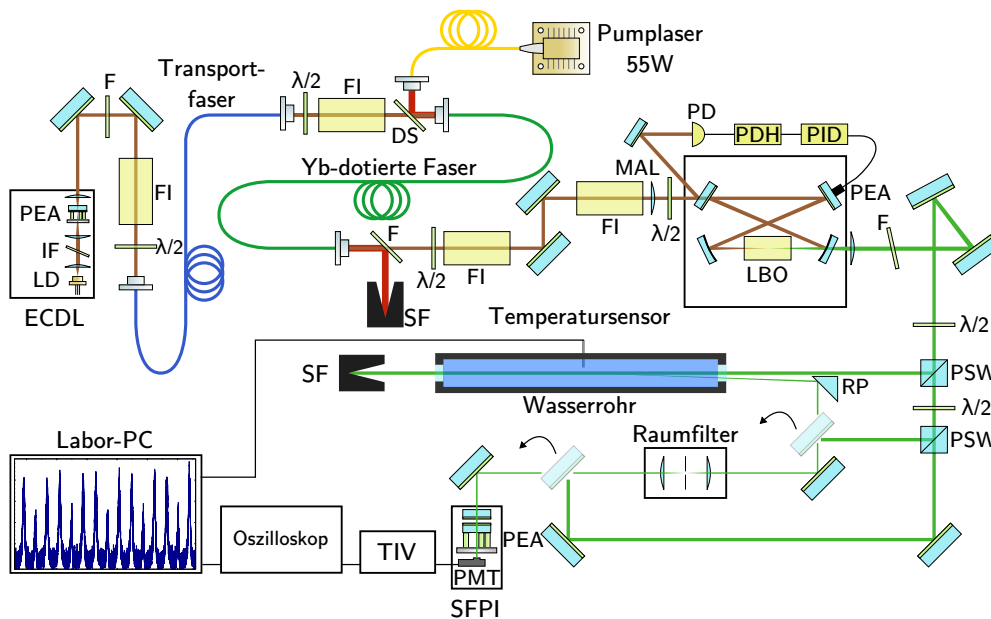
## 5.1. Vorarbeiten und Beschreibung des Versuchsaufbaus

Wesentliche Vorarbeiten entstanden im Rahmen der Masterarbeit von Andreas Zipf aus dem Jahr 2017 [135]. Der dort verwendete Versuchsaufbau ist in Abbildung 5.1 schematisch dargestellt und basiert analog zum Pulssystem aus Kapitel 4 auf einer MOPA-Konfiguration.

Der Seed-Laser wird hierbei jedoch durch einen ECDL realisiert, welcher im Rahmen einer Masterarbeit aus dem Jahr 2013 entstand [136] und auf Interferenzfiltern nach [137] basiert. Dieser erzeugt Laserstrahlung bei einer Wellenlänge von 1060 nm und weist eine Linienbreite von 140 kHz auf. Die Ausgangsleistung beträgt ungefähr 20 mW, wobei diese Leistung, wie für ECDL typisch, auf ein stark elliptisches Strahlprofil verteilt ist. Für eine effiziente Verwendung im anschließenden Faserverstärker wird dieses Strahlprofil modenbereinigt, indem es in eine polarisationserhaltende, *single-mode* Transportfaser<sup>1</sup> eingekoppelt wird. Zuvor durchläuft das Licht einen Faraday-Isolator, um den ECDL vor Rückreflexionen zu schützen. Das Licht liegt hinter der Transportfaser in der TEM<sub>00</sub>-Mode

---

<sup>1</sup>P3-1064PM-FC-2, Thorlabs, Inc.



**Abbildung 5.1:** Aufbau des Experiments zur Bestimmung der spektralen Breite der Brillouin-Streuung zu Beginn der Arbeit. In der Abbildung verwendete Abkürzungen: *external cavity diode laser* (ECDL), Laserdiode (LD) Interferenzfilter (IF), Piezoelektrischer Aktor (PEA), Filter (F), Halbwellenplatte ( $\lambda/2$ ), Faraday-Isolator (FI), Dichroitischer Spiegel (DS), Ytterbium (Yb), Strahlfalle (SF), Modenanpassungslinse (MAL), Photodiode (PD), *Pound-Drever-Hall Detektor* (PDH), *proportional-integral-derivative* Regler (PID), Lithiumtriborat (LBO), Polarisierender Strahlteilerwürfel (PSW), Rechtwinkliges Prisma (RP), *scanning Fabry-Pérot interferometer* (FPI), *photomultiplier tube* (PMT), Transimpedanzverstärker (TIV).

vor, die Leistung reduziert sich dadurch allerdings auf 8,5 mW, was einer Kopplungseffizienz von etwa 42 % entspricht. Typische Kopplungseffizienzen bei *single-mode* Fasern liegen bei 70 %, die Abweichung lässt sich dabei durch das stark elliptische Strahlprofil erklären.

Hinter der Transportfaser wird das Licht des ECDL zum Faserverstärker geleitet, welcher, wie das gepulste System, auf einer Ytterbium-dotierten Glasfaser<sup>2</sup> basiert. Diese hat eine Länge von 7 m und ist polarisationserhaltend. Zur Minimierung von ASE in der Ausgangsleistung erfolgt das optische Pumpen der Faser über einen dichroitischen Spiegel in Vorwärtsrichtung, wobei eine Laserdiode mit bis zu 55 W Ausgangsleistung bei einer

<sup>2</sup>Liekki YB1200-10/125DC-PM, nLIGHT, Inc.

---

Wellenlänge von  $(976 \pm 0,5)$  nm zum Einsatz kommt<sup>3</sup>. Effektiv wird diese allerdings nur bei einer Leistung von bis zu 14 W betrieben, womit eine Ausgangsleistung von 5,5 W bei 1060 nm erreicht wird.

Hier zeigt sich im praktischen Betrieb bereits die **erste Schwäche** dieses Systems, da in Analogie zum CW-Verstärker aus Abschnitt 4.2.1 nur knapp oberhalb der Seed Untergrenze operiert wird. Ein leichtes Absinken der Leistung führte bereits zu erhöhter ASE-Aktivität, was schnell zu einer Zerstörung der Endfacetten führen kann. Dies erfordert ein aufwendiges Nachpolieren der Faserstecker und beeinträchtigt in erheblichem Maße die Betriebsfähigkeit des Lasersystems und damit auf direkte Weise die verfügbare Messzeit. Die Lösung dieses Problems wird im folgenden Abschnitt näher beschrieben.

Das nachverstärkte Licht wird in einem nächsten Schritt mittels Erzeugung der zweiten Harmonischen zu einer Wellenlänge von 530 nm konvertiert. Dazu dient ein Überhöhungsresonator in Bow-Tie Konfiguration, welcher bereits 2011 im Rahmen einer Bachelorarbeit aufgebaut wurde [138]. Die Konversion findet dabei in einem Lithiumtriboratkristall (LBO) statt, welcher bei einer Temperatur von etwa 145 °C nicht-kritisch phasenangepasst wird. Der Resonator wird dabei über das Pound-Drever-Hall Verfahren nach [139] in Resonanz gehalten. Dies geschieht über analoge Signalanalyse, wodurch bei einem kurzzeitigen Ausfall der Stabilisierung manuell eingegriffen werden muss, um die Resonanz wieder herzustellen. Dies ist die **zweite Schwäche** des Lasersystems, welche in Abschnitt 5.2 adressiert wird. Die relative Abweichung von Leistungsmaximum zu Leistungsminimum bei einer Ausgangsleistung von 1 W und einem Messzeitraum von 2 Stunden lag bei diesem System bei 5,6 %, durch eine aktive Stabilisierung über die Pumpleistung am Faserverstärker ließ sich diese auf 2,4 % verbessern. Trotz der ausreichend hohen Ausgangsleistung von 5,5 W im Infraroten ließen sich im Betrieb nur ca. 1 W harmonische Leistung stabil erzeugen, da es bei höherer Leistung zu einem Etaloning kam, das Leistungsschwankungen von bis zu 50 % der Gesamtleistung verursachte [135]. Bei höheren Leistungen war das System entsprechend nicht mehr nutzbar, dies stellt damit die **dritte notwendige Verbesserung** am Lasersystem dar.

Das Laserlicht wird im nächsten Schritt über einen polarisierenden Strahlteilerwürfel zum Probenrohr geleitet. Dieses ist 50 cm lang, verfügt über ein Probenvolumen von ca. 600 ml und besteht aus einem doppelwandigen Zylinder, abgeschlossen von zwei gekeilten, anti-reflexbeschichteten Fenstern<sup>4</sup>, der es ermöglicht, das Probenwasser vollständig vom Kühl-

---

<sup>3</sup>M976±0.5-55-F105/22-C1, Photontec Berlin GmbH

<sup>4</sup>WW11050-C7, Thorlabs, Inc.

---

---

und Heizwasser zu trennen. Dadurch wird eine Umwälzung des Probenwassers unnötig, was insbesondere bei höheren Salzgehalten ein Verwirbeln von ungelösten Schwebeteilchen zur Folge hätte. An diesen kommt es vorwiegend zu elastischer Rayleigh-Streuung, was eine vorzeitige Sättigung des Detektors verursachen würde. Eine elastische Filterung, wie in Abschnitt 4.7.1 beschrieben, kann hier nicht implementiert werden, da bei der verwendeten Wellenlänge kein atomares Filtermedium zur Verfügung steht. Die Anpassung der Proben temperatur erfolgt dabei über zwei voneinander getrennte Kreisläufe, wobei einer lediglich für das Kühlen und ein Weiterer für das Heizen verantwortlich ist. Beide Kreisläufe stehen über einen Wärmeplattentauscher in thermischem Austausch. Das Wasser im Heizkreislauf, welches, angetrieben von einer Aquariumpumpe, auch bis zum Probenrohr gelangt, wird mittels eines Durchlauferhitzers erwärmt, wodurch eine Maximaltemperatur von 36 °C erreicht wird. Die Kühlung erfolgt über einen Umlaufkühler<sup>5</sup>, welcher sein Kühlmittel unterhalb von 0 °C abkühlen kann. Aufgrund von Isolationsverlusten an den Wasserleitungen wird so eine Proben temperatur von minimal 1,8 °C erreicht. Der so verfügbare Temperaturbereich ist damit sehr gut geeignet, um verschiedenste Ozeantemperaturen, von arktischen bis tropischen Gewässern, simulieren zu können.

Aus dem Umgehen der Umwälzung im Probenraum ergibt sich allerdings ein neues Problem in Form eines Temperaturgradienten innerhalb des Probenwassers. Dieses wird durch eine Ortsselektion des Streusignals gelöst. Das Laserlicht läuft auf dem Weg zum Probenrohr knapp an einem rechtwinkligen, beschichteten Prisma<sup>6</sup> vorbei, welches das Streulicht in einem Winkel knapp unter 180 ° auffängt und über einen Spiegel zu einem Raumfilter leitet. Dieser besteht aus zwei Linsen L1 und L2 mit einer Brennweite von 75 mm, beziehungsweise 50 mm, sowie einer Lochblende zwischen den Linsen mit einem Durchmesser von 50 µm. Die klassische Raumfilteranordnung entsteht, wenn sich die Blende exakt in der Fokalebene der ersten Linse L1 befindet. Daraus folgt ein System, welches das aufgefangene Signal räumlich extrem selektiv ausschneidet. Die Justage erfolgt so, dass fast nur Licht aus der Rohrmitte durch den Raumfilter transmittiert wird. Wird der digitale Temperatursensor<sup>7</sup> an der gleichen Stelle in der Rohrmitte platziert, so kann der Einfluss des Temperaturgradienten auf die Messung nahezu ausgeschlossen werden.

Das räumliche gefilterte Licht erreicht im weiteren Verlauf über zwei Spiegel das im Rahmen einer Bachelorarbeit aufgebaute, durchstimmbare Fabry-Pérot Etalon [140]. Dieses

---

<sup>5</sup>DLK 402 DP, Fryka Kältetechnik GmbH

<sup>6</sup>MRA20-E02, Thorlabs, Inc.

<sup>7</sup>K204, Conrad Electronic SE

---

wurde speziell für die Detektion von Brillouin-Streuung in Wasser entworfen und besteht aus zwei Planspiegeln mit einer Reflektivität von 99,6 % und einem freien Spektralbereich von ca. 23 GHz, was einem Spiegelabstand von etwa 6,5 mm entspricht. Dies ermöglicht eine Auflösung der involvierten Linien ohne Überlapp benachbarter Stokes- und Anti-Stokes-Linien bei einer Finesse von bis zu 280 für Laserlicht und typischerweise 50 bis 60 für Streulicht. Der Scan erfolgt dabei über drei Piezoaktoren am hinteren Spiegel mit jeweils eigener Spannungsrampe zum Ausgleich von Nichtlinearitäten, welche über eine zentrale Steuerungssoftware in LabVIEW<sup>8</sup>, die auch zur Speicherung der erhaltenen Spektren dient, angepasst werden können. Die Scanrate beträgt üblicherweise 2,5 Hz, wobei ein vollständiger Scan sieben bis acht freie Spektralbereiche abdeckt. Für zusätzliche Stabilität ist das Interferometer so montiert, dass der Scan senkrecht zur Schwerkraft erfolgt. Das vom Interferometer transmittierte Licht wird von einem Photomultiplier<sup>9</sup> detektiert und das ausgehende Spannungssignal in einem Transimpedanzverstärker<sup>10</sup> verstärkt, bevor es an einem Sampling-Oszilloskop aufgenommen und über eine Netzwerkverbindung an den Labor-PC übermittelt wird. Dort werden die Spektren mit der zugehörigen Temperatur gespeichert. Wie die Daten nach der Messung ausgewertet werden, wird in Abschnitt 5.3 beschrieben.

Bei einer Messung wird Wasser mit einem bestimmten Salzgehalt präpariert und die Temperatur kontinuierlich erhöht, bzw. gesenkt und zusammen mit den Spektren aufgezeichnet. Es wird explizit keine Temperatur fest eingestellt bevor eine Messung startet. Auf diese Weise kann in einem realistischen Zeitraum eine hohe Temperaturdichte bei 0,1 °C Abstand erreicht werden. Mit diesem Aufbau wurden in der Vergangenheit sechs Salinitäten zwischen 0 ppt und 35 ppt vermessen. Es konnte allerdings kein empirisches Modell errechnet werden, da die Daten nach wie vor nicht ausreichend viele Salzgehalte umfassten und sich der Einfluss der Salinität auf die spektrale Breite als sehr schwach erwies. Zusätzlich erschwert wurden die Messungen durch diffuse Reflexe an den Front- und Endfacetten des Probenrohrs, welche Licht hinter dem Raumfilter erzeugten, das in einem anderen Winkel als das eigentliche Signal aus dem Wasser auf das Interferometer traf. Infolgedessen kam es zu einer Aufspaltung des elastischen Signals in zwei überlappende Peaks. Kenntnis über die Breite der elastischen Streuung ist allerdings zwingend notwendig, um die Antwort des Interferometers auf die spektrale Breite mittels Entfaltung aus den erhaltenen Breiten herausrechnen zu können. Die Messung bei 0 ppt war dabei in besonderem Maß betroffen, da ohne Salz die elastische Streuung aus dem Wasser sehr

---

<sup>8</sup>National Instruments Corp.

<sup>9</sup>R6358, Hamamatsu Photonics K.K.

<sup>10</sup>EVAL-ADA4625-1ARDZ, Analog Devices, Inc.



---

gering ist und der Effekt der Streuung an den Glasfacetten relativ dazu betrachtet stärker ins Gewicht fällt. Für eine erfolgreiche Filterung dieser Störeinflüsse müsste sowohl der Abstand zwischen Probenrohr und Raumfilter erhöht, als auch die verwendete Lochblende verkleinert werden. Dies hat wiederum eine Reduktion des Signals zur Folge, was durch eine höhere Laserleistung ausgeglichen werden muss. Dies war jedoch wie oben beschrieben nicht möglich.

Die nötigen Verbesserungen, welche zum Erreichen des Ziels einer empirischen Relation vorgenommen werden müssen, erstrecken sich damit sowohl auf das Lasersystem, als auch auf die Detektion. In den nachfolgenden Abschnitten werden diese ausgeführt und im Anschluss die mit dem verbesserten Aufbau generierten Messergebnisse und die daraus resultierende empirische Relation vorgestellt.

## 5.2. Verbesserungen am Versuchsaufbau

Aus dem letzten Abschnitt ergeben sich die für eine erfolgreiche Messung nötigen Verbesserungen zu:

- Einer Steigerung der verfügbaren Seed-Leistung, um die Stabilität des Systems zu erhöhen
- Der Stabilisierung der harmonischen Ausgangsleistung bei Leistungen über 1 W
- Der Implementierung einer robusteren Art der Resonatorstabilisierung.

Zum Erhalt einer höheren Seed-Leistung existieren verschiedene Möglichkeiten, die etabliertesten davon werden im Folgenden kurz vorgestellt. Die erste Möglichkeit ist der Einsatz eines Trapezverstärkers, womit Leistungen zwischen 1 W und 1,5 W erreicht werden können, was vergleichsweise hoch für eine Vorverstärkung ist, wie man durch Vergleich mit Kapitel 4.2.2 erkennt. Dort haben sich bereits ca. 100 mW als ausreichend erwiesen. Neben dem Vorteil der hohen Ausgangsleistung bringen Trapezverstärker auch einige Nachteile mit sich, darunter eine zwingend nötige aktive Kühlung des Chips, sowie ein schlechtes Strahlprofil. Eine weitere Möglichkeit stellt der Einsatz von Hochleistungslaserdioden dar, welche für die verwendete Wellenlänge Leistungen bis zu 200 mW erreichen. Die erreichbare Leistung liegt damit exakt im Zielbereich, zusätzlich bleibt dabei der optische Aufbau weitgehend unverändert. Allerdings müsste die Stromsteuerung des ECDL für den höheren Strombedarf der Diode ausgetauscht werden, zudem wäre eine vollständige Neujustage des Lasers nötig. Das nach wie vor elliptische Strahlprofil reduziert die effektiv verfügbare Leistung zusätzlich um ungefähr 50 %. Aus diesen Gründen wurde sich für



---

in einem Wellenlängenmultiplexer<sup>11</sup> mit Pumplicht aus einer *single-mode* Laserdiode<sup>12</sup> überlagert. Diese ist auf eine Wellenlänge von 976 nm stabilisiert, fasergekoppelt, sowie polarisationserhaltend und erreicht eine Leistung von bis zu 500 mW. Das kombinierte Licht durchläuft im Anschluss eine Ytterbium dotierte Verstärkerfaser<sup>13</sup> von 3 m Länge. Diese ist ebenfalls polarisationserhaltend und hat einen Modenfelddurchmesser von 7,5 µm bei 1060 nm. Über eine weitere Transportfaser gelangt das verstärkte Licht letztendlich zum Hauptverstärker.

Das Verspleißen der Fasern erfolgte mit dem bereits in Kapitel 4 verwendeten Spannungsbogenspleißer. Die größte Stärke dieser Konfiguration besteht darin, dass sie sich nahtlos in das bestehende System integrieren lässt, ohne das Strahlprofil zu verschlechtern. Der modifizierte Versuchsaufbau ist in Abbildung 5.2 gezeigt, dabei wurden auch die Positionen einiger optischer Isolatoren optimiert, zudem finden sich dort auch bereits die erst im Laufe dieses Kapitels beschriebenen Modifikationen. Eine Leistungskennlinie dieses neuen Verstärkers ist in Abbildung 5.3 dargestellt, diese zeichnet sich durch eine gute Steigungseffizienz von 55 % aus, wobei die Verstärkungsschwelle durch die Laserschwelle der Pumpdiode bestimmt ist. Zu erwähnen ist, dass sich gegen das Verwenden eines ASE-Filters beim Bau des Verstärkers entschieden wurde, da dieser deutlich höhere Kosten verursacht hätte. Stattdessen wurde vermutet, dass die generierte ASE, wie schon in Abschnitt 4.2.2, zu vernachlässigen ist. Zur Überprüfung dieser These sind in Abbildung 5.4 drei mit einem optischen Spektralanalysator<sup>14</sup> aufgenommene Spektren, bei einer Pumpleistung von 0 mW, 286 mW und 412 mW, gezeigt. Bei 286 mW Pumpleistung ist die ASE dabei um -41 dBm von der Laserlinie unterdrückt, bei einer Pumpleistung von 412 mW beträgt die Unterdrückung noch -35 dBm. Für den Anteil der Laserlinie an der Gesamtleistung ergibt sich bei 286 mW ein Wert von 98,9 %, beziehungsweise 97 % bei 412 mW Pumpleistung. Durch diese Messung wird verdeutlicht, dass für einen erfolgreichen Betrieb der nachfolgenden Stufe, wie vermutet, kein zusätzlicher Filter notwendig ist. Mit diesem neuen System sind Seed-Leistungen von 200 mW ohne weiteres erreichbar, sodass auch an Tagen schlechter Performanz des ECDL (etwa erzeugt durch veränderten Luftdruck) die benötigte Seed-Schwelle für einen stabilen Betrieb niemals unterschritten wird.

Der Einfluss dieser Verbesserung auf den Hauptverstärker zeigt sich in Abbildung 5.5. Zu sehen sind dort Leistungskennlinien vor und nach Einbau des Hauptverstärkers. Die

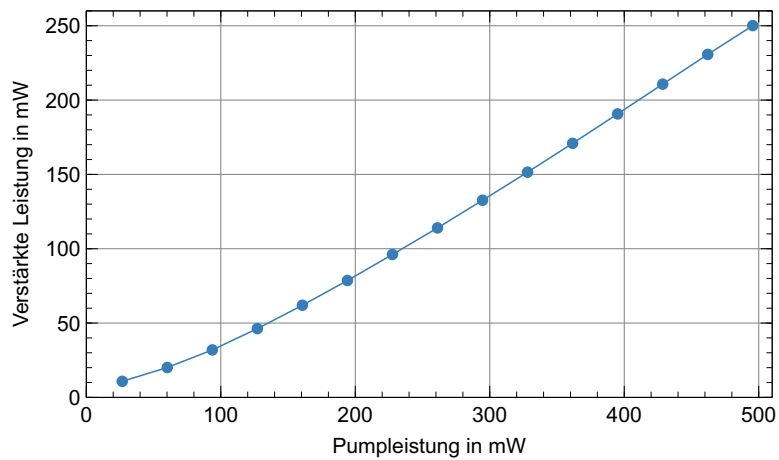
---

<sup>11</sup>WP9864B, Thorlabs, Inc.

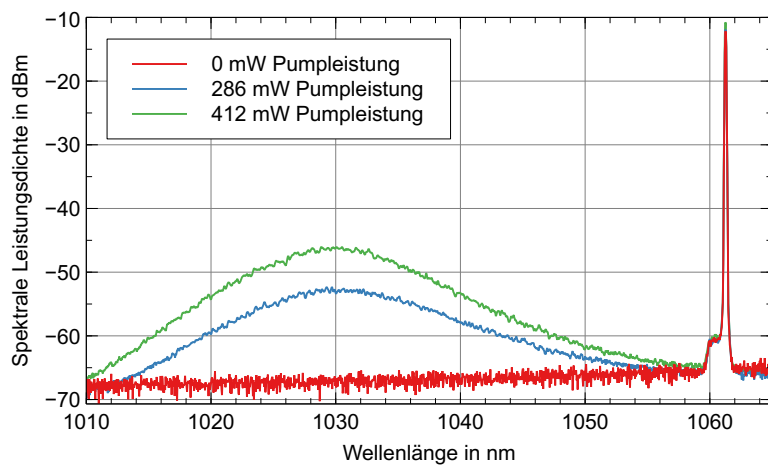
<sup>12</sup>BL976-PAG500, Thorlabs, Inc.

<sup>13</sup>PM-YSF-HI-HP, Coherent Corp.

<sup>14</sup>AQ6373, Yokogawa T&M Corp.



**Abbildung 5.3.:** Leistungskennlinie des neu eingebauten Vorverstärkers zur Erhöhung der Seed-Leistung. Ein lineares Verhalten zeigt sich erst ab einer Pumpleistung von ungefähr 150 mW, ab dort wird eine Steigungseffizienz von 55 % erreicht. Die gewünschte Seed-Leistung von 100 mW erreicht das System mühelos.

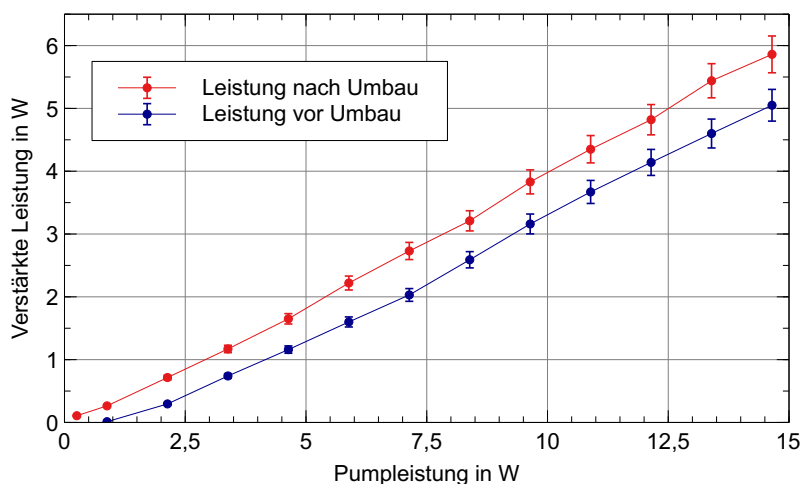


**Abbildung 5.4.:** Breitbandspektren des neu aufgebauten Vorverstärkers bei verschiedenen Pumpleistungen. Dabei liegen maximal 3 % der Leistung außerhalb des Laserpeaks bei einer Unterdrückung der ASE von über 35 dBm.

---

Steigungseffizienz erhöht sich von 38 % auf über 40 % bei einer gleichzeitigen Verkürzung der Faser von 7 m auf 3 m Länge, zudem ist gerade bei hohen Leistungen ab ungefähr 3 W eine deutlich verbesserte Stabilität gegeben. Mit der Verbesserung der Leistung im Infraroten ist damit bereits das erste Problem am Lasersystem gelöst.

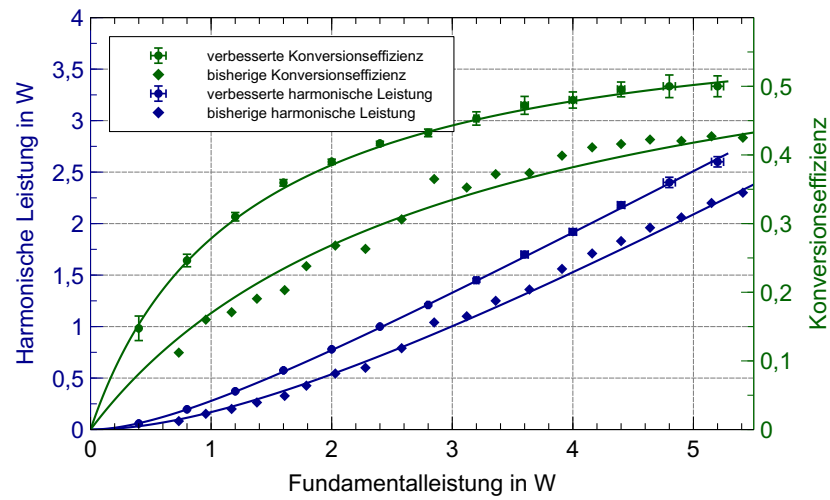
Das Problem der Langzeitstabilität des Resonators wurde durch Austausch der bisher verwendeten, innerhalb der Arbeitsgruppe selbst erstellten, Lockbox nach dem Pound-Drever-Hall Verfahren durch ein digitales, FPGA-basiertes System<sup>15</sup> gelöst. Zu diesem System ist eine auf Python basierte Open-Source Software verfügbar, die bereits alle Funktionen für Pound-Drever-Hall Locking beinhaltet<sup>16</sup>. Insbesondere lassen sich die Regelparameter für P und I mittels digitaler Werte eintragen und speichern, sodass diese auch an anderen Systemen oder bei Neujustage übernommen werden können. Zudem bringt die verwendete Software eine Funktion mit dem Namen Auto-Lock mit sich, die es dem System erlaubt bei einem Ausfall der Stabilisierung diese neu einzustellen, was ein manuelles Eingreifen in den meisten Fällen nicht weiter erforderlich macht. Für Details zu dieser Art der Implementierung sei auf [141] verwiesen.



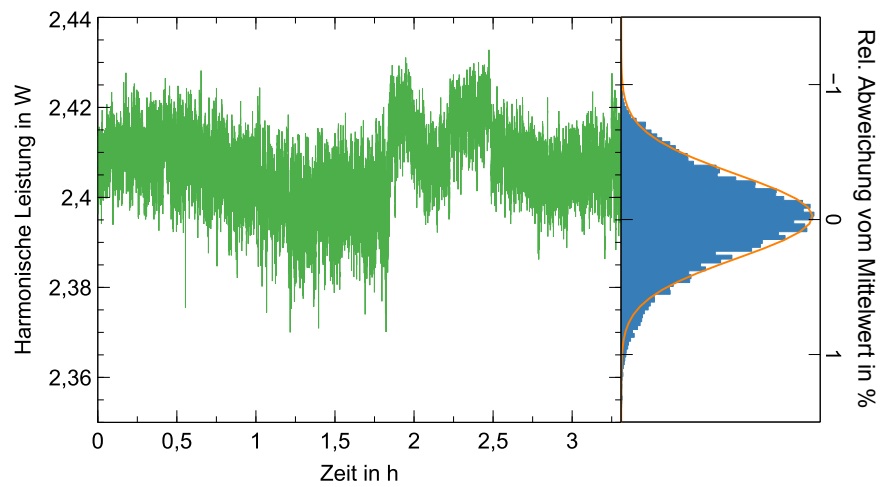
**Abbildung 5.5.:** Vergleich der Kennlinien des Faserverstärkers vor und nach Einbau des Vorverstärkers. Ausgangsleistung und Steigungseffizienz erhöhen sich wie erwartet nur minimal (von 38 % auf 40 %), der Vorteil liegt dabei vielmehr in der verbesserten Stabilität im Dauerbetrieb.

<sup>15</sup>STEMlab 125-14, Red Pitaya d.o.o.

<sup>16</sup>PyRPL, [pyrpl.readthedocs.io](http://pyrpl.readthedocs.io)



**Abbildung 5.6.:** Vergleich der Konversionseffizienz und der harmonischen Leistung vor und nach dem Umbau des Systems. An die Daten angepasst ist ein Modell nach Polzik und Kimble [142], erweitert durch die Berücksichtigung von Pumpentleerung von D. Preißler.



**Abbildung 5.7.:** Messung der harmonischen Ausgangsleistung über einen Zeitraum von über drei Stunden. Im Inset ist ein Histogramm der Daten mit ihrer prozentualen Abweichung vom Mittelwert mit einer angenäherten Normalverteilung gezeigt.

---

Zur Verbesserung der harmonischen Leistungsstabilität wurde der Resonator von Grund auf neu justiert und charakterisiert. Dadurch wurden die in Abbildung 5.6 gezeigten Leistungswerte erreicht, wobei auch die aus Vorarbeiten bekannten Leistungswerte zum Vergleich eingezeichnet sind. Zudem ist in der gleichen Abbildung die aus der erzeugten harmonischen Leistung hinter dem Resonator und der direkt davor verfügbaren Infrarotleistung berechnete Konversionseffizienz eingetragen. An alle Daten wurde zudem ein Modell nach Polzik und Kimble angepasst [142], das von D. Preißler zusätzlich um eine Pumpentleerung erweitert wurde. Man erkennt eine exzellente Beschreibung der Daten, die der Theorie sehr exakt folgen, während dies für die alten Daten nicht im gleichen Maß zutrifft. Es ist erkennbar, dass die Konversionseffizienz bei knapp über 50 % aufgrund der Pumpentleerung sättigt, was für einen derartigen Aufbau einen guten Wert darstellt. Zusätzlich lassen sich wie gewünscht Ausgangsleistungen von bis zu 3 W erreichen. Zur Beurteilung der Leistungsstabilität ist eine Messung bei 2,4 W über drei Stunden in Abbildung 5.7 dargestellt. Hierbei wurde über diesen Zeitraum eine relative Abweichung von Maximum zu Minimum von nur 2,6 % mit einer prozentualen Standardabweichung von 0,3 % bestimmt. Das System befand sich dabei bereits in einem thermalisierten Zustand, was erfahrungsgemäß zwischen 45 und 60 Minuten in Anspruch nimmt. Dabei konnte sogar auf eine aktive Leistungsstabilisierung über den Pumpdiodenstrom des Hauptverstärkers verzichtet werden, was bei den erwähnten Vorarbeiten noch nicht möglich war. Die notwendigen Verbesserungen am Lasersystem wurden wie dargestellt vollständig realisiert, sodass sich im nächsten Schritt nunmehr auf Verbesserungen am Streuexperiment und der Detektion fokussiert werden kann.

Die bisher größte Schwäche an der Detektionsfähigkeit des Systems lag, wie im vorherigen Abschnitt diskutiert, im Störeinfluss diffuser Streuung an den Fensterscheiben des Probenrohrs begründet. Um diese zu eliminieren, wurden zunächst die Fensterscheiben ersetzt, da die alten Fenster bereits deutliche Korrosionsspuren durch das Meersalz zeigten. Dabei wurde zusätzlich nach einer einfachen Raytracing-Simulation<sup>17</sup> das rückseitige Fenster so umgebaut, dass der eingebaute 4° Winkel auf fast 0° reduziert wurde. Aus der Simulation bestätigte sich nach vorheriger Beobachtung im Labor, dass die Reflexionen an der Rohrrückseite auf 1 cm genau in der Rohrmitte lagen, was starke elastische Streuung im Bereich einiger Milliwatt an der gleichen Stelle verursachte, an der auch das detektierte Signal entsteht. Eine Trennung der beiden Einflüsse wäre dadurch praktisch nicht mehr möglich. Durch die Anpassung des Winkels zwischen Fensterscheibe und Laserstrahl war es möglich, die Reflexe an eine andere Stelle zu bewegen, wobei sich experimentell ein Auftreffen an der Rohrrinnenseite nah an der Frontscheibe als ideal erwies.

---

<sup>17</sup>Ray Optics Simulation

---

Vollständig gelöst wurde das Problem allerdings erst durch einen vergrößerten Abstand des Raumfilters zum Probenrohr. Während dieser im Aufbau von Abbildung 5.1 noch 0,5 m betrug, konnte er in Abbildung 5.2 auf 1,6 m vergrößert werden. Dadurch kommt es bereits vor der räumlichen Filterung zu einer verbesserten Winkelseparation zwischen Störung und Signal. Der Raumfilter selbst musste zusätzlich verbessert werden, indem die bisher verwendete Lochblende mit 50 µm Durchmesser durch ein Modell mit einem Durchmesser von 30 µm ersetzt wurde. Auch Lochblenden mit 40 µm und 20 µm wurden erprobt, diese filterten allerdings entweder die Störung nicht ausreichend gut oder schnitten bereits zu viel Signal ab, ohne eine weitere Verbesserung in der Separation vom Störsignal zu erzeugen. Die Lochblende mit 30 µm wurde damit als optimaler Kompromiss zwischen Filterung und Signalstärke ermittelt.

### 5.3. Ergebnisse und Diskussion

Durch die im vorherigen Abschnitt dargestellten Verbesserungen ließen sich von den zuvor berichteten Problemen befreite Ergebnisse produzieren, welche in diesem Abschnitt präsentiert werden. Zudem wird die verwendete Auswerterroutine zur Bestimmung der spektralen Breite aus den Daten beschrieben und anschließend das aus den Gesamtdaten bestimmte Polynom als empirische Relation vorgestellt.

Sämtliche Messungen wurden bei einer Leistung der Harmonischen von 2,5 W durchgeführt, als Basis für jede Probe diente hochgradig demineralisiertes und UV-behandeltes Wasser (Milli-Q, Merck). Bei Salzwasserproben wurde synthetisiertes Meersalz<sup>18</sup> verwendet, das alle im Ozean auftretenden Spurenelemente in ihrem natürlichen Verhältnis beinhaltet und zur Haltung von Salzwasserlebewesen entwickelt wurde. Die für eine bestimmte Salinität notwendige Menge Salz wurde mittels der Gleichung

$$m_{\text{Salz}} = \frac{V S_{\text{ppt}}}{1000 - S_{\text{ppt}}} \quad (5.1)$$

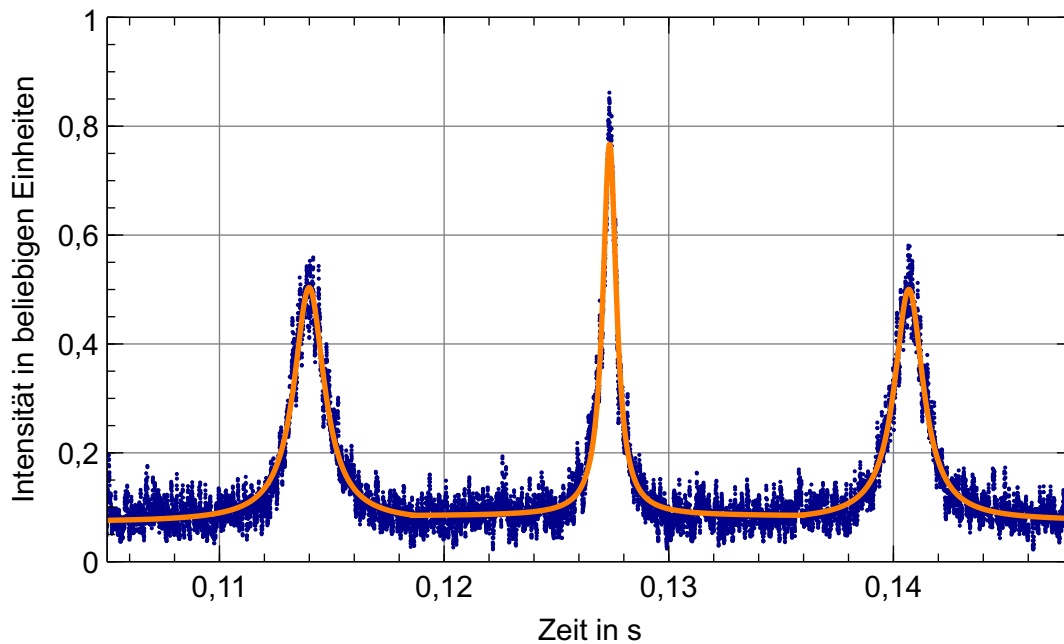
bestimmt, wobei bereits das hinzugefügte Salzvolumen berücksichtigt wird. Dabei bezeichnen  $m_{\text{Salz}}$  die benötigte Masse an Salz,  $V$  das Probenvolumen und  $S_{\text{ppt}}$  die gewünschte Salinität. Ein Abwiegen des Salzes geschah mittels Feinwaage<sup>19</sup>, das Probenvolumen betrug für alle Salinitäten 800 ml.

---

<sup>18</sup>Pro-Reef, Tropic Marin AG

<sup>19</sup>822-33, KERN & SOHN GmbH





**Abbildung 5.8.:** Ein beispielhaftes Triplet, wie es in allen Messungen auftritt, extrahiert bei 0 ppt und 34,5 °C. Deutlich sichtbar sind die Linien aus der elastischen Streuung (Mitte) sowie die Stokes-Linie (links) und Anti-Stokes-Linie (rechts) aus der Brillouin-Streuung. Angepasst an diese Linien sind jeweils Lorentzfunktionen, welche eine hervorragende Beschreibung für diese darstellen.

Bei der Verwendung von Salzwasser kann es zudem zu Kalkablagerungen innerhalb der Probe kommen, welche durch Exposition des Salzes gegenüber Luftfeuchtigkeit entstehen. Solche Ablagerungen würden sich während einer Messung als, gegenüber der Wellenlänge des Lasers, große Streupartikel erweisen und starke elastische Streuung verursachen, die den Photomultiplier bereits bei niedrigen Spannungen in eine Sättigung treiben. Um das zu verhindern, wurden alle Proben zusätzlich beim Einfüllen in das Probenrohr gefiltert<sup>20</sup>. Dies verursacht zwar einen sehr geringen, systematischen Fehler im Salzgehalt, eine Messung wäre allerdings für den Fall von Verunreinigungen im Probenwasser faktisch unmöglich.

<sup>20</sup>11435218, Fisher Scientific GmbH

---

Abbildung 5.8 zeigt ein beispielhaftes Triplet bei 0 ppt und 34,5 °C, wie es in den Messungen typischerweise erhalten wird. Sichtbar sind dabei der zentrale elastische Streupeak bei der Laserfrequenz, sowie die Stokes- und Anti-Stokes-Linien aus der Brillouin-Streuung. An die Peaks wurden drei Lorentzfunktionen angepasst, wobei zu beachten ist, dass die Formen tatsächlich einer Gaussfunktion entsprechen müssen. Abbildung 5.8 zeigt allerdings auch, dass bei der in den Messungen erreichten Finesse eine Näherung durch Lorentzfunktionen hervorragend gegeben ist. Dies wird im weiteren Verlauf der Auswertung einen entscheidenden Vorteil darstellen und sei deshalb an dieser Stelle erwähnt. Besonders zu erwähnen ist die Form des elastischen Peaks, welche vollständig von Störeinflüssen befreit ist.

Für die Auswertung einer Temperaturrampe bei einer festen Salinität müssen zunächst mehrere Einzelspektren gemittelt, linearisiert und in die Frequenzdomäne überführt werden. Im Anschluss muss jedes Spektrum in seine Triplets, das bedeutet elastische Spitze mit Stokes- und Anti-Stokes-Linie, zerlegt werden. An diese Triplets werden anschließend drei Lorentzfunktionen, wie in Abbildung 5.8, angepasst. Die erste und die letzte im Spektrum enthaltene Spitze werden sicherheitshalber verworfen, damit sichergestellt ist, dass für jede dieser Spitzen sowohl Stokes-Linie als auch Anti-Stokes-Linie vorhanden sind. Aus der Breite dieser Lorentzfunktionen lässt sich anschließend die Breite der Brillouin-Streuung rekonstruieren. Das Ergebnis für einen festen Messpunkt aus Temperatur und Salzgehalt ergibt sich dabei aus der statistischen Mittelung der aus allen im Spektrum enthaltenen Triplets extrahierten spektralen Breiten. Bei sieben bis acht freien Spektralbereichen pro Scan bedeutet dies, dass fünf bis sechs Brillouin-Breiten zur Mittelung bereitstehen.

Durch die dichte Erprobung in der Temperatur fallen sehr große Datenmengen von über 20 GB pro Salzgehalt an, was nur durch eine maschinelle Auswertung zu bearbeiten ist. Zu diesem Zweck wurde ein auf der Programmiersprache Python basierendes Programm verwendet, das in seiner ursprünglichen Form auf der Arbeit von A. Zipf beruht [135] und im Laufe dieser Arbeit stetig erweitert wurde. Die Anzahl der für einen Messpunkt aus Temperatur und Salzgehalt herangezogenen Spektren wird auf 25 begrenzt, da sich bei mehr Spektren erfahrungsgemäß keine wesentliche Erhöhung der Qualität der Anpassungen mehr gezeigt hat. Sind mehr als 25 Spektren an einem Messpunkt vorhanden, so wird ein neuer Messpunkt bei gleicher Temperatur und gleichem Salzgehalt erstellt. Sind andererseits weniger als 15 Spektren zur Mittelung verfügbar, so wird der Messpunkt verworfen, um die Messpunkte zueinander möglichst konsistent zu halten. Bei diesen 25 Spektren wird zunächst der mittlere elastische Peak im Spektrum als Referenz gesucht und durch Anpassung einer Lorentzfunktion dessen Position ermittelt. Dies geschieht

---

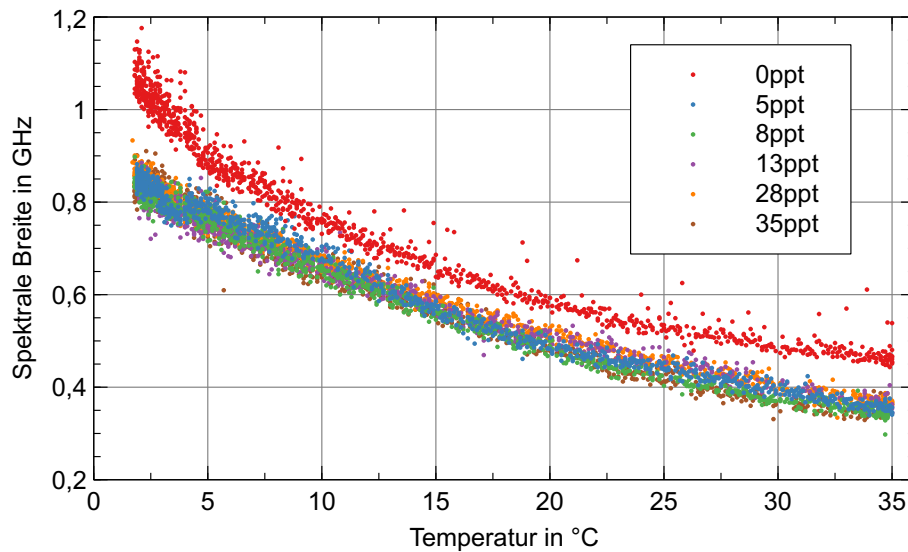
---

nachfolgend auch für die übrigen 24 Spektren, diese werden jedoch im Anschluss so verschoben, dass die Position des mittleren elastischen Peaks mit der aus dem ersten Spektrum übereinstimmt. So werden Drifts und Temperaturschwankungen des Interferometers ausgeglichen, was eine künstliche Verbreiterung der Spektren verhindern soll.

Im nächsten Schritt erfolgt eine Mittelung der Spektren, sowie eine Linearisierung durch Anpassung eines Polynoms dritter Ordnung an alle Spitzenwerte im Spektrum. Daraus kann eine Verzerrung berechnet werden, die alle Spitzenwerte in einen linearen Abstand zueinander bringt. Alle Werte dazwischen werden entsprechend interpoliert. An die nun gemittelten und linearisierten Spektren werden anschließend Lorentzfunktionen an alle Spitzenwerte der vorhandenen Triplets angepasst. Um die tatsächliche Breite der Brillouin-Linien zu erhalten, muss die inelastische Breite mit Hilfe der elastischen Breite entfaltet werden. Ohne die oben getroffene Näherung durch Lorentzfunktionen würde dies einen rechenintensiven und somit langwierigen Teil in der Auswertung darstellen. Für den Fall zweier gefalteter Lorentzfunktionen ergibt sich die entfaltete Breite jedoch lediglich durch die Differenz beider Breiten, wodurch der Prozess enorm beschleunigt wird [143].

Die so erhaltenen Breiten stellen jedoch nur zeitliche Breiten dar und müssen in einem weiteren Schritt in Frequenzen umgerechnet werden. Der freie Spektralbereich ist dabei ungeeignet, da dieser weder genau genug bekannt noch konstant genug ist, um spektrale Breiten in einer ausreichenden Genauigkeit zu erhalten. Stattdessen wird auf die durch Quan *et al.* und Del Grosso bekannten, in Anhang B aufgeführten, Relationen, sowie Gleichung (3.8) zurückgegriffen. Damit kann die erwartete Brillouinverschiebung in Abhängigkeit von Temperatur und Salzgehalt sehr genau bestimmt werden, sodass die Umrechnung in eine Frequenzachse über den Abstand der Spitzenwerte aus elastischer und inelastischer Streuung erfolgt.

Abbildung 5.9 zeigt der Übersicht halber einige ausgewählte Temperaturkurven verschiedener Salzgehalte, die auf diese Weise gewonnen wurden. Die vollständigen Daten sind in Abbildung 5.10 sichtbar. Es fällt hierbei sofort auf, dass ein Einfluss des Salzgehaltes auf die spektrale Breite der Brillouin-Streuung nur sehr schwach ist, der Einfluss der Temperatur hingegen wesentlich ausgeprägter ist. Diese Beobachtungen sind in Einklang mit den bisher beobachteten Ergebnissen von Fry *et al.* [134]. Der einzige Wert, der eine deutliche Veränderung zeigt ist 0 ppt, der ohnehin als hochgradig entsalztes Wasser einen besonderen Punkt darstellt. Der Effekt der Temperatur auf die Daten ist zwar nichtlinear, wie es auch bei Fry *et al.* erkennbar ist, der Anstieg bei Temperaturen unterhalb von 15 °C ist jedoch weniger stark als dort berichtet. Zudem wird dort ein Plateau nahe des Punktes



**Abbildung 5.9.:** Bei verschiedenen Salinitäten gemessene Brillouin Breiten in Abhängigkeit von der Temperatur. Man erkennt einen deutlichen Abstand der Messung bei 0 ppt von den übrigen Messungen. Der Übersicht halber sind nicht alle aufgenommenen Kurven dargestellt, der vollständige Datensatz ist in Abbildung 5.10 sichtbar.

größter Dichte in Wasser bei 3,8 °C beschrieben, welches bei nachfolgenden Messungen eines der Co-Autoren nicht reproduziert wurde. Die Ergebnisse dieser nachfolgenden Messungen sind ebenfalls in [134] enthalten. In den hier präsentierten Daten ist das Plateau nur bei manchen Salzgehalten, wie etwa 8 ppt oder 15 ppt erkennbar. Warum dies der Fall ist, kann zum Zeitpunkt dieser Arbeit nicht erklärt werden.

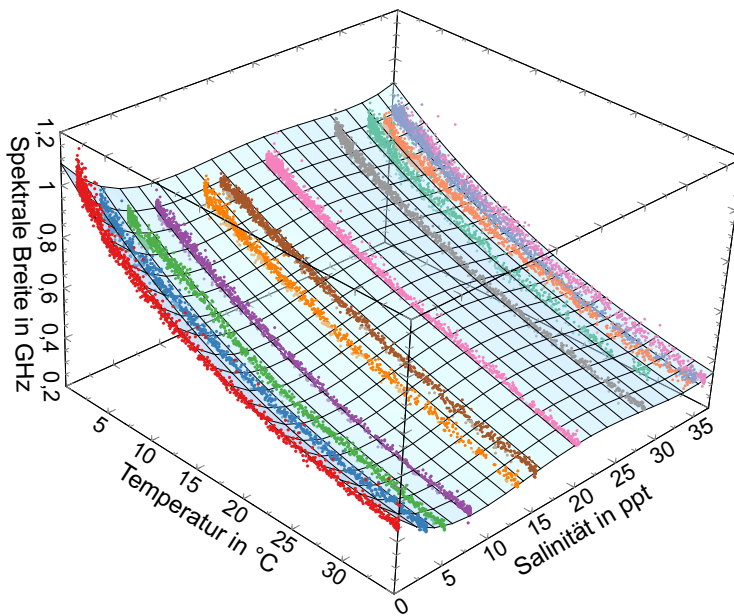
Die hier gezeigten Daten stellen jedoch die mit Abstand intensivsten Daten dar, die es zum Zeitpunkt dieser Arbeit zur spektralen Breite der Brillouin-Streuung in Wasser gibt. Auf deren Grundlage wurden alle möglichen Kombinationen von Polynomen bis zur vierten Ordnung an die Daten angepasst, was 16383 Möglichkeiten bietet. Diese verschiedenen Anpassungen wurden mittels eines Computeralgebrasystems<sup>21</sup> durchgeführt und in ihrer Qualität durch ihre Residuen und relativen Parameterunsicherheiten vorsortiert. War der Fehler bei einem Parameter größer als der Wert selbst, so wurde dieser Beitrag verworfen und die Anpassung mit diesem Polynom wiederholt. Die so erhaltenen 50 besten Polynome

<sup>21</sup>Wolfram Mathematica 12.2, Wolfram Research, Inc.

wurden anschließend händisch beurteilt und das beste als empirisches Modell ausgewählt. Dieses Polynom hat die Form

$$\Delta\nu_B(T, S) = a_0 + a_1S + a_2T + a_3S^2 + a_4T^2 + a_5ST + a_6S^3 + a_7T^3 + a_8S^2T + a_9ST^2 + a_{10}S^4 + a_{11}T^4 \quad (5.2)$$

und ist in Abbildung 5.10 zusammen mit allen aufgenommenen Datenpunkten gezeigt, während die zugehörigen Parameter in Tabelle 5.1 sichtbar sind. Die relativen Fehler in den Parametern bewegen sich dabei zwischen minimal 1,1 % und maximal 7,9 %. Die Qualität des gefundenen Modells kann weiter beurteilt werden, indem die Abweichung der einzelnen Datenpunkte vom Modell betrachtet wird, wie in Abbildung 5.11 als Dichteplot dargestellt. Sollte es mehr als einen Datenpunkt pro Kombination aus Temperatur und Salzgehalt geben, so wurden diese für diese Darstellung gemittelt. Dabei sind sowohl absolute als auch relative Abweichung vom Modell sehr gut gegeben. Über 50 % aller Datenpunkte weichen weniger als 10 MHz und 2 % vom Modell ab, über 97 % weniger als



**Abbildung 5.10.:** Vollständiger Datensatz aller aufgenommenen spektralen Breiten der Brillouin-Streuung bei Variation der Temperatur und des Salzgehaltes. Zusätzlich sichtbar ist das gefundene Polynom vierten Grades zur Beschreibung der Daten als empirische Relation. Die Fläche ist teiltransparent, sodass Punkte unterhalb dieser heller erscheinen.

40 MHz oder 6 %, wodurch dieses Modell als hervorragende Beschreibung der generierten Daten betrachtet werden kann. Eine signifikante Änderung der spektralen Breite mit dem Salzgehalt ist zwar nur in einem Bereich zwischen 0 ppt und 13 ppt sichtbar, dies kann allerdings für die zukünftig gleichzeitige Bestimmung von Temperatur und Salzgehalt mittels Brillouin-LIDAR als Vorteil betrachtet werden. Insbesondere bei höheren Salinitäten sind Änderungen der spektralen Breite fast ausschließlich auf Änderungen in der Temperatur zurückzuführen, was eine Unterscheidung zwischen Änderung in der Temperatur oder dem Salzgehalt enorm vereinfachen würde. Da die Brillouin-Verschiebung eine deutliche Abhängigkeit von sowohl Temperatur als auch Salzgehalt über den gesamten Bereich von 1,8 °C bis 36 °C, beziehungsweise 0 ppt bis 36 ppt zeigt, sollte die Temperatur bei Salzgehalten über 8 ppt und Temperaturen unter 15 °C immer über die spektrale Breite und der Salzgehalt über die Brillouin-Verschiebung bestimmt werden, was für die meisten Ozeane zutrifft. In diesem Bereich ist die Abhängigkeit der spektralen Breite vom Salzgehalt so gering, dass eine Änderung fast ausschließlich von der Temperatur hervorgerufen wird, wobei die Temperaturabhängigkeit in dem Bereich außerdem am größten ist. Für den Fall hoher Temperaturen oder sehr niedriger Salinitäten, insbesondere nah an 0 ppt, kann es von Vorteil sein, die Ordnung umzukehren. Es sind demnach nur sehr grobe Annahmen in Hinsicht auf Temperatur und Salzgehalt im Vorfeld einer Messung zu treffen,

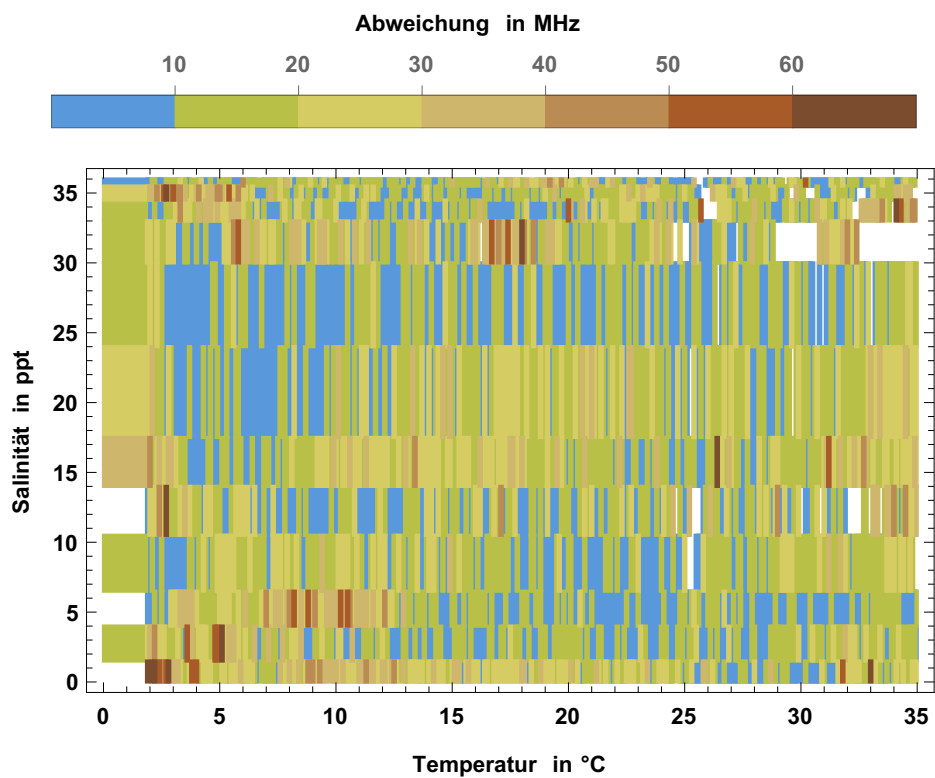
**Tabelle 5.1.:** Parameter des gefundenen optimalen Polynoms für die in Abbildung 5.10 präsentierten Daten zusammen mit ihren Unsicherheiten. Die Salinität  $S$  muss dabei in ppt und die Temperatur  $T$  in °C angegeben werden, um eine Brillouin-Breite in GHz zu erhalten. Die relativen Fehler liegen dabei zwischen 1,1 % und 7,9 % über alle Parameter hinweg.

Parameter	Ordnung	Wert	Unsicherheit
$a_0$	1	1,0829	0,0012
$a_1$	$S$	-0,05178	0,00029
$a_2$	$T$	-0,03775	0,00026
$a_3$	$S^2$	$4,3471 \cdot 10^{-3}$	$0,0335 \cdot 10^{-3}$
$a_4$	$T^2$	$7,170 \cdot 10^{-4}$	$0,155 \cdot 10^{-4}$
$a_5$	$ST$	$1,5327 \cdot 10^{-3}$	$0,0275 \cdot 10^{-3}$
$a_6$	$S^3$	$-1,4744 \cdot 10^{-4}$	$0,0159 \cdot 10^{-4}$
$a_7$	$T^3$	$-3,586 \cdot 10^{-6}$	$0,282 \cdot 10^{-6}$
$a_8$	$S^2T$	$-3,5958 \cdot 10^{-5}$	$0,0805 \cdot 10^{-5}$
$a_9$	$ST^2$	$-3,6854 \cdot 10^{-5}$	$0,0783 \cdot 10^{-5}$
$a_{10}$	$S^4$	$1,7328 \cdot 10^{-6}$	$0,0240 \cdot 10^{-6}$
$a_{11}$	$S^2T^2$	$8,687 \cdot 10^{-7}$	$0,230 \cdot 10^{-7}$

---

die außerdem sehr gut mit den meisten natürlichen Wasservorkommen zusammen passen, um eine genaue gleichzeitige Bestimmung von Temperatur und Salzgehalt vornehmen zu können.

Insgesamt stellt die in diesem Abschnitt gewonnene empirische Relation zwischen der spektralen Breite der Brillouin-Streuung, der Temperatur und dem Salzgehalt einen enormen Schritt in Richtung einer gleichzeitigen Bestimmung von Temperatur und Salzgehalt der Ozeane mit einem kontaktlosen System dar. Wie bereits in der Vergangenheit vermutet, ist die spektrale Breite dabei eine sehr gut geeignete Messgröße für diesen Zweck, trotz oder gerade aufgrund ihrer schwach ausgeprägten Abhängigkeit von der Salinität.



**Abbildung 5.11.:** Abweichungen der einzelnen Messpunkte von dem Polynom aus Abbildung 5.10, beziehungsweise Tabelle 5.1 als Dichteplot. Insgesamt zeigt sich für über 97 % der Messdaten eine Abweichung von unter 6 % des Wertes. Weiße Stellen bedeuten, dass an diesem Punkt keine Messdaten in ausreichender Qualität vorliegen.





---

## 6. Zusammenfassung und Ausblick

---

In der vorliegenden Arbeit wurde mit einer empirischen Relation für die spektrale Breite der Brillouin-Streuung in Abhängigkeit von Temperatur und Salzgehalt die bisher fehlende Gleichung bestimmt, um in Zukunft simultane, tiefenaufgelöste Messungen der Temperatur und des Salzgehaltes mit einem Brillouin-LIDAR vorzunehmen. Dieses System nutzt spontane Brillouin-Streuung in Wasser als Temperaturindikator und verfügt über eine Strahlquelle, die 10 ns lange, transform-limitierte Pulse bei 543,3 nm bereitstellt. Mit diesen Eigenschaften erhält es eine theoretische Ortsauflösung von 1,1 m bei einer Bandbreite von 44 MHz. Der Detektor entfernt elastisches Streulicht und überführt die Messung der Frequenzverschiebung mittels Kantenfilter in eine Transmissionsmessung. Die wesentlichen Ergebnisse dieser Arbeit lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Das Lasersystem wurde sowohl in Hinsicht seiner Ausgangsleistung als auch der Stabilität enorm verbessert. Der kontinuierliche Verstärker erreichte eine maximale Ausgangsleistung von über 5 W bei 1086,6 nm, was mehr als das Doppelte der bisherigen Maximalleistung darstellt. Gleichzeitig ist dieses System vollständig verspleißt, was es hervorragend für reale Anwendungen im Feldeinsatz geeignet macht, was auch bereits durch wartungsfreien Betrieb beim Einsatz im Institut für Kernphysik demonstriert werden konnte. Die Leistungssteigerung übersetzt sich weiterhin hervorragend auf die übrigen Verstärkerstufen, wodurch sich, in Kombination mit den gewonnenen Erkenntnissen der Faserverspleißung, die Möglichkeit einer vollständigen Verspleißung des gesamten Verstärkersystems eröffnet. Die Strahlquelle des Brillouin-LIDAR würde damit einen neuen Meilenstein in ihrer Robustheit erreichen.
- Die Empfangsoptik des Brillouin-LIDAR wurde grundlegend erneuert. Ein Maksutov-Cassegrain Teleskop wurde dazu zunächst in der Software Zemax entworfen und anschließend realisiert. Es wurde dabei besonders auf große Strahldistanzen optimiert, wie sie beim Einsatz von einem Helikopter aus vorkommen. Dabei kann es Signal aus der gesamten Wassersäule aufnehmen, was den wesentlichen Vorteil zur bisherigen Raumfilteranordnung darstellt. Hinsichtlich der Effizienz, mit der Streulicht aufgefangen wird, übertraf es diese in einem Laborexperiment um einen Faktor 7,18, was auch in diesem Punkt eine enorme Verbesserung darstellt. Zuletzt

---

erlaubt die neue Empfangsoptik die direkte Integration einer Faserkopplung, was neue Möglichkeiten bezüglich der Robustheit in der Detektionseinheit eröffnet.

- Es wurde heterodyne Schwebung als alternatives Detektionsverfahren zum bisherigen ESFADOF-Kantenfilter erprobt. Trotz großen Aufwands konnte dieses Verfahren jedoch nicht realisiert werden, da kein Schwebungssignal detektiert wurde. Ein Defekt am Photodetektor konnte durch geeignete Experimente ausgeschlossen werden. Vielmehr ist als Grund für den Fehlschlag des Experiments die geringe spektrale Leistungsdichte der Brillouin-Streuung zu vermuten, die sich aus der geringen Streuintensität und der hohen spektralen Breite zwischen 600 MHz und 1 GHz, je nach Temperatur und Salzgehalt, ergibt.
- Es wurde eine empirische Relation für die spektrale Breite der Brillouin-Streuung in Abhängigkeit der Temperatur und des Salzgehaltes ermittelt. Zusammen mit den bisher bekannten Relationen für den Brechungsindex nach Quan und Fry [94] und die Schallgeschwindigkeit nach Del Grosso [93] stehen nun bei der zusätzlichen Messung der Frequenzverschiebung genügend Informationen zur Verfügung, um Temperatur und Salzgehalt gleichzeitig mit einem Brillouin-LIDAR bestimmen zu können. Das Ergebnis dieser Messungen zeigte zudem durch die schwache Abhängigkeit der spektralen Breite vom Salzgehalt und die gleichzeitig gut ausgeprägte Abhängigkeit von der Temperatur eine hervorragende Eignung für diesen Zweck. Das Polynom vierter Ordnung beschreibt die Messdaten dabei hervorragend, die Abweichung beträgt für mehr als 97 % der Daten weniger als 6 % vom Messwert. Über einen zweiten ESFADOF kann die Messung der spektralen Breite weiterhin direkt in den vorhandenen Aufbau integriert werden, wie bereits in [22] gezeigt wurde.

Für die Zukunft gibt es allerdings noch weiterführende Schritte am vorgestellten System durchzuführen. Zunächst sollte die vollständige Verspleißung der Strahlquelle fertig gestellt werden. Dieses Ziel ist nach den Ergebnissen dieser Arbeit in greifbare Nähe gerückt und sollte mit Priorität abgeschlossen werden. Mit den Erfahrungen des verspleißten, kontinuierlichen Verstärkers kann auch die zweite gepulste Verstärkerstufe in ein vollständig faserbasiertes Design überführt werden. Entsprechend notwendige Faserkomponenten wurden zu diesem Zweck bereits bestellt. Zusätzlich wurde bereits ein Ersatz für die photonische Kristallfaser der dritten gepulsten Stufe beschafft, die sich ebenfalls in ein vollständig verspleißtes System integrieren lässt. Mit der Fertigstellung dieses Systems kann demnach jederzeit begonnen werden.

---

Experimente zur Bestimmung des Brillouin-Spektrums über heterodyne Detektion sollten mit einem angepassten Aufbau wiederholt werden. Denkbar wäre etwa der Einsatz eines akusto- oder elektro-optischen Modulators zur Messung eines selbst-heterodynen Schwebungssignals des Laserlichts. Über die Modulation eines breiten Rauschsignals auf den akusto- oder elektro-optischen Modulator kann eine der Schwebungskomponenten künstlich verbreitert werden. Über Variation der Leistungen in beiden Schwebungsanteilen kann so eine grundsätzliche Umsetzbarkeit dieses Messverfahrens systematisch untersucht werden.

Nach Vorbild der vorhandenen Detektionseinheit sollte ein zweiter ESFADOF aufgebaut und in den Aufbau integriert werden. Mit zwei zueinander verschobenen Kantenfiltern können Frequenzverschiebung und spektrale Breite der Brillouin-Streuung gleichzeitig detektiert werden. Die für das Projekt wichtigste Messung stellt dann die Demonstration einer simultanen Bestimmung von Temperatur und Salzgehalt mit dem Brillouin-LIDAR dar.

Nach den genannten Schritten sollte ein weiterer Feldtest durchgeführt werden, der im Gegensatz zum 2015 durchgeführten Feldtest jedoch über offenem Gewässer stattfinden sollte. In seiner bisherigen Form wäre das Brillouin-LIDAR nicht für einen Einsatz vom Helikopter aus geeignet, weshalb ein geeigneter Zwischenschritt gewählt werden sollte. In Frage kommt dazu eine künstliche Standfläche auf dem offenen Meer, wie etwa eine Bohrsinsel. Diese bietet neben dem Zugang zum offenen Ozean eine stabile Standfläche und grundlegende Infrastruktur. Bei einem erfolgreichen Fazit könnten letzte Miniaturisierungen vorgenommen werden, um das System letztlich flugfähig zu machen.

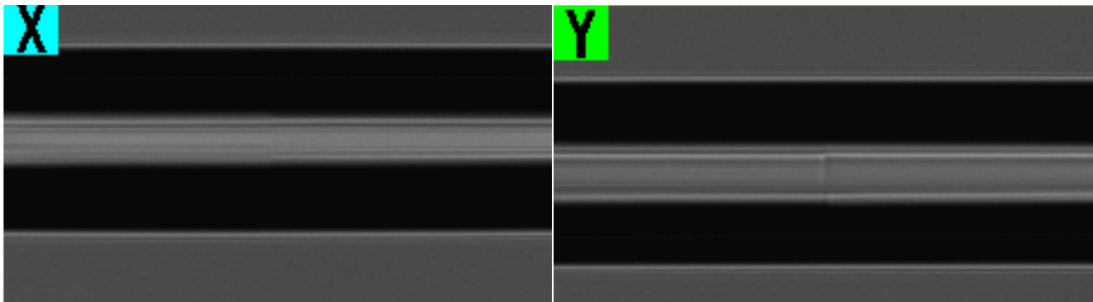


---

## A. Routine zum Spleißen einer Yb-dotierten und einer passiven Glasfaser gleicher Geometrie mit Pumpmantel

---

Die hier vorgestellte und in Abschnitt 4.2.3 verwendete Spleißroutine ist für die Fasertypen YB1200-10/125DC-PM (Ytterbium-dotiert) und P-10/125DC-PM (passiv) ausgelegt. Dabei wird die passive Faser im Spleißgerät auf der linken Seite, die aktive Faser auf der rechten Seite erwartet. Die Parameter dieser Spleißroutine sind in Tabelle A.1 aufgeführt, wobei bei der Entwicklung ein besonderer Fokus auf eine möglichst geringe Arc-Time gelegt wurde. Abbildung A.1 zeigt ein typisches Resultat als lichtmikroskopische Aufnahme von der Seite.



**Abbildung A.1.:** Typisches Resultat der verwendeten Spleißroutine von zwei Seiten im Lichtmikroskop des Spleißgeräts.

**Tabelle A.1.:** Parameter der Aktiv-Passiv Spleißroutine wie sie in dieser Arbeit verwendet wurde.

Arc-Power in bits	Arc-Time in s	Gap in $\mu\text{m}$	Overlap in $\mu\text{m}$
+80	2	45-L	5



---

## B. Empirische Relationen zwischen den spektralen Eigenschaften von Brillouin-Streuung, Temperatur und Salzgehalt in Wasser

---

Die für das Brillouin-LIDAR wesentlichen empirischen Relationen zur Bestimmung der Temperatur durch Messung der Frequenzverschiebung nach Gleichung 3.8

$$\nu_B = \pm 2 \frac{nv_S}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2}, \quad (\text{B.1})$$

bei konstanter Wellenlänge  $\lambda$  und Streuwinkel  $\theta = \pi$ , lauten für den Brechungsindex  $n(T, S)$  nach Quan und Fry [94]:

$$n(T, S) = n_0 + S(n_1 + n_2T + n_3T^2) + n_4T^2 + \frac{n_5 + n_6S + n_7T}{\lambda} + \frac{n_8}{\lambda^2} + \frac{n_9}{\lambda^3} \quad (\text{B.2})$$

mit den zugehörigen Koeffizienten aus Tabelle B.1 und für die Schallgeschwindigkeit  $v_S$  nach Del Grosso [93]:

$$v_S(T, S) = c_0 + c_1T + c_2T^2 + c_3T^3 + c_4S + c_5S^2 + c_6ST + c_7ST^2 \quad (\text{B.3})$$

mit den zugehörigen Koeffizienten aus Tabelle B.2. Der Salzgehalt muss für beide Relationen in ppt eingegeben werden.

Hinzu kommt die in Kapitel 5 dieser Arbeit vorgestellte empirische Relation für die spektrale Breite der Brillouin-Streuung  $\Delta\nu_B$ :

$$\begin{aligned} \Delta\nu_B(T, S) = & a_0 + a_1S + a_2T + a_3S^2 + a_4T^2 + a_5ST + a_6S^3 \\ & + a_7T^3 + a_8S^2T + a_9ST^2 + a_{10}S^4 + a_{11}T^4 \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

mit den zugehörigen Koeffizienten aus Tabelle B.3. Hierbei müssen die Temperatur  $T$  in °C und der Salzgehalt  $S$  in ppt angegeben werden, um die spektrale Breite  $\Delta\nu_B$  in GHz zu erhalten.

**Tabelle B.1.:** Koeffizienten zum empirischen Polynom für den Brechungsindex nach Quan und Fry aus Gleichung (B.2)

$n_0$	1,31405	$n_1$	$1,779 \cdot 10^{-4}$
$n_2$	$-1,05 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$	$n_3$	$1,6 \cdot 10^{-8} \text{ } ^\circ\text{C}^{-2}$
$n_4$	$-2,02 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-2}$	$n_5$	15,868 nm
$n_6$	0,01155 nm	$n_7$	$-0,00423 \text{ nm } ^\circ\text{C}^{-1}$
$n_8$	$-4382 \text{ nm}^2$	$n_9$	$1,1455 \cdot 10^6 \text{ nm}^3$

**Tabelle B.2.:** Koeffizienten zum empirischen Polynom für die Schallgeschwindigkeit nach Del Grosso aus Gleichung (B.3)

$c_0$	1402,392 $\text{ms}^{-1}$	$c_1$	$5,01109398873 \text{ ms}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
$c_2$	$-0,0550946843172 \text{ ms}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-2}$	$c_3$	$0,00022153596924 \text{ ms}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-3}$
$c_4$	1,32952290781 $\text{ms}^{-1}$	$c_5$	$0,000128955756844 \text{ ms}^{-1}$
$c_6$	$-0,012562783426 \text{ ms}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$	$c_7$	$0,000096840315641 \text{ ms}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-2}$

**Tabelle B.3.:** Koeffizienten zum empirischen Polynom für die spektrale Breite der Brillouin-Streuung aus Gleichung (B.4).

Parameter	Ordnung	Wert	Unsicherheit
$a_0$	1	1,0829	0,0012
$a_1$	$S$	-0,05178	0,00029
$a_2$	$T$	-0,03775	0,00026
$a_3$	$S^2$	$4,3471 \cdot 10^{-3}$	$0,0335 \cdot 10^{-3}$
$a_4$	$T^2$	$7,170 \cdot 10^{-4}$	$0,155 \cdot 10^{-4}$
$a_5$	$ST$	$1,5327 \cdot 10^{-3}$	$0,0275 \cdot 10^{-3}$
$a_6$	$S^3$	$-1,4744 \cdot 10^{-4}$	$0,0159 \cdot 10^{-4}$
$a_7$	$T^3$	$-3,586 \cdot 10^{-6}$	$0,282 \cdot 10^{-6}$
$a_8$	$S^2T$	$-3,5958 \cdot 10^{-5}$	$0,0805 \cdot 10^{-5}$
$a_9$	$ST^2$	$-3,6854 \cdot 10^{-5}$	$0,0783 \cdot 10^{-5}$
$a_{10}$	$S^4$	$1,7328 \cdot 10^{-6}$	$0,0240 \cdot 10^{-6}$
$a_{11}$	$S^2T^2$	$8,687 \cdot 10^{-7}$	$0,230 \cdot 10^{-7}$



---

## Literaturverzeichnis

---

- [1] Claude FRANKIGNOUL und Klaus HASSELMANN. Stochastic climate models, Part II Application to sea-surface temperature anomalies and thermocline variability. *Tellus A: Dynamic Meteorology and Oceanography* **29** (1977), 289.
- [2] H. U. SVERDRUP. On Conditions for the Vernal Blooming of Phytoplankton. *ICES Journal of Marine Science* **18** (1953), 287–295.
- [3] A. von der HEYDT. Die Physik der Ozeanströme. *Physik Journal* **23** (2011), 23–29.
- [4] M. L. VIANNA *et al.* Interactions between Hurricane Catarina (2004) and warm core rings in the South Atlantic Ocean. *Journal of Geophysical Research* **115** (2010), C07002.
- [5] Siqi LI *et al.* Impacts of Oceanic Mixed Layer on Hurricanes: A Simulation Experiment With Hurricane Sandy. *Journal of Geophysical Research: Oceans* **125** (2020).
- [6] Wolfgang KRON, Petra Löw und Zbigniew W. KUNDZEWICZ. Changes in risk of extreme weather events in Europe. *Environmental Science & Policy* **100** (2019), 74–83.
- [7] Jean-Baptiste SALLÉE *et al.* Summertime increases in upper-ocean stratification and mixed-layer depth. *Nature* **591** (2021), 592–598.
- [8] Frank J. WENTZ *et al.* Satellite Measurements of Sea Surface Temperature Through Clouds. *Science* **288** (2000), 847–850.
- [9] Anne G. O’CARROLL, Roger W. SAUNDERS und James G. WATTS. The Measurement of the Sea Surface Temperature by Satellites from 1991 to 2005. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* **23** (2006), 1573–1582.
- [10] Suleiman Odeh ALSWEISS, Zorana JELENAK und Paul S. CHANG. Remote Sensing of Sea Surface Temperature Using AMSR-2 Measurements. *IEEE Journal of Selected Topics in Applied Earth Observations and Remote Sensing* **10** (2017), 3948–3954.

- 
- 
- [11] B Nanda Kishore REDDY *et al.* Comparison of AMSR-2 wind speed and sea surface temperature with moored buoy observations over the Northern Indian Ocean. *Journal of Earth System Science* **127** (2018), 14.
- [12] Huizhen CUI *et al.* Evaluation and analysis of AMSR-2, SMOS, and SMAP soil moisture products in the Genhe area of China. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres* **122** (2017), 8650–8666.
- [13] Chelle L. GENTEMANN und Kyle A. HILBURN. In situ validation of sea surface temperatures from the GCOM-W1 AMSR2 RSS calibrated brightness temperatures. *Journal of Geophysical Research: Oceans* **120** (2015), 3567–3585.
- [14] Ricardo RORIZ, Jorge CABRAL und Tiago GOMES. Automotive LiDAR Technology: A Survey. *IEEE Transactions on Intelligent Transportation Systems* **23** (2022), 6282–6297.
- [15] You LI und Javier IBANEZ-GUZMAN. Lidar for Autonomous Driving: The Principles, Challenges, and Trends for Automotive Lidar and Perception Systems. *IEEE Signal Processing Magazine* **37** (2020), 50–61.
- [16] Adolfo COMERÓN *et al.* Current Research in Lidar Technology Used for the Remote Sensing of Atmospheric Aerosols. *Sensors* **17** (2017), 1450.
- [17] Eric SIMLEY *et al.* LIDAR Wind Speed Measurements of Evolving Wind Fields. American Institute of Aeronautics und Astronautics 2012.
- [18] Andreas RUDOLF und Thomas WALTHER. Laboratory demonstration of a Brillouin lidar to remotely measure temperature profiles of the ocean. *Optical Engineering* **53** (2014), 051407.
- [19] K. SCHORSTEIN. Aufbau eines Brillouin-LIDARs zur Messung des Temperaturprofils in Wasser basierend auf einem gepulsten Faserverstärker. Dissertation. Technische Universität Darmstadt. (2009).
- [20] A. POPESCU. Assessment of a Rubidium ESFADOF Edge-Filter as Receiver for a Brillouin-Lidar Capable of Remotely Measuring Oceanic Temperature Profiles. Dissertation. Technische Universität Darmstadt. (2010).
- [21] Andreas RUDOLF. Labor-Demonstration eines Brillouin-LIDARs zur Messung des Temperaturprofils in Wasser. Dissertation. Technische Universität Darmstadt. (2013).
- [22] David RUPP. Brillouin-LIDAR: Erprobung und Erweiterung. Dissertation. Technische Universität Darmstadt. (2018).

- 
- 
- [23] T. H. MAIMAN. Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature* **187** (1960), 493–494.
- [24] E. SNITZER. Proposed Fiber Cavities for Optical Masers. *Journal of Applied Physics* **32** (1961), 36–39.
- [25] Charles J. KOESTER und Elias SNITZER. Amplification in a Fiber Laser. *Applied Optics* **3** (1964), 1182.
- [26] H. KOGELNIK. High-capacity optical communications: personal recollections. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **6** (2000), 1279–1286.
- [27] D. SCHUOCKER. LASER CUTTING. *Materials and Manufacturing Processes* **4** (1989), 311–330.
- [28] Miri KIM, Haw JUNG und Hyun PARK. Topical PDT in the Treatment of Benign Skin Diseases: Principles and New Applications. *International Journal of Molecular Sciences* **16** (2015), 23259–23278.
- [29] K. MOGHISSI, Kate DIXON und Sally GIBBINS. A Surgical View of Photodynamic Therapy in Oncology: A Review. *The Surgery Journal* **01** (2015), e1–e15.
- [30] Sabbir LIAKAT *et al.* Noninvasive in vivo glucose sensing on human subjects using mid-infrared light. *Biomedical Optics Express* **5** (2014), 2397.
- [31] Valerii TER-MIKIRTYCHEV. *Fundamentals of Fiber Lasers and Fiber Amplifiers*. Bd. 181. Springer International Publishing 2014.
- [32] L. BERGMANN und C. SCHÄFER. *Lehrbuch der Experimentalphysik: Band 3, Optik*. de Gruyter 2004.
- [33] Rainer ENGELBRECHT. *Nichtlineare Faseroptik*. Springer Berlin Heidelberg 2014.
- [34] Michel DIGONNET. *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers, Revised and Expanded*. 2. Aufl. Taylor & Francis 2001.
- [35] Anping LIU und Kenichi UEDA. The absorption characteristics of circular, offset, and rectangular double-clad fibers. *Optics Communications* **132** (1996), 511–518.
- [36] Weinan LI *et al.* Fabrication and characterization of Yb<sup>3+</sup>-doped gain-guided index-antiguidded fiber with D-shaped inner cladding. *Journal of the Optical Society of America B* **28** (2011), 1498.
- [37] Andreas OTHONOS. Fiber Bragg gratings. *Review of Scientific Instruments* **68** (1997), 4309–4341.
- [38] Andreas OTHONOS *et al.* *Fibre Bragg Gratings*. Springer Berlin Heidelberg 2006, 189–269.

- 
- 
- [39] H.M. PASK *et al.* Ytterbium-doped silica fiber lasers: versatile sources for the 1-1.2  $\mu\text{m}$  region. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **1** (1995), 2–13.
- [40] nLight Inc. Private Kommunikation (2019).
- [41] R. PASCHOTTA *et al.* Ytterbium-doped fiber amplifiers. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **33** (1997), 1049–1056.
- [42] Cesar JAUREGUI, Jens LIMPERT und Andreas TÜNNERMANN. High-power fibre lasers. *Nature Photonics* **7** (2013), 861–867.
- [43] R. PASCHOTTA. *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*. Volume 2. WILEY-VCH 2008.
- [44] Andrey KOPYAKOV, Michael SAUER und Dipak CHOWDHURY. Stimulated Brillouin scattering in optical fibers. *Advances in Optics and Photonics* **2** (2010), 1.
- [45] C. WOLFF *et al.* Brillouin scattering—theory and experiment: tutorial. *Journal of the Optical Society of America B* **38** (2021), 1243.
- [46] R. G. SMITH. Optical Power Handling Capacity of Low Loss Optical Fibers as Determined by Stimulated Raman and Brillouin Scattering. *Applied Optics* **11** (1972), 2489.
- [47] J. KIM *et al.* Suppression of stimulated Raman scattering in a high power Yb-doped fiber amplifier using a W-type core with fundamental mode cut-off. *Optics Express* **14** (2006), 5103.
- [48] Thomas Tanggaard ALKESKJOLD. Large-mode-area ytterbium-doped fiber amplifier with distributed narrow spectral filtering and reduced bend sensitivity. *Optics Express* **17** (2009), 16394.
- [49] G. P. AGRAWAL. *Nonlinear Fiber Optics*. Elsevier 2013.
- [50] R. H. STOLEN und Chinlon LIN. Self-phase-modulation in silica optical fibers. *Physical Review A* **17** (1978), 1448–1453.
- [51] Vadim V. LOZOVY, Igor PASTIRK und Marcos DANTUS. Multiphoton intrapulse interference. IV. Ultrashort laser pulse spectral phase characterization and compensation. *Optics Letters* **29** (2004), 775.
- [52] Roger L. FARROW *et al.* Peak-power limits on fiber amplifiers imposed by self-focusing. *Optics Letters* **31** (2006), 3423.
- [53] Damian N. SCHIMPF *et al.* Circular versus linear polarization in laser-amplifiers with Kerr-nonlinearity. *Optics Express* **17** (2009), 18774.

- 
- 
- [54] Gadi FIBICH und Alexander L. GAETA. Critical power for self-focusing in bulk media and in hollow waveguides. *Optics Letters* **25** (2000), 335.
- [55] Philip RUSSELL. Photonic Crystal Fibers. *Science* **299** (2003), 358–362.
- [56] Tino EIDAM *et al.* Fiber chirped-pulse amplification system emitting 38 GW peak power. *Optics Express* **19** (2011), 255.
- [57] T. A. BIRKS, J. C. KNIGHT und P. St. J. RUSSELL. Endlessly single-mode photonic crystal fiber. *Optics Letters* **22** (1997), 961.
- [58] T. KAMIYA *et al.* *Optical Fiber Fusion Splicing*. Springer Verlag 2005.
- [59] Ting FENG *et al.* Arc fusion splicing effects in large-mode-area single-mode ytterbium-doped fibers. *Applied Optics* **52** (2013), 7706.
- [60] John ABRAHAM *et al.* A New Method of Calculating Ocean Temperatures Using Expendable Bathythermographs. *Energy and Environment Research* **1** (2011).
- [61] N. GELPKE und M. VISBECK. *World Ocean Review 1: Living with the Oceans*. Mare 2010.
- [62] J. G. HIRSCHBERG *et al.* Laser application to measure vertical sea temperature and turbidity, design phase. NASA Report CR-144865 (1976).
- [63] Joseph G. HIRSCHBERG *et al.* Speed of sound and temperature in the ocean by Brillouin scattering. *Applied Optics* **23** (1984), 2624.
- [64] G. Daniel HICKMAN *et al.* Aircraft laser sensing of sound velocity in water: Brillouin scattering. *Remote Sensing of Environment* **36** (1991), 165–178.
- [65] Ulla WANDINGER. *Introduction to Lidar*. Springer-Verlag 2005, 1–18.
- [66] F. J. McCLUNG und R. W. HELLWARTH. Giant Optical Pulsations from Ruby. *Applied Optics* **1** (1962), 103.
- [67] P. A. FRANKEN *et al.* Generation of Optical Harmonics. *Physical Review Letters* **7** (1961), 118–119.
- [68] James CAMPBELL *et al.* Full-Time, Eye-Safe Cloud and Aerosol Lidar Observation at Atmospheric Radiation Measurement Program Sites: Instruments and Data Processing. *J. Atmos. Oceanic Technol.* **19** (2002), 431–442.
- [69] Huige DI *et al.* Polarization analysis and corrections of different telescopes in polarization lidar. *Applied Optics* **54** (2015), 389.
- [70] Anthony E. SIEGMAN. *Lasers*. University Science Books 1986.

- 
- 
- [71] T. W. MURPHY *et al.* The Apache Point Observatory Lunar Laser-ranging Operation: Instrument Description and First Detections. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **120** (2008), 20–37.
- [72] Jia SUN *et al.* Wavelength selection of the multispectral lidar system for estimating leaf chlorophyll and water contents through the PROSPECT model. *Agricultural and Forest Meteorology* **266-267** (2019), 43–52.
- [73] Olli NEVALAINEN *et al.* Fast and nondestructive method for leaf level chlorophyll estimation using hyperspectral LiDAR. *Agricultural and Forest Meteorology* **198-199** (2014), 250–258.
- [74] David E. SMITH *et al.* Topography of the Moon from the Clementine lidar. *Journal of Geophysical Research: Planets* **102** (1997), 1591–1611.
- [75] John C. BROCK und Samuel J. PURKIS. The Emerging Role of Lidar Remote Sensing in Coastal Research and Resource Management. *Journal of Coastal Research* **10053** (2009), 1–5.
- [76] V. BARALE und M. GADE. Remote Sensing of the European Seas. Hrsg. von Vittorio BARALE und Martin GADE. Springer Netherlands 2008.
- [77] D. J. SEGELSTEIN. The complex refractive index of water. Masterthesis. University of Missouri - Kansas City. (1981).
- [78] Robin M. POPE und Edward S. FRY. Absorption spectrum (380–700 nm) of pure water II Integrating cavity measurements. *Applied Optics* **36** (1997), 8710.
- [79] R. H. STEWART. Introduction to physical oceanography. Texas A&M University 2005.
- [80] C. V. RAMAN und K. S. KRISHNAN. A New Type of Secondary Radiation. *Nature* **121** (1928), 501–502.
- [81] C. P. ARTLETT und H. M. PASK. Optical remote sensing of water temperature using Raman spectroscopy. *Optics Express* **23** (2015), 31844.
- [82] D. A. LEONARD, B. CAPUTO und F. E. HOGE. Remote sensing of subsurface water temperature by Raman scattering. *Applied Optics* **18** (1979), 1732.
- [83] Boris A KOLESOV. Hydrogen Bonds: Raman Spectroscopic Study. *International journal of molecular sciences* **22** (2021).
- [84] Erik FITZKE. Raman-Spektroskopie zur Bestimmung der Temperatur und Salinität von Wasser durch PLSR und künstliche neuronale Netze. Masterthesis. Technische Universität Darmstadt. (2017).

- 
- 
- [85] Alexey F. BUNKIN *et al.* Remote sensing of seawater and drifting ice in Svalbard fjords by compact Raman lidar. *Applied Optics* **51** (2012), 5477.
- [86] Léon BRILLOUIN. Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent homogène. *Annales de Physique* **9** (1922), 88–122.
- [87] E. GROSS. Change of Wave-length of Light due to Elastic Heat Waves at Scattering in Liquids. *Nature* **126** (1930), 201–202.
- [88] Raymond D. MOUNTAIN. Thermal relaxation and Brillouin scattering in liquids. *Journal of Research of the National Bureau of Standards Section A: Physics and Chemistry* **70A** (1966), 207.
- [89] Immanuel L. FABELINSKII. *Molecular Scattering of Light*. Springer New York 1968.
- [90] L. D. LANDAU und G. PLACZEK. The structure of unshifted line of scattering. *Physik. Z. Sowjetunion* **5** (1934).
- [91] C. Leonard O'CONNOR und Joseph P. SCHLUPF. Brillouin Scattering in Water: The Landau—Placzek Ratio. *The Journal of Chemical Physics* **47** (1967), 31–38.
- [92] J. ROUCH, C. C. LAI und S. H. CHEN. Brillouin scattering studies of normal and supercooled water. *The Journal of Chemical Physics* **65** (1976), 4016–4021.
- [93] V. A. Del GROSSO. New equation for the speed of sound in natural waters (with comparisons to other equations). *The Journal of the Acoustical Society of America* **56** (1974), 1084–1091.
- [94] Xiaohong QUAN und Edward S. FRY. Empirical equation for the index of refraction of seawater. *Applied Optics* **34** (1995), 3477.
- [95] Edward S. FRY *et al.* Accuracy limitations on Brillouin lidar measurements of temperature and sound speed in the ocean. *Applied Optics* **36** (1997), 6887.
- [96] Dahe LIU *et al.* Measurements of sound speed in the water by Brillouin scattering using pulsed Nd:YAG laser. *Optics Communications* **203** (2002), 335–340.
- [97] Axel AMEDIEK *et al.* CHARM-F—a new airborne integrated-path differential-absorption lidar for carbon dioxide and methane observations: measurement performance and quantification of strong point source emissions. *Applied Optics* **56** (2017), 5182.
- [98] D. F. SWINEHART. The Beer-Lambert Law. *Journal of Chemical Education* **39** (1962), 333.
- [99] Thorsten FÜHRER, Denise STANG und Thomas WALTHER. Actively Controlled Tuning of an External Cavity Diode Laser by Polarization Spectroscopy. *Optics Express* **17** (2009), 4991.

- 
- 
- [100] Takashi MATSUOKA und Katsushi IWASHITA. History of Distributed Feedback Laser. IEEE 2017, 127–132.
- [101] M STAPPEL *et al.* A high power, continuous-wave, single-frequency fiber amplifier at 1091 nm and frequency doubling to 545.5 nm. Laser Physics **23** (2013), 075103.
- [102] A. K. GÁCSBARANYI. Aufbau eines faserbasierten Verstärkers für das Brillouin-LIDAR Projekt. Bachelorthesis. Technische Universität Darmstadt. (2020).
- [103] Joonas J. KOPONEN *et al.* Measuring photodarkening from single-mode ytterbium doped silica fibers. Optics Express **14** (2006), 11539.
- [104] I. MANEK-HÖNNINGER *et al.* Photodarkening and photobleaching of an ytterbium-doped silica double-clad LMA fiber. Optics Express **15** (2007), 1606.
- [105] J. JASAPARA *et al.* Effect of heat and H<sub>2</sub> gas on the photo-darkening of Yb<sup>3+</sup> fibers. Optica Publishing Group 2006.
- [106] Rudolf HOMM. Aufbau eines vollständig gespleißten Ytterbium-Faserverstärkers. Bachelorthesis. Technische Universität Darmstadt. (2017).
- [107] Benedikt LANGFELD. Brillouin-LIDAR: Planung und Aufbau einer gespleißten CW-Verstärkerstufe. Masterthesis. Technische Universität Darmstadt. (2020).
- [108] Yoshihiro TERADA. Method for recoating double clad optical fiber (2012).
- [109] Tobias BECK *et al.* Solid-state-based laser system as a replacement for Ar<sup>+</sup> lasers. Optics Letters **41** (2016), 4186.
- [110] Christian WIRTH *et al.* High-power tandem pumped fiber amplifier with an output power of 29 kW. Optics Letters **36** (2011), 3061.
- [111] Maximilian J. TIPPMANN. Spleißen einer Verstärkerstufe für das Brillouin-LIDAR-Projekt. Bachelorthesis. Technische Universität Darmstadt. (2017).
- [112] Chikao NAGASAWA, Makoto ABO und Yasukuni SHIBATA. Multipurpose lidar system for observations of equatorial atmosphere. Hrsg. von Upendra N. SINGH und Kohei MIZUTANI. 2005, 130.
- [113] Till M. POHL. Konstruktion eines Spiegelteleskops für das Brillouin-Projekt. Bachelorthesis. Technische Universität Darmstadt. (2019).
- [114] Sophie REIBIG. Aufbau eines Maksutov-Cassegrain-Teleskops für das Brillouin-LIDAR Projekt. Bachelorthesis. Technische Universität Darmstadt. (2022).
- [115] H. LUNDBERG und S. SVANBERG. Determination of natural radiative lifetimes for S and D states in rubidium and cesium using a pulsed dye laser. Physics Letters A **56** (1976), 31–33.



- 
- 
- [116] J MAREK und P MUNSTER. Radiative lifetimes of excited states of rubidium up to quantum number  $n=12$ . *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics* **13** (1980), 1731–1741.
- [117] Lee WELLER *et al.* Absolute absorption on the rubidium  $D_1$  line including resonant dipole–dipole interactions. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **44** (2011), 195006.
- [118] Daniel A. STECK. Rubidium 85 D Line Data (revision 2.3.2, 10. September 2023) (2023).
- [119] Daniel A. STECK. Rubidium 87 D Line Data (revision 2.3.2, 10. September 2023) (2023).
- [120] John C. LINDON, George E. TRANTER und David W. KOPPENAL, Hrsg. *Encyclopedia of Spectroscopy and Spectrometry*. 3. Aufl. Academic Press 2017.
- [121] Andreas RUDOLF und Thomas WALTHER. High-transmission excited-state Faraday anomalous dispersion optical filter edge filter based on a Halbach cylinder magnetic-field configuration. *Optics Letters* **37** (2012), 4477.
- [122] Benjamin REIN. *Drei-Photonen Kohärenzeffekte in Quecksilberdampf*. Dissertation. Technische Universität Darmstadt. (2016).
- [123] Zhongan ZHAO *et al.* Narrow laser-linewidth measurement using short delay self-heterodyne interferometry. *Optics Express* **30** (2022), 30600.
- [124] Thorsten FÜHRER. *Modellierung und Anwendung eines neuartigen Verfahrens zur aktiven Regelung und Kontrolle von Wellenlänge und Linienbreite eines Diodenlasers mit externem Resonator*. Dissertation. Technische Universität Darmstadt. (2012).
- [125] T. OKOSHI, K. KIKUCHI und A. NAKAYAMA. Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum. *Electronics Letters* **16** (1980), 630.
- [126] L.B. MERCER.  $1/f$  frequency noise effects on self-heterodyne linewidth measurements. *Journal of Lightwave Technology* **9** (1991), 485–493.
- [127] Hajime TANAKA und Tsuyoshi SONEHARA. Superheterodyne Brillouin spectroscopy using frequency-tunable lasers. *Physica B: Condensed Matter* **219-220** (1996), 556–558.
- [128] E. I. GORDON und M. G. COHEN. High-Resolution Brillouin Scattering. *Physical Review* **153** (1967), 201–207.
- [129] Michael A. TAYLOR *et al.* Heterodyne Brillouin microscopy for biomechanical imaging. *Biomedical Optics Express* **12** (2021), 6259.

- 
- 
- [130] Yongqian LI *et al.* Detrimental Effect Elimination of Laser Frequency Instability in Brillouin Optical Time Domain Reflectometer by Using Self-Heterodyne Detection. *Sensors* **17** (2017), 634.
- [131] S. P. S. PORTO. *Light Scattering with Laser Sources*. Springer Berlin Heidelberg 1969, 1–24.
- [132] Jianfeng XU *et al.* Measurement of the Bulk Viscosity of Liquid by Brillouin Scattering. *Applied Optics* **42** (2003), 6704.
- [133] Xingdao HE *et al.* Experimental measurement of bulk viscosity of water based on stimulated Brillouin scattering. *Optics Communications* **285** (2012), 4120–4124.
- [134] Edward FRY *et al.* Temperature dependence of the Brillouin linewidth in water. *Journal of Modern Optics* **49** (2002), 411–418.
- [135] Andreas ZIPF. *Die spektrale Breite von Brillouin-Streuung in Wasser*. Masterthesis. Technische Universität Darmstadt. (2017).
- [136] Anika TRAUTMANN. *Ein interferenzfilterstabilisierter Diodenlaser mit Referenzresonator*. Masterthesis. Technische Universität Darmstadt. (2013).
- [137] X. BAILLARD *et al.* Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers. *Optics Communications* **266** (2006), 609–613.
- [138] Johanna HECK. *Eine Verdopplungseinheit für das Brillouin-Projekt*. Bachelorthesis. Technische Universität Darmstadt. (2011).
- [139] Eric D. BLACK. An introduction to Pound–Drever–Hall laser frequency stabilization. *American Journal of Physics* **69** (2001), 79–87.
- [140] Manuel KRESS. *Konstruktion und Test eines Scanning Fabry-Pérot-Interferometers zur Bestimmung der Linienbreite von Brillouin-Peaks*. Bachelorthesis. Technische Universität Darmstadt. (2016).
- [141] E. PULTINEVICIUS *et al.* A scalable scanning transfer cavity laser stabilization scheme based on the Red Pitaya STEMLab platform. *Review of Scientific Instruments* **94** (2023).
- [142] E. S. POLZIK und H. J. KIMBLE. Frequency doubling with  $\text{KNbO}_3$  in an external cavity. *Optics Letters* **16** (1991), 1400.
- [143] Meyer DWASS. On the Convolution of Cauchy Distributions. *The American Mathematical Monthly* **92** (1985), 55–57.

---

# Veröffentlichungen und Tagungsbeiträge

---

## Publikationen in internationalen, begutachteten Fachzeitschriften

- P. Weigl, D. Koestel, F. Pabst, J. Gabriel, Th. Walther und T. Blochowicz. *Local dielectric response in 1-propanol:  $\alpha$ -relaxation versus relaxation of mesoscale structures*. Phys. Chem. Chem. Phys., **21**, 24778-24786 (2019)
- D. Koestel und Th. Walther. *The Brillouin linewidth in water as a function of temperature and salinity: the missing empirical relationship*. (2023), to be submitted.

## Beiträge zu internationalen Tagungen\*

- Th. Walther, D. Koestel, D. Rupp und B. Langfeld. *A Brillouin LIDAR for Remote Sensing the Temperature Profile in the Mixed Layer*. CLEO Conference, San Jose - USA (2020) (Vortrag und Konferenzpaper)

## Beiträge zu nationalen Tagungen\*

- D. Koestel, P. Weigl, T. Blochowicz und Th. Walther. *Lokaler Debye-Prozess? Einblicke in 1-Propanol mit Hilfe der Triplett-Solvatationsdynamik*. Verhandl. DPG CPP 84.3, Berlin (2018) (Vortrag)
- L. Renth, B. Maaß, D. Hanstorp, P. Imgram, D. Koestel, D. Lu, W. Nörtershäuser und Th. Walther. *Proof-of-Principle of Collinear Laser Spectroscopy on Neutral Atoms following Photodetachment*. Verhandl. DPG HK26.4, Mainz (2022) (Vortrag) (online)
- D. Koestel und Th. Walther. *Influence of Temperature and Salinity on the Spectral Characteristics of Brillouin Scattering in Water*. Verhandl. DPG Q59.77, Hannover (2023) (Poster)

\*Vorträge, bzw. Poster wurden vom jeweiligen Erstautor gehalten oder präsentiert.



---

# Betreute Bachelor- und Masterarbeiten

---

## Bachelorarbeiten

- Jens Gumm. *Brillouin-LIDAR: CW-Stufe und Auffangoptik*. TU Darmstadt (2019)
- Till Michael Pohl. *Konstruktion eines Spiegelteleskops für das Brillouin-Projekt*. TU Darmstadt (2019)
- András Krisztián Gácsbaranyi. *Aufbau eines faserbasierten Verstärkers für das Brillouin-LIDAR Projekt*. TU Darmstadt (2020)
- Jan Lutz Dybeck. *Brillouin-LIDAR: Wiederaufbau und Charakterisierung der cw-Verstärker Stufen*. TU Darmstadt (2021)
- Sophie Reißig. *Aufbau eines Maksutov-Cassegrain-Teleskops für das Brillouin-LIDAR Projekt*. TU Darmstadt (2022)

## Masterarbeiten

- Benedikt Langfeld. *Brillouin-LIDAR: Planung und Aufbau einer gespleißten CW-Verstärkerstufe*. TU Darmstadt (2020)





---

## **Lebenslauf**

---

Der Lebenslauf ist in der Online-Version aus Gründen des Datenschutzes nicht enthalten.





---

## Danksagung

---

An dieser Stelle möchte ich mich noch bei allen bedanken, die mich während meiner Zeit am IAP begleitet und zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Ich danke meinem Doktorvater, **Prof. Dr. Thomas Walther**, für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die Möglichkeit, an diesem spannenden Thema forschen zu dürfen. Durch Ihre lockere und motivierende Art verging mir nie die Motivation während der Promotion, auch wenn die Dinge im Labor mal wieder völlig anders verliefen als gewollt. Dabei war Ihre Tür stets offen für physikalische Fragen, aber auch die vielen Gespräche abseits der Physik bei einem Kühlschrankbesuch in meinem Büro habe ich stets sehr geschätzt. Auch die gewährte experimentelle Freiheit war für mich alles andere als selbstverständlich und ich hätte mir keinen besseren Vorgesetzten wünschen können. Vielen Dank!

Ich danke **Prof. Dr. Gerhard Birkl** für die Übernahme des Zweitgutachtens trotz des bereits mit Zweitgutachten gefüllten Terminkalenders. Zudem war es der Schwerpunkt moderne Optik mit Ihrem gleichnamigen Modul, der mir aufgezeigt hat, wie spannend das Feld der Quantenoptik ist und meine Entscheidung bestärkt hat innerhalb dieses Feldes zu bleiben.

Ebenso danke ich **Prof. Dr. Enno Giese** und **Prof. Dr. Michael Vogel** für ihre Bereitschaft zur Vervollständigung der Prüfungskommission.

Ein wesentlicher Grund dafür, dass ich mich am IAP stets wohl gefühlt habe, ist die gesamte **AG Laser und Quantenoptik**. Die lockere und hilfsbereite Atmosphäre hat nicht nur den Laboralltag wesentlich erleichtert, sondern auch in großem Maße meine Motivation positiv beeinflusst. Insbesondere gilt mein Dank **Thorsten Führer** und **Benedikt Langfeld**. Auf euch war nicht nur auf einer kollegialen, sondern auch einer freundschaftlichen Ebene immer Verlass. Danke auch für die Barista-Ausbildung, den mittäglichen Espresso werde ich vermissen. Ich danke weiterhin dem akademischen Rat **Mathias Sinther** und meinen Mitdoktoranden **Erik Fitzke**, **Jens Gumm**, **Rudi Homm**,

---

**Holger John, Jakob Kaltwasser, Daniel Kiefer, Maximilian Mengler, Oleg Nikiforov, Daniel Preißler, Maximilian Tippmann und Peter Weigl.**

Ich möchte mich ebenfalls bei allen Studenten, die während meiner Zeit am Brillouin-LIDAR durch Bachelor- oder Masterarbeiten mitgewirkt haben, bedanken. In chronologischer Reihenfolge sind dies: **Jens Gumm** (BSc), **Till Pohl** (BSc), **Benedikt Langfeld** (MSc), **András Gácsbaranyi** (BSc), **Jan Dybeck** (BSc) und **Sophie Reißig** (BSc). Eure Arbeit und Ideen haben maßgeblich zum Fortschritt des Projekts beigetragen. Gerade bei euch, Jens und Bene, hat es mich sehr gefreut, dass ihr auch nach dem Studium noch Teil der Arbeitsgruppe geblieben seid.

Auch meinen Vorgängern **Kai Schorstein, Alexandru Popescu, Andreas Rudolf** und **David Rupp** gebührt mein Dank. Eure Vorarbeit und Weitsicht waren weit mehr als nur ein Grundstein, sondern ein festes Fundament auf dem diese Arbeit stehen kann. Insbesondere danke ich meinem direkten Vorgänger David. In unserer Zeit des Überlapps hast du mir viel beigebracht, was mir gerade bei meinem damaligen Mangel an Erfahrung mit Faserlasern viel Leid erspart hat. Auch nachdem du kein Teil der Arbeitsgruppe mehr warst, konnte ich mich bei Fragen immer auf Hilfe von Dir verlassen.

Ich möchte mich außerdem bei meinem Betreuer während meiner Zeit als Masterstudent, **Peter Weigl**, bedanken. Deine Art der Betreuung und Kommunikation habe ich immer sehr geschätzt, wie auch deine organisierte Arbeitsweise. All diese Dinge habe ich so gut wie möglich für meine Zeit als Doktorand von Dir übernommen und sie hatten einen prägenden Einfluss auf meine Art der Betreuung und mein Schaffen.

Danke, **Karen Böhling**, für Deine Hilfsbereitschaft bei allen bürokratischen Hürden und bei der Suche nach vermissten Päckchen. Dank Dir ist bisher jedes wieder aufgetaucht und ich hoffe diese Quote lässt sich auch in Zukunft halten. Auch für dein Wissen um die deutsche und englische Sprache danke ich dir.

Auch danke ich allen Mitarbeitern der feinmechanischen Werkstatt unter Führung von **Arno Weick**. Auch bei eher seltsamen Vorschlägen konnte man sich immer auf eine kreative Lösung verlassen, die sich tatsächlich umsetzen lässt. Ich danke euch auch dafür, dass viele kleine, aber trotzdem wichtige, Objekte immer schnell und unkompliziert in eine Lücke des dicken Auftragsbuchs eingeschoben werden konnten.

---

Ich danke **Tobias Schreiber** aus der **AG Atome-Photonen-Quanten** für die Hilfe bei der Suche nach dem Schwebungssignal durch Tests mit verstimmten Lasern und die Leihgabe eines Spektrumanalysators.

Der **AG Weiche Materie an Grenzflächen**, insbesondere **Olaf Soltwedel**, danke ich für die Bereitstellung von hochgradig deionisiertem Wasser aus der Milli-Q Anlage zur Durchführung der Experimente.

**Jan Teske** und **Tobias Liebmann** danke ich für die Gelegenheit, die Software *Zemax* in den Räumen des physikalischen Praktikums zur Simulation des Teleskops verwenden zu können.

Zuletzt möchte ich mich für den Rückhalt aus meiner **Familie** bedanken. Insbesondere gegen Ende hat mir jeder von euch auf seine oder ihre Weise den Rücken frei gehalten. Besonders danke ich deshalb meinen **Eltern**, inklusive Stiefeltern, und meiner **Freundin**.