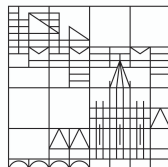


# Intensive Femtosekunden-Impulse bei 2 $\mu\text{m}$ Wellenlänge aus einem Hochleistungs-Tm:Faserverstärker

Dissertation  
zur Erlangung des akademischen Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften  
(*Doctor rerum naturalium*)

vorgelegt an der

Universität  
Konstanz



Fachbereich Physik

von

Sören Kumkar

Tag der Mündlichen Prüfung: 11. September 2017

1. Referent: Prof. Dr. Alfred Leitenstorfer
2. Referent: Dr. Daniele Brida







# Inhaltsverzeichnis

|   |            |
|---|------------|
| <b>Abbildungsverzeichnis</b>  | <b>iii</b> |
| <b>Abkürzungsverzeichnis</b>  | <b>v</b>   |
| <b>Einleitung</b>   | <b>vii</b> |
| <b>1 Physikalische Grundlagen</b>   | <b>1</b>   |
| 1.1 Ultrakurze Laserimpulse . . . . .   | 1          |
| 1.1.1 Elektromagnetische Wellengleichung . . . . .  | 1          |
| 1.1.2 Zeit- und Frequenzdarstellung von Lichtimpulsen . . . . .                                   | 4          |
| 1.1.3 Chromatische Dispersion . . . . .   | 7          |
| 1.1.4 Modenkopplung . . . . .   | 11         |
| 1.2 Optische Glasfasern . . . . .   | 13         |
| 1.2.1 Prinzip der Lichtleitung . . . . .  | 14         |
| 1.2.2 Transversale Moden . . . . .  | 15         |
| 1.2.3 Wellenleiterdispersion . . . . .  | 18         |
| 1.2.4 Polarisationserhaltung . . . . .  | 18         |
| 1.2.5 Nichtlineare Wechselwirkung . . . . .   | 20         |
| 1.2.6 Herstellung von Glasfasern . . . . .  | 23         |
| 1.3 Laser . . . . .   | 24         |
| 1.3.1 Verstärkung elektromagnetischer Wellen durch stimulierte Emission<br>von Photonen . . . . . | 25         |
| 1.3.2 Optisches Pumpen von Verstärkungsmedien . . . . .   | 27         |
| 1.3.3 Glasfasern als aktives Medium . . . . .   | 28         |
| 1.3.4 Technologie der Faserlaser . . . . .  | 30         |
| <b>2 Generierung des Eingangssignals auf Basis von Er:Faser-Technologie</b>                       | <b>33</b>  |
| 2.1 Vorteile der Er:Faser-Technologie . . . . .   | 33         |
| 2.2 Übersicht über das System . . . . .   | 35         |
| 2.2.1 Modengekoppelter Oszillator . . . . .   | 35         |
| 2.2.2 Femtosekunden Er:Faserverstärker . . . . .  | 38         |
| 2.2.3 Passive Stabilisierung der Träger-Einhüllende-Phase . . . . .                               | 39         |
| 2.3 Nichtlineare Erweiterung des Wellenlängenspektrums . . . . .                                  | 40         |
| 2.3.1 Reduktion der Repetitionsfrequenz . . . . .   | 41         |

|          |  |            |
|----------|--|------------|
| 2.3.2    | Hoch nichtlineare Glasfaser . . . . .  | 42         |
| <b>3</b> | <b>Reversible zeitliche Impulsstreckung</b>  | <b>47</b>  |
| 3.1      | Konzept der Verstärkung zeitlich gestreckter Impulse . . . . .                         | 47         |
| 3.2      | Diskussion unterschiedlicher Möglichkeiten . . . . .                                   | 49         |
| 3.2.1    | Allgemeine Anforderungen . . . . .   | 49         |
| 3.2.2    | Materialspezifische GVD . . . . .  | 50         |
| 3.2.3    | Winkeldispersion an Prismen oder Gittern . . . . .                                     | 51         |
| 3.2.4    | Chirped-Bragg-Gitter . . . . .   | 53         |
| 3.3      | Durchgeführte experimentelle Untersuchungen . . . . .                                  | 54         |
| 3.3.1    | Impulsstreckung in 40 m Faser . . . . .  | 54         |
| 3.3.2    | Faser-Bragg-Gitter . . . . .   | 55         |
| 3.3.3    | Gitterbasierter Impulsstreckter . . . . .  | 56         |
| 3.3.4    | Gitterbasierter Impulskompressor . . . . .   | 62         |
| 3.4      | Zusammenfassung und Fazit . . . . .  | 67         |
| <b>4</b> | <b>Hochleistungs-Thulium-Faserverstärker</b>   | <b>69</b>  |
| 4.1      | Skalierung der mittleren Leistung von Faserlasern . . . . .                            | 70         |
| 4.1.1    | Doppelmantelfasern für multimodiges Pumplicht . . . . .                                | 71         |
| 4.1.2    | Einkopplung von Pumplicht in Doppelmantelfasern . . . . .                              | 72         |
| 4.1.3    | Fasern mit vergrößerter Modenfläche zur Reduzierung der optischen Intensität . . . . . | 73         |
| 4.1.4    | Thulium-dotierte Fasern . . . . .  | 76         |
| 4.2      | Experimentelle Realisierung . . . . .  | 80         |
| 4.2.1    | Spleißen von Doppelmantelfasern . . . . .  | 81         |
| 4.2.2    | Aufbau des Vorverstärkers . . . . .  | 85         |
| 4.2.3    | Charakterisierung des Vorverstärkers . . . . .   | 86         |
| 4.2.4    | Aufbau des Hauptverstärkers . . . . .  | 90         |
| 4.3      | Charakterisierung des Ausgangssignals . . . . .  | 94         |
| 4.3.1    | Mittlere Ausgangsleistung von 13 W . . . . .   | 94         |
| 4.3.2    | Nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität . . . . .                                      | 98         |
| 4.3.3    | Wellenlängenspektrum mit 26 nm Halbwertsbreite . . . . .                               | 99         |
| 4.3.4    | Impulskomprimierung auf 225 fs . . . . .   | 106        |
| 4.3.5    | Potential für weitere Skalierung der Ausgangsleistung . . . . .                        | 108        |
| 4.3.6    | Nichtlineare Erweiterung des Wellenlängenspektrums in ZBLAN-Faser                      | 112        |
|          | <b>Zusammenfassung und Ausblick</b>  | <b>115</b> |
|          | <b>Literaturverzeichnis</b>  | <b>119</b> |
|          | <b>Publikationsliste</b>   | <b>131</b> |

# Abbildungsverzeichnis

|      |  |    |
|------|--|----|
| 1.1  | E-Feld eines gechirpten Lichtimpulses . . . . .                              | 6  |
| 1.2  | Chromatische Dispersion von Quarzglas (Graph) . . . . .                      | 10 |
| 1.3  | Lichtleitung in Glasfasern (Zeichnung) . . . . .                             | 14 |
| 1.4  | Polarisationserhaltende Glasfasern (Zeichnung) . . . . .                     | 19 |
| 1.5  | Verluste in Quarzglas (Graph) . . . . .                                      | 23 |
| 1.6  | Schema eines Lasers . . . . .  | 24 |
| 1.7  | Drei- und Vier-Niveau Systeme . . . . .                                      | 28 |
| 1.8  | Absorptions- und Emissionsquerschnitt von $\text{Er}^{3+}$ (Graph) . . . . . | 29 |
|      |  |    |
| 2.1  | Übersicht Seed-System . . . . .  | 35 |
| 2.2  | Schema modenkoppelter Oszillator . . . . .                                   | 36 |
| 2.3  | Wellenlängenspektrum Oszillator . . . . .                                    | 37 |
| 2.4  | Er:Faser-Verstärker . . . . .  | 38 |
| 2.5  | Schema der CEP-Stabilisierung . . . . .                                      | 40 |
| 2.6  | Wellenlängenspektren der passiven Phasenstabilisierung (Graph) . . . . .     | 41 |
| 2.7  | Schema elektrooptischer Modulator . . . . .                                  | 42 |
| 2.8  | FROG-Messung Er:Verstärker . . . . .   | 43 |
| 2.9  | Simulation der Impulspropagation in HNF . . . . .                            | 44 |
| 2.10 | Wellenlängenspektrum des Seed-Signals (Graph) . . . . .                      | 45 |
|      |  |    |
| 3.1  | CPA-Schema . . . . .   | 48 |
| 3.2  | Funktion gitterbasierter Impulsstreckter (Schema) . . . . .                  | 52 |
| 3.3  | Funktion gitterbasierter Impulskompressor (Schema) . . . . .                 | 53 |
| 3.4  | Zeitliche Impulsstreckung mittels FBG (Schema) . . . . .                     | 55 |
| 3.5  | Wellenlängenspektrum nach FBG (Graph) . . . . .                              | 56 |
| 3.6  | Konstruktion gitterbasierter Impulsstreckter (Schema) . . . . .              | 57 |
| 3.7  | Konstruktion gitterbasierter Impulsstreckter . . . . .                       | 58 |
| 3.8  | Gruppenlaufzeiten durch Impulsstreckter . . . . .                            | 59 |
| 3.9  | Variation der Geometrie des Impulsstreckers . . . . .                        | 60 |
| 3.10 | Tm:Faser Dauerstrichlaser . . . . .  | 61 |
| 3.11 | Spektrum des Seedsignals . . . . .   | 62 |
| 3.12 | Funktion gitterbasierter Impulskompressor (Schema) . . . . .                 | 63 |
| 3.13 | Konstruktion gitterbasierter Impulskompressor . . . . .                      | 64 |
| 3.14 | Variation der Geometrie des Impulskompressors (Graph) . . . . .              | 65 |

|      |   |     |
|------|---|-----|
| 4.1  | Doppelmantelfaser (Schema) . . . . .                                      | 71  |
| 4.2  | Pump-Signal-Weichen (Schema) . . . . .                                    | 73  |
| 4.3  | Faserquerschnitt Doppelmantelfaser . . . . .                              | 74  |
| 4.4  | Absorptions- und Emissionsquerschnitte von Tm:Faser (Graph) . . . . .     | 77  |
| 4.5  | Absorption von Tm:Faser (Graph) . . . . .                                 | 78  |
| 4.6  | Energieniveaus von Tm:Quarzglas . . . . .                                 | 78  |
| 4.7  | Übersicht Verstärkersystem . . . . .                                      | 80  |
| 4.8  | Spleiß einer Doppelmantelfaser . . . . .                                  | 83  |
| 4.9  | Aufbau des Vorverstärkers (Schema) . . . . .                              | 85  |
| 4.10 | Ausgangsleistung des Vorverstärkers . . . . .                             | 87  |
| 4.11 | Ausgangsspektrum des Vorverstärkers . . . . .                             | 89  |
| 4.12 | Aufbau Hauptverstärker (Schema) . . . . .                                 | 90  |
| 4.13 | Modenfeldadapter . . . . .  | 91  |
| 4.14 | Auskopplung des Signals nach dem Hauptverstärker (Schema) . . . . .       | 92  |
| 4.15 | Halterung der Faserauskopplung . . . . .                                  | 93  |
| 4.16 | Ausgangsleistung Hauptverstärker . . . . .                                | 95  |
| 4.17 | Verstärkungs-Sättigung des Hauptverstärkers (Graph) . . . . .             | 96  |
| 4.18 | Strahlprofil nach dem Hauptverstärker . . . . .                           | 98  |
| 4.19 | Strahlqualität nach Verstärkung . . . . .                                 | 100 |
| 4.20 | Wellenlängenspektrum nach dem Hauptverstärker (Graph) . . . . .           | 101 |
| 4.21 | Leistungsabhängige Wellenlängenspektren Hauptverstärker (Graph) . . . . . | 102 |
| 4.22 | FROG-Messung nach Hauptverstärker - minimale Impulsdauer . . . . .        | 107 |
| 4.23 | Faser-Endcap (Schema) . . . . .   | 110 |
| 4.24 | Wellenlängenspektrum nach ZBLAN-Faser (Graph) . . . . .                   | 113 |

# Abkürzungsverzeichnis

In der vorliegenden Arbeit werden Abkürzungen verwendet, die im fachspezifischem Sprachgebrauch üblich sind. Häufig handelt es sich hierbei um englische Begriffe. An dieser Stelle wird gegebenenfalls zusätzlich eine deutsche Übersetzung angegeben.

|              |   |
|--------------|---|
| <b>ASE</b>   | „amplified spontaneous emission“ - verstärkte spontane Emission   |
| <b>CEO</b>   | „carrier to envelope offset“ - Träger zu Einhüllende Offset   |
| <b>CEP</b>   | „carrier to envelope phase“ - Träger zu Einhüllende Phase (in der Zeitdarstellung von Laser-Impulsen)                     |
| <b>CPA</b>   | „chirped-pulse-amplification“ - Verstärkung zeitlich gestreckter Impulse  |
| <b>CW</b>    | „continuous-wave“ - bezeichnet eine kontinuierliche Ausgangsleistung bei einem Laser (Dauerstrich)                        |
| <b>DFG</b>   | „difference-frequency generation“ - Differenz-Frequenz Erzeugung  |
| <b>EOM</b>   | “electro-optic modulator“ - elektrooptischer Modulator  |
| <b>Er</b>    | Erbium  |
| <b>FBG</b>   | „fiber-Bragg-grating“ - Faser-Bragg-Gitter  |
| <b>FFT</b>   | „fast Fourier transform“ - geschwindigkeitsoptimierte numerische Fourier-Transformation                                   |
| <b>FROG</b>  | „frequency resolved optical gating“ - frequenz aufgelöstes optisches Abtasten   |
| <b>FWHM</b>  | „full width at half maximum“ - volle Halbwertsbreite  |
| <b>FWM</b>   | „four-wave-mixing“ - nichtlinearer Vierwellenmischprozess   |
| <b>GDD</b>   | „group-delay-dispersion“ - Dispersion der Gruppenlaufzeiten   |
| <b>GVD</b>   | „group-velocity-dispersion“ - Dispersion der Gruppengeschwindigkeit   |
| <b>Ge</b>    | Germanium   |
| <b>HNF</b>   | „highly nonlinear fiber“ - hoch-nichtlineare Glasfaser  |
| <b>Ho</b>    | Holmium   |
| <b>IR</b>    | „infrared“ - Infrarot   |
| <b>LiDAR</b> | “light detection and ranging“ - Sammelbegriff für Methoden optischer Fernmessung wie Abstandsbestimmung und Spektroskopie |
| <b>LMA</b>   | „large-mode-area fiber“ - Faser mit vergrößerter Modenfläche  |
| <b>LP</b>    | „linear polarized“ - linear polarisiert   |
| <b>MFA</b>   | „mode-field adapter“ - Modenfeld-Adapter  |
| <b>NA</b>    | „numerical aperture“ - numerische Apertur   |
| <b>Nd</b>    | Neodym  |
| <b>OPA</b>   | “optical parametric amplifier“ - optisch-parametrischer Verstärker  |

|              |  |
|--------------|--|
| <b>OPO</b>   | „optical parametric oscillator“ - optisch-parametrischer Oszillator          |
| <b>OSA</b>   | „optical spectrum analyser“ - optischer Spektrum-Analysator                  |
| <b>PCF</b>   | „photonic crystal fiber“ - photonische Kristall-Faser                        |
| <b>PM</b>    | „polarization maintaining“ - polarisationserhaltend                          |
| <b>SAM</b>   | „saturable absorber mirror“ - sättigbarer Absorberspiegel                    |
| <b>SFG</b>   | „sum-frequency generation“ - nichtlineare Summenfrequenz-Erzeugung           |
| <b>SPM</b>   | „self-phase modulation“ - Selbstphasenmodulation                             |
| <b>THG</b>   | „third-harmonic generation“ - nichtlineare Frequenzverdreifung               |
| <b>TOD</b>   | „third-order-dispersion“ - kubischer Anteil des nichtlinearen Brechungsindex |
| <b>Tm</b>    | Thulium  |
| <b>UV</b>    | „ultra-violet“ - ultraviolett  |
| <b>VBG</b>   | „volume-Bragg-grating“ - Volumen-Bragg-Gitter                                |
| <b>VIS</b>   | „visible“ - visuelles Spektrum   |
| <b>WDM</b>   | „wavelength division multiplex“ - Wellenlängen-Multiplexer                   |
| <b>XPM</b>   | „cross-phase modulation“ - Kreuzphasenmodulation                             |
| <b>YAG</b>   | Yttrium Aluminium Granat   |
| <b>Yb</b>    | Ytterbium  |
| <b>ZBLAN</b> | $ZrF_4-BaF_2-LaF_3-AlF_3-NaF$  |

# Einleitung

Moderne optische Technologien spielen für das Leben in unserer heutigen Gesellschaft eine enorme Rolle. Dies gründet wesentlich auf der Erfindung des Lasers. Unmittelbar nach der ersten experimentellen Demonstration im Jahre 1960 [Mai60] hat vor allem die wissenschaftliche Forschung von dieser Möglichkeit der Erzeugung von intensivem, kohärentem Licht profitiert. Hier sind Laser ein unverzichtbares Werkzeug in unterschiedlichsten Themengebieten geworden. Sehr schnell wurden auf dieser Basis allerdings auch zahllose Anwendungen in der Messtechnik, Medizin und industriellen Fertigung erschlossen. Gleichzeitig sind Laser selbst auch heute noch Gegenstand aktiver Forschung. Es besteht ein ungebremses Interesse, die Grenzen in der Erzeugung von elektromagnetischer Strahlung in Bezug auf Parameter wie Wellenlänge, Spitzen- und mittlerer Leistung sowie zeitlichem Intensitätsverlauf weiter zu verschieben, um neue Aufgaben und Fragestellungen bearbeiten zu können.

Die Vielzahl existierender Laservarianten unterscheidet sich unter anderem in der Wahl der notwendigen Komponenten Verstärkungsmedium, Energiequelle für die Anregung sowie optischem Resonator [Sie86, Mil88]. In der vorliegenden Arbeit wird ein System beschrieben, das der Gruppe der Faserlaser zuzuordnen ist. Dieses Konzept basiert auf sogenannten aktiven optischen Glasfasern, deren Kern mit Ionen der seltenen Erden  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}$  oder  $\text{Yb}^{3+}$  dotiert ist. Sie erlauben so die Verstärkung eines optischen Signals durch stimulierte Emission bei einer gleichzeitigen Führung im Kern. Die lange Propagation des Signals mit einem kleinen Modenfelddurchmesser durch das aktive Medium ermöglicht dabei eine hohe Verstärkung im Einfachdurchgang auch von kleinen Signalleistungen. In den ersten experimentellen Realisierungen von Faserlasern ab dem Jahr 1961, also bereits kurz nach der Erfindung des Lasers, erfolgte die Zufuhr der notwendigen Pumpleistung noch mittels Blitzlampen durch die Mantelfläche der Fasern [Sni61, Koe64]. Ihre Vorteile gegenüber konventionellen Festkörperlasern können Faserlaser allerdings erst in Kombination mit Halbleiter-Laserdioden als Pumpquelle ausspielen. Im Vergleich zu Blitzlampen können diese Pumplicht mit einem schmalbandigen Wellenlängenspektrum und einer erheblich höheren räumlichen Brillanz erzeugen. Letzteres erlaubt die Einkopplung in eine Faser durch deren Endfläche. Auf diese Weise kann ein hoher Absorptionsgrad erreicht werden.

Die Anfänge der technologischen Entwicklung von Faserlasern sind eng mit dem Aufbau der heutigen weltweiten optischen Kommunikations-Infrastruktur verknüpft. Diese basiert hauptsächlich auf zwei Entwicklungen. Zum einen erlaubt hochreines Quarzglas, die Verluste in optischen Fasern auf weniger als 0,2 dB/km zu senken. Für die hierfür maßgeblichen Forschungen wurde im Jahr 2009 der Nobelpreis der Physik an Charles Kao verliehen [Kao66, Kao10]. Zum

anderen ermöglichen aktive Fasern mit einer Erbium-Dotierung (Er:Faser) eine rauscharme Verstärkung von Signalen mit Wellenlängen um  $1,55\ \mu\text{m}$  [Mea87, Des87]. Da Quarzglas in diesem Wellenlängenbereich minimale Verluste und eine geringe chromatische Dispersion aufweist [Agr01], wird so der Aufbau von langen, faserbasierten Übertragungstrecken möglich. Dies hat dazu geführt, dass Glasfasern heutzutage die Grundlage der modernen Kommunikation darstellen [Cha98, Kei03].

Aus den Bemühungen, die Daten-Übertragungsraten in Glasfasern zu maximieren, sind ab dem Jahr 1989 die ersten modengekoppelten Er:Faser-Laser entstanden [Sun89, Kaf89a, Fer90]. Sehr schnell hat diese Ultrakurzpuls-Technologie allerdings auch Anwendungen außerhalb der Telekommunikation gefunden. Wie auch andere Lasertechnologien konnte sie sich im Laufe der Zeit insbesondere in der wissenschaftlichen Forschung etablieren [Fer13, Bri14]. Bis heute findet eine aktive Weiterentwicklung entsprechender Systeme statt. Hierbei ist ein besonderer Vorteil von Er:Fasern, dass die Emissionswellenlänge mit  $1,55\ \mu\text{m}$  knapp oberhalb der sogenannten Nulldispersionswellenlänge von Quarzglas bei  $1,3\ \mu\text{m}$  liegt. Daher kann durch die radiale Geometrie und Zusätze im Glas die Dispersion einer Faser in diesem Wellenlängenbereich präzise angepasst werden. Der Aufbau von faserbasierten Oszillatoren und Verstärkern wird so stark vereinfacht. Darüber hinaus ist es möglich, das Wellenlängenspektrum von Femtosekunden-Lichtimpulsen in speziell angepassten, hoch-nichtlinearen Glasfasern (HNF) gezielt zu verbreitern [Tau04, Sel09], ohne einen signifikanten Verlust der Kohärenz zu riskieren [Kum12b]. Mit Wellenlängen von  $0,9$  bis  $2,2\ \mu\text{m}$  kann auf diese Weise mehr als eine Oktave abgedeckt werden. Dieser Bereich lässt sich zusätzlich mittels Frequenzkonversion in nichtlinearen Kristallen in den sichtbaren Frequenzbereich [Mou06] und ins mittlere Infrarot [Sel08] erweitern. Dadurch ist die auf Er:Fasern basierende Femtosekunden-Technologie sehr flexibel und ermöglicht die Erschließung unterschiedlichster Anwendungen sowohl in der Frequenz- als auch in der Zeitdomäne. Zum Beispiel lässt sich mittels Differenzfrequenzerzeugung die Träger-Einhüllende-Phase passiv stabilisieren [Kra11b] und so ein hoch-stabiler Frequenzkamm generieren [Feh15]. Weiterhin wurde die Synthese von Lichtimpulsen demonstriert, die nur noch eine einzelne Schwingung des elektrischen Feldes enthalten [Kra10]. Bei der direkten Messung von Vakuumfluktuationen des elektrischen Feldes wird das erzielbare niedrige Verhältnis von Signal zu Rauschen eindrucksvoll demonstriert [Rie15].

Derartige auf Er:Fasern basierende Laser-Systeme erreichen üblicherweise mittlere Ausgangsleistungen von  $1\ \text{W}$  und Impulsenergien von  $10\ \text{nJ}$ . Für viele Applikationen genügt dies zwar, allerdings werden für die Bearbeitung von diversen aktuellen Fragestellungen der Physik deutlich höhere Impulsenergien und Spitzenleistungen benötigt. Hierzu zählen unter anderem Experimente der extrem-nichtlinearen Optik wie die Erzeugung hoher Harmonischer bis hin zu Attosekunden-Impulsen [Bra00]. Faserlaser bieten prinzipiell gute Voraussetzungen, auch diese Anforderungen zu erfüllen. So erlaubt die bereits erwähnte hohe Verstärkung im Einfachdurchlauf eines Signals bei gleichzeitiger Erhaltung einer guten Strahlqualität die direkte Verstärkung von Impulsen bei hohen Repetitionsraten. Dies ist ein signifikanter Vorteil gegenüber anderen Konzepten wie regenerativen Verstärkern, die üblicherweise auf Repetitionsraten im Kiloherz-Bereich limitiert sind. Das große Verhältnis von Oberfläche zu Volumen der Fa-

---

sern erleichtert darüber hinaus eine effiziente Wärmeabfuhr. Hinzu kommt die Möglichkeit, ein System sehr kompakt und mechanisch robust aufzubauen.

Die höchsten erzielbaren Ausgangsleistungen aus einem Faserlaser ermöglichen derzeit Glasfasern mit einer Ytterbium-Dotierung (Yb:Faser). Der Grund hierfür ist, dass sich diese Fasern bei einer Wellenlänge von etwa 980 nm pumpen lassen. Die geringe Differenz zur Emissionswellenlänge um 1050 nm ergibt einen sehr geringen Quantendefekt und erlaubt so eine hohe Konversionseffizienz und geringe thermische Last der aktiven Faser. Gleichzeitig sind Hochleistungs-Laserdioden bei der benötigten Wellenlänge verfügbar [Ric10]. Diese Umstände ermöglichen Ausgangsleistungen in einem kontinuierlichen (CW), transversal monomodigen Betrieb von mehr als 10 kW. Mit Femtosekunden-Systemen auf Basis von Yb:Fasern können mittlere Leistungen im Kilowatt-Bereich [Eid10] und Spitzenleistungen von mehreren Gigawatt [Eid11] erreicht werden.

Für die weiter oben erwähnten Anwendungen im Bereich der Erzeugung hoher Harmonischer haben Lichtimpulse mit einer größeren Wellenlänge jedoch Vorteile, da sie eine höhere Grenzfrequenz der generierten Photonen erlauben [Bra00]. Eine größere Wellenlänge hat darüber hinaus den Vorteil, dass die Stärke der nichtlinearen Wechselwirkung von Impulsen in einem Material geringer ist. Zusätzlich sind in einer Faser größere Modenfelder und damit niedrigere Intensitäten bei gleicher Spitzenleistung möglich [Agr01]. Dadurch steigt das theoretische Limit der in einer Faser erzielbaren Spitzenleistung mit der Wellenlänge [Jau13]. Eine vielversprechende Möglichkeit, intensive Lichtimpulse mit größeren Wellenlängen als aus einer Yb:Faser oder Er:Faser zu generieren, stellen Fasern mit einer Thulium-Dotierung (Tm:Faser) dar. Sie weisen eine hohe Verstärkungsbandbreite auf, die Wellenlängen von 1,8  $\mu\text{m}$  bis 2,1  $\mu\text{m}$  umfasst [Agg06]. Auf diese Weise wird die Verstärkung kurzer Femtosekunden-Impulse möglich. Tm:Fasern lassen sich bei einer Wellenlänge von 793 nm pumpen. Da sich dabei mit einem Pump-Photon zwei  $\text{Tm}^{3+}$  Ionen in das obere Laser-Niveau anregen lassen, steigt die theoretisch mögliche Konversionseffizienz von Pump- in Signalleistung von etwa 40 % auf 80 % [Jac09]. Für das Pumpen geeignete Laserdioden sind mit hohen Ausgangsleistungen verfügbar und erlauben so den effizienten und kompakten Aufbau eines Verstärkers für Femtosekunden-Impulse bei einer hohen Repetitionsrate.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, ein System zu realisieren, das die Verstärkung eines Femtosekunden-Impulszuges mit einer Repetitionsrate von 10 MHz und Wellenlängen um 2  $\mu\text{m}$  auf Energien von mehr als einem Mikrojoule ermöglicht. Diese Anforderung korrespondiert mit einer notwendigen mittleren Ausgangsleistung von mehr als 10 W. Um übermäßige nichtlineare Wechselwirkung in den Fasern zu vermeiden, müssen die Impulse vor der Verstärkung durch Aufprägen einer Frequenzmodulation zeitlich reversibel auf über 100 ps gestreckt werden. Nach der Verstärkung können die Impulse wieder rekomprimiert und so die angestrebten hohen Spitzenleistungen erreicht werden. Dieses Konzept der Verstärkung zeitlich gestreckter Impulse ist unter dem englischen Begriff „Chirped-Pulse Amplification“ (CPA) bekannt [Str85]. Das Eingangssignal für den hier beschriebenen Verstärker wird von einem modengekoppelten Laser-System bereitgestellt, das auf Er:Faser-Technologie basiert und des-

sen Träger-Einhüllende-Phase mittels Differenzfrequenzerzeugung passiv stabilisiert ist (im Folgenden als Seed<sup>1</sup>-System bezeichnet). Die Verstärkungsbandbreite von Tm:Fasern kann wie weiter oben beschrieben durch die Erzeugung eines maßgeschneiderten Wellenlängenspektrums in einer hoch-nichtlinearen Glasfaser vollständig abgedeckt werden. Gleichzeitig erlaubt das Seed-System durch weitere parallele Ausgänge einen synchronisierten Betrieb von weiteren Verstärkern. Ein Ausgang dient beispielsweise der Erzeugung des Eingangssignals für einen weiteren Hochleistungs-Verstärker, der auf Yb:Fasern basiert und Impulse mit Energien von 6  $\mu\text{J}$  bei Dauern von 145 fs ermöglicht [Wun15]. Durch die Möglichkeit, diesen Zweig kohärent mit Impulsen vergleichbarer Intensität aus einem Tm:Faser-Verstärker zu überlagern, wird möglicherweise ein Weg eröffnet, Lichtimpulse mit nur wenigen Schwingungen des elektrischen Feldes ähnlich wie in [Kra10] zu synthetisieren, jedoch mit um mehrere Größenordnungen gesteigerten Impulsenergien.

Neben den bereits erwähnten Anwendungen der extrem-nichtlinearen Optik ist die Technologie eines derartigen Tm:Faser-Verstärkers jedoch auch für weitere Anwendungen von hohem Interesse. So kann der mittlere Infrarotbereich mit Femtosekunden-Impulsen bei Megahertz-Repetitionsraten effizient durch optisch-parametrische Prozesse erschlossen werden. Während bei kürzeren Startwellenlängen, beispielsweise aus einem Yb:Faser- oder Titan-Saphir-System, üblicherweise ein mehrstufiger Prozess erforderlich ist, gelingt dies mit der vergleichsweise großen Wellenlänge eines Tm:Faser-Verstärkers mit nur einer Stufe [Jac12, Pir15]. Gleiches gilt für die Generierung von zusätzlichen langwelligen Impulskomponenten in hoch-nichtlinearen Fasern aus einem Material, dessen Transparenz bis in das mittlere Infrarot reicht, wie zum Beispiel ZBLAN<sup>2</sup>. Auf diese Weise können Wellenlängen bis oberhalb von 4  $\mu\text{m}$  erreicht werden [Kul11] und so unter anderem spektroskopische Messungen in einem Bereich erfolgen, in dem viele Moleküle charakteristische Absorptionsmerkmale aufweisen [Man08]. Weiterhin ist das menschliche Auge durch einen Tm:Faserlaser im Vergleich zu anderen kurzwelligeren Systemen weniger gefährdet, da ein Großteil der Strahlung mit Wellenlängen um 2  $\mu\text{m}$  bereits vor der Netzhaut absorbiert wird. Insbesondere für Applikationen, die eine Propagation durch die Atmosphäre erfordern, ist dies eine wichtige Eigenschaft. Zu nennen wären hierbei Abstands- und Geschwindigkeitsmessungen sowie Spektroskopie über eine Distanz hinweg, häufig unter dem Akronym LiDAR<sup>3</sup> zusammengefasst. Auch bei der Laser-Materialbearbeitung werden Laserschutzmaßnahmen, ähnlich wie beim CO<sup>2</sup>-Laser, gegenüber kurzwelligeren Lasern vereinfacht. Relevanter ist jedoch, dass die materialspezifischen Absorptionseigenschaften in diesem Wellenlängenspektrum genutzt werden können. Beispielsweise weisen Kunststoffe bei 2  $\mu\text{m}$  einen hohen Absorptionsgrad auf [Hou13]. Andere Bearbeitungsprozesse, die auf nicht-linearer Multiphotonen-Absorption beruhen, setzen eine Transparenz des Materials voraus. Femtosekunden-Impulse mit Wellenlängen um 1  $\mu\text{m}$  haben sich zum Beispiel für die präzise

---

<sup>1</sup>aus dem englischen für „Saat, Keim, Impfung“

<sup>2</sup>ZrF<sub>4</sub>-BaF<sub>2</sub>-LaF<sub>3</sub>-AlF<sub>2</sub>-NaF

<sup>3</sup>Light Detection And Ranging - Sammelbegriff für Methoden optischer Fernmessung wie Abstandsbestimmung und Spektroskopie

---

Bearbeitung von Gläsern bewährt [Gat08]. Mit Wellenlängen um  $2\ \mu\text{m}$  lassen sich derartige Prozesse auch auf verschiedene Halbleiter übertragen.

Kapitel 1 der vorliegenden Arbeit beinhaltet einen rudimentären Überblick über einige physikalische Grundlagen zu ultrakurzen Lichtimpulsen und optischen Glasfasern. In diesem Rahmen wird auch der in den nachfolgenden Kapiteln verwendete mathematische Formalismus zur Beschreibung der Propagation von Impulsen eingeführt. Das verwendete Er:Faser-Seedsystem wird in Kapitel 2 beschrieben. Sowohl Auslegung als auch Implementierung der zur Vermeidung von übermäßiger nichtlinearer Wechselwirkung notwendigen reversiblen zeitlichen Streckung der Impulse wird in Kapitel 3 thematisiert. Kapitel 4 beinhaltet die Beschreibung eines geeigneten zweistufigen Tm:Faser-Verstärkers sowie die Charakterisierung der zeitlich rekomprimierten Impulse.



# 1 Physikalische Grundlagen

Inhalt der vorliegenden Arbeit ist die Beschreibung der experimentellen Realisierung eines Tm:Faser-Verstärkers für Femtosekunden-Laserimpulse. Dieses Kapitel beinhaltet einen Überblick über einige Grundlagen zu diesem Thema. Hierzu gehören unter anderem ein im weiteren Verlauf der Arbeit verwendeter mathematischer Formalismus zur Beschreibung von Lichtimpulsen und deren Propagation durch ein Medium. Weiterhin werden relevante Eigenschaften von optischen Glasfasern behandelt. Für eine ausführlichere Darstellung dieser Themengebiete wird auf die jeweils in Form von Referenzen angegebene Literatur verwiesen.

## 1.1 Ultrakurze Laserimpulse

### 1.1.1 Elektromagnetische Wellengleichung

Für viele Problemstellungen in der Optik ist eine Betrachtung des Lichts als elektromagnetische Welle hilfreich. In Bezug auf die vorliegende Arbeit gehören dazu die transversale Intensitätsverteilung in einer Glasfaser, Beugung an einem optischen Gitter sowie die Auswirkungen der chromatischen Dispersion eines Mediums auf ultrakurze Laserimpulse. Daher wird an dieser Stelle zunächst die Herleitung der sogenannten Wellengleichung als Basis für die nachfolgenden Abschnitte skizziert.

Startpunkt für die Beschreibung der Ausbreitung von elektromagnetischen Feldern sind die Maxwell-Gleichungen [Hec09]:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.1.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1.1.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_f \quad (1.1.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.1.4)$$

Das elektrische Feld ist mit  $\mathbf{E}$  bezeichnet, das magnetische Feld mit  $\mathbf{H}$ . Entsprechend steht  $\mathbf{D}$  für die elektrische Flussdichte,  $\mathbf{B}$  für die magnetische Flussdichte,  $\rho_f$  für die freie elektrische Ladungsdichte und  $\mathbf{J}$  für die freie elektrische Stromdichte. In transparenten Medien wie zum Beispiel Quarzglas existieren keine freien Ladungsträger, daher kann  $\rho_f = \mathbf{J} = 0$  angenommen

werden. Weiterhin entstehen  $\mathbf{D}$  und  $\mathbf{B}$  durch die entsprechenden Felder  $\mathbf{E}$  und  $\mathbf{D}$ , die in einem Medium anliegen:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (1.1.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M} \quad (1.1.6)$$

$\epsilon_0$  und  $\mu_0$  sind die Permittivitätszahl und Permeabilitätszahl von Vakuum,  $\mathbf{P}$  und  $\mathbf{M}$  sind die induzierten elektrischen und magnetischen Polarisationen. Für optische Komponenten kann als weitere Näherung häufig  $\mathbf{M} = 0$  angenommen werden (keine signifikante Magnetisierung). Aus den Gleichungen (1.1.1) bis (1.1.6) lässt sich so die Wellengleichung für das elektrische Feld  $\mathbf{E}$  gewinnen (Analoges gilt für das magnetische Feld  $\mathbf{D}$ ):

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} \quad (1.1.7)$$

$c = (\mu_0 \epsilon_0)^{-1/2}$  bezeichnet die Lichtgeschwindigkeit. Für die Lösung dieser Gleichung sind Kenntnisse über den Zusammenhang von  $\mathbf{E}$  und  $\mathbf{P}$  notwendig. Im Allgemeinen erfordert dies einen quantenmechanischen Ansatz. Für den hier betrachteten Fall von transparenten Dielektrika und Wellen mit Frequenzen weit abseits von Resonanzen im Medium hat sich ein phänomenologischer Ansatz bewährt [Agr01], bei dem angenommen wird, dass das externe Feld  $\mathbf{E}$  im Material lediglich elektrische Dipole induziert. Ihre Summe ergibt die makroskopische Polarisation  $\mathbf{P}$  des Materials. Bei optischen Frequenzen spielt hierfür eine Verschiebung der Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen gegenüber den Atomkernen die dominierende Rolle [Eng14]. Wenn man die zugehörige Rückstellkraft als Polynom ansetzt, ergibt sich der folgende Ansatz für  $\mathbf{P}(\mathbf{E})$  [Boy08]:

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \left( \chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \right) \quad (1.1.8)$$

Hierbei ist  $\chi^{(i)}$  mit  $i = 1, 2, 3, \dots$  die materialspezifische elektrische Suszeptibilität  $i$ -ter Ordnung. Im Allgemeinen ist  $\chi$  ein Tensor der Stufe  $i + 1$ , da  $\mathbf{P}$  nicht notwendigerweise parallel zu  $\mathbf{E}$  ist. Aus dem linearen Koeffizienten  $\chi^{(1)}$  ergeben sich unter anderem der klassische Brechungsindex  $n_L$  sowie ggf. ein Dämpfungsfaktor  $\alpha$  (siehe weiter unten). Die Suszeptibilitäten höherer Ordnung sorgen für Effekte, die in der klassischen Optik normalerweise nicht beobachtet werden, da ihr Beitrag zu  $\mathbf{P}$  sehr gering ist. Sie werden erst bei höheren Feldstärken beobachtet (zum Beispiel bei intensiven Laserimpulsen) und werden unter dem Begriff „nicht-lineare Optik“ zusammengefasst. Daher bietet sich auch die Aufteilung von  $\mathbf{P}$  in einen linearen und nichtlinearen Anteil an:

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL} \quad (1.1.9)$$

Im Folgenden wird der nichtlineare Anteil  $\mathbf{P}_{NL}$  zunächst vernachlässigt (gleichbedeutend mit einer Näherung geringer Feldstärken). In Abschnitt 1.2.5 wird er als Störung von  $\mathbf{P}_L$  wieder aufgegriffen.

In Gleichung (1.1.8) wird angenommen, dass die Polarisation  $\mathbf{P}$  instantan dem elektrischen Feld  $\mathbf{E}$  folgt. Diese Näherung ist für elektromagnetische Wellen allerdings normalerweise nicht haltbar. Unter anderem ließe sich eine Frequenzabhängigkeit (Dispersion) von  $\mathbf{P}$  nicht erklären. Um eine Zeitabhängigkeit der Antwort zu berücksichtigen, sind Faltungen von  $\chi^i(t_1, t_2, \dots, t_i)$  mit  $\mathbf{E}(t)$  notwendig. Für den ersten (linearen) Summanden in (1.1.8) lautet diese:

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t - t') \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') dt' \quad (1.1.10)$$

Für die Lösung von Gleichung (1.1.7) bietet es sich dann an, in eine Frequenzdarstellung zu wechseln, da sich nach der Fourier-Transformation von Gleichung (1.1.10) durch das Faltungstheorem eine einfache Multiplikation ergibt:

$$\tilde{\mathbf{P}} = \epsilon_0 \tilde{\chi}^{(1)} \cdot \tilde{\mathbf{E}} \quad (1.1.11)$$

mit  $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega)$  als der Fourier-Transformierten von  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot e^{i\omega t} dt$$

und  $\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)$  als der entsprechenden Fourier-transformierten Suszeptibilität. Hier wurde bereits die Kreisfrequenz  $\omega = f \cdot 2\pi$  eingeführt, wobei  $f$  die Frequenz der spektralen Komponenten des Lichts ist. Im Falle von isotropen Medien (zum Beispiel Gläsern) ist  $\tilde{\mathbf{P}}$  stets parallel zu  $\tilde{\mathbf{D}}$ . Dann kann  $\tilde{\chi}^{(1)}$  als Skalar geschrieben werden und erlaubt so die Definition der frequenzabhängigen Permittivitätszahl  $\epsilon_r(\omega) = 1 + \tilde{\chi}^{(1)}(\omega)$ . In dem Fall, dass Verluste vernachlässigt werden können, ergibt sich daraus auch direkt der Brechungsindex:

$$n(\omega) = \sqrt{\epsilon(\omega)} = \sqrt{1 + \tilde{\chi}^{(1)}} \quad (1.1.12)$$

Für Gleichung (1.1.7) kann dann zusammengefasst geschrieben werden:

$$\nabla \times \nabla \times \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) + n^2(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\mathbf{E}} = 0 \quad (1.1.13)$$

Durch Verwendung der Identität

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$$

und Gleichung (1.1.3) sowie der Annahme eines homogenen Mediums, d.h.  $\epsilon_r$  ist ortsunabhängig ( $\rho_f = 0$  im Dielektrikum), vereinfacht sich Gleichung (1.1.13) zu

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + n^2(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\mathbf{E}} = 0 \quad (1.1.14)$$

Im Falle des homogenen Mediums ist auch der Brechungsindex  $n$  ortsunabhängig und sogenannte ebene Wellen bilden die einfachsten Lösungen von Gleichung (1.1.14):

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \cos(\omega t - \mathbf{k} \mathbf{r} + \phi_0) \quad (1.1.15)$$

Neben einer konstanten Phase  $\phi_0$  taucht weiterhin der Wellenvektor  $\mathbf{k}$  auf. Dieser ist orthogonal zum Vektor der Amplitude des elektrischen Feldes  $\mathbf{E}_0$  und zeigt in die Ausbreitungsrichtung der Welle. Sein Betrag  $k = |\mathbf{k}|$  wird auch als Wellenzahl bezeichnet und ist durch die Dispersionsrelation mit  $\omega$  und  $n(\omega)$  verknüpft:

$$k = n \frac{\omega}{c} \quad (1.1.16)$$

Aus dem Wellenvektor ergibt sich die Wellenlänge im Medium  $\lambda_m = 2\pi/k$ . Zu beachten ist hierbei allerdings, dass mit der „Wellenlänge“ von Licht üblicherweise die Wellenlänge im Vakuum  $\lambda = c/f$  gemeint ist. Der Unterschied zwischen beiden ergibt sich auf Grund der im Medium reduzierten Phasengeschwindigkeit  $v_{\text{ph}} = c/n = \omega/k$  (für  $n > 1$ ).

### 1.1.2 Zeit- und Frequenzdarstellung von Lichtimpulsen

Im vorherigen Abschnitt wurden ebene Wellen mit einer Kreisfrequenz  $\omega$  als mögliche Lösung der Wellengleichung (1.1.14) vorgestellt. Diese weisen eine ortsunabhängige Amplitude  $\mathbf{E}_0$  auf, das heißt ihre Intensität  $I \propto |\mathbf{E}^2|$  ist ebenfalls orts- und zeitunabhängig. Es sind weitere Lösungen möglich, an dieser Stelle werden nun Feldverteilungen betrachtet, die an einem Ort  $\mathbf{r}$  nur für eine endliche Zeitspanne  $T$  eine signifikant von Null verschiedene Intensität aufweisen.

Im Allgemeinen wird eine beliebige elektromagnetische Welle vollständig durch ihr orts- und zeitabhängiges elektrisches Feld  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  beschrieben. Für die Behandlung von vielen Problemstellungen genügt häufig jedoch eine skalare, ortsunabhängige Form  $E(t)$ . Sie macht zudem die Darstellung von einigen grundlegenden Formalismen übersichtlicher und wird daher im Folgenden verwendet. Die Erweiterung auf eine räumliche Abhängigkeit sowie Feldvektoren ist bei Bedarf normalerweise problemlos möglich.

Lichtimpulse mit einer endlichen Dauer müssen auf Grund der Frequenz-Zeit Unschärferelation nach Heisenberg  $\sigma_\omega \cdot \sigma_t \geq 0,5$  (mit den Standardabweichungen  $\sigma_\omega$  und  $\sigma_t$ ) immer eine endliche spektrale Bandbreite aufweisen. Je kürzer der Impuls, desto mehr Frequenzen werden benötigt, um ihn zu bilden. Mit Hilfe einer Fourier-Transformation lässt sich das zu einem gegebenen Frequenzverlauf  $E(t)$  gehörige Frequenzspektrum berechnen (hier komplexwertig):

$$\tilde{E}(\omega) = \mathcal{F}\{E(t)\} = \int_{-\infty}^{\infty} E(t) \cdot e^{-i\omega t} dt$$

Ein Laserimpuls  $E(t)$  (beziehungsweise eine Folge von Laserimpulsen) kann also auch als das Resultat einer phasenrichtigen Überlagerung von Wellen mit den Frequenzen  $\omega$  angesehen werden.

Da  $E(t)$  reellwertig ist, muss  $\tilde{E}(\omega) = \tilde{E}^*(-\omega)$  gelten. Häufig ist es allerdings praktischer, mit Ausdrücken zu arbeiten, die keine negativen Frequenzen aufweisen. Um das zu erreichen, kann

das elektrische Feld in der Zeitdomäne ebenfalls als komplexwertiger Ausdruck geschrieben werden [Die06]:

$$E^+(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \tilde{E}(\omega) E^{i\omega t} d\omega$$

Es handelt sich hierbei um eine Art inverse Fourier-Transformation von  $\tilde{E}(\omega)$ , jedoch erstreckt sich das Integral ausschließlich über die positiven Werte von  $\omega$ . Die reguläre Transformation  $\tilde{E}^+(\omega) = \mathcal{F}\{E^+(t)\}$  ergibt folglich einen Ausdruck, der wie gewünscht nur noch positive Frequenzen enthält. Folglich geht  $E^+(t)$  dann aus  $\tilde{E}^+(\omega)$  durch eine reguläre, inverse Fourier-Transformation hervor. Auf analoge Weise lassen sich auch die jeweiligen korrespondierenden Größen  $E^-(t)$  und  $\tilde{E}^-(\omega)$  berechnen. Mit ihrer Hilfe lässt sich das ursprüngliche, reellwertige elektrische Feld rekonstruieren:

$$E(t) = E^+(t) + E^-(t)$$

Besonders für den betrachteten Fall von Laserimpulsen bietet es sich an, das komplexwertige elektrische Feld  $E^+(t)$  als ein Produkt aus zeitlichem Amplitudenverlauf (Hüllkurve, engl. envelope) und einer sogenannten Trägerwelle ähnlich Gleichung 1.1.15 mit einer Träger- oder Zentralfrequenz  $\omega_c$  (engl. carrier-frequency) zu schreiben. Es muss gegebenenfalls zusätzlich eine zeitabhängige Phasenfunktion  $\phi(t)$  verwendet werden, um beliebige Verläufe von  $E(t)$  darstellen zu können:

$$E^+(t) = |E(t)^+| \cdot e^{i(\omega_c t + \phi(t))} \quad (1.1.17)$$

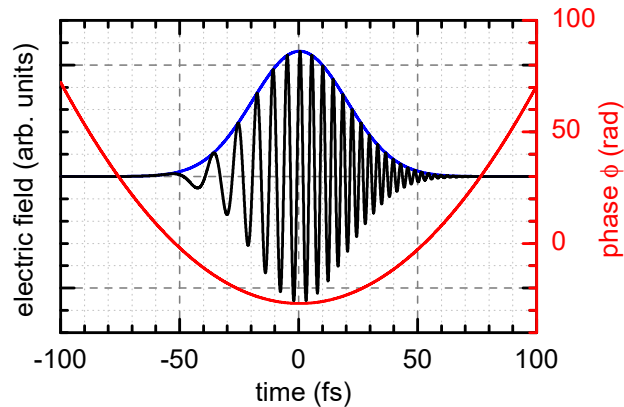
Die Wahl eines Wertes für die Zentralfrequenz  $\omega_c$  ist bei einem möglicherweise stark strukturierten Frequenzspektrum  $\tilde{E}(\omega)$  nicht eindeutig. Es ist üblich, zum Beispiel eine (intensitätsgewichtete) gemittelte Frequenz oder den Wert, an dem  $\tilde{E}(\omega)$  sein Maximum hat, zu wählen. In einem weiteren Schritt kann eine komplexe Einhüllende mit einem Phasenterm ohne die schnellen Oszillationen der Trägerwelle definiert werden:

$$\mathcal{E}(t) = 2|E^+(t)| \cdot e^{i\phi(t)} = 2E^+(t) \cdot e^{-i\omega_c t} \quad (1.1.18)$$

Der Normierungsfaktor 2 wird hier so gewählt, dass der Betrag  $|\mathcal{E}(t)|$  der Einhüllenden des reellwertigen elektrischen Feldes  $E(t)$  entspricht. Durch Multiplikation mit  $e^{i\omega_c t}$  kann jederzeit der ursprüngliche Feldverlauf wiedergewonnen werden.

Bei einem genaueren Blick auf die Phasenfunktion  $\phi(t)$  lässt sich folgendes feststellen:

- Ein konstanter Anteil  $\phi_0 = \phi(0) = konst.$  legt die Phasenlage von Trägerwelle zu Einhüllender fest. Unter der „carrier to envelope phase“ (CEP) wird üblicherweise die relative Phase von Trägerwelle zum Maximum der Einhüllenden in der Zeitdarstellung verstanden. Sofern letzteres bei  $t = 0$  liegt, entspricht  $\phi_0$  diesem Wert, ansonsten muss eine entsprechende Verschiebung berücksichtigt werden. Bei sehr kurzen Impulsen mit nur wenigen Schwingungsperioden des elektrischen Feldes hat die CEP einen signifikanten Einfluss auf den Feldverlauf, bei längeren Impulsen kann sie hingegen oft vernachlässigt werden.



**Abbildung 1.1:** Elektrischer Feldverlauf  $E(t)$  eines Laserimpulses mit einer starken positiven Frequenzmodulation. Ein solcher Impuls wird auch als „up-chirped“ bezeichnet. Zusätzlich ist in Blau die Einhüllende  $|E(t)|$  und in Rot die zeitliche Phase  $\phi(t)$  gemäß Gleichung 1.1.18 dargestellt.

- Wie man in Gleichung 1.1.17 erkennen kann, sorgt ein linearer Anteil  $d\phi/dt = b = \text{konst.}$  für eine Verschiebung der Trägerfrequenz zu  $\omega'_c = \omega_c + b$ . Dies entspricht einer einfachen Verschiebung des gesamten Frequenzspektrums und daher sollte ggf.  $\omega_c$  von vornherein so gewählt werden, dass  $d\phi/dt$  minimal wird.
- Wenn sich  $d\phi/dt = f(t)$  mit der Zeit verändert, ändert sich die Trägerfrequenz  $\omega(t)$  des Impulses mit der Zeit. Das legt die Definition einer instantanen Frequenz nahe:

$$\omega_{\text{inst}}(t) = \omega_c + \frac{d}{dt}\phi(t)$$

Dadurch verbreitert sich das korrespondierende Frequenzspektrum und es ergibt sich ein Impuls, der eine zeitliche Frequenzmodulation aufweist. Üblicherweise wird in diesem Fall auch der aus dem englischen übernommene Begriff „chirped pulse“ verwendet. Für  $d^2\phi/d^2t > (<) 0$  erhöht (verringert) sich die instantane Frequenz mit  $t$  und der Impuls wird als „up (down)-chirped“ bezeichnet. In Abbildung 1.1 ist der elektrische Feldverlauf eines solchen Impulses exemplarisch dargestellt.

Ausgehend von  $\mathcal{E}(t)$  lässt sich ebenfalls eine komplexe Einhüllende des Spektrums definieren:

$$\tilde{\mathcal{E}}(\Delta\omega) = \mathcal{F}\{\mathcal{E}(t)\} = 2 \int_{-\infty}^{\infty} E^+(t) \cdot e^{-i(\omega_c + \Delta\omega)t} dt \quad (1.1.19)$$

Um Verwechslungen zu vermeiden, wird die Variable  $\Delta\omega = \omega - \omega_c$  eingeführt. Man erkennt, dass  $\tilde{\mathcal{E}}(\Delta\omega)$  im Vergleich zu  $\tilde{E}^+(\omega)$  um die Trägerfrequenz  $\omega_c$  und damit nun um  $\Delta\omega = 0$  zentriert ist. Eine Frequenzdarstellung kann sich also auf absolute Frequenzen  $\omega$  oder Differenzen  $\Delta\omega$  zu einer Zentralfrequenz  $\omega_c$  beziehen.  $\mathcal{E}(t)$  und  $\tilde{\mathcal{E}}(\Delta\omega)$  sind ebenfalls durch

Fourier-Transformationen miteinander verknüpft und stellen zueinander äquivalente Darstellungen eines optischen Impulses dar. Analog zu der zeitabhängigen Phase  $\phi(t)$  in  $\mathcal{E}(t)$  kann in der Frequenzdarstellung  $\tilde{\mathcal{E}}(\Delta\omega)$  eine frequenzabhängige Phase  $\tilde{\phi}(\Delta\omega)$  definiert werden.

$$\tilde{\mathcal{E}}(\Delta\omega) \equiv |\tilde{\mathcal{E}}(\Delta\omega)| \cdot e^{i\tilde{\phi}(\Delta\omega)}$$

Ein konstanter Anteil  $\tilde{\phi}_0 = \tilde{\phi}(0)$  ist von der Fourier-Transformation unabhängig und geht in die Träger-Einhüllende-Phase über. Analog zu dem linearen Anteil von  $\phi(t)$  in der Zeitdarstellung korrespondiert ein linearer Anteil von  $\tilde{\mathcal{E}}(\Delta\omega)$  mit einer Verschiebung von  $\mathcal{E}(t)$  auf der Zeitachse. Ist  $\tilde{\mathcal{E}}(\Delta\omega)$  darüber hinaus quadratisch oder mit höheren Potenzen von  $\Delta\omega$  abhängig, bedeutet dies eine Frequenzmodulation in der Zeitdarstellung. Diese beeinflusst die Form der Amplitudeneinhüllenden  $|\mathcal{E}(t)|$  und damit auch die Impulsdauer. Letztere weist für ein gegebenes Frequenzspektrum ihren kürzest möglichen Wert auf, wenn es sich bei  $\tilde{\phi}(\Delta\omega)$  um eine lineare Funktion handelt ( $\partial^2\tilde{\phi}(\omega)/\partial\Delta\omega^2 = 0$  für alle Werte von  $\Delta\omega$ ). Die Impulsdauer wird dann auch als bandbreitenbegrenzt bezeichnet.

Je nach Problemstellung kann entweder die Zeit- oder Frequenzdarstellung Vorteile bieten. Durch eine Fourier-Transformation beziehungsweise numerisch mit Hilfe des „fast-Fourier-transform“ (FFT)-Algorithmus kann zwischen beiden gewechselt werden. Der Einfluss von chromatischer Dispersion auf die Propagation von Lichtimpulsen durch ein Material zum Beispiel ist frequenzabhängig und die Betrachtung fällt im Allgemeinen in der Frequenzdarstellung  $\tilde{\mathcal{E}}(\Delta\omega)$  einfacher (siehe nächsten Abschnitt). Die nichtlineare Wechselwirkung ist wiederum intensitätsabhängig und berechnet sich erheblich leichter in der Zeitdarstellung (siehe Abschnitt 1.2.5).

### 1.1.3 Chromatische Dispersion

Im vorherigen Abschnitt wurde die Äquivalenz von Zeit- und Frequenzdarstellung von Laserimpulsen gezeigt. Ein Laserimpuls kann als Überlagerung von monochromatischen Wellen mit den Frequenzen  $\omega$  angesehen werden, was sich im komplexwertigen Frequenzspektrum  $\tilde{E}(\omega)$  beziehungsweise  $\tilde{\mathcal{E}}(\Delta\omega)$  widerspiegelt. Dieser Umstand ermöglicht auf einfache Weise den Einfluss von chromatischer Dispersion auf die Propagation eines Laserimpulses durch ein Medium zu berechnen.

Gemäß Gleichung (1.1.15) propagiert die Phasenfront einer monochromatischen Welle mit der Phasengeschwindigkeit  $v_{\text{ph}} = \omega/k(\omega)$ . Der Betrag des Wellenvektors  $|\mathbf{k}(\omega)|$  ist hierbei eine materialspezifische Funktion und wird auch als Kreiswellenzahl  $k(\omega)$  bezeichnet. Jede in einem Laserimpuls enthaltene Frequenzkomponente besitzt also in einem Medium eine eigene Phasengeschwindigkeit und nach einer bestimmten Propagationslänge  $L$  ergibt sich dadurch eine Phasendifferenz  $\Delta\phi$  relativ zu der Phasenfront der Zentralfrequenz  $\omega_c$ . Dies entspricht einer Änderung der Phasenfunktion  $\tilde{\phi}(\omega)$  der komplexwertigen Einhüllenden des Frequenzspektrums eines Impulses (1.1.19), der Betrag  $|\tilde{\mathcal{E}}(\Delta\omega)|$  bleibt jedoch unverändert.

Aus Gleichung (1.1.15) folgt, dass ein Beobachtungspunkt im Abstand  $L$  vom Ursprung  $\mathbf{r} = 0$  (in Propagationsrichtung) einer Änderung der spektralen Phase von  $\Delta\tilde{\phi}(\omega) = k(\omega) \cdot L$  entspricht. Dies bedeutet, dass sich die komplexwertige Einhüllende des Frequenzspektrums eines Impulses (1.1.19) im Abstand  $L$  zum ursprünglichen Ort wie folgt berechnen lässt:

$$\tilde{\mathcal{E}}_L(\Delta\omega) = \tilde{\mathcal{E}}_0(\Delta\omega) \cdot e^{-ik(\omega) \cdot L} \quad (1.1.20)$$

mit  $k(\omega) = k(\Delta\omega + \omega_c)$ . Es bietet sich an,  $k(\omega)$  in einer Taylor-Reihe um die Zentralfrequenz  $\omega_c$  zu entwickeln und die Auswirkungen der niedrigen Koeffizienten zu betrachten (vergleiche auch Abschnitt 1.1.2):

$$k(\omega) = k(\Delta\omega + \omega_c) = k_0 + k_1 \cdot \Delta\omega + \frac{1}{2!}k_2 \cdot \Delta\omega^2 + \frac{1}{3!}k_3 \cdot \Delta\omega^3 + \dots \quad (1.1.21)$$

mit

$$k_m = \left. \frac{d^m}{d\omega^m} k(\omega) \right|_{\omega_c} \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Die Koeffizienten  $k_m$  werden in der Literatur gelegentlich auch mit  $\beta_m$  bezeichnet. Sie haben im einzelnen folgende Bedeutung:

- Der konstante Anteil  $k_0$  ist die Kreiswellenzahl der Zentralfrequenz  $\omega_c$  und ergibt damit direkt die Phasengeschwindigkeit der Trägerwelle:

$$v_{\text{ph},0} = \frac{\omega_c}{k_0}$$

- $k_1$  sorgt für einen linearen Anteil der spektralen Phase  $\tilde{\phi}(\omega) \propto k_1 L$  und einer damit korrespondierenden Verschiebung der Einhüllenden  $|\mathcal{E}(t)|$  auf der Zeitachse gegenüber dem Ausgangspunkt um

$$T_g = k_1 \cdot L$$

Dies kann als die Laufzeit des Impulses für die Strecke  $L$  identifiziert werden, was die Definition einer sogenannten Gruppengeschwindigkeit  $v_g$  nahelegt:

$$v_g = \frac{1}{k_1} = \frac{c}{n_g}$$

Im Unterschied zur Phasengeschwindigkeit  $v_{\text{ph}}$  ist  $v_g$  die Geschwindigkeit, mit der sich die Einhüllende eines Impulses bewegt. Der Name kommt von der Annahme einer kleinen Gruppe von Wellenlängen, die einen Impuls um eine Trägerfrequenz herum bilden [Die06]. Lediglich im Vakuum gilt  $v_{\text{ph}} = v_g$ . In einem Medium ergibt sich aus dem Unterschied von Phasen- zu Gruppengeschwindigkeit eine Änderung der CEP. Analog zu dem Brechungsindex  $n$  kann ein Gruppenindex  $n_g$  definiert werden, der das Verhältnis von Lichtgeschwindigkeit zu Gruppengeschwindigkeit angibt.

- Durch  $k_2$  ergibt sich eine lineare Änderung von  $k_1$  und damit variiert auch die Gruppengeschwindigkeit mit der Frequenz. Man spricht daher auch von der „group-velocity-dispersion“ - Dispersion der Gruppengeschwindigkeit (GVD). Obwohl eine Dispersion streng genommen nicht notwendigerweise einen linearen Verlauf haben muss, ist mit GVD üblicherweise lediglich der quadratische Anteil des Wellenvektors  $k \propto \omega^2$  beziehungsweise der Wert von  $k_2$  gemeint.

Nach einer Propagationsstrecke  $L$  ergibt sich durch die GVD eine Dispersion der Gruppenlaufzeiten („group-delay-dispersion“, GDD). Zwei Impulse mit einem Unterschied ihrer Zentralfrequenzen von  $\Delta\omega$  haben nach der Strecke  $L$  einen durch  $k_2$  verursachten Laufzeitunterschied  $\Delta T_g$ :

$$\Delta T_g = k_2 \cdot \Delta\omega \cdot L \quad (1.1.22)$$

Das führt zu einer Veränderung des zeitlichen Verlaufes eines Impulses, da auch in einem Impuls unterschiedliche Frequenzkomponenten unterschiedliche Laufzeiten haben. Ein Impuls, der anfangs eine bandbreitenbegrenzte Dauer hat, wird dadurch zeitlich gestreckt. Im Falle von  $k_2 > 0$  laufen die langwelligen Komponenten schneller als die kurzwelligen und man spricht von „normaler“ Dispersion. Entsprechend ist es bei  $k_2 < 0$  umgekehrt und die Dispersion wird „anormal“ genannt.

In der Literatur ist auch noch der sogenannte Dispersionsparameter  $D_\lambda$  gebräuchlich, der sich auf Wellenlängenunterschiede bezieht [Agr01]:

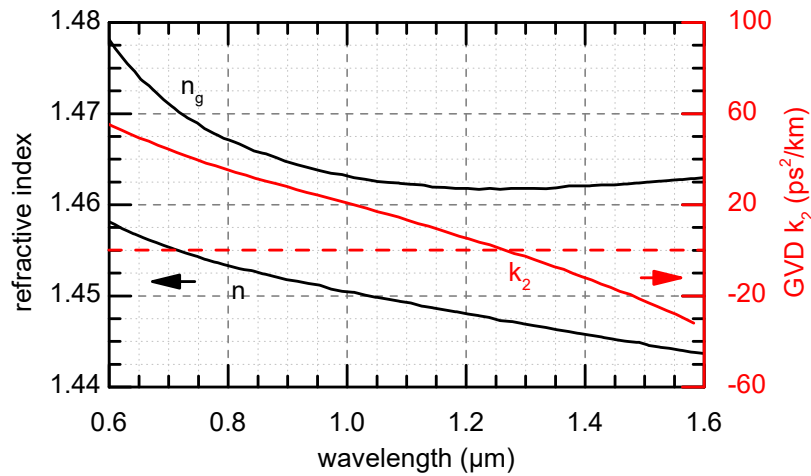
$$D_\lambda = \frac{dk_1}{d\lambda_0} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} k_2 \quad (1.1.23)$$

Mit  $\lambda$  ist hier die Vakuumwellenlänge gemeint. Dieser Ausdruck erlaubt analog zu (1.1.22) eine Berechnung von  $\Delta t = D \cdot \Delta\lambda \cdot L$ .

- Koeffizienten mit höherer Ordnung sorgen entsprechend für nichtlineare Laufzeitunterschiede. Lediglich für  $k_3$  (kubischer Anteil des nichtlinearen Brechungsindex) ist noch explizit ein (englischer) Begriff gebräuchlich: „third-order-dispersion“ (TOD). Der Impuls wird durch Koeffizienten mit  $m > 2$  nicht nur zeitlich gestreckt, sondern auch die Form des zeitlichen Verlaufes ändert sich [Agr01].

Durch eine nichtlineare Abhängigkeit des Wellenvektors  $k$  von  $\omega$  kann sich also die zeitliche Impulsform  $|\mathcal{E}(t)|$  verändern. Das Frequenzspektrum  $|\tilde{\mathcal{E}}(\omega)|$  bleibt jedoch erhalten, lediglich die spektralen Phasen werden gegeneinander verschoben und es entsteht eine zeitliche Frequenzmodulation (Vergleiche Abschnitt 1.1.2).

In Abbildung 1.2 ist exemplarisch der Brechungsindex  $n$  von Quarzglas über einen Wellenlängenbereich von  $0,6\mu\text{m}$  bis  $1,6\mu\text{m}$  aufgetragen. Daraus abgeleitet sind zusätzlich sowohl der Gruppenindex  $n_g$  und die GVD  $k_2$  dargestellt. Man kann erkennen, dass bei etwa  $1,3\mu\text{m}$  der Gruppenindex ein Minimum aufweist. Der Wert für die GVD ergibt sich zu  $k_2 = 0$ . In erster Näherung tritt bei dieser Wellenlänge also keine Dispersion auf, man spricht daher auch



**Abbildung 1.2:** Chromatische Dispersion von Quarzglas: In Abhängigkeit von der Wellenlänge sind Brechungsindex  $n$ , Gruppenindex  $n_g = v_g/c$  sowie Gruppengeschwindigkeitsdispersion (GVD)  $k_2$  aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass bei  $\approx 1,3 \mu\text{m}$  der Gruppenindex ein Extremum (Minimum) aufweist. Dieses korrespondiert zu  $k_2 = 0$  [Agr01].

von der Nulldispersions-Wellenlänge. Gegebenenfalls müssen allerdings höhere Terme der Taylor-Entwicklung von  $k$  berücksichtigt werden.

Die Auswirkungen eines Einflusses von Dispersion auf die Impulsform berechnet sich nach Gleichung (1.1.20) einfacher in der Frequenzdarstellung, den korrespondierenden zeitlichen Verlauf nach der Propagationsstrecke  $L$  erhält man anschließend durch eine Fourier-Rücktransformation:

$$\mathcal{E}_L(t) = \mathcal{F}^{-1}\{\tilde{\mathcal{E}}_L\}$$

Wie weiter oben bereits erwähnt ist diese auf der Zeitachse um die Gruppenlaufzeit  $T_g$  gegenüber dem zeitlichen Verlauf am ursprünglichen Ort verschoben. Sofern man sich primär für die Veränderung der Einhüllenden unter dem Einfluss von chromatischer Dispersion interessiert, kann es vorteilhaft sein, die Zeitachse um den gleichen Wert zu verschieben. Dies kommt einer Betrachtung des Impulses in einem mit  $v_g$  mitlaufenden Zeitrahmen gleich. Hierbei spielt die Verwendung der Entwicklung (1.1.21) ihre Stärke aus: Da  $k_1$  für die Gruppengeschwindigkeit verantwortlich ist, kann einfach ein modifiziertes  $k'(\omega) = k(\omega) - k_1 \cdot (\omega - \omega_0)$ , bei dem der  $k_1$ -Koeffizient weggelassen wird, für die Auswertung von Gleichung (1.1.20) verwendet werden. Es ergibt sich ein Impuls, der sich (mathematisch gesehen) zeitlich nicht mehr fortpflanzt sondern nur seine zeitliche Struktur ändert. Wenn zusätzlich die CEP nicht von Relevanz ist, kann  $k_0$  ebenfalls weggelassen werden.

### 1.1.4 Modenkopplung

Eine bewährte Methode für die Generierung von ultrakurzen Lichtimpulsen sind modengekoppelte Laseroszillatoren. In diesem Abschnitt wird ein kurzer Überblick über deren grundlegende Funktionsweise gegeben. Vertiefende Informationen zu theoretischen Grundlagen sowie praktische Realisierungen finden sich in entsprechender Literatur wie zum Beispiel [Die06, Mil88, Sie86].

Für einen Laser-Oszillator werden prinzipiell drei Dinge benötigt: Ein Medium, das eine Verstärkung einer elektromagnetischen Welle durch stimulierte Emission ermöglicht (aktives Medium), eine Energiequelle für die Anregung dieses Mediums (auch als Pumpquelle bezeichnet) sowie einen optischen Resonator. Letzterer besteht in einem einfachen Beispiel aus zwei parallelen Spiegeln, zwischen denen sich eine stehende elektromagnetische Welle ausbilden kann. Üblicherweise ist weiterhin eine Möglichkeit vorhanden, einen Teil der im Resonator vorhandenen Laserstrahlung auszukoppeln. Hierfür eignet sich zum Beispiel ein teildurchlässiger Spiegel.

Ein zeitlich stabiles elektromagnetisches Feld in einem solchen Resonator muss die Bedingung erfüllen, dass die Phasenänderung pro Resonatorumlauf ein Vielfaches von  $2\pi$  beträgt, da ansonsten destruktive Interferenz auftreten würde. Daraus folgt, dass lediglich diskrete Schwingungsfrequenzen  $f_n = \omega_n/(2\pi)$  auftreten können (der Übersichtlichkeit halber an dieser Stelle in skalarer Form geschrieben):

$$n \cdot 2\pi \stackrel{!}{=} \omega_n \cdot T_{\text{ph}} = \omega_n \cdot \frac{v_{\text{ph}}(\omega_n)}{L} \quad \text{mit } n \in \mathbb{N} \quad (1.1.24)$$

Hierbei bezeichnet  $T_{\text{ph}}$  die Umlaufzeit, welche die Phasenfront mit der Geschwindigkeit  $v_{\text{ph}}$  für die Umlaufstrecke  $L$  benötigt. Im Falle des oben erwähnten Resonators aus zwei Spiegeln ist die Umlaufstrecke der doppelte Spiegelabstand. Es ergeben sich auf diese Weise die sogenannten longitudinalen Schwingungsmoden<sup>1</sup> des Resonators. Sofern keine chromatische Dispersion auftritt ( $v_{\text{ph}} = \text{const.}$ ), weisen die Moden Frequenzen mit einem konstanten Abstand  $\Delta f$  zueinander auf.

Da die theoretisch möglichen Moden um die verfügbare Verstärkung konkurrieren [Mil88], werden im Allgemeinen lediglich diejenigen zu beobachten sein, deren Frequenz  $\omega_n$  im Bereich des Maximums der Verstärkungsbandbreite liegen. Möglicherweise parallel auftretende Moden haben üblicherweise keine feste Phasenbeziehung zueinander. Die Ausgangsleistung eines Lasers ist damit zeitlich konstant und man spricht auch von einem Dauerstrich-Laser ("continuous-wave", CW). Hier setzt die sogenannte Modenkopplung an. In diesem Zusammenhang bezeichnet sie Methoden, die eine solche Phasenbeziehung herstellen [Lam64]. Als Resultat haben die im Resonator vorkommenden Moden alle eine konstante Phase  $\phi_{0,n}$ . Gemäß

<sup>1</sup>Möglich sind unter Umständen ebenfalls mehrere transversale Moden. Da diese im Rahmen der vorliegenden Arbeit allerdings ohne unmittelbare Relevanz sind, wird auf sie an dieser Stelle nicht weiter eingegangen.

Gleichung (1.1.24) ist ihre Frequenzen  $f_n$ , die jeweilige Amplitude kann mit  $\tilde{E}_m$  angegeben werden. Eine Fourier-Transformation der Frequenzen  $f_n$  geht in eine Fourier-Reihe über:

$$E^+(t) = \frac{1}{2\pi} \sum_n \tilde{E}_n e^{i\phi_{0,n}} e^{i2\pi f_n t} \quad (1.1.25)$$

Die Summe erstreckt sich hierbei über alle Moden mit Index  $n$ , die eine endliche Amplitude ( $E_n \neq 0$ ) aufweisen. Ausgehend von den Frequenzen der Moden  $f_n = n \cdot \Delta f$  erkennt man, dass sich in der zugehörigen Zeitdarstellung eine Amplitudenfunktion ergibt, die eine Periodizität mit der Frequenz  $f_{\text{rep}} = \Delta f$  aufweist. Dies entspricht im einfachsten Fall Impulsen mit einer Umlaufzeit von  $T = 1/f_{\text{rep}}$  im Oszillator. Nach der Auskopplung aus dem Resonator ergibt sich dadurch ein Impulszug mit eben diesem zeitlichen Abstand zwischen den Impulsen. Es sind auch sogenannte Mehrfachimpulse möglich, das heißt, dass mehr als ein zeitliches Intensitätsmaximum in der Zeit  $T$  auftritt. Im Folgenden wird auf diesen Fall nicht weiter eingegangen.

In der Zeitdomäne betrachtet entspricht die Modenkopplung also einer resonatorinternen Amplitudenmodulation mit der Frequenz  $f_{\text{rep}}$ . Dies kann zum Beispiel mit Hilfe eines aktiv angesteuerten akustooptischen Modulators erfolgen [Har64]. Mittlerweile hat sich allerdings für die Erzeugung von Femtosekunden-Impulsen die sogenannte passive Modenkopplung durchgesetzt. Sie beruht auf einem Mechanismus im Resonator, der einen mit zunehmender Intensität sinkenden Verlust generiert. Der zeitliche Intensitätsverlauf moduliert sich dadurch selber. Ein umlaufender Impuls erfährt gegenüber zeitlich längeren Feldern weniger Verluste und wird auf diese Weise bevorzugt und stabilisiert. Eine mögliche Realisierung ist der sogenannte sättigbare Absorberspiegel („saturable absorber mirror“, SAM), bei dem, wie der Name schon sagt, die Absorption gesättigt werden kann. Sein Reflexionsgrad nimmt ab einer gewissen Bestrahlungsintensität zu [Isl89]. Andere Techniken nutzen zum Beispiel die Selbstfokussierung durch den Kerr-Effekt in Kombination mit einer Blende, um die notwendige leistungsabhängige Modulation zu erreichen [DeM66].

Zu beachten ist, dass in einem realen Laser-Oszillator immer ein Medium vorhanden ist (mindestens das Verstärkungsmedium). Dieses weist eine chromatische Dispersion des Brechungsindex auf. Damit ist unter anderem ein Unterschied zwischen Phasengeschwindigkeit  $v_{\text{ph}}$  und Gruppengeschwindigkeit  $v_{\text{g}}$  verbunden (Abschnitt 1.1.3). Dadurch tritt zwar keine Änderung des zeitlichen Intensitätsverlaufes auf, allerdings ergibt sich eine kontinuierliche Änderung der Phase von Trägerwelle zu Einhüllender (CEP oder  $\phi_{\text{CEO}}$ ) des umlaufenden Impulses (Abschnitt 1.1.2). In dem ausgekoppelten Impulszug weisen zwei aufeinanderfolgende Impulse als Folge eine Phasendifferenz  $\Delta\phi_{\text{CEO}}$  auf. Daraus ergibt sich in der Frequenzdarstellung eine Träger zu Einhüllende Offset-Frequenz, üblicherweise als „carrier envelope offset frequency“ (CEO-Frequenz oder  $f_{\text{CEO}}$ ) bezeichnet:

$$f_{\text{CEO}} = \frac{\Delta\phi_{\text{CEO}} \bmod 2\pi}{2\pi} \cdot f_{\text{rep}} \quad (1.1.26)$$

Sie gibt einen zusätzlichen Offset der Frequenzlinien zum Ursprung an:

$$f_n = f_{\text{CEO}} + n \cdot f_{\text{rep}} \quad (1.1.27)$$

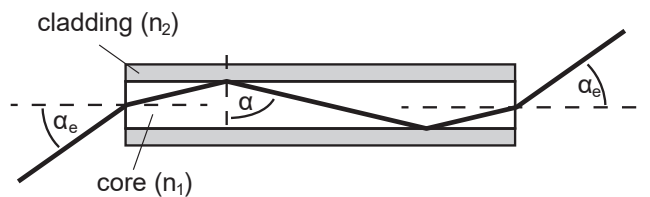
Sofern sowohl die CEO-Frequenz als auch die Repetitionsfrequenz bekannt und gegebenenfalls stabilisiert sind, ist die Frequenz der Moden eindeutig festgelegt. Man spricht in diesem Fall auch von einem „Frequenzkamm“. Durch ihn werden sehr genaue Frequenzmessungen möglich, für seine Entwicklung wurde 2005 der Nobelpreis der Physik vergeben [Eck78].

Wie im vorherigen Abschnitt 1.1.3 beschrieben, kann chromatische Dispersion eines Mediums ebenfalls den zeitlichen Amplitudenverlauf von Impulsen verändern. Sofern sich durch im Resonator auftretende GVD pro Resonatorumlauf der Impulse effektiv GDD der Frequenzkomponenten zueinander ergeben würde, könnte sich ein stabil umlaufender Impuls gar nicht erst ausbilden. In gewissen Grenzen kann GDD zwar durch den Modenkopplungsmechanismus kompensiert werden, indem er zum Beispiel durch zeitabhängige Verluste eine zeitabhängige Phasenverschiebung hervorruft. Im Allgemeinen spielt jedoch das Dispersionsmanagement bei der Konstruktion eines modengekoppelten Resonators eine große Rolle. Für einen stabilen modengekoppelten Betrieb müssen einerseits die Moden alle den gleichen Frequenzabstand zueinander haben (ergibt sich aus der Fourier-Transformation), gleichzeitig gilt die weiter oben formulierte Bedingung für die Phasenänderung einer Mode pro Resonatorumlauf (muss Vielfaches von  $2\pi$  sein). Diese beiden Bedingungen müssen gleichzeitig erfüllt werden. Dies gilt auch, wenn nichtlineare Wechselwirkung der Impulse mit einem Medium eine zusätzliche Phasenverschiebung hervorruft. Insbesondere in einem glasfaserbasierten Oszillator kann dies eine große Rolle spielen (vergleiche Abschnitt 2.2.1).

## 1.2 Optische Glasfasern

Dielektrische Wellenleiter ermöglichen eine Führung von Licht in ihrem Inneren über weite Strecken. Hierfür besitzen sie einen speziell angepassten Verlauf des Brechungsindex in ihrem Querschnitt. Sofern das verwendete Material (z.B. Quarzglas) für die entsprechende Frequenz ausreichend transparent ist, weisen solche Lichtwellenleiter eine erheblich geringere Dämpfung als metallische Wellenleiter (z.B. Hohlleiter wie sie in der Hochfrequenztechnik verwendet werden) auf. Dies trifft insbesondere für die Frequenzen des sichtbaren- und nahen Infrarotbereiches zu. Optische Signale mit Wellenlängen um 1550 nm können auch nach einer Propagation durch mehrere hundert Kilometer Glasfaser noch empfangen werden und bilden so die technologische Grundlage der modernen Telekommunikationsnetze [Agr01].

Die Lichtführung durch ein Medium mit einem konstanten, relativ geringen Querschnitt kann jedoch dafür sorgen, dass nichtlineare Licht-Materie-Wechselwirkungen schon bei vergleichsweise geringen Leistungen deutliche Auswirkungen haben. Häufig ist dies unerwünscht, in manchen Anwendungen wird dieser Umstand allerdings auch gezielt genutzt, um das Wellenlängenspektrum eines Signals in einer Glasfaser zu vergrößern.



**Abbildung 1.3:** Schematische Darstellung der internen totalen Reflexion von Lichtstrahlen im Innern eines Lichtwellenleiters

In den folgenden Abschnitten wird ein Überblick über die physikalischen Grundlagen der Lichtführung sowie einige der dabei möglicherweise auftretenden nichtlinearen Effekte gegeben. Weiterhin werden auch die Möglichkeiten von aktiven Glasfasern vorgestellt, die mit den sogenannten „seltene Erden“ dotiert sind.

### 1.2.1 Prinzip der Lichtleitung

Wenn eine elektromagnetische Welle auf eine Grenzfläche von zwei transparenten Medien mit unterschiedlichem Brechungsindex trifft, wird sie im Allgemeinen in einen transmittierten und einen reflektierten Anteil aufgespalten. Die jeweiligen Amplituden hängen von dem Einfallswinkel, der Polarisation sowie dem Brechungsindex ab und lassen sich durch die Fresnellschen Formeln berechnen [Hec09]. Trifft die Welle auf eine Grenzfläche, an welcher sich der Brechungsindex verringert, findet bei einem ausreichend großen Einfallswinkel (gemessen zur Normalen der Ebene) eine vollständige Reflexion statt. Dieser Effekt kann für einen optischen Wellenleiter wie zum Beispiel eine sogenannte Stufenindexfaser genutzt werden. Bei dieser ist im einfachsten Fall ein runder Kern mit Brechungsindex  $n_1$  von einem Mantel mit Brechungsindex  $n_2 < n_1$  umgeben (siehe Abbildung 1.3). Lichtstrahlen, die unter einem ausreichend kleinen Winkel  $\alpha_e$  in ein Ende eingekoppelt werden, erfahren an der Grenzfläche vom Kern zum Mantel wiederholt Totalreflexion und werden erst am anderen Ende wieder ausgekoppelt. Der Grenzwinkel der Totalreflexion  $\alpha_{\max}$  lässt sich aus dem Snelliusschen Brechungsgesetz

$$n_2 \cdot \sin \beta = n_1 \cdot \sin \alpha \quad (1.2.1)$$

herleiten.  $\beta$  bezeichnet den Winkel des an der Grenzfläche gebrochenen Strahls. Für  $n_1 > n_2$  gibt es einen Wertebereich von  $\alpha > \alpha_{\max}$ , in dem  $\sin \beta > 1$  gilt und der sich daher nicht mit reellen Werten für  $\beta$  lösen lässt:

$$\alpha_{\max} = \arcsin \left( \frac{n_2}{n_1} \right)$$

In diesem Bereich tritt kein gebrochener Strahl mehr auf. Lichtstrahlen, die einen Winkel  $\alpha > \alpha_{\max}$  aufweisen, verlieren durch eine Auskopplung in den Mantel rasch an Intensität im Kern. Der maximale Winkel  $\alpha_{e,\max}$ , unter dem Lichtstrahlen in die Faser eingekoppelt werden können, ergibt sich mit Hilfe von (1.2.1) zu

$$\alpha_{e,\max} = \arcsin\left(\frac{1}{n_0}\sqrt{n_1^2 - n_2^2}\right)$$

und wird häufig auch Akzeptanzwinkel genannt. Zu beachten ist, dass dies auch gleichzeitig der maximale Winkel ist, unter dem Licht aus der Faser austreten kann. Analog zu anderen optischen Elementen lässt sich eine numerische Apertur (NA) der Faser definieren ( $n_0$  ist der Brechungsindex außerhalb der Faser, z.B. Luft):

$$\text{NA} = n_0 \cdot \sin \alpha_{e,\max} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1.2.2)$$

## 1.2.2 Transversale Moden

Die Betrachtung mit Hilfe von Lichtstrahlen im vorherigen Abschnitt erlaubt eine recht anschauliche Erklärung der Lichtleitung. Für die Betrachtung vieler Phänomene, die im Zusammenhang mit Glasfasern auftreten, genügt dies jedoch nicht. Es ist vielmehr eine Herangehensweise auf Basis der Wellenoptik notwendig. Startpunkt für die Berechnung von Lichtfeldern in einer Glasfaser ist die Wellengleichung (1.1.14). Die unter Berücksichtigung der Fasergeometrie als Randbedingung gewonnenen Lösungen (siehe weiter unten) werden als Wellenleiter- oder Fasermode bezeichnet. Von besonderem Interesse sind geführte Moden, die entlang der Längsachse der Faser ihre radiale Intensitätsverteilung beibehalten. Sie können nur existieren, wenn keine Leistung senkrecht zur Faser ausgekoppelt wird. Die zur mathematischen Beschreibung notwendigen Rechnungen finden sich in entsprechender Literatur (zum Beispiel [Agr01, Eng14]). An dieser Stelle wird daher der Lösungsweg lediglich skizziert und der Schwerpunkt auf die Folgerungen aus den Ergebnissen gelegt.

Da es sich bei einer Faser üblicherweise um eine radialsymmetrische Struktur handelt, bietet sich ein Übergang von (1.1.14) in Zylinderkoordinaten an:

$$\frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 \tilde{\mathbf{E}} = 0 \quad (1.2.3)$$

mit

$$\rho = \sqrt{x^2 + y^2}; \quad \phi = \arctan \frac{y}{x}; \quad z = z$$

Hier wird die Kreiswellenzahl im Vakuum (Betrag des Wellenvektors)  $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda$  eingeführt. Eine entsprechende Gleichung lässt sich auch für das magnetische Feld  $\tilde{\mathbf{H}}$  aufstellen.

Jede Lösung  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  bzw.  $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$  muss die Maxwell-Gleichungen (1.1.1) - (1.1.4) erfüllen. Aus diesen folgt, dass jeweils nur eine der drei Raumkomponenten von  $\tilde{\mathbf{E}}$  und  $\tilde{\mathbf{H}}$  frei wählbar ist. Es bietet sich an,  $\tilde{E}_z$  und  $\tilde{H}_z$  als unabhängig zu wählen, die Komponenten  $\tilde{E}_\rho$ ,  $\tilde{E}_\phi$ ,  $\tilde{H}_\rho$  und  $\tilde{H}_\phi$  lassen sich dann als davon abhängige Funktionen schreiben. Gleichung (1.2.3) lässt sich unter diesen Voraussetzungen mittels Separation der Variablen lösen. Dabei müssen die Rand- und Stetigkeitsbedingungen beachtet werden, die durch den radialen Verlauf des Brechungsindex (Stufenfunktion mit  $n_1$  im Kern mit Radius  $a$  und  $n_2$  im Mantel) vorgegeben werden: Am Übergang  $\rho = a$  müssen  $\tilde{E}_z$ ,  $\tilde{E}_\phi$ ,  $\tilde{H}_z$  und  $\tilde{H}_\phi$  stetig differenzierbar sein. Für die gewünschten geführten Moden sollte weiterhin  $E_\rho(\mathbf{r}, t)$  für  $\rho > a$  exponentiell in radialer Richtung abfallen. Es ergeben sich auf diese Weise vektorielle Lösungen  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  und  $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ .

Üblicherweise ist der Brechungsindexunterschied  $\Delta n$  bei realen Fasern recht gering, insbesondere trifft dies für Monomodfasern (siehe weiter unten) zu. In diesem Fall weisen die geführten Wellenleitermoden eine über den Querschnitt der Faser nahezu homogene, lineare Polarisierung auf und der longitudinale Anteil  $\tilde{E}_z$  ist im Vergleich zu  $\tilde{E}_x$  bzw.  $\tilde{E}_y$  vernachlässigbar. Daher bietet sich ein stark vereinfachter Ansatz als Näherung für das elektrische Feld an [Eng14]:

$$\tilde{\mathbf{E}}_l^x(\rho, \phi, z, \omega) = \tilde{E}(\rho, \phi, \omega) \cdot e^{-i\beta(\omega)z} \cdot \mathbf{e}_x \quad (1.2.4)$$

Diese Gleichung beschreibt eine linear polarisierte (englisch „linear polarized“, LP) Welle ähnlich einer transversal-elektromagnetischen Welle. Hier ist die Polarisation in  $x$ -Richtung ausgerichtet, analog ist natürlich eine orthogonal polarisierte Mode in  $y$ -Richtung möglich. Die Ausbreitung in  $z$ -Richtung wird durch die Kreiswellenzahl  $\beta(\omega)$  (gelegentlich auch als Phasenmaß bezeichnet) festgelegt. Die Verwendung von  $\beta$  anstelle von  $k$  soll Missverständnissen vorbeugen, da die Kreiswellenzahl bei Wellenleitermoden nicht notwendigerweise wie bei ebenen Wellen in direktem Zusammenhang mit dem Brechungsindex des Fasermediums steht. Gleichung (1.1.16) lässt sich folglich nicht direkt auf  $\beta$  übertragen. Auf diesen Umstand wird in Abschnitt 1.2.3 eingegangen. Ein weiterer Unterschied zu einer ebenen Welle in einem vollständig homogenen Material von Gleichung 1.2.4 ist die transversale Intensitätsverteilung  $E(\rho, \phi)$ . Hierbei handelt es sich um einen skalaren Ausdruck, die Richtung von  $\mathbf{E}$  ist allein durch  $\mathbf{e}_x$  festgelegt. Es kann eine weitere Aufteilung von  $E(\rho, \phi)$  in radiale und azimutale Komponenten angesetzt werden [Eng14]:

$$\tilde{E}(\rho, \phi, \omega) \equiv E_l(\rho, \phi, \omega) = Z_l(\rho, \omega) \cdot \begin{cases} \cos(l\phi) & \text{für gerade Moden,} \\ \sin(l\phi) & \text{für ungerade Moden.} \end{cases}$$

Hier wird der Modenindex  $l = 0, 1, 2, \dots$  eingeführt. Er gibt die Anzahl der azimutalen Nullstellen an. Eingesetzt in Gleichung (1.2.3) ergibt sich für  $Z_l(r)$  die Bessel-Differentialgleichung. Lösen lässt sich diese unter Beachtung der Stetigkeitsbedingungen an der Grenzfläche von Kern zu Mantel der Faser mit Bessel-Funktionen erster Gattung  $J_m$  im Kern und einer modifizierten Bessel-Funktion zweiter Gattung im Mantel. Letztere kann im Mantel rasch exponentiell abfallen und erlaubt so im Kern geführte Moden. Die theoretisch möglichen Lösungen von

$Z_l(r)$  werden durch einen zweiten Modenindex  $m = 1, 2, 3, \dots$  bezeichnet. Er gibt die Anzahl der radialen Maxima der Intensitätsverteilung im Kern an. Alle möglichen LP-Moden lassen sich also durch die beiden Indizes  $l, m$  bezeichnen, man schreibt daher auch  $LP_{lm}$ . Diese Moden sind linear unabhängig und bilden eine Basis für die Feldverteilung bei einer gegebenen Wellenlänge in einer Stufenindexfaser mit geringem Unterschied in den Brechungsindizes von Kern und Mantel.

Allerdings fällt nicht für alle mathematisch möglichen Lösungen die Intensität im Mantel ausreichend schnell ab, um einen Leistungsverlust durch seitliche Auskopplung zu vermeiden. Zur Analyse, welche Moden im Kern geführt werden können, ist es üblich bzw. bietet es sich an, die sogenannte normierte Frequenz, gelegentlich auch Faserparameter genannt,  $V$  einzuführen [Agr01]:

$$V = \frac{\omega}{c} r_K \sqrt{n_K^2 - n_M^2} = \frac{\omega}{c} r_K \cdot \text{NA} \quad (1.2.5)$$

Sie ist abhängig von dem Radius  $r_K$  des Kerns und den Brechungsindizes  $n_K, n_M$  von Kern und Mantel sowie von der Kreisfrequenz  $\omega$  der Welle. Es kann dann gezeigt werden, dass es für jede Mode eine Grenzfrequenz  $V_c$  gibt. Damit eine Mode stabil geführt werden kann, muss  $V > V_c$  gelten, andernfalls fällt das elektrische Feld im Mantel der Faser nicht ausreichend schnell ab und es erfolgt eine seitliche Auskopplung von Leistung aus der Faser.

Von besonderem Interesse sind sogenannte Monomodfasern (englisch „singlemode-fiber“), bei denen der Kern so klein ist, dass nur die Mode  $LP_{01}$  geführt werden kann. Sie wird auch als Grundmode bezeichnet und weist die geringste transversale Ausdehnung auf. Licht, das in dieser Mode propagiert, besitzt nach der Auskopplung aus einem Ende der Faser die größtmögliche Strahlqualität. Die Grenzfrequenz der  $LP_{01}$  Mode ist  $V_c = 0$ . Das heißt, dass sie theoretisch in jeder Faser geführt werden kann. In der Praxis führen jedoch bei einem sehr niedrigen Wert von  $V$  bereits kleinste Biegungen der Faser zu einem Leistungsverlust. Daher sollte  $V$  einen möglichst großen Wert aufweisen. In der Praxis ist also die Grenzfrequenz der nächsthöheren Mode  $LP_{11}$  mit  $V_c \approx 2,405$  von Relevanz. Solange die normierte Frequenz  $V$  einer Faser unterhalb dieser liegt, kann lediglich die Grundmode über längere Strecken propagieren. Da der Wert von  $V$  gemäß Gleichung (1.2.5) mit abnehmender Wellenlänge  $\lambda_0 = 2\pi c/\omega$  steigt, gibt es für reale Monomodfasern immer eine Grenzwellenlänge (englisch „cutoff wavelength“)  $\lambda_c$ , unterhalb derer  $V > V_c$  gilt. Licht mit kürzeren Wellenlängen kann dann auch in diesen Fasern in höhere Moden koppeln und geführt werden. Monomodfasern haben folglich immer einen begrenzten Wellenlängenbereich, in dem sie gut funktionieren: Mit zunehmender Wellenlänge nimmt  $V$  ab und damit steigen auch die Biegeverluste, bei zu kurzen Wellenlängen kann sich die Strahlqualität auf Grund der Führung von höheren Moden verschlechtern.

### 1.2.3 Wellenleiterdispersion

Wie im vorherigen Abschnitt 1.2.2 bereits erwähnt, kann die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle in einer Fasermode mit Hilfe der Propagationskonstante bzw. Kreiswellenzahl  $\beta = \beta(\omega)$  beschrieben werden, die als Analogon zur Kreiswellenzahl  $k(\omega)$  einer ebenen Welle gesehen werden kann (Gleichung 1.2.4). Die resultierende Phasengeschwindigkeit  $v_{\text{ph}}(\omega)$  ist auf die gleiche Weise direkt mit  $\beta(\omega)$  verknüpft:

$$\beta(\omega) = \frac{\omega}{v_{\text{ph}}}$$

Die Verwendung des Buchstabens  $\beta$  anstelle von  $k$  bei der Betrachtung von Fasermoden soll Missverständnissen vorbeugen, da zusätzlich zu der materialspezifischen Dispersion des Brechungsindex  $n(\omega)$  auch eine sogenannte Wellenleiterdispersion auftritt. Beziehung (1.1.16) lässt sich daher nicht ohne Weiteres anwenden. Anschaulich lässt sich dies durch die Frequenzabhängigkeit der radialen Ausdehnung einer Fasermode erklären (vgl. Abschnitt 1.2.2). Damit verbunden ist eine variable Überlappung mit dem Mantel, der einen anderen Brechungsindex als der Kern aufweist. Der effektive Brechungsindex einer Faser

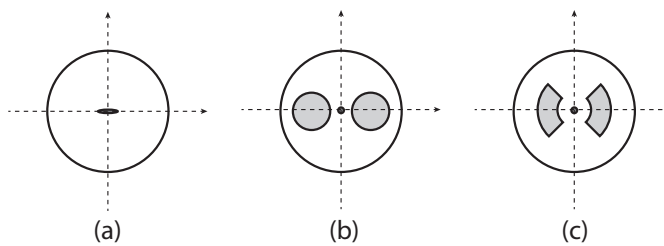
$$n_{\text{eff}} = c/v_{\text{ph}} \quad (1.2.6)$$

berücksichtigt dies. Es ist klar, dass damit auch jede Mode  $\text{LP}_{lm}$  eine eigene Funktion  $\beta(\omega)$  hat und unterschiedliche Moden bei gleicher Frequenz damit auch unterschiedliche Phasengeschwindigkeiten aufweisen (sogenannte Modendispersion). Im Folgenden wird davon ausgegangen, dass eine Monomodenfaser vorliegt.  $\beta(\omega)$  bezieht sich somit auf die Grundmode  $\text{LP}_{01}$ . Eine Berechnung von  $\beta(\omega)$  auf Basis der Fasergeometrie und Brechungsindizes von Kern und Mantel ist schwierig und muss normalerweise numerisch erfolgen. Es ist jedoch möglich, zum Beispiel mit einem Weißlichtinterferometer  $\beta(\omega)$  von einer spezifischen Faser recht genau zu messen [Sel06].

Es ist üblich,  $\beta$  genau wie  $k$  in Abschnitt 1.1.3 in einer Taylor-Reihe um eine Trägerfrequenz  $\omega_c$  zu entwickeln. Die resultierenden Koeffizienten  $\beta_m$  haben auf die Propagation eines Impulses durch die Faser genau den gleichen Einfluss wie  $k_m$  in Gleichung (1.1.21), die Beziehungen für Gruppengeschwindigkeit, Gruppengeschwindigkeitsdispersion etc. können direkt übernommen werden.

### 1.2.4 Polarisationserhaltung

Im vorherigen Abschnitt 1.2.2 wurden linear polarisierten Moden als Lösungen der Feldgleichungen in einer Glasfaser diskutiert. Es erfolgte im weiteren Verlauf eine skalare Beschreibung, der vektorielle Charakter des Lichtes wurde vernachlässigt. Diesbezüglich ist der eingeführte Begriff von Monomodenfasern eventuell etwas missverständlich, da streng genommen zwei entartete Moden mit senkrecht aufeinander stehenden Polarisationen unterstützt



**Abbildung 1.4:** Schematische Darstellung von unterschiedlichen Querschnitten polarisationserhaltender Monomodenfasern: (a) elliptischer Kern, (b) zwei runde spannungsinduzierende Elemente („Panda-Type“), (c) „Bow-Tie“

werden. In einer idealen Faser wären diese beiden Moden unabhängig voneinander. In jeder realen Faser kommen jedoch räumliche Anisotropien sowie Schwankungen der Geometrie vor. Zusätzlich wirken äußere Einflüsse wie Druck oder Biegespannungen. Als Folge ergeben sich lokal begrenzte Doppelbrechungen in der Faser, welche die Polarisationszustände koppeln. Ein Signal, das in eine Monomodenfaser eingekoppelt wird, erfährt daher während der Propagation dauernd eine leichte Doppelbrechung mit variablen Hauptachsen und wechselnder Stärke. Die Entwicklung des Polarisationszustandes in der Faser bleibt durch diesen Einfluss zwar im Prinzip deterministisch, praktisch können allerdings bereits minimale Änderungen eines Parameters (zum Beispiel Temperatur oder Biegung der Faser) einen veränderten Polarisationszustand am Ausgang der Faser hervorrufen.

Um diesem Umstand entgegenzuwirken, gibt es sogenannte polarisationserhaltende (englisch „polarization maintaining, PM) Glasfasern. Sie weisen eine intrinsische, lineare Doppelbrechung über die ganze Faserlänge auf. Diese ist deutlich stärker als die zuvor erwähnten unvermeidbaren, schwankenden Doppelbrechungen und dominiert so die resultierende Doppelbrechung in der Faser. Ein Signal, dessen lineare Polarisation parallel zu einer der Hauptachsen der Faser ausgerichtet ist, behält diese Polarisation in Bezug auf die Faserhauptachsen weitgehend bei. Genau genommen ist dieser Fasertyp nur für diese Art von Signalen polarisationserhaltend, wird ein Signal mit der Polarisation in einem beliebigen Winkel zu den Hauptachsen eingekoppelt, ändert sich der Polarisationszustand auf Grund der Doppelbrechung.

Technologisch erreichen lässt sich die benötigte Doppelbrechung in einer Faser zum Beispiel durch einen elliptischen Kern oder spezielle spannungsinduzierende Strukturen (sogenannte „stress-rods“) im Mantel der Faser. In Abbildung 1.4 sind drei gängige Geometrien skizziert [Eng14].

### 1.2.5 Nichtlineare Wechselwirkung

In den bisherigen Abschnitten 1.1.1 - 1.1.3 wurde nicht näher auf nichtlineare Wechselwirkungen eingegangen. Die Polarisation  $\mathbf{P} = \mathbf{P}_L$  wurde als linear angenommen, das heißt in Gleichung (1.1.8) wurde nur der erste Koeffizient  $\chi^{(1)}$  berücksichtigt. Bei entsprechend großen Intensitäten und Wechselwirkungslängen lassen sich allerdings Effekte beobachten, die von dieser Näherung nicht beschrieben werden. Dies trifft insbesondere auf Glasfasern zu, da hier das Licht über weite Strecken in einem kleinen Modenfeld geführt wird.

Die höheren Terme in (1.1.8) können in einem nichtlinearen Anteil  $\chi^{(NL)}(E)$  zusammengefasst werden, aus dem sich der Anteil  $\mathbf{P}_{NL}$  (1.1.9) ergibt. Durch ihn lassen sich eine Reihe von Effekten beschreiben, die der sogenannten nichtlinearen Optik zugeordnet werden. Allgemein kann nun nicht mehr davon ausgegangen werden, dass die Einhüllende des Frequenzspektrums unverändert bleibt, das heißt es können sowohl Phasenverschiebungen als auch die Generierung neuer Frequenzanteile auftreten. Eine umfassende, allgemein gehaltene mathematische Behandlung der nichtlinearen Optik würde über den Rahmen der vorliegenden Arbeit weit hinaus gehen. Da sie bei Bedarf in entsprechender Literatur zu finden ist (zum Beispiel [Boy08]), werden an dieser Stelle lediglich einige wenige Aspekte angesprochen, die für eine Propagation von kurzen Laserimpulsen durch Glasfasern von Relevanz sein können.

Bei der Auswertung des nichtlinearen Anteils  $\mathbf{P}_{NL}$  in Gleichung (1.1.8) müsste genau genommen analog zu  $\mathbf{P}_L$  in Gleichung (1.1.10) eine Zeitabhängigkeit der Koeffizienten  $\chi^{(n)}$  (mit  $n > 1$ ) berücksichtigt werden. Es ergibt sich dann eine sogenannte Volterra-Reihe [Eng14], die recht unhandlich für weitere Betrachtungen wird. Daher beschränkt man sich häufig darauf, nur für den linearen Koeffizienten  $\chi^{(1)}$  die explizite Zeitabhängigkeit zu berücksichtigen (vergleiche Abschnitt 1.1.3) und für den nichtlinearen Anteil von  $\mathbf{P}$  eine quasi-instantane Antwort anzunehmen. Entsprechend der Born-Oppenheimer-Näherung bedeutet dies, dass die Bewegung der auf Grund ihrer Masse viel langsamer reagierenden Atomkerne gegenüber den Elektronen vernachlässigt wird [Dem10]. Viele wichtige nichtlineare Phänomene lassen sich so bereits beschreiben, jedoch nicht alle. Insbesondere erfordert sowohl die Erklärung der Raman- als auch der Brillouin-Streuung die Einbeziehung der Zeitabhängigkeit von  $\chi^{(3)}$  [Agr01].

Die Annahme von Quarzglas als Medium ermöglicht zwei weitere Vereinfachungen. Auf Grund seiner Isotropie muss  $\mathbf{P}_{NL}$  (analog zu  $\mathbf{P}_L$ ) stets parallel zu  $\mathbf{E}$  sein. Weiterhin kann das Potential der Elektronen in Quarzglas als zentralsymmetrisch angesehen werden. Als direkte Folge können lediglich ungerade Terme zu Gleichung (1.1.8) beitragen. Praktisch genügt es im Falle von Glasfasern eigentlich immer, sich auf  $\chi^{(3)}$  zu beschränken, da der Beitrag höherer Terme vernachlässigbar klein ausfällt [Eng14]. Aus ihm können sich Effekte wie Frequenzverdreifung („third-harmonic-generation“, THG), Summenfrequenzbildung („sum-frequency-generation“, SFG), Selbstphasenmodulation („self-phase-modulation“, SPM), Kreuzphasenmodulation („cross-phase-modulation“, XPM) sowie allgemein Vierwellenmischprozesse („four-wave-mixing“, FWM) ergeben. In einer Glasfaser lassen sich allerdings im Allgemeinen nur Teile davon beobachten. Für ein effektives Auftreten von THG, SFG und FWM ist es notwendig,

dass die Phasengeschwindigkeiten aller beteiligten Frequenzen gleich sind (sogenannte Phasen Anpassung). Dies ist in Glasfasern normalerweise für THG und SFG nicht gegeben, für FWM ist der mögliche Frequenzbereich entsprechend eingeschränkt [Eng14].

Für Materialien wie Quarzglas kann ein Brechungsindex ähnlich wie in Gleichung (1.1.12) definiert werden, der durch den Einfluss von  $\chi^{(3)}$  erweitert ist [Eng14]:

$$\begin{aligned} n(E) &= \sqrt{1 + \chi^{(1)} + \chi^{(NL)}(E)} \\ &\approx n_0 + n_2 |E(\omega)|^2 \end{aligned}$$

In der zweiten Zeile wurde  $n(E)$  mit Hilfe der Näherung  $\sqrt{1-x} \approx 1 - \frac{1}{2}x$  (im Vergleich zu  $n_0$  ist  $n_2$  klein) als eine Summe des klassischen (linearen) Brechungsindex  $n_0 = \sqrt{1 + \chi^{(1)}}$  und eines quadratisch von der elektrischen Feldamplitude abhängigen Anteils geschrieben. Diese Abhängigkeit wird auch als Kerr-Effekt bezeichnet. Es wird deutlich, dass der Brechungsindex nun mit dem zeitlichen Impulsverlauf  $|E(t)|$  variiert. Als Folge wird die Phase  $\phi(t)$  (siehe Gleichung (1.1.18)) intensitätsabhängig verschoben. Man spricht daher auch von sogenannter Selbstphasenmodulation (englisch „self-phase modulation“, SPM). Die führende Flanke des Impulses wird rot- und die hintere blauverschoben. Hierdurch verändert sich das Frequenzspektrum der Impulse, gleichzeitig erfahren sie effektiv einen positiven Chirp. Isoliertes Auftreten von SPM hat theoretisch keine Wirkung auf den zeitlichen Intensitätsverlauf. Da bei der Propagation eines Impulses durch ein Medium aber immer gleichzeitig GVD vorhanden ist (Abschnitt 1.1.3), ergibt sich ein indirekter Einfluss. Bemerkenswert ist ein kombiniertes Auftreten von anomaler Dispersion ( $GVD < 0$ ) und SPM. Beide können sich unter Umständen gegenseitig kompensieren und erlauben dann die Propagation von Impulsen mit konstanter Intensität einhüllenden. Man spricht in diesem Fall von „Solitonen“ [Agr01].

In der Literatur ist auch ein nichtlinearer Brechzahlkoeffizient gebräuchlich, der sich auf die Intensität eines elektromagnetischen Feldes bezieht:

$$n_2^I = \frac{2n_2}{\epsilon_0 c n_0}$$

Für Quarzglas gilt  $n_2^I \approx 2,6 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  [Agr01]. Durch Zusätze (Dotierungen) im Glas wie zum Beispiel Germanium (Ge) kann sich dieser Wert allerdings signifikant verändern [Eng14]. Solche Zusätze sind in Glasfasern normalerweise immer vorhanden, da sie für die Erzeugung der radialen Struktur des Brechungsindex notwendig sind, welche wiederum für die Wellenleitung sorgt (siehe Abschnitt 1.2.1).

Folglich ist in Glasfasern streng genommen auch eine radiale Abhängigkeit von  $n_2^I$  vorhanden [Wad96]. In vielen Fällen kann dies jedoch vernachlässigt werden und pauschal mit dem Wert von  $n_2^I$  für den Kern gerechnet werden. Lediglich bei einem hohen Überlapp der Fasermode mit dem Mantel muss gegebenenfalls ein Koeffizient  $n_2^F$  verwendet werden, der dies berücksichtigt [Eng14].

Mit Hilfe von  $n_2^I$  lässt sich die Phasenverschiebung, welche durch nichtlineare SPM entsteht berechnen:

$$\begin{aligned}\Delta\phi_{\text{NL}} &= -\frac{2\pi}{\lambda} \cdot I \cdot L \cdot n_2^I \\ &= -\frac{\omega}{c} \frac{P}{A_{\text{eff}}} \cdot L \cdot n_2^I\end{aligned}\quad (1.2.7)$$

mit der optischen Intensität  $I$  und der Wechselwirkungslänge  $L$ . In der zweiten Zeile wurde entsprechend die Leistung  $P$  und die effektive Querschnittsfläche der Fasermode  $A_{\text{eff}}$  verwendet. Um die Stärke der nichtlinearen Wechselwirkung einer Faser zu spezifizieren, wird häufig ein „nichtlinearer Koeffizient“  $\gamma$  verwendet:

$$\gamma = \frac{\omega n_2^I}{c A_{\text{eff}}}\quad (1.2.8)$$

mit dem sich die nichtlineare Phasenverschiebung vereinfacht angeben lässt:

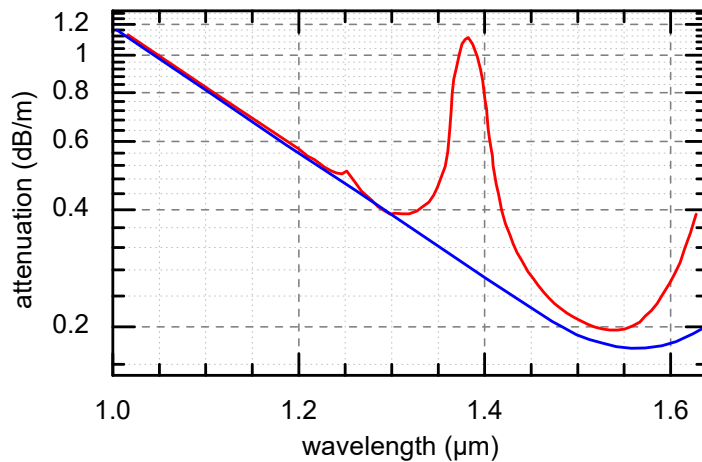
$$\Delta\phi_{\text{NL}} = -\gamma PL\quad (1.2.9)$$

Diese Gleichung erlaubt eine direkte experimentelle Bestimmung, indem die tatsächliche Phasenverschiebung gemessen wird. In den Gleichungen (1.2.7) und (1.2.9) wurde eine monochromatische Welle mit einer konstanten Intensität über die vollständige Interaktionslänge angenommen. Kurze Lichtimpulse lassen sich auf diese Weise im Allgemeinen nicht beschreiben. Sofern die Entwicklung der Spitzenleistung eines Impulses bekannt ist, kann sich bei der Betrachtung von faseroptischen Systemen allerdings einer Näherung für die maximal auftretende nichtlineare Phasenverschiebung bedient werden, die unter dem Namen „B-Integral“ bekannt ist. Sie erlaubt eine grundlegende Abschätzung der Stärke von nichtlinearer Wechselwirkung in einem System:

$$B = \int_0^L \gamma P_{\text{peak}}(z) dz\quad (1.2.10)$$

Für eine genaue Berechnung des Einflusses der nichtlinearen Wechselwirkung auf die Propagation eines optischen Impulses müssen normalerweise numerische Simulationen verwendet werden. Grund hierfür ist auch, dass parallel immer lineare Dispersion auftritt, d.h. eine frequenzabhängige Phasenverschiebung (Abschnitt 1.1.3).

Ein numerisches Verfahren, das sich bewährt hat, ist die sogenannte „Split-Step Fourier-Transform“-Methode. Hierbei wird ausgenutzt, dass der Wechsel von Zeit- zu Frequenzdarstellung (Abschnitt 1.1.2) numerisch mit Hilfe des „fast Fourier transform“-Algorithmus (geschwindigkeitsoptimierte numerische Fourier-Transformation, FFT) recht effizient möglich ist. In der Frequenzdarstellung lässt sich die chromatische Dispersion durch eine einfache Vektormultiplikation (Gleichung (1.1.20)) berücksichtigen. Da die nichtlineare Wechselwirkung von der Leistung  $P(t)$  des Impulses abhängt und eine Verschiebung der zeitlichen Phase bewirkt, ist

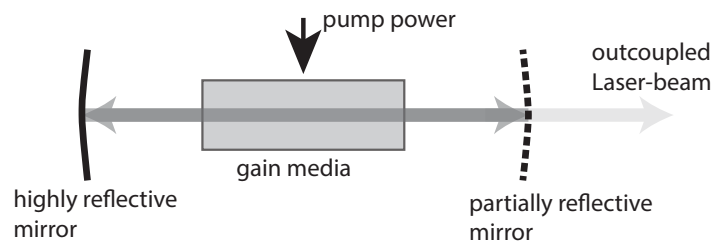


**Abbildung 1.5:** Verluste in einer typischen Monomodenfaser, die für Signale mit einer Wellenlänge von  $1,5\ \mu\text{m}$  ausgelegt ist. In Abhängigkeit von der Wellenlänge sind in Rot das Ergebnis einer Messung der absoluten Verluste und in Blau die theoretischen intrinsischen Verluste von  $\text{SiO}_2$  aufgetragen. Deutlich zu erkennen ist die Absorption von  $\text{OH}^-$ -Ionen bei der Oberschwingung um  $1,4\ \mu\text{m}$  (nach [Agr01]).

ihre Auswertung in der Zeitdomäne vorteilhaft. Es bietet sich daher an, die betrachtete Faser in eine ausreichend große Anzahl von Schritten aufzuteilen und pro Schritt die lineare- und nicht-lineare Wechselwirkung nacheinander in der jeweils günstigeren Darstellung des Impulses zu berechnen. Auf diese Weise lässt sich zum Beispiel die Propagation von kurzen Lichtimpulsen durch Fasern mit einer hohen Nichtlinearität  $\gamma$  sehr präzise simulieren [Sel09].

### 1.2.6 Herstellung von Glasfasern

Die meisten Glasfasern bestehen aus Quarzglas ( $\text{SiO}_2$ ). Durch das Einbringen von Elementen wie  $\text{GeO}_2$  oder  $\text{P}_2\text{O}_5$  kann der Brechungsindex erhöht werden. Eine Verringerung wird zum Beispiel mit Hilfe von  $\text{B}_2\text{O}_3$  oder  $\text{SiF}_4$  erreicht. Reines  $\text{SiO}_2$  ist für Licht mit Wellenlängen im Bereich um  $1,5\ \mu\text{m}$  hoch transparent. Die intrinsischen Verluste durch Absorption und Rayleigh-Streuung können weniger als  $0,2\ \text{dB/km}$  betragen. Allerdings erzeugen Verunreinigungen in dem Glas unter Umständen zusätzliche, vergleichsweise hohe Verluste. Besonders kritisch sind  $\text{OH}^-$ -Ionen, die eine starke Resonanz bei einer Wellenlänge von etwa  $2,73\ \mu\text{m}$  besitzen. Zugehörige Oberschwingungen sorgen auch für Absorptionen in den Bereichen um  $1,4\ \mu\text{m}$  sowie  $1,23\ \mu\text{m}$ . Für die Minimierung der Propagationsverluste von Frequenzen im nahen Infrarotbereich in Glasfasern ist es daher unabdingbar, die Konzentration von  $\text{OH}^-$  im Glas so gering wie möglich zu halten. Die Herstellung der Glasfaser läuft hierfür üblicherweise in zwei Schritten ab. Zunächst wird ein Rohling mit einem Durchmesser von mehreren Zentimetern



**Abbildung 1.6:** Schematische Darstellung der relevanten Komponenten einer einfachen Laser-Implementierung. Zwei leicht sphärische Spiegel bilden einen optischen Resonator, in dem sich eine stehende elektromagnetische Welle ausbilden kann. In einem Verstärkungsmedium findet durch stimulierte Emission Verstärkung dieses Feldes statt. Hierfür ist eine Energiezufuhr notwendig, die üblicherweise als „Pumpen“ bezeichnet wird. Einer der beiden Spiegel ist teilreflektierend und ermöglicht so die Auskopplung des eigentlichen Laserstrahls.

hergestellt (die sogenannte „Preform“). Hierfür wird im Inneren eines Glasrohres mit Hilfe eines modifizierten chemischen Gasabscheidungsverfahrens („modified chemical vapor deposition“ - MCVD)  $\text{SiO}_2$  abgeschieden. Durch die Beimischung von Dotierungen (siehe oben) wird hierbei die radiale Struktur der Faser erzeugt. Anschließend wird in einem speziellen Ziehturm aus dem Rohling die Faser gezogen. Die relative radiale Struktur bleibt dabei erhalten [Agr01].

In Abbildung 1.5 sind die Verluste in einer so hergestellten Monomodenfaser aufgetragen, wie sie typischerweise in der Telekommunikationstechnik Verwendung findet. Man erkennt die Absorptionen der  $\text{OH}^-$ -Ionen noch deutlich bei  $1,4\ \mu\text{m}$ . Die absoluten Verluste (rot dargestellt) bei  $1,5\ \mu\text{m}$  erreichen aber nahezu das intrinsische Limit von  $\text{SiO}_2$  (blau).

### 1.3 Laser

Das Akronym „Laser“ steht für „Light amplification by stimulated emission of radiation“ (Lichtverstärkung durch stimulierte Emission von Strahlung). Es beschreibt ein Verfahren, mit dem elektromagnetische Strahlung erzeugt werden kann, die üblicherweise durch eine sehr hohe Brillanz gekennzeichnet ist und in dieser Form in der Natur allgemein nicht vorkommt. In Abbildung 1.6 sind die für einen Laser relevanten Komponenten skizziert. Notwendig ist zunächst ein Medium, in dem eine elektromagnetische Welle durch stimulierte Emission verstärkt werden kann. Die dafür notwendige Energie muss diesem aktiven Medium in einer geeigneten Weise zugeführt werden, man spricht hierbei auch von „Pumpen“. Sofern es sich nicht um einen Laser-Verstärker handelt, der lediglich die Leistung eines bereits existierenden Signals erhöht, ist darüber hinaus ein optischer Resonator erforderlich, der für eine teilweise Rückkopplung von generierten Photonen in das aktive Medium sorgt. Hierbei kann es sich zum Beispiel um zwei entsprechend angeordnete Spiegel handeln, von denen einer teildurchlässig ist und die Auskopplung des „Laserstrahls“ ermöglicht. In den folgenden Abschnitten wird

über die relevanten Komponenten und Prozesse ein kurzer Überblick gegeben, weitergehende Informationen sind in entsprechender Literatur zu finden [Sie86, Mil88, Sve10].

### 1.3.1 Verstärkung elektromagnetischer Wellen durch stimulierte Emission von Photonen

Ausgangspunkt für eine einfache Beschreibung des Laser-Prinzips ist ein System mit zwei elektronischen Energieniveaus. Durch externe Anregung kann es aus dem Grundzustand mit Energie  $E_1$  in einen zweiten Zustand mit höherer Energie  $E_2$  versetzt werden. Dies kann zum Beispiel durch die Absorption eines Photons mit der passenden Frequenz

$$\nu_0 = (E_2 - E_1)/h$$

geschehen. Hierbei bezeichnet  $h \approx 6,626\,070\,040 \cdot 10^{-34}$  Js das Planck'sche Wirkungsquantum [Moh16]. Der umgekehrte Vorgang, bei der das System aus dem angeregten Zustand unter Aussendung eines Photons in den Grundzustand wechselt, ist ebenfalls möglich. Diese Relaxation kann entweder spontan ohne äußeren Einfluss oder durch sogenannte stimulierte Emission geschehen. Hierbei „stimuliert“ ein bereits existierendes Photon das angeregte System und initiiert die Aussendung eines Photons. Das Bemerkenswerte bei diesem Prozess ist, dass ein auf diese Weise generiertes Photon eine exakte Kopie des einfallenden Photons darstellt. Es weist die gleiche Frequenz und damit Energie auf, hat die gleiche Phasenlage und propagiert in dieselbe Richtung.

Neben den bereits erwähnten sogenannten strahlenden Übergängen ist ebenfalls eine nicht-strahlende Relaxation möglich, bei der zum Beispiel eines oder mehrere Phononen generiert werden. Betrachtet man nun ein Ensemble mit  $N$  gleichen Systemen pro Volumen, kann die Anzahl der Systeme im Grundzustand  $E_1$  mit  $N_1$  bezeichnet werden und  $N_2 = N - N_1$  gibt die Anzahl der angeregten Systeme an. Für die unterschiedlichen Übergangsmöglichkeiten können nun Ratengleichungen aufgestellt werden:

- Die Rate des Übergangs von  $E_1$  nach  $E_2$  durch Absorption ist proportional zu der Rate der einfallenden Photonen  $F$  pro Einheitsfläche und der Systeme im Grundzustand  $N_1$ . Zusätzlich gibt es eine systemspezifische Wahrscheinlichkeit für die Absorption eines einfallenden Photons, die in Form eines sogenannten Wirkungsquerschnittes  $\sigma_{12}$  angegeben werden kann:

$$\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_{\text{ab}} = -\sigma_{12}FN_1 \quad (1.3.1)$$

- Der Prozess der spontanen Emission ist unabhängig von einfallenden Photonen:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{\text{sp}} = -AN_2 = -\frac{N_2}{\tau_{\text{sp}}} \quad (1.3.2)$$

$A$  gibt die Wahrscheinlichkeit (Rate) der spontanen Emission an und wird üblicherweise als „Einstein-Koeffizient  $A$ “ bezeichnet [Mil88]. Aus ihr kann die sogenannte strahlende Lebensdauer  $\tau_{\text{sp}} = 1/A$  abgeleitet werden.

- Stimulierte Emission kann beschrieben werden durch

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{\text{st}} = -\sigma_{21}FN_2 \quad (1.3.3)$$

Analog zu 1.3.1 bezeichnet  $\sigma_{21}$  den Wirkungsquerschnitt der stimulierten Emission und  $F$  die Rate der einfallenden Photonen.

- Auch für die nicht strahlende Relaxation kann eine Lebensdauer des angeregten Zustandes  $\tau_{\text{nr}}$  definiert werden:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{\text{nr}} = -\frac{N_2}{\tau_{\text{nr}}} \quad (1.3.4)$$

Sofern die Niveaus  $E_1$  und  $E_2$  nicht entartet sind, haben die Wirkungsquerschnitte für Absorption und stimulierte Emission denselben Wert. Im Falle einer  $n_1$ -fachen beziehungsweise  $n_2$ -fachen Entartung von  $E_1$  beziehungsweise  $E_2$  ergibt sich

$$n_2\sigma_{21} = n_1\sigma_{12} \quad (1.3.5)$$

Für den Betrieb eines Lasers ist die Entwicklung der Intensität

$$I(z) = F(z)\nu_0h \quad (1.3.6)$$

einer elektromagnetischen Welle, die durch ein aktives Medium propagiert, von Interesse. Betrachtet man ein Volumen, das durch die Einheitsfläche senkrecht zur Ausbreitungsrichtung und der infinitesimalen Propagationslänge  $dz$  aufgespannt wird, so gibt  $dF/dz$  die Änderungsrate der Photonenzahl in diesem Volumen an. Sofern andere Effekte wie zum Beispiel Streuung vernachlässigt werden, entspricht diese Änderungsrate der Summe aus den Raten von Absorption (1.3.1) und stimulierter Emission (1.3.3) von Photonen. Spontane Emission generiert Photonen mit ungerichteter Ausbreitungsrichtung sowie zufälliger Phase und trägt nicht direkt zur Intensitätsbilanz der einfallenden Welle bei. Es kann daher folgende Ratengleichung aufgestellt werden:

$$\frac{dF}{dz} = -\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_{\text{ab}} + \left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{\text{st}} = \sigma_{21}\left(N_2 - \frac{n_2}{n_1}N_1\right)F \quad (1.3.7)$$

Hierbei wurde bereits Gleichung (1.3.5) verwendet. Häufig wird nun ein sogenannter Verstärkungskoeffizient  $g$  definiert:

$$g = \sigma_{21}\left(N_2 - \frac{n_2}{n_1}N_1\right) \quad (1.3.8)$$

Damit eine effektive Verstärkung der einfallenden Welle ( $dF/dz > 0$ ) möglich ist, muss  $g > 0$  und damit  $N_2 > n_2 N_1 / n_1$  gelten. Man spricht in diesem Fall auch von „Besetzungsinversion“ eines „aktiven Mediums“. Für den einfachen Fall einer ebenen Welle, die in  $z$ -Richtung durch ein Medium mit homogener Verstärkung propagiert, ist die Lösung von Gleichung (1.3.7) eine Exponentialfunktion und mit Gleichung (1.3.6) ergibt sich:

$$I(z) = I_0 \cdot e^{gz} \quad (1.3.9)$$

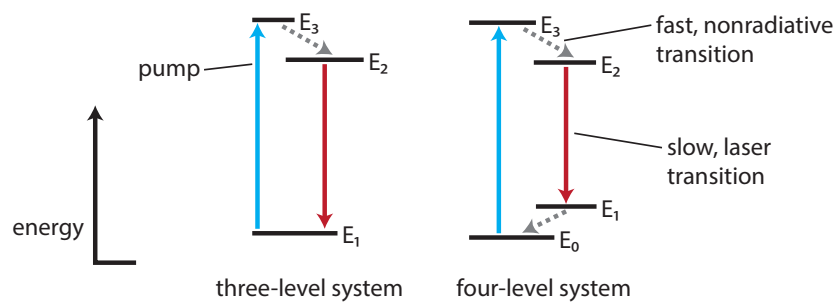
Dies gilt allerdings nur für den Fall, in dem unter anderem  $g$  und damit  $N_1$  und  $N_2$  unabhängig von  $I(z)$  sind. Im Allgemeinen kann dies nicht angenommen werden und die Differenzialgleichungen (1.3.1), (1.3.3) sowie (1.3.7) stellen ein gekoppeltes System dar. Zusätzlich müssen spontane Emission und nichtstrahlende Relaxation in Form von Gleichungen (1.3.2) und (1.3.4) berücksichtigt werden. Eine allgemeine analytische Lösung dieses Problems ist nicht bekannt.

### 1.3.2 Optisches Pumpen von Verstärkungsmedien

Im vorherigen Abschnitt 1.3.1 wurde gezeigt, dass eine Verstärkung elektromagnetischer Wellen (Licht) durch stimulierte Emission in einem geeigneten aktiven Medium nur möglich ist, wenn  $g > 0$  gilt (Gleichung (1.3.7)). Die damit verbundene Besetzungsinversion kann im thermodynamischen Gleichgewicht mit einer Boltzmann-Verteilung jedoch nicht vorliegen und es gilt somit  $g < 0$ . In der Folge tritt Absorption auf. In einem Laser muss dem aktiven Medium auf geeignete Weise Anregungsenergie zugeführt werden, so dass das thermische Gleichgewicht verlassen werden kann. Die Möglichkeiten für dieses Pumpen sind vielfältig und umfassen unter anderem chemische Reaktionen, Gasentladungen, elektrischen Strom in einem Halbleiter und optische Anregung. Letztgenannte findet auch in der Gruppe der Faserlaser Anwendung. Da diese den Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit bilden, wird an dieser Stelle lediglich das hierbei zu Grunde liegende Prinzip skizziert.

In einem Zwei-Niveau-System, wie es im vorherigen Abschnitt beschrieben ist, kann durch Absorption von Photonen mit passender Frequenz  $\nu_0 = (E_2 - E_1)/h$  die Besetzungsdichte  $N_2$  des oberen Energieniveaus erhöht werden. Die geforderte Besetzungsinversion mit  $0 < (N_2 - n_2/n_1 N_1)$  kann auf diese Weise jedoch nicht hergestellt werden. Denn sobald  $g = 0$  erreicht ist, wären die Wahrscheinlichkeiten für ein einfallendes Pump-Photon absorbiert zu werden gleich hoch wie stimulierte Emission hervorzurufen. Folglich kann die Besetzungsdichte  $N_2$  effektiv nicht weiter zunehmen und in einem Zwei-Niveau-System ist durch optisches Pumpen mit beliebiger Intensität das Limit  $g = 0$  gegeben. Man spricht in diesem Falle auch von einem Ausbleichen des Mediums, da sich Absorption und stimulierte Emission gegenseitig ausgleichen und das Material daher transparent erscheint.

Um einen Laser-Betrieb zu ermöglichen, ist daher die Einbeziehung weiterer Energieniveaus notwendig. Üblich ist der Einsatz sogenannter Drei- oder Vier-Niveau-Systeme wie in Abbildung 1.7 schematisch dargestellt. In einem Drei-Niveau-System erfolgt die Anregung mit einer



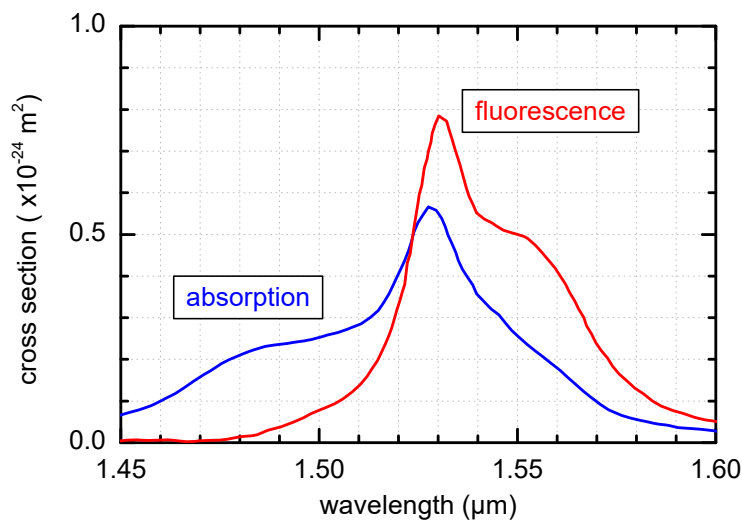
**Abbildung 1.7:** Schematische Darstellung des Prinzips von Drei- und Vier-Niveau Lasern. Blaue Pfeile bezeichnen die Anregung durch einen Pumpmechanismus. Schnelle, nicht-strahlende Relaxationen sind grau-gestrichelt eingezeichnet. Der eigentliche strahlende Laser-Übergang ist in Rot dargestellt. Im Falle des Drei-Niveau-Systems ist das untere Laser-Niveau  $E_1$  gleichzeitig der Grundzustand des Systems.

Pumpstrahlung, die eine höhere Frequenz  $\nu_{\text{pump}} = (E_3 - E_1)/h$  als diejenige des Laser-Signals  $\nu_{\text{signal}} = (E_2 - E_1)/h$  aufweist. Die Anregung erfolgt in ein Energieniveau  $E_3$ , das höher als das obere Laserniveau  $E_2$  liegt. Die Relaxation aus dem Niveau  $E_3$  erfolgt üblicherweise sehr schnell bevorzugt nach  $E_2$  unter Generierung von einem oder mehreren Phononen. Auf diese Weise kann sich keine signifikante Besetzungsdichte  $N_3$  ausbilden und die Wahrscheinlichkeit für stimulierte Emission durch Pump-Photonen bleibt gering. Gleichzeitig kann nun zwischen  $E_1$  und  $E_2$  die notwendige Besetzungsinversion erreicht werden. In einem Vier-Niveau-System liegt der natürliche energetische Grundzustand des Systems zusätzlich niedriger als das untere Laser-Niveau  $E_1$ . In Abbildung 1.7 ist dieser mit  $E_0$  bezeichnet. Die Relaxation von  $E_1$  nach  $E_0$  erfolgt ebenfalls üblicherweise nicht-strahlend und sehr schnell und sorgt für eine effektive Verringerung der Besetzungsdichte  $N_1$ . Die Anregung des Systems erfolgt von  $E_0$  nach  $E_3$ . Auf diese Weise kann die Besetzungsinversion zwischen  $E_1$  und  $E_2$  im Vergleich zu einem Drei-Niveau-System bereits bei geringeren Pump-Intensitäten erreicht werden.

Die Differenz zwischen Anregungsenergie und Energie des Laser-Übergangs  $h(\nu_{\text{pump}} - \nu_{\text{signal}})$  wird auch als sogenannter Quantendefekt oder Stokes-Verschiebung bezeichnet. Aus ihr ergibt sich unter Vernachlässigung anderer Verlustmechanismen die theoretisch maximal erreichbare Konversionseffizienz von Pump- in Signalleistung.

### 1.3.3 Glasfasern als aktives Medium

Der Kern einer Glasfaser kann mit Ionen dotiert werden, die für einen Laser geeignete elektronische Energieniveaus aufweisen [Poo85]. Auf diese Weise wird die Konstruktion von Faserlasern möglich, die ein Signal im Kern führen und gleichzeitig verstärken. In erster Linie



**Abbildung 1.8:** Wellenlängenabhängige effektive Wirkungsquerschnitte für die Absorption  $\sigma_{\text{abs}}(\omega)$  (blau) und Emission  $\sigma_{\text{stim}}(\omega)$  (rot) des Laser-Übergangs  $4I_{15/2} - 4I_{13/2}$  von  $\text{Er}^{3+}$  in Quarzglas bei Raumtemperatur (nach [Des90]).

kommen als Dotierung die sogenannten seltenen Erden (Lanthanoide) in Frage, typischerweise Neodym (Nd), Holmium (Ho), Erbium (Er), Thulium (Tm) oder Ytterbium (Yb). Sie bilden in Quarzglas dreifach positiv geladene Ionen, die sich optisch anregen lassen. Die ursprünglich entarteten elektronischen Energieniveaus der Ionen sind in Glasfasern durch den Einfluss des Wirtsmaterials in mehrere Stark-Level aufgespalten [Des90]. Zu der homogenen Verbreiterung durch Phononenwechselwirkungen kommt eine starke inhomogene Verbreiterung durch die amorphe Struktur des Glases. Als Folge gehen die Stark-Level ineinander über und können als kontinuierliche Energiebänder betrachtet werden [Pre11]. Es bietet sich daher an, frequenzabhängige effektive Wirkungsquerschnitte für die Absorption  $\sigma_{\text{abs}}(\omega)$  und stimulierte Emission  $\sigma_{\text{stim}}(\omega)$  einzuführen, die nicht mehr zwischen den einzelnen Stark-Niveaus unterscheiden. Innerhalb dieser Bänder erfolgt eine schnelle Relaxation durch Emission von Phononen in ein temperaturabhängiges, thermodynamisches Gleichgewicht an der unteren Kante. Der Laser-Übergang erfolgt daher vorzugsweise in den oberen, mit geringerer Wahrscheinlichkeit besetzten Bereich des Grundzustand-Bandes. Daher wird ein solches Laser-System auch als „Phonon-terminiert“ [McC64] oder Quasi-Drei-Niveau-System bezeichnet.

In Abbildung 1.8 sind exemplarisch die effektiven Wirkungsquerschnitte eines Laser-Übergangs von Er:Quarzglas aufgetragen. Man erkennt, dass die Schwerpunkte von Absorption und Emission zueinander spektral verschoben sind. Dies ist eine direkte Folge der schnellen Relaxation innerhalb der Bänder, Absorption findet daher bevorzugt bei kürzeren Wellenlängen als die Emission statt.

Technologisch am bedeutendsten sind derzeit Glasfasern mit  $\text{Er}^{3+}$  und  $\text{Yb}^{3+}$ . Erstere besitzen eine Verstärkungsbandbreite um  $1,55 \mu\text{m}$  [Mea87]. Diese Wellenlänge ist dicht am Verlustminimum von Quarzglas (Abbildung 1.5). Signale können daher in diesem Bereich über lange Faserstrecken propagieren. Weiterhin liegt sie auch nahe der Nulldispersions-Wellenlänge (vergleiche Abbildung 1.2), kurze Lichtimpulse erfahren also einen vergleichsweise geringen Einfluss von GVD. Er:Faser-Laser und -Verstärker eignen sich sehr gut für Telekommunikationsanwendungen und spielen hier eine große Rolle [Cha98]. Komponenten für den Aufbau derartiger Systeme sind technologisch sehr weit entwickelt und kommerziell gut verfügbar.

Durch ihre große Verstärkungsbandbreite in Verbindung mit der geringen GVD eignen sich Er:Fasern auch für den Aufbau modengekoppelter Oszillatoren, die sich durch eine hohe Stabilität auszeichnen [Kaf89b]. Er:Fasern bilden die Grundlage des Femtosekunden-Lasersystems (Kapitel 2), das die Eingangsimpulse für den Tm:Faserverstärker (Kapitel 4) generiert.

Im Hochleistungsbereich spielt die Dotierung mit  $\text{Yb}^{3+}$  für Faserlaser eine dominierende Rolle. Mit seinen Emissionswellenlängen von etwa  $1,02 \mu\text{m}$  bis  $1,07 \mu\text{m}$  bei Pumpwellenlängen von  $976 \text{ nm}$  oder  $915 \text{ nm}$  weist es einen geringen Quantendefekt auf [Ric10]. Mit Leistungen von bis zu  $10 \text{ kW}$  spielen Yb:Faserlaser unter anderem eine wichtige Rolle im Bereich der Laser-Materialbearbeitung.

### 1.3.4 **Technologie der Faserlaser**

Im vorherigen Abschnitt sind aktive Glasfasern beschrieben, die den Bau von sogenannten Faserlasern ermöglichen. Eine Besonderheit im Vergleich zu anderen Lasertypen ist die Möglichkeit, große Propagationslängen des Signals mit einem kleinen Modenfeld durch ein aktives Medium zu realisieren. Dadurch sind hohe Verstärkungen auch von kleinen Leistungen im Einfachdurchgang erzielbar. Gleichzeitig kann eine beugungsbegrenzte Strahlqualität des Signals beibehalten werden. Die für einen Laser-Resonator (kein Laser-Verstärker) notwendige Rückkopplung des Signals kann durch klassische Spiegel im ausgekoppelten Freistrahl erfolgen. Alternativ werden auch sogenannte Faser-Bragg-Gitter (vergleiche Abschnitt 3.2.4) verwendet. Sie ermöglichen einen vollständig faserbasierten Resonator, der entsprechend mechanisch robust und kompakt aufgebaut werden kann [Zer14].

Für den Aufbau eines Faserlasers wird wie bei anderen Lasern auch neben dem aktiven Medium sowie gegebenenfalls einem optischen Resonator eine Pumpquelle benötigt. In den ersten experimentellen Demonstrationen von Faserlasern kamen noch Blitzlampen als Pumplichtquelle zum Einsatz. Die Einkopplung in die Fasern erfolgte über deren Mantelfläche [Sni61]. Heutzutage ist es jedoch üblich, Signal- und Pumplicht in der Faser brechungsindexgeführt zu überlagern. Die notwendige hohe Brillanz des Pumplichtes wird dabei meistens von modernen Halbleiter-Laserdioden bereitgestellt. Erst auf diese Weise können ein hoher Absorptionsgrad und eine hohe Konversionseffizienz erreicht werden.

Es existieren unterschiedliche Technologien für die longitudinale Einkopplung von Pumplicht in eine aktive Faser. Eine einfache Variante ist die Überlagerung von Pump- und Signallicht im Freistrah. Hierfür eignet sich zum Beispiel ein dichroischer Spiegel. Anschließend werden beide über die Endfläche der Faser eingekoppelt. Diese Methode findet bereits seit Beginn der Entwicklung von Faserlasern Anwendung [Mea87]. Sofern Monomodfasern (vergleiche Abschnitt 1.2.2) verwendet werden, kann Pumplicht auch mittels sogenannter Wellenlängenmultiplexer (WDM) in den Faserkern gekoppelt werden. Es handelt sich hierbei um Bauteile, die intern eine wellenlängenselektive Kopplung mittels evaneszenter Wellen zwischen zwei parallelen Fasern erzeugen. Sie ermöglichen auf diese Weise einen monolithischen Faserlaser, der ohne Freistrahstrecken für das Signal auskommt. Durch die Verwendung von fasergekoppelten Laserdiodenmodulen als Pumpquelle werden so mechanisch robuste, kompakte Systeme realisierbar. Insbesondere im Bereich der optischen Telekommunikation ist diese Technologie verbreitet und dementsprechend weit entwickelt [Cha98]. Anwendung findet sie aber auch im Bereich der wissenschaftlichen Forschung in Form von in modengekoppelten Faserlasersystemen zur Erzeugung ultrakurzer Lichtimpulse [Fer13, Bri14]. Ein Beispiel hierfür ist das System, das für die Erzeugung des Eingangssignals für den Tm:Faserverstärker genutzt wird (Kapitel 4).

Monomodige<sup>2</sup>, kerngepumpte Faserlaser setzen monomodiges Pumplicht voraus. Geeignete Laserdioden-Module sind mit Ausgangsleistungen von einigen Watt verfügbar. Dies limitiert die maximal erzielbare Ausgangsleistung eines derartigen Systems. Um höhere Leistungen zu erreichen, können sogenannte Doppelmantelfasern eingesetzt werden, die multimodiges Pumplicht führen können. In Kapitel 4 wird auf diese Technologie im Rahmen der Beschreibung des Tm:Faserverstärkers eingegangen.

Passive Modenkopplung eines Er:Faser-Lasers zur Erzeugung von Femtosekunden-Lichtimpulsen (vergleiche Kapitel 1.1.4) kann auf unterschiedliche Weise erreicht werden. Möglich ist die gezielte Nutzung von nichtlinearer Wechselwirkung in den Glasfasern. Ein Beispiel hierfür ist die Modenkopplung mittels nichtlinearer Polarisationsdrehung [Fer91]. In einer Bauweise, die als „figure-of-eight“ (Form einer Acht) bekannt ist, wird Selbstphasenmodulation in den Fasern genutzt, um die notwendigen intensitätsabhängigen Verluste zu realisieren [Dul91]. Auch möglich ist der Einsatz eines sättigbaren Halbleiter-Absorberspiegels (SAM). In der Seed-Quelle für den Tm:Faserverstärker (Abschnitt 2.2.1) findet diese Methode Anwendung.

---

<sup>2</sup>Monomodig bezieht sich an dieser Stelle auf die transversale Energieverteilung des Lichtes.



## 2 Generierung des Eingangssignals auf Basis von Er:Faser-Technologie

Für jeden Verstärker wird ein Eingangssignal benötigt. Im Bereich der Lasertechnologie hat sich dafür der aus dem Englischen stammende Begriff „Seed“ (Samen) durchgesetzt. In diesem Kapitel wird das System vorgestellt, welches ein solches Eingangssignal für den Thulium-Faserverstärker (Kapitel 4) bereitstellt. Es wird daher im Folgenden auch als „Seed-System“ bezeichnet.

Verstärker, die auf Glasfasern mit einer Thulium-Dotierung (Tm:Faser) basieren, eignen sich für Signale mit Wellenlängen um  $1,95\ \mu\text{m}$  [Mou09]. Eine naheliegende Möglichkeit, passende Femtosekunden-Impulse als Eingangssignal zu generieren, ist ein modengekoppelter Oszillator, der ebenfalls auf Tm:Fasern basiert. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde jedoch ein anderer Ansatz gewählt. Als Ausgangspunkt dient ein Lasersystem auf der Basis von Glasfasern mit einer Erbium-Dotierung (Er:Faser). Es erzeugt zunächst Impulse mit einem Wellenlängenspektrum um  $1,55\ \mu\text{m}$ . Durch eine hoch nichtlineare Glasfaser (HNF) ist die kohärente Erweiterung des Spektrums möglich, so dass die Verstärkungsbandbreite von Tm:Fasern vollständig abgedeckt werden kann. Er:Faser-Systeme bieten einige vielversprechende Möglichkeiten (Abschnitt 2.1). Unter anderem lässt sich die Träger-Einhüllende-Phase (CEP, Abschnitt 1.1.2) passiv stabilisieren [Kra11b] (Abschnitt 2.2.3). Darüber hinaus ist es auch möglich, parallel Wellenlängenkompenten um  $1,03\ \mu\text{m}$  zu generieren und einen synchronisierten Hochleistungsverstärker zu betreiben, der auf Ytterbium-dotierten Glasfasern (Yb:Faser) basiert [Wun15].

Der Aufbau des Er:Fasersystems ist ausführlich in [Kra11a] sowie [Feh11] beschrieben. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden an dem bereits existierenden System lediglich Optimierungen vorgenommen. Die folgenden Abschnitte 2.1 und 2.2 geben einen groben Überblick über das System, davon ausgehend wird in Abschnitt 2.3 die Erzeugung der Wellenlängenkompenten für die Tm:Faserverstärker beschrieben.

### 2.1 Vorteile der Er:Faser-Technologie

Ein modengekoppeltes Femtosekunden-Lasersystem, das auf Er:Fasern basiert, arbeitet üblicherweise bei Wellenlängen um  $1,55\ \mu\text{m}$  (Abbildung 1.8). Davon abweichend weisen Tm:Glas-

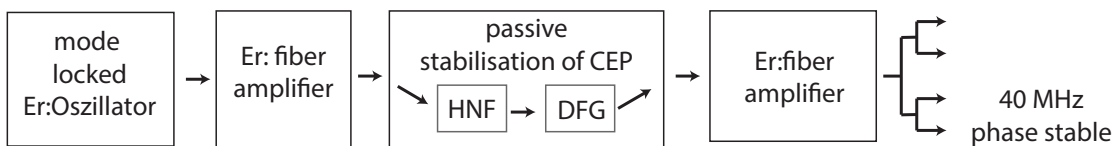
fasern eine Verstärkung für Wellenlängen um  $1,95\ \mu\text{m}$  auf. Das Spektrum aus dem Er:Faser-System muss folglich zunächst so verschoben oder erweitert werden, dass es diesen Bereich abdeckt. Auch wenn dies mit Hilfe von hoch-nichtlinearen Glasfasern sehr effizient gelingt (Abschnitt 2.3), bedeutet es gegenüber der direkten Verwendung eines Tm:Faser-Oszillators zunächst zusätzlichen technologischen Aufwand. Die Er:Faser-Technologie bietet jedoch einige signifikante Vorteile:

- Er:Glasfasern bilden die Grundlage der Verstärker für die Telekommunikationsinfrastruktur [Cha98]. Ein Grund hierfür ist, dass ihre Emissionswellenlänge nahe dem Verlustminimum von Fasern aus Quarzglas liegt (Vergleiche Abbildung 1.5). Daher sind Komponenten für den Aufbau von Er:Faser-basierten Systemen technologisch sehr weit entwickelt und kommerziell gut verfügbar. Dies betrifft unter anderem die Fasern selber, passende Pumpdioden, Wellenlängen-Multiplexer (WDM), Faserkoppler und optische Isolatoren.
- Der Nulldispersionsdurchgang der Gruppengeschwindigkeit ( $GVD = 0$ ) von Quarzglas liegt bei  $\approx 1,3\ \mu\text{m}$  (Abbildung 1.2). Durch die Wellenleiterdispersion lässt er sich in einer Glasfaser bei Bedarf auch bis auf Werte oberhalb von  $1,55\ \mu\text{m}$  verschieben. Dadurch sind sowohl Fasern mit normaler ( $GVD > 0$ ) als auch mit anormaler Dispersion ( $GVD < 0$ ) möglich (Abschnitt 1.2.3). Dies erlaubt in Systemen, die auf Er:Fasern basieren, eine gute Anpassung der Dispersion. Insbesondere die Konstruktion von modengekoppelten Oszillatoren wird hierdurch vereinfacht (Abschnitt 2.2.1). Die zum Zeitpunkt dieser Arbeit verfügbaren Veröffentlichungen zu Tm:Faser-basierten modengekoppelten Oszillatoren deuten darauf hin, dass es schwierig ist, die starke anomale Dispersion der Fasern bei  $2\ \mu\text{m}$  zu kompensieren [Hax10a].
- Mittels sogenannter „hoch nichtlinearer Glasfasern“ (HNF) lassen sich effizient maßgeschneiderte Wellenlängenspektren generieren [Sel09]. Auch hierbei ist die Verstärkungsbandbreite von Er:Fasern durch ihre natürliche Nähe zum Nulldispersionsdurchgang von Quarzglas vorteilhaft (Abschnitt 2.3). Auf diese Weise kann ein Spektrum erzeugt werden, das die Verstärkungsbandbreite von Tm:Fasern vollständig abdeckt (Abschnitt 2.3). Dies ist mit einem Oszillator, der auf Tm:Fasern basiert, kaum direkt zu erreichen.
- Mittels einer spektralen Verbreiterung in einer HNF und anschließender Differenzfrequenzerzeugung lässt sich die Träger-Einhüllende-Offset-Frequenz (CEO-Frequenz) in einem Er:Faser-System passiv zu Null stabilisieren (Abschnitt 2.2.3). Unter anderem werden so Experimente möglich, bei denen die Phase von Trägerwelle zur Einhüllenden der Impulse (CEP) von Relevanz ist. Hierzu zählen insbesondere Anwendungen, bei denen zunächst Impulse generiert werden, deren Länge im Bereich weniger Schwingungsperioden liegt [Ude02, Bra00].

Femtosekunden Er:Faser-Systeme haben ihre Stabilität und Flexibilität [Adl07b] in vielen unterschiedlichen Anwendungen bewiesen [Bri14]. Durch die Möglichkeit ebenfalls spektrale

Komponenten um  $1,03\ \mu\text{m}$  zu generieren, lässt sich darüber hinaus zum Beispiel eine parallele Ytterbium-basierte Verstärkerkette kohärent betreiben [Wun15].

## 2.2 Übersicht über das System



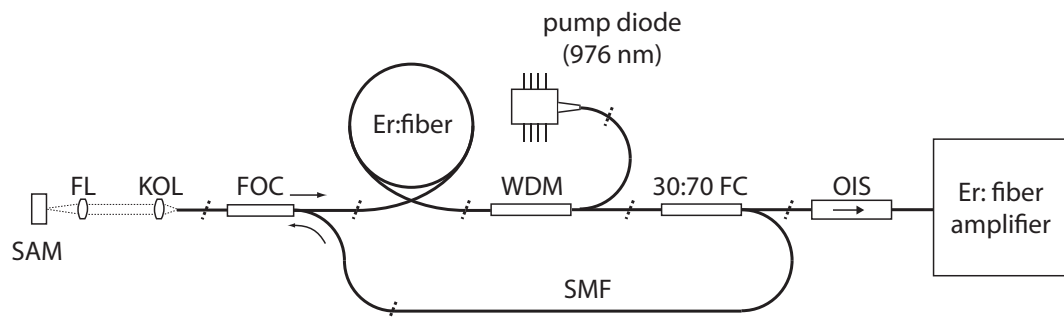
**Abbildung 2.1:** Übersicht über das Er:Faser-basierte Seed-System mit passiver Stabilisierung der Träger-Einhüllende-Phase

In Abbildung 2.1 ist schematisch das Femtosekunden-Lasersystem dargestellt, das für die in dieser Arbeit beschriebenen experimentellen Arbeiten als Seed-Quelle für einen Tm:Faserverstärker eingesetzt wird. Der modengekoppelte Er:Faser-Oszillator kann als „Herz“ bezeichnet werden. Er ist die Quelle des Impulszuges mit einer Repetitionsfrequenz von 40 MHz. Abschnitt 2.2.1 befasst sich mit dessen Aufbau. In einem nachfolgenden Faserverstärker wird die Impulsenergie soweit erhöht, dass in einer hoch nichtlinearen Glasfaser (HNF) das Wellenlängenspektrum effizient erweitert werden kann. Anschließend erlaubt eine Differenzfrequenzerzeugung mit resultierenden Wellenlängen wiederum bei  $1,55\ \mu\text{m}$  die passive Stabilisierung der Träger-Einhüllende-Phase (CEP, Abschnitt 2.2.3). Dieses Signal ist der Ausgangspunkt für weitere Experimente. Hierfür wird es zunächst wieder verstärkt und dann auf mehrere parallele Ausgänge aufgeteilt.

Einer dieser Ausgänge wird für den nachfolgenden Tm:Faserverstärker genutzt. Hierfür wird zunächst die Repetitionsfrequenz mit Hilfe eines elektrooptischen Modulators auf 10 MHz reduziert. Dies erlaubt bei limitierter mittlerer Leistung des Tm:Faser-Hauptverstärkers höhere Impulsenergien. Anschließend wird in einer weiteren HNF ein Wellenlängenspektrum generiert, das für die Verwendung als Eingangssignal für Tm:Faserverstärker maßgeschneidert ist (Abschnitt 2.3).

### 2.2.1 Modengekoppelter Oszillator

Der Aufbau des modengekoppelten Laser-Oszillators ist in Abbildung 2.2 skizziert. Die Geometrie entspricht einer hybriden Form aus Linear- und Ringoszillator wie in [Adl07a] beschrieben. Die Modenkopplung (Abschnitt 1.1.4) wird durch einen sättigbaren Absorberspie-

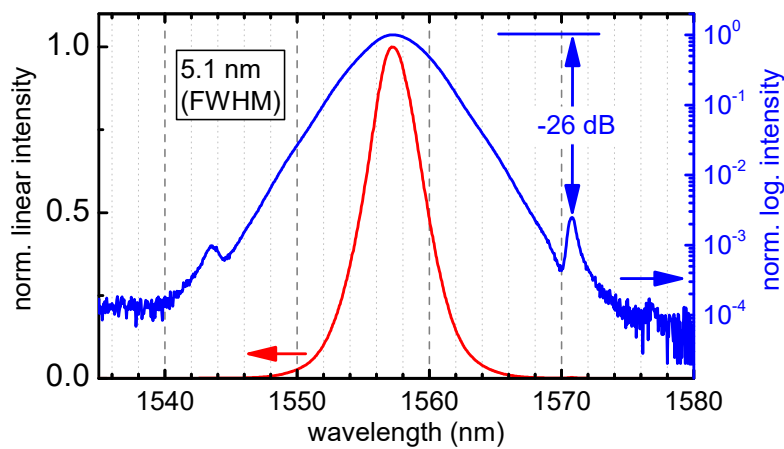


**Abbildung 2.2:** Schematische Darstellung des Er:Faser-Oszillators, der mittels eines sättigbaren Absorberspiegels (SAM) modengekoppelt ist. Auf diesen wird im Freistrahl mittels einer Linse (FL) fokussiert. KOL: Kollimationslinse, FOC: faseroptischer Zirkulator, EDF: monomodige Er:Faser, WDM: Wellenlängen-Multiplexer, FC: Faserkoppler zur Auskopplung des Impulszuges, OIS: optischer Isolator zur Vermeidung von Rückwirkungen auf Oszillator, SMF: passive Monomodenfaser

gel (SAM) erreicht. Die notwendige Verstärkung erfolgt in einer Er:Faser. Diese befindet sich im zirkulären Teil des Oszillators und wird entgegen der Propagationsrichtung des Signals gepumpt. Hierfür kommt ein sogenannter Wellenlängenmultiplexer (WDM) zum Einsatz, der die Einkopplung des Lichtes einer fasergekoppelten, monomodigen Laserdiode in den Kern der aktiven Faser ermöglicht. Die Pumpdiode ist durch ein eingebautes Faser-Bragg-Gitter (vergleiche Abschnitt 3.2.4) auf eine Wellenlänge von 976 nm stabilisiert.

Nach der Verstärkung wird an einem Faserkoppler 30 % des Signals aus dem Oszillator ausgekoppelt. Die verbleibenden 70 % (bei Vernachlässigung von möglichen Verlusten im Faserkoppler) werden durch eine passive Monomodenfaser zu einem fasergekoppelten optischen Zirkulator geführt. Diese Faser weist im Wellenlängenbereich um  $1,55 \mu\text{m}$  eine anomale Dispersion ( $\beta_2 < 0$ ) auf, in Kombination mit der auftretenden Selbstphasenmodulation kann sich ein Soliton ausbilden. Auf diese Weise wird die Impulsformung unterstützt. Durch den Zirkulator gelangt das Signal anschließend zu einem Kollimator und geht in einen Freistrahl über. Dieser wird mit einer Linse auf den SAM fokussiert. Die Reflexion koppelt durch Linse und Kollimator zurück in die Faser und der Zirkulator schließt den Resonator, indem er das Signal in die Er:Faser leitet. Die gesamte optische Weglänge ist so ausgelegt, dass die Umlaufzeit der Impulse 25 ns beträgt, um eine Repetitionsfrequenz von 40 MHz zu erhalten (real gemessener Wert: 40,17 MHz).

Der Oszillator ist vollständig aus polarisationserhaltenden Komponenten aufgebaut (Abschnitt 1.2.4). Dies erhöht die Störfestigkeit gegenüber äußeren Einflüssen signifikant und erleichtert so einen möglichst stabilen Betrieb. Dieser wird weiterhin durch den Umstand unterstützt, dass die integrierte lineare Dispersion, die der Impuls in einem Umlauf erfährt, anomal ( $\beta_2 < 0$ ) ist.

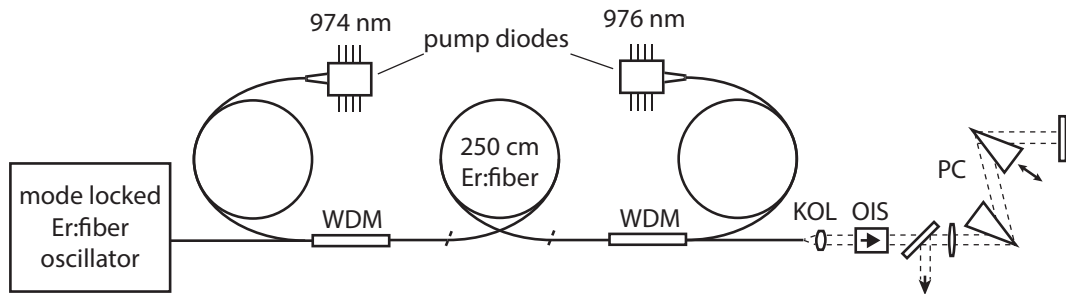


**Abbildung 2.3:** Normierte spektrale Intensität des Impulszuges aus dem Oszillator des Seed-Systems, dargestellt in linearer (rot) und logarithmischer (blau) Skalierung. In der logarithmischen Darstellung sind zwei Kelly-Seitenbänder bei 1544 nm und 1571 nm zu erkennen.

Zwar weist die Er:Faser eine normale Dispersion ( $\beta_2 > 0$ ) auf, diese wird aber von den anderen Faserstrecken überkompensiert und folglich ergibt sich in Summe für einen Umlauf eine negative GDD. Kompensiert wird diese durch eine zusätzliche Phasenverschiebung auf Grund von nichtlinearer Wechselwirkung (primär SPM). Man kann daher von einem solitonischen Betrieb sprechen, der die Impulse stabilisiert.

Durch die periodische Struktur des Resonators (Verstärkung, Verluste, Dispersion) kann ein Teil der Impulsleistung in parallel propagierende, dispersive Wellen koppeln. Diese müssen ebenfalls die Resonatorbedingung erfüllen und sind im Wellenlängenspektrum gegebenenfalls durch schmalbandige Spitzen sichtbar. Sie sind als Kelly-Seitenbänder bekannt und werden umso ausgeprägter, je höher die Leistung im Resonator ist [Kel92]. Auch bei dem hier beschriebenen Oszillator kann dieser Zusammenhang beobachtet werden. Die Pumpleistung wird daher so niedrig gewählt, dass der Oszillator beim Einschalten gerade noch ohne weitere Maßnahmen von selber in einem modengekoppelten Betrieb startet (selbststartend). Die spektrale Spitzenintensität der Kelly-Bänder liegt dann 26 dB unter der des Impulses (vergleiche Abbildung 2.3).

Das ausgekoppelte Signal durchläuft einen optischen Isolator, um eine mögliche Störung des Oszillators durch rückwärts propagierende Signale aus dem nachfolgenden Verstärker zu verhindern. Die mittlere Ausgangsleistung beträgt 1,4 mW (entspricht einer Impulsenergie von etwa 35 pJ). Das Wellenlängenspektrum am Ausgang des Oszillators ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Es weist eine Halbwertsbreite (FWHM) von 5,4 nm zentriert um 1559 nm auf. Dem entspricht eine bandbreitenbegrenzte Impulsdauer von etwa 500 fs.



**Abbildung 2.4:** Laser-Verstärker basierend auf Er:Fasern. WDM: Wellenlängen-Multiplexer, EDF: aktive Er:Faser, KOL: Kollimationslinse, OIS: optischer Isolator, PC: Prismensequenz zur Kompensation des Chirps der verstärkten Impulse

## 2.2.2 Femtosekunden Er:Faserverstärker

Das Signal aus dem modengekoppelten Er:Faser-Oszillator (Abschnitt 2.2.1) besitzt keine ausreichende Leistung für eine effiziente Verbreiterung des Wellenlängenspektrums in einer HNF (siehe Abschnitt 2.3.2). Eine solche Verbreiterung ist jedoch unter anderem für die nachfolgende passive Stabilisierung der „carrier to envelope phase“ - Träger zu Einhüllende Phase (in der Zeitdarstellung von Laser-Impulsen) (CEP) (Abschnitt 2.2.3) sowie für die Erweiterung des Spektrums auf die Verstärkungsbandbreite von Tm:Faserverstärkern notwendig.

Um die Impulsenergie zu erhöhen, werden Laser-Verstärker benötigt. Es bietet sich an, diese ebenfalls auf Er:Fasern basierend aufzubauen. Bei der Auslegung muss darauf geachtet werden, dass eine eventuell auftretende nichtlineare Wechselwirkung den Impuls nicht in einem Maße verändert, dass anschließend keine ausreichend kurzen Impulsdauern mehr unterstützt werden. Ein Anzeichen hierfür wäre ein resultierendes Wellenlängenspektrum, das stark moduliert ist oder einen übermäßig nichtlinearen Phasenverlauf aufweist, der praktisch nicht kompensiert werden kann. Andererseits lassen sich nichtlineare Effekte (insbesondere Selbstphasenmodulation) gezielt nutzen, um die spektrale Bandbreite so zu vergrößern, dass anschließend kürzere Impulse als vor der Verstärkung möglich sind [Tau03]. Die hier vorgestellten Verstärker arbeiten nach diesem Prinzip [Feh11, Kra11a].

In Abbildung 2.4 ist der Verstärker nach dem Oszillator schematisch dargestellt. Die Impulse gelangen durch einen Wellenlängen-Multiplexer (WDM) in eine 2,5 m lange Faser, deren Kern mit Erbium dotiert ist (Er:Faser). Dieser wird beidseitig von jeweils einer monomodigen, fasergekoppelten Laserdiode mit einer Ausgangsleistung von bis zu 750 mW gepumpt. Die Dioden sind auf leicht verschiedene Wellenlängen von 974 nm und 976 nm stabilisiert, um eine gegenseitige Beeinflussung durch nicht vollständig absorbiertes Pumplicht zu verhindern.

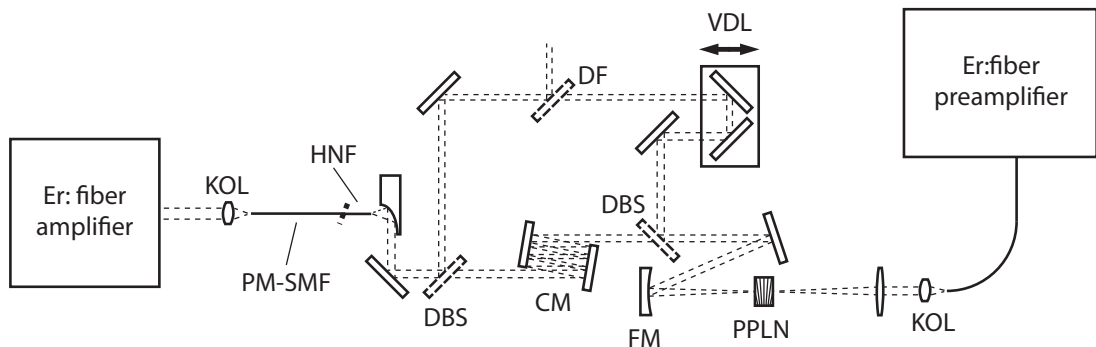
Zwischen Oszillator und der Tm:Faser ist eine bestimmte Strecke „Standardfaser“ vorhanden, die sich technologisch nicht vermeiden lässt. Durch die negative GVD ( $\beta_2 = -19,7 \text{ ps}^2/\text{km}$ ) in dieser Faser erfahren die Impulse einen negativen Chirp und ihre Dauer erhöht sich entsprechend. Die Er:Faser weist eine positive GVD ( $\beta_2 = 49,7 \text{ ps}^2/\text{km}$ ) auf. Der negative Chirp wird dadurch zunächst kompensiert und die Impulsdauer erreicht vorübergehend ein Minimum bevor sie sich anschließend wieder erhöht, verbunden mit einem positiven Chirp. Eventuell auftretende Selbstphasenmodulation erzeugt effektiv ebenfalls einen positiven Chirp und verstärkt diesen Prozess. Um einen zu großen Einfluss von nichtlinearer Wechselwirkung im Verstärker zu vermeiden, ist die Standardfaser vor der Er:Faser so kurz wie möglich. Auf diese Weise wird die minimale Impulsdauer bereits im Anfangsbereich der Er:Faser erreicht und die Impulsenergie ist noch vergleichsweise gering. Durch die anschließende parallel zur Verstärkung stattfindende kontinuierliche zeitliche Streckung bleibt die Intensität unter einem kritischen Level, der zu einer übermäßigen nichtlinearen Wechselwirkung führen würde.

Nach der Er:Faser folgt eine weitere Strecke Standardfaser. In dieser verkürzt sich die Impulsdauer wieder etwas und durch die damit verbundene Erhöhung der Intensität tritt verstärkt nichtlineare Wechselwirkung (primär Selbstphasenmodulation) auf. Diese lässt sich durch die Wahl der Faserlänge recht genau kontrollieren und ermöglicht die eingangs erwähnte gezielte Verbreiterung des Wellenlängenspektrums. Nach der Auskopplung in den Freistrahler ist ein positiver Chirp vorhanden, der in einer Prismensequenz kompensiert wird. Es ergeben sich anschließend Impulsdauern von 128 fs bei einer mittleren Ausgangsleistung von 300 mW. Dies entspricht Impulsenergien von 8 nJ.

### 2.2.3 Passive Stabilisierung der Träger-Einhüllende-Phase

In Abschnitt 1.1.4 ist beschrieben, wie sich in einem modengekoppelten Laser-Oszillator durch die Unterschiede von Phasen- zu Gruppengeschwindigkeit eine Träger-Einhüllende-Offset-Frequenz (CEO-Frequenz)  $f_{\text{CEO}}$  ergibt (Gleichung 1.1.26). Durch sie verändert sich die Phase zwischen Trägerwelle und Einhüllender (CEP)  $\phi_{\text{CEO}}$  von Impuls zu Impuls. In der Frequenzdarstellung entspricht dies einem Offset des Frequenzkammes zum Ursprung (Gleichung 1.1.27).

Eine nichtlineare Generierung von Differenzfrequenzen (DFG) aus spektralen Komponenten desselben Frequenzkammes ergibt einen neuen Kamm mit  $f_{\text{CEO}} = 0$  und damit einen Impulszug mit konstanter  $\phi_{\text{CEO}}$ . Alle Impulse weisen somit den gleichen Feldverlauf  $E(t)$  auf [Hub00]. Diese Möglichkeit der passiven Stabilisierung wird in dem hier beschriebenen Seed-System genutzt. Der entsprechende Aufbau ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Der Impulszug aus dem modengekoppelten Oszillator (Abschnitt 2.2.1) wird zunächst in einem Er:Faser-Verstärker auf Impulsenergien von etwa 8 nJ verstärkt, die Impulsdauer nach der Prismensequenz beträgt 128 fs (Abschnitt 2.2.2). Diese Parameter erlauben eine Verbreiterung des Wellenlängenspektrums, so dass es Komponenten enthält, deren Differenzfrequenz wieder im Bereich der Verstärkungsbandbreite von Er:Fasern liegt [Kra11b]. Hierfür kommt eine HNF

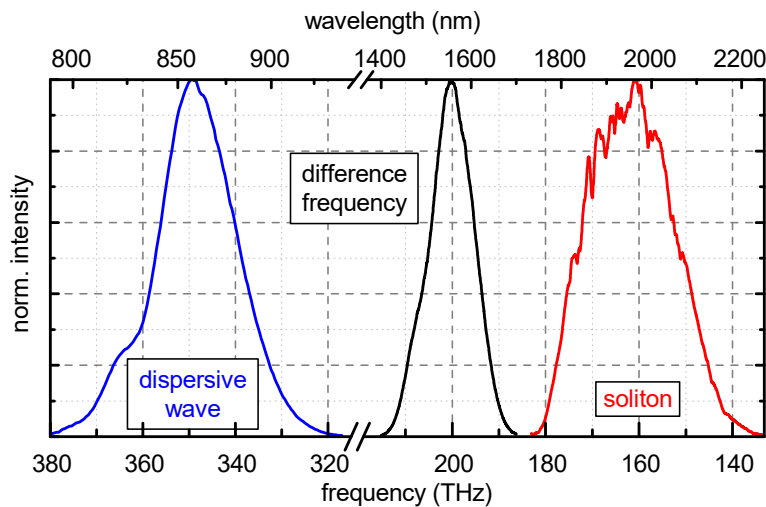


**Abbildung 2.5:** Schematische Darstellung des Aufbaus zur passiven Stabilisierung der CEP durch die Differenzfrequenz-Generierung (DFG). HNF: hoch-nichtlineare Faser, DBS: dichroischer Strahlteiler, CM: gechirpte Spiegel zur Komprimierung des dispersiven Anteils, VDL: variable Verzögerungsstrecke, PPLN: periodisch gepolter Lithiumniobat-Kristall zur nichtlinearen Differenzfrequenz-Erzeugung

zum Einsatz, die sich aus 145 mm Monomodenfaser und 13 mm spezieller Germanosilikatfaser zusammensetzt. Das zugrunde liegende Prinzip ist dasselbe wie später in Abschnitt 2.3 beschrieben. Der entstehende solitonische Anteil weist bereits eine nahezu bandbreitenbegrenzte Dauer auf, der dispersive Anteil wird mit Hilfe eines Paares gechirpter Spiegel komprimiert. Anschließend kann aus beiden Komponenten in einem periodisch gepolten Lithiumniobat-Kristall mit quasi-Phasenanpassung die eigentliche DFG stattfinden. In Abbildung 2.6 sind die zugehörigen Spektren aufgetragen. Man erkennt, dass die DFG wieder Wellenlängen um  $1,55 \mu\text{m}$  aufweist. Diese nun phasenstarreren Impulse haben eine mittlere Leistung von  $2,4 \text{ mW}$  und werden anschließend in einen Er:Faser-Verstärker eingekoppelt. Dieser erhöht die Leistung auf  $28 \text{ mW}$  und arbeitet in einem Bereich, in dem nichtlineare Wechselwirkungen nahezu vermieden werden können. An seinem Ausgang wird das Signal durch Faserkoppler auf insgesamt vier Zweige aufgeteilt.

### 2.3 Nichtlineare Erweiterung des Wellenlängenspektrums

Wie bereits erwähnt generiert das Er:Faser-System Impulse mit Wellenlängen um  $1,55 \mu\text{m}$ , die Verstärkungsbandbreite von Tm: Fasern hat jedoch eine Zentralwellenlänge von etwa  $1,95 \mu\text{m}$ . Um diesen Bereich abdecken zu können, wird das Spektrum der Femtosekunden-Impulse aus dem Er:Fasersystem in einer speziell angepassten Kombination aus Standardfaser und hoch nichtlinearer Faser (HNF) erneut verbreitert. Diese Technologie hat sich auch in diversen anderen Anwendungen bewährt [Sel10, Bri14, Wun15]. Der auf diese Weise erzielbare Bereich von  $850 \text{ nm}$ – $2200 \text{ nm}$  umfasst mehr als eine Oktave und ermöglicht so unter anderem

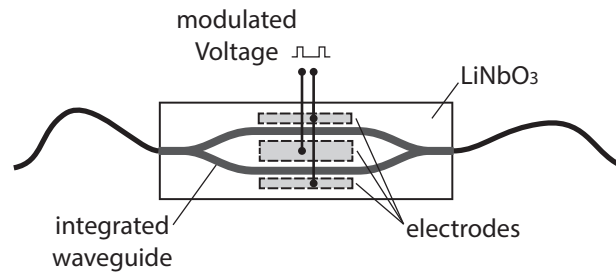


**Abbildung 2.6:** Normierte spektrale Intensitäten des langwelligen (solitonisch, rot) und des kurzwelligeren (dispersiv, blau) Anteils nach der HNF in dem Aufbau zur CEP-Stabilisierung der Seed-Quelle. Aus beiden wird in einem PPLN die Differenzfrequenz (schwarz) generiert. Diese liegt wiederum bei 1,55  $\mu\text{m}$  und kann in Er:Fasern verstärkt werden. (Vergleiche Abbildung 2.5)

die bereits im vorherigen Abschnitt 2.2.3 beschriebene passive Phasenstabilisierung durch Differenzfrequenzerzeugung. Weitere erfolgreiche Applikationen umfassen die nichtlineare konfokale Mikroskopie [Sel10], Erzeugung und Detektion von THz-Impulsen [Sel08] und die Generierung von Impulsen, die nur noch eine Schwingung des elektrischen Feldes enthalten [Kra10]. Auch die Verstärkungsbandbreite von Thulium dotierten Glasfasern (Tm:Faser; 1,7  $\mu\text{m}$ –2,1  $\mu\text{m}$ ) kann auf diese Weise vollständig abgedeckt werden. Abschnitt 2.3.2 beschreibt die experimentelle Implementierung der HNF für die Generierung des Seed-Signals für den Tm:Faser-Verstärker (Kapitel 4). Die HNF in der passiven Phasenstabilisierung funktioniert nach dem gleichen Prinzip.

### 2.3.1 Reduktion der Repetitionsfrequenz

Der auf Tm:Fasern basierende Hauptverstärker hat eine limitierte mittlere Leistung. Bei der Repetitionsrate von 40 MHz des Er:Faser-Systems würde diese die geplanten Impulsenergien von  $>1 \mu\text{J}$  nicht erlauben. Daher erfolgt eine Verringerung auf 10 MHz. Dies gelingt mit einem ausreichend schnellen optischen Modulator (englisch „pulse-picker“). Für den Wellenlängenbereich um 1,95  $\mu\text{m}$  war ein solcher zum Zeitpunkt der experimentellen Arbeiten jedoch nicht verfügbar. Für Wellenlängen um 1,55  $\mu\text{m}$  existieren fasergekoppelte Modulatoren, die auf dem

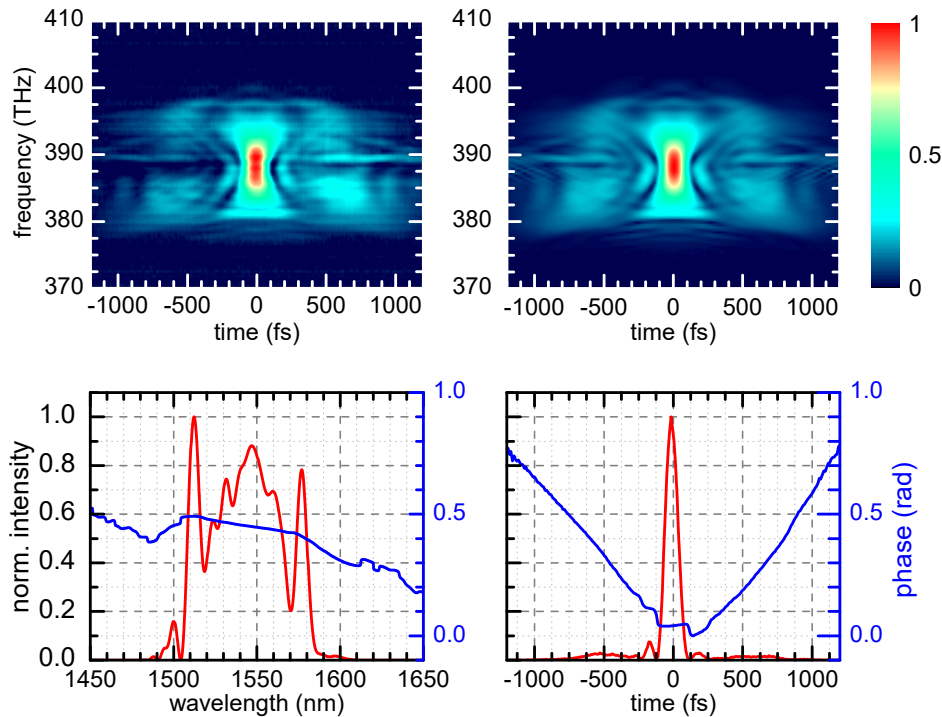


**Abbildung 2.7:** Zur Funktionsweise eines fasergekoppelten elektrooptischen Modulators (EOM). In einen  $\text{LiNbO}_3$ -Kristall sind Wellenleiter eingeschrieben, die ein Mach-Zehnder Interferometer bilden. Durch Elektroden kann ein elektrisches Feld angelegt werden, das in den beiden Armen gegensätzliche Phasenverschiebungen durch den Pockels-Effekt verursacht.

elektrooptischen Effekt beruhen (EOM). Daher erfolgt die Verringerung der Repetitionsrate vor der Erweiterung des Wellenlängenspektrums. In Abbildung 2.7 ist das entsprechende Bauteil skizziert. Es handelt sich um einen sogenannten integrierten optischen Schaltkreis. In einen  $\text{LiNbO}_3$ -Kristall sind monomodige Wellenleiter geschrieben (durch Titan-Ionen oder Protonenaustausch [Suc88]). Sie bilden ein Mach-Zehnder Interferometer, an dessen Arme mit Hilfe der Elektroden ein entgegengesetztes elektrisches Feld angelegt werden kann. Dieses verursacht durch den elektrooptischen Effekt (auch Pockels-Effekt genannt) eine Änderung des Brechungsindex in  $\text{LiNbO}_3$ . Als Folge ergibt sich eine relative Phasenverschiebung der beiden Interferometerarme zueinander. Sie ist proportional zu der angelegten Spannung, dadurch lässt sich die Interferenz im Interferometer und damit die Leistung am Ausgang steuern. In diesem Falle wird eine Rechteckspannung aus einem Funktionsgenerator an die Elektroden angelegt, deren Amplitude ( $\approx 4$  V) und Offset so angepasst sind, dass sie den Modulator zwischen maximaler und minimaler Transmission umschaltet. Durch ein entsprechendes Tastverhältnis und Synchronisation mit dem Signal des Lasersystems weist nur noch jeder vierte Impuls am Ausgang des Modulators eine nennenswerte Energie auf.

### 2.3.2 Hoch nichtlineare Glasfaser

Der Ausgang des EOM ist direkt an den Eingang eines weiteren Er:Faser-Verstärkers angeschlossen. Dieser arbeitet nach dem gleichen Prinzip wie der Verstärker nach dem Oszillator (Abschnitt 2.2.2). Er ist für ähnliche Impulsenergien ausgelegt, durch die im Vergleich um 3/4 reduzierte Repetitionsfrequenz sinkt die notwendige mittlere Ausgangsleistung um den gleichen Faktor. Aus diesem Grund genügt eine Laserdiode als Pumpquelle. Sie ist an den WDM angeschlossen, der sich am Signalausgang der aktiven Faser befindetet, ihr Licht propagiert also in entgegengesetzter Richtung zum Signal. Nach der Auskopplung folgt ebenfalls eine Prismensequenz, um den noch verbliebenen Chirp der Impulse zu kompensieren. In Abbildung 2.8

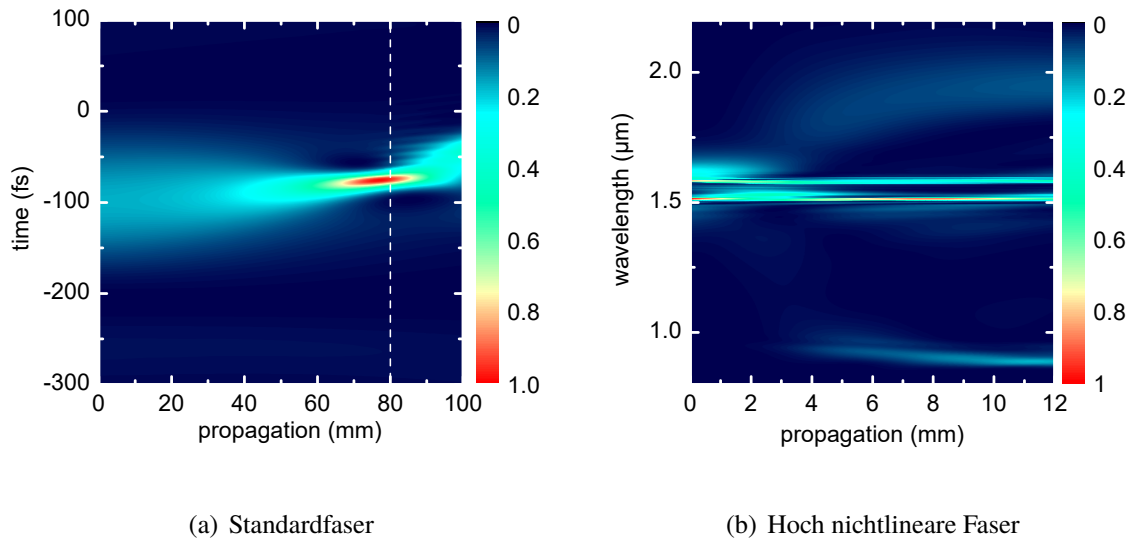


**Abbildung 2.8:** FROG-Messung des Ausgangssignals aus dem Er:Faser-Verstärker für die nichtlineare Erweiterung des Wellenlängenspektrums im Seed-System. Oben links: normierte, farbkodierte Darstellung der gemessenen spektralen Intensität der Summenfrequenz in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit; oben rechts: entsprechende farbkodierte Darstellung eines numerisch rekonstruierten Impulses; unten: normierte spektrale Intensität und normierter zeitlicher Impulsverlauf des rekonstruierten Impulses (jeweils mit zugehörigem Verlauf der Phase des elektrischen Feldes).

ist das Ergebnis einer FROG-Messung<sup>1</sup> (mittels Erzeugung der zweiten Harmonischen) der resultierenden Impulse dargestellt. Es ergibt sich eine Impulsdauer (FWHM) von 105 fs, die Energie beträgt 7 nJ.

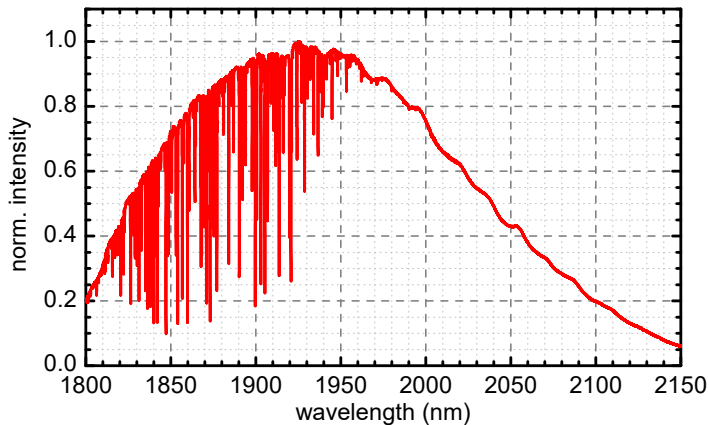
Diese Parameter eignen sich sehr gut für die Generierung von zusätzlichen Wellenlängen in einer HNF [Tau03]. Um ein maßgeschneidertes Spektrum zu erhalten, ist die Verwendung einer geeigneten Faser mit angepasster Länge wichtig. Um diese festzulegen, kommt eine numerische Simulation der Impulspropagation zum Einsatz (sogenannte „Spilt-Step-Fourier-Transform“-Methode [Agr01], vergleiche Abschnitt 1.2.5). Als Ausgangspunkt dienen die Charakterisierung des Eingangsimpulses (Abbildung 2.8) sowie Messungen der Faserdispersion mittels eines Weißlichtinterferometers [Sel06]. In Abbildung 2.9 sind Ergebnisse einer sol-

<sup>1</sup>FROG-“Frequency-resolved optical gating“ (frequenz aufgelöstes optisches Abtasten) - ein Verfahren um Informationen über den zeitlichen Impulsverlauf inklusive der Phase von kurzen Laserimpulsen zu erhalten. Weitere Informationen finden sich in [Tre97]



**Abbildung 2.9:** Simulationen der Impulspropagation in der hoch nichtlinearen Faser (HNF) zur Erweiterung des Wellenlängenspektrums in der Seed-Quelle. (a) Farbkodierte, normierte Darstellung des zeitlichen Intensitätsverlaufes in Abhängigkeit von der Propagationslänge durch eine Standardfaser. Zu erkennen ist eine solitonische Impulskomprimierung von 105 fs auf unter 20 fs. Nach 80 mm ist ein Minimum erreicht (gestrichelte Linie), hier erfolgt der Übergang in die HNF. (b) Farbkodierte, normierte Darstellung der spektralen Intensität in Abhängigkeit von der Propagationslänge durch die HNF. Zu erkennen ist eine starke Verbreiterung des Wellenlängenspektrums mit der Abspaltung eines kurzwelligen, dispersiven und eines langwelligen, solitonischen Anteils. Letzterer dient als Eingangssignal für einen Tm: Faserverstärker.

chen Simulation dargestellt. Der Impulszug wird zunächst in eine Standard-Monomodenfaser eingekoppelt, die effektive Energie im Kern beträgt 5,5 nJ. Die Entwicklung des zeitlichen Intensitätsverlaufes während der Propagation ist in (a) dargestellt. Man erkennt eine Kompression der Impulse. Sie ergibt sich aus der Kombination von starker Selbstphasenmodulation (SPM) und anomaler linearer Dispersion. Dieser Prozess wird auch als „solitonische Kompression“ bezeichnet, da er als beginnende Bildung eines Solitons angesehen werden kann. Es ergeben sich auf diese Weise Impulsdauern von unter 20 fs ohne nennenswerten Energieverlust [Sel06]. Nach 8 cm ist die kürzest mögliche Dauer erreicht, bei einer weiter fortgesetzten Propagation würden sich Impulsbestandteile abtrennen, die nicht zu dem sich bildenden Soliton passen und der Impuls dadurch seine Dauer wieder erhöhen. An diesem Punkt erfolgt daher ein Übergang in eine direkt angespleißte Germanosilikatfaser, deren Kern mit einem Durchmesser von weniger als  $2 \mu\text{m}$  erheblich kleiner ist. Durch die stark variierenden Kerndurchmesser ist der Spleiß verlustbehaftet, die maximal erzielten Impulsenergien im Kern der HNF betragen etwa 3,5 nJ. Trotzdem erhöht sich die Intensität und damit auch die nichtlineare Wechselwirkung ( $\gamma \approx 9 (\text{W} \cdot \text{km})^{-1}$ ). In (b) ist die resultierende Entwicklung des Wellenlängenspektrums



**Abbildung 2.10:** Normierte spektrale Intensität des in der Seed-Quelle generierten Eingangssignals für den Tm:Faserverstärker. Es handelt sich um die in einer HNF generierte solitonische Komponente der Impulse aus einem Er:Faserverstärker. Unterhalb von etwa 1,95  $\mu\text{m}$  sind Absorptionen von Wasser in der Luft zu erkennen.

aufgetragen. Man erkennt eine starke Verbreiterung bereits auf den ersten Millimetern der Wechselwirkungsstrecke. Der Impuls bricht in einen langwelligeren Teil und einen kurzwelligen Teil auf. Der langwellige Anteil erfährt weiterhin anomale Dispersion ( $\beta_2 < 0$ ) und wird daher im Folgenden solitonischer Teil genannt. Der kurzwellige Anteil wird über die Nulldispersionswellenlänge hinaus in den normalen Dispersionsbereich ( $\beta_2 > 0$ ) der Faser verschoben. Hier kann sich kein Soliton ausbilden und entsprechend wird dann von dem dispersiven Teil gesprochen. Die beiden Impulskomponenten befinden sich auf entgegengesetzten Seiten des Maximums der Gruppengeschwindigkeit bei  $\beta_2 = 0$  und können so durch gleiche Gruppengeschwindigkeiten  $V_g = 1/\beta_1$  mit zeitlichem Überlapp propagieren. Durch nichtlineare Effekte (unter anderem Vier-Wellen-Mischprozesse) wird Energie von dem solitonischen Teil zu dem dispersiven Teil übertragen. Dies sorgt für eine Rot- beziehungsweise Blauverschiebung und damit zu einer weiteren Verbreiterung des gesamten Wellenlängenspektrums. Nach etwa 12 mm ist dieser Prozess soweit fortgeschritten, dass sich die Gruppengeschwindigkeiten von dispersiven und solitonischen Komponenten zunehmend unterscheiden. Als Folge geht der zeitliche Überlapp verloren und der Energieübertrag kommt zum Erliegen. An dieser Stelle erfolgt die Auskopplung aus der Faser.

In Abbildung 2.10 ist der mit einem Spektrumanalysator gemessene solitonische Anteil des resultierenden Spektrums aufgetragen. Man erkennt eine gute Übereinstimmung zur numerischen Simulation. Die starke Strukturierung unterhalb von etwa 1,95  $\mu\text{m}$  ist durch Absorptionen von Wasser in der Luft bedingt. Durch eine Verringerung der Luftfeuchtigkeit oder eine Stickstoffatmosphäre im Bereich des Strahlenganges lässt sich die Tiefe der Absorptionslinien signifikant verringern (vergleiche auch Abbildung 3.11).

Wie in Kapitel 4 gezeigt, kann die vom nachfolgenden Tm:Faser-Verstärker maximal unterstützte Bandbreite vollständig abgedeckt werden (Abbildung 4.20). Die Bandbreite des gitterbasierten Impulsstreckers, der sich zwischen Seedquelle und aktiver Tm:Faser befindet (Beschreibung im nachfolgenden Kapitel 3), wird in einem Leistungsbereich von  $-2$  dB bezogen auf das Maximum vollständig abgedeckt (Vergleiche Abbildung 3.11). Gegebenenfalls ist eine Feinabstimmung des erzielten Spektrums durch eine Variation des Chirps der Impulse vor der Einkopplung in die HNF-Kombination möglich. Die Prismensequenz nach dem Er:Faser-Verstärker bietet hierzu durch lineare Translation des zweiten Prismas eine einfache Möglichkeit (Vergleiche Abbildung 2.4).

Die Kohärenz der auf diese Weise generierten Spektren bleibt erhalten. Dies lässt sich unter anderem mit der Dominanz der anfänglichen Verbreiterung durch SPM begründen. Experimentell wurde die Kohärenz eindrucksvoll durch die Interferenzfähigkeit von zwei Signalen, die in zwei parallelen Er:Faser-Verstärkern mit anschließender HNF generiert wurden, bewiesen [Dud06, Kum12b].

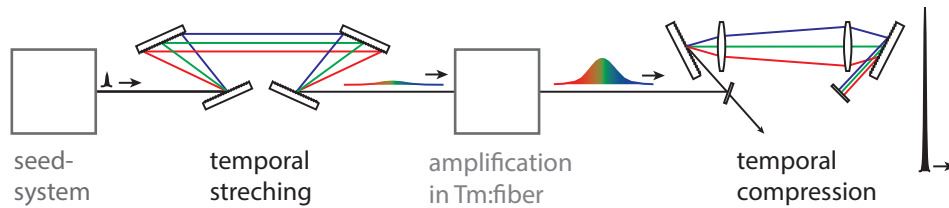
## 3 Reversible zeitliche Impulsstreckung

Bei der Propagation eines kurzen Lichtimpulses durch ein Material tritt mit steigender Intensität zunehmend eine nichtlineare Wechselwirkung zwischen der elektromagnetischen Welle und dem Material auf. Dadurch ändert sich unter anderem das Frequenzspektrum der Impulse, in Kombination mit parallel auftretender linearer Dispersion wird auch der zeitliche Intensitätsverlauf beeinflusst (siehe Abschnitt 1.2.5). In einigen Anwendungen lässt sich dies nutzen, um die Frequenzbandbreite eines Impulszuges gezielt zu erhöhen. Beispiele hierfür sind die hoch nichtlinearen Glasfasern (Abschnitt 2.3.2) und der Er:Faserverstärker (Abschnitt 2.2.2) in der Seedquelle. Impulse, die letzteren durchlaufen haben, unterstützen sogar kürzere Impulsdauern als im Eingangssignal möglich. Allerdings ist die nichtlineare Wechselwirkung von der Leistung abhängig und die eben genannten Nutzungsbeispiele funktionieren nur in einem engen Fenster von Impulsparametern. Bei zu großen Impulsenergien entsteht durch Nichtlinearitäten häufig ein stark strukturiertes Frequenzspektrum, das keine kurzen Impulsdauern mehr unterstützt. In einem Laser-Verstärker limitiert dies häufig die maximal erzielbare Spitzenleistung. Bei ausreichend hohen Intensitäten ist darüber hinaus eine Zerstörung des Verstärkungsmediums oder anderer Komponenten möglich. Dabei können weitere nichtlineare Effekte wie etwa Selbstfokussierung einen entscheidenden Beitrag liefern [Boy08, Ric10].

Eine Möglichkeit, nichtlineare Wechselwirkung in einem Verstärker zu verringern, ist die reversible zeitliche Streckung der Impulse vor der Verstärkung und anschließende Rekomprimierung wie in Abbildung 3.1 skizziert. Dieses Kapitel beinhaltet zunächst eine kurze allgemeine Vorstellung dieses Konzeptes sowie mehrerer prinzipiell möglichen praktischen Realisierungen. Anschließend folgt die Beschreibung der im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten experimentellen Untersuchungen zur reversiblen zeitlichen Streckung der Impulse, die im Seed-System (Kapitel 2) generiert werden und als Eingangssignal für den ebenfalls im Rahmen der vorliegenden Arbeit experimentell realisierten Tm:Faserverstärker (Kapitel 4) genutzt werden. Die Charakterisierung der auf diese Weise generierten intensiven Impulse findet sich auch in Kapitel 4.

### 3.1 Konzept der Verstärkung zeitlich gestreckter Impulse

Die Notwendigkeit, bei der Auslegung des in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Femtosekunden-Faserverstärkers die nichtlineare Wechselwirkung zu begrenzen, wird unmittelbar



**Abbildung 3.1:** Schematische Darstellung des Prinzips der Verstärkung zeitlich reversibel gestreckter Lichtimpulse (CPA). Dem Eingangssignal wird in einem Aufbau, der die Winkeldispersion an einem optischen Beugungsgitter nutzt, eine Frequenzmodulation aufgeprägt. Dadurch erhöht sich die zeitliche Impulsdauer und die Spitzenleistung sinkt. Im nachfolgenden Verstärker können auf diese Weise höhere Impulsenergien erreicht werden. Anschließend wird die Frequenzmodulation in einem weiteren gitterbasierten Aufbau kompensiert und die Impulse werden so zeitlich rekomprimiert.

deutlich, wenn man die bereits erwähnten Er:Faserverstärker in der Seedquelle betrachtet: Mit diesen werden Femtosekunden-Impulse mit einer Energie von maximal etwa 10 nJ erreicht. Hierbei tritt bereits nichtlineare Selbstphasenmodulation in erheblichem Maße auf und hat deutlich erkennbaren Einfluss auf das Wellenlängenspektrum. Ein Faserverstärker für Impulse mit einer vergleichbaren Dauer und Energien im Bereich von Mikrojoule ist mit diesem Konzept nicht ohne Weiteres realisierbar. Vielmehr muss eine Möglichkeit gefunden werden, die Stärke der nichtlinearen Wechselwirkung signifikant zu verringern. Ansatzpunkte hierfür liefert die Abschätzung für die maximale nichtlinear bedingte Phasenverschiebung eines Signals in einer Faser durch das B-Integral (1.2.10). In die Berechnung fließen neben der Wechselwirkungslänge ein faserspezifischer Parameter  $\gamma$  und das Leistungsmaximum der Impulse  $P_{\text{peak}}(z)$  ein.  $\gamma$  wiederum hängt unter anderem von der Querschnittsfläche der Mode ab (Gleichung 1.2.8). Es gilt den Wert dieses Integrals zu minimieren. Allerdings können insbesondere bei einem glasfaserbasierten Verstärker die geometrischen Faktoren des Verstärkungsmediums in der Praxis nur in engen Grenzen variiert werden: Die Querschnittsfläche der Fasermode lässt sich nicht beliebig vergrößern (vergleiche Abschnitt 4.1.3) und um die gewünschte Verstärkung zu erreichen, kann eine bestimmte Faserlänge nicht unterschritten werden. Um übermäßigen Einfluss nichtlinearer Wechselwirkungen bei der Erzeugung von kurzen Impulsen mit gleichzeitig hoher Energie zu vermeiden, bleibt daher nur die Möglichkeit die im Verstärker auftretende Spitzenleistung  $P_{\text{peak}}$  zu reduzieren. Dies gelingt durch eine reversible zeitliche Streckung der Impulse vor der Verstärkung in einem optischen Element mit frequenzabhängigen Gruppenlaufzeiten. Impulse, die ein solches Element durchlaufen, erhalten eine zeitliche Frequenzmodulation (siehe Abschnitt 1.1.3) und ihre Impulsdauer kann auf diese Weise um Faktoren über  $10^3$  gestreckt werden. Für dieses Verfahren ist der aus dem englischen stammende Begriff „chirpen“ üblich, daraus abgeleitet „chirped-pulse-amplification“ (CPA) für den Einsatz im Rahmen eines Laserverstärkers. Nach der Verstärkung können die

Impulse durch die Kompensation des Chirps in einem Element mit zu der Impulsstreckung inversen Gruppenlaufzeitunterschieden rekomprimiert werden. Auf diese Weise lassen sich Impulse mit einem Vielfachen der Spitzenleistung generieren, die direkt in einem Verstärker erreicht werden kann (vergleiche Abbildung 3.1)[Str85].

## 3.2 Diskussion unterschiedlicher Möglichkeiten

Um die für eine zeitliche Streckung beziehungsweise Kompression von Femtosekunden-Laser-Impulsen notwendige Dispersion der Gruppenlaufzeiten (GDD) zu realisieren, kommen mehrere Methoden in Frage. Jedoch eignen sich nicht alle für den Einsatz im Rahmen eines Tm:Faser basierten CPA-Systems. In diesem Abschnitt wird daher zunächst auf die entsprechenden allgemeinen Anforderungen eingegangen.

### 3.2.1 Allgemeine Anforderungen

Für einen erfolgreichen Aufbau eines CPA-Systems sind allgemein mehrere Aspekte in Bezug auf die Impulsstreckung und Rekompensation wichtig:

- Die spektrale Bandbreite, die von Strecker und Kompressor unterstützt wird, muss ausreichend groß sein. Der Verlust von spektralen Komponenten des Eingangssignals, die innerhalb der Bandbreite des nachfolgenden Verstärkers liegen, hätte eine Erhöhung der minimal möglichen Impulsdauer nach der Rekompensation zur Folge. Gleiches gilt natürlich auch für den Kompressor.
- Die Impulse müssen so stark gestreckt werden, dass die Intensität im System ein kritisches Level für nichtlineare Wechselwirkungen nicht überschreitet. Bei einer gegebenen Frequenzbandbreite der Eingangsimpulse ist der Wert der GDD (ausgewertet bei der Zentralfrequenz  $\omega_c$ , vergleiche Abschnitt 1.1.3) eine gute Kenngröße für die Stärke der Streckung:

$$\text{GDD}_{\omega_c} = \left. \frac{\partial T_g}{\partial \omega} \right|_{\omega_c} = \left. \frac{\partial^2 \Delta \tilde{\phi}(\omega)}{\partial \omega^2} \right|_{\omega_c} \equiv \Delta \tilde{\phi}_2$$

$\Delta \tilde{\phi}(\omega)$  bezeichnet die durch den Impulsstrecker verursachte spektrale Phasenverschiebung, als Einheit für diese Größe wird häufig  $\text{ps}^2$  gewählt. Analog kann auch eine zu dem Dispersionsparameter  $D_2$  (Gleichung 1.1.23) analoge Größe verwendet werden, die Einheit ist dann entsprechend  $\text{ps/nm}$ .

- Im Kompressor muss der Chirp der Impulse möglichst gut kompensiert werden können, die spektrale Phase  $\tilde{\phi}(\omega)$  sollte anschließend idealerweise lediglich eine lineare Abhängigkeit von der Frequenz aufweisen (vergleiche Abschnitt 1.1.2). Strecker und

Kompressor müssen folglich aufeinander abgestimmt sein. Betrachtet man eine Taylor-Reihenentwicklung der durch den Kompressor hervorgerufenen spektralen Phasenverschiebung  $\Delta\tilde{\phi}(\omega)$  ähnlich wie in Gleichung (1.1.21), so muss für das Erreichen von Impulsdauern im Bereich des Bandbreitenlimits neben dem quadratischen Koeffizienten  $\Delta\tilde{\phi}_2$  (GDD) üblicherweise auch noch mindestens der kubische Anteil  $\Delta\tilde{\phi}_3 = \partial^3\Delta\tilde{\phi}/\partial\omega^3$  berücksichtigt werden (ähnlich der TOD, siehe Abschnitt 1.1.3). Üblicherweise liefert darüber hinaus nicht nur der Impulsstreckter, sondern auch die Propagation durch den Verstärker Beiträge (materialspezifische Dispersion) zu dem Chirp der Impulse und muss in die Auslegung des Kompressors entsprechend mit einbezogen werden.

- Sowohl im Impulsstreckter als auch im Kompressor treten in der Praxis immer Leistungsverluste auf. Diese sollten generell möglichst niedrig ausfallen. Nach dem Impulsstreckter muss primär für den effizienten Betrieb des nachfolgenden Verstärkers ausreichend Leistung vorhanden sein. Allerdings muss jeder Verlust durch eine höhere Verstärkung kompensiert werden. Diese geht immer mit einem erhöhten Rauschen des Ausgangssignals sowie üblicherweise einer durch „Gain-Narrowing“ verursachten Verringerung der spektralen Bandbreite einher [Mil88].

Nach der Verstärkung gilt prinzipiell das Gleiche für den Kompressor. Darüber hinaus gibt es bei jedem realen Verstärkersystem eine Obergrenze für die erreichbare Impulsenergie und die mittlere Ausgangsleistung. Die Verluste im Kompressor lassen sich daher nicht beliebig durch zusätzliche Verstärkung kompensieren. Bei hohen optischen Leistungen kann es sein, dass noch ein weiterer Aspekt berücksichtigt werden muss: abhängig davon, wo genau die Verluste auftreten, besteht durch Absorption die Gefahr einer Erwärmung oder gar Zerstörung von Komponenten im Kompressor.

- Im Impulsstreckter treten normalerweise lediglich geringe Spitzenleistungen auf, die keine signifikanten nichtlinearen Wechselwirkungen hervorrufen. Im Gegensatz dazu können im Kompressor durch die verstärkten Impulse sehr hohe Spitzenleistungen auftreten. Daher muss für ihn im Allgemeinen ein Aufbau gewählt werden, der dies berücksichtigt. Insbesondere können üblicherweise an dieser Stelle keine Glasfasern oder Ähnliches zum Einsatz kommen.

Die folgenden Abschnitte beinhalten die Beschreibung unterschiedlicher Methoden zur zeitlichen Impulsstreckung, die entsprechend der aufgeführten Punkte grundsätzlich in Frage kommen.

#### 3.2.2 Materialspezifische GVD

Die einfachste Variante Impulse zeitlich zu strecken, ist sie über eine ausreichend lange Strecke durch ein transparentes Medium propagieren zu lassen. Die materialspezifische Dispersion der Gruppengeschwindigkeit (GVD) sorgt für eine Änderung der zeitlichen Intensitätseinhüllenden (Abschnitt 1.1.3). Da eine signifikante Streckung entsprechend große Propagationslängen

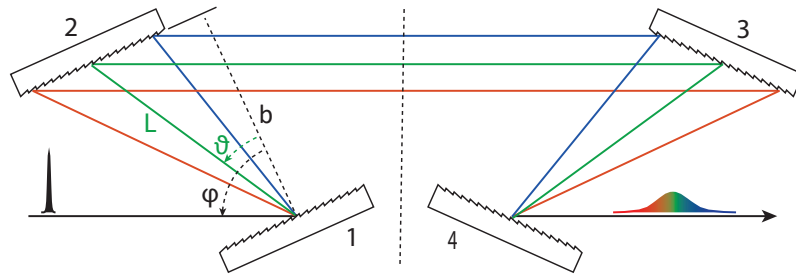
voraussetzt, bietet sich wiederum die Verwendung eines Wellenleiters wie zum Beispiel einer Glasfaser an. Die Vorteile dieser Variante sind neben dem sehr einfachen und mechanisch stabilen Aufbau geringe Verluste sowie eine sehr große unterstützte spektrale Bandbreite. Ein Nachteil ist, dass die chromatische Dispersion eine feste Materialeigenschaft ist und die GVD nicht unabhängig von der TOD angepasst werden kann. Wenn die Länge der Faser durch die benötigte GDD bestimmt wird, ist die Dispersion höherer Ordnung ebenfalls festgelegt.

Für eine Rekompensation der verstärkten Impulse nach dieser Methode müsste ein Material zum Einsatz kommen, das im Vergleich zur Impulsstreckung invertierte Werte für die GVD und TOD aufweist. Darüber hinaus müsste bei höheren Impulsenergien auf Grund der dann auftretenden hohen Spitzenleistungen mit einem entsprechend großen Modenfelddurchmesser gearbeitet werden. Bei erforderlichen Propagationslängen von mehreren Metern ist dies praktisch nicht realisierbar und daher scheidet diese Methode zur Rekomprimierung aus.

#### 3.2.3 Winkeldispersion an Prismen oder Gittern

Eine weitere Möglichkeit der Impulsstreckung oder Komprimierung ergibt sich aus der Frequenzabhängigkeit des Brechungs- beziehungsweise Beugungswinkels an optischen Prismen oder Gittern. Darauf basierend sind Aufbauten möglich, die für unterschiedliche Frequenzen unterschiedliche Propagationslängen und damit Gruppenlaufzeiten aufweisen. Ein Beispiel hierfür sind die Prismen-Sequenzen im Seed-System, die nach den Er:Faserverstärkern verwendet werden (Abschnitt 2.2.2). Genau genommen könnte man bei diesem Aufbau ebenfalls von einer Art CPA-System sprechen: An den Stellen, an denen die maximale Impulsenergie im Verstärker erreicht wird, ist die zeitliche Länge des Impulses deutlich größer als das Bandbreitenlimit. Auf diese Weise wird eine zu starke nichtlineare Wechselwirkung vermieden (siehe Abschnitt 2.2.2). Erst nach einer Auskopplung in den Freistrahl wird der Impuls komprimiert. Dieses Konzept funktioniert bei einem Er:Faserverstärker für Impulsenergien  $< 10$  nJ sehr gut, lässt sich allerdings nicht generell auf Verstärker mit höheren Ausgangsleistungen übertragen. Je höher die angestrebte Impulsenergie, desto stärker muss der Impuls bereits vor einer Verstärkung gestreckt werden. Um die für den Tm:Faserverstärker notwendigen Impulsdauern von  $> 100$  ps zu erreichen, wäre eine Skalierung der Prismen-Sequenz auf eine Größe von mehreren Metern notwendig [For84]. Da hierfür unter anderem auch die verwendeten Prismen entsprechend mit skaliert werden müssten, ist ein derartiges Konzept experimentell nicht zu realisieren.

Konzeptionen, die optische Beugungsgitter anstelle von Prismen enthalten, erlauben in der Praxis eine erheblich stärkere Impulsstreckung und Komprimierung [Tre69]. In Abbildung 3.2 ist eine Sequenz aus vier optischen Beugungsgittern skizziert, die frequenzabhängige optische Weglängen aufweist. Dadurch ergibt sich die zur zeitlichen Impulsstreckung notwendige GDD. Der hier dargestellte Aufbau basiert auf Reflexionsgittern, analog können auch Transmissionsgitter verwendet werden. Die zugrunde liegende Theorie ist dieselbe. Die Winkel  $\beta_m$



**Abbildung 3.2:** Schematischer Aufbau eines Gitterstreckers mit anomaler Dispersion ( $\text{GDD} < 0$ ). Die Gitter 1 und 2 sind mit dem Abstand  $b$  antiparallel zueinander ausgerichtet, die Positionen und Winkel der Gitter 3 und 4 sind relativ zu 1 und 2 gespiegelt. Strahlenoptisch betrachtet trifft das Signal mit dem Winkel  $\varphi$  auf das erste Gitter und wird mit den frequenzabhängigen Beugungswinkeln  $\vartheta(\omega)$  reflektiert. Nach der Reflexion am letzten Gitter sind alle Frequenzkomponenten wieder kollinear überlagert, jedoch auf Grund der unterschiedlichen Weglängen mit einer zeitlichen Verzögerung zueinander.

(gemessen zur Normalen des Gitters), unter denen die Intensitätsmaxima nach der Beugung an einem Gitter auftreten, lassen sich mit Hilfe der Gittergleichung berechnen [Hec09]:

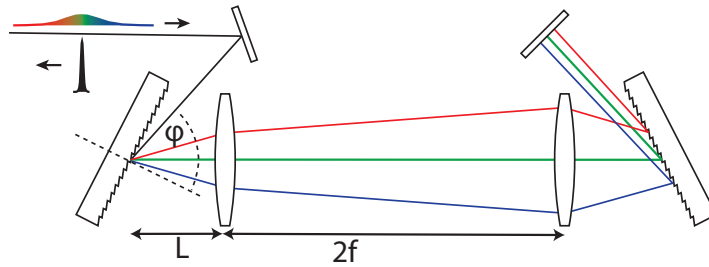
$$g(\sin \varphi + \sin \vartheta_m) = m\lambda$$

Der Abstand der Linien auf dem optischen Gitter (auch als Gitterkonstante bezeichnet) ist mit  $g$  bezeichnet,  $m = 1, 2, 3, \dots$  bezeichnet die Beugungsordnungen. Man erkennt in der vereinfachten strahlenoptischen Betrachtung in Abbildung 3.2, dass so jede Wellenlängenkomponente eines Impulses eine unterschiedliche Weglänge durch die Anordnung zurücklegen muss, bevor sie nach dem vierten Gitter wieder kollinear mit den restlichen Komponenten überlagert wird. Hierdurch ergeben sich frequenzabhängige Laufzeiten  $T_g(\omega)$  durch den Aufbau, äquivalent zu einer GDD. Es lässt sich eine analytische Beziehung zwischen der Geometrie und der GDD herstellen [Tre69, Die06]:

$$\frac{d^2\phi}{d\omega^2} = -\frac{\lambda}{\pi c^2} \left(\frac{\lambda}{g}\right)^2 \frac{b}{\cos^3 \vartheta} = -\frac{\lambda}{\pi c^2} \left(\frac{\lambda}{g}\right)^2 \frac{L}{\cos^2 \vartheta} \quad (3.2.1)$$

Der Abstand vom ersten zum zweiten Gitter ist mit  $b$  bezeichnet, häufig ist es jedoch praktischer die Länge  $L$  des Strahls mit der Zentralwellenlänge zu verwenden. Man erkennt, dass die Stärke der GDD mit  $b$  beziehungsweise  $L$  zunimmt, allerdings wird der Abstand der Auftreffpunkte von unterschiedlichen Wellenlängen (blau und rot in der Abbildung) auf den Gittern 2 und 3 dann ebenfalls größer. Bei einer endlichen, konstanten Gittergröße sinkt in der Folge die spektrale Bandbreite eines solchen Aufbaus mit  $b$ . Dadurch ist bei einer gegebenen Gitterkonstante  $g = \text{konst.}$  die maximal erreichbare zeitliche Impulsdauer eines solchen Aufbaus durch die Breite der Gitter limitiert.

In Kombination mit einer Faser zur Impulsstreckung wurde ein solcher gitterbasierter Kompressor bereits 1985 in der ersten experimentellen Demonstration eines CPA-Systems verwendet [Str85]. Als Verstärkungsmedium kam hierbei Nd:Glas für Impulse mit Wellenlängen



**Abbildung 3.3:** Schematische Darstellung der Funktionsweise eines gitterbasierten Impulskompessors mit normaler Dispersion ( $GDD > 0$ ). Abweichend zum Impulsstreckter (Abbildung 3.2) kommen zusätzlich zwei Linsen der Brennweite  $f$  zwischen den Gittern zum Einsatz. Sie haben den Abstand  $2f$  zueinander und sorgen so für eine Invertierung der Beugungswinkel auf dem zweiten Gitter. Unter der Bedingung  $L < f$  ergibt sich ein längerer Weg für die kurzwelligen Anteile des Wellenlängenspektrums und als Folge die normale Dispersion.

um  $1,06\ \mu\text{m}$  zum Einsatz. In diesem Bereich weist Quarzglas eine normale Dispersion auf ( $GVD > 0$ ), folglich erfahren die Impulse in der Faser vor dem Verstärker einen positiven Chirp. Der gitterbasierte Kompressor erzeugt eine anomale Dispersion ( $GDD < 0$ ), um diesen Chirp zu kompensieren. Für Wellenlängen oberhalb von etwa  $1,3\ \mu\text{m}$  weist Quarzglas allerdings eine anomale Dispersion ( $GVD < 0$ ) auf (Vergleiche Abbildung 1.2). Folglich erfahren die Impulse in einer Glasfaser in diesem Wellenlängenbereich üblicherweise einen negativen Chirp, der durch einen Kompressor mit normaler Dispersion kompensiert werden muss. Ein solcher lässt sich ebenfalls auf Basis von Beugungsgittern realisieren, indem ein Teleskop in den Strahlengang integriert wird. Auf diese Weise werden die Gruppenlaufzeit-Unterschiede invertiert [Mar87]. In Abbildung 3.3 ist ein entsprechender Aufbau skizziert.

### 3.2.4 Chirped-Bragg-Gitter

Der Begriff einer Bragg-Reflexion taucht normalerweise im Zusammenhang mit der Röntgenstrukturanalyse auf. In einem Festkörper stellen die Atome oder Moleküle Streuzentren für elektromagnetische Wellen dar. Im Falle einer periodischen Struktur (Kristallgitter) können Gitterebenen mit konstantem Abstand zueinander definiert werden. Bei einem passenden Zusammenhang von Einfallswinkel, Wellenlänge und dem Abstand der Ebenen zueinander können sich die an aufeinanderfolgenden Ebenen gestreuten Wellen konstruktiv überlagern. Auf diese Weise wird eine Reflexion der eingestrahlten Welle hervorgerufen. Für Festkörper werden hierfür Wellenlängen im Bereich der Röntgenstrahlung benötigt [Hec09].

Der gleiche Effekt lässt sich auch bei Licht mit größeren Wellenlängen in einem transparenten Material mit einer passenden Modulation des Brechungsindex beobachten. Man spricht

dann von einem sogenannten Volumen-Bragg-Gitter (VBG). Ein VBG kann zum Beispiel aus speziellem fotosensitivem Material hergestellt werden, das seinen Brechungsindex durch eine Bestrahlung mit ultraviolettem (UV) Licht dauerhaft ändert. Wird die Modulationsperiode hierbei ortsabhängig gewählt, werden frequenzabhängige Laufzeiten der reflektierten Signale möglich. Solche chirped-VBG stellen eine sehr interessante Technologie für den Aufbau von CPA-Systemen dar, da sie maßgeschneiderte Dispersionsverläufe ermöglichen. Darüber hinaus lassen sie große Aperturen zu, nichtlineare Wechselwirkungen können dementsprechend gering gehalten werden [Lia07]. Zum Zeitpunkt der Entwicklung des Systems (2015) waren VBG allerdings nicht für die benötigte Wellenlänge von  $1,95\ \mu\text{m}$  erhältlich.

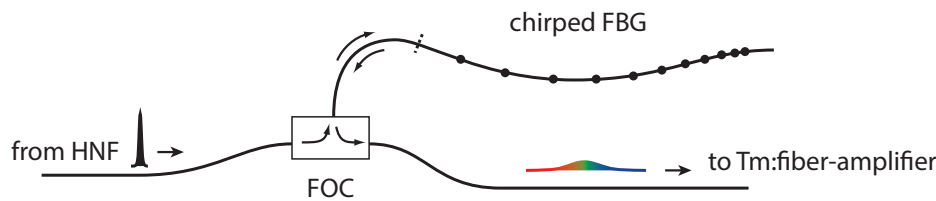
Sogenannte Faser-Bragg-Gitter (FBG), bei denen eine entsprechende Modulation in Richtung der Längsachse in den Kern einer Glasfaser geschrieben wird, lassen sich erheblich einfacher als VBGs herstellen. Es kann zum Beispiel das Zweistrahl-Interferenzbild eines UV-Lasers verwendet werden. Alternativ kommen auch lithografisch geschriebene Phasenmasken zum Einsatz [Hil97]. Die Modulationsperiode lässt sich ebenfalls über die Faserlänge variieren. Wird in ein solches chirped-FBG ein Laserimpuls eingekoppelt, werden unterschiedliche Impulsbestandteile an unterschiedlichen Stellen in der Faser reflektiert. Dadurch kann die für eine Impulsstreckung benötigte GDD erreicht werden. Ein Vorteil dieser Methode ist die Möglichkeit eines kompakten Aufbaus, der ohne Freistrahl-Strecken auskommt und prinzipiell beliebig anpassbare Dispersionsverläufe erlaubt. Allerdings eignen sich FBG wie auch eine lange passive Faser (vergleiche Abschnitt 3.2.2) auf Grund des geringen Durchmessers des Modenfeldes lediglich zur Impulsstreckung, für die Rekomprimierung muss eine andere Variante gewählt werden.

## 3.3 Durchgeführte experimentelle Untersuchungen

In den vorhergehenden Abschnitten wurden mehrere Möglichkeiten der reversiblen zeitlichen Impulsstreckung vorgestellt. In den folgenden Abschnitten werden hierzu durchgeführte Versuche und Ergebnisse zusammengefasst. Ebenso wird der Aufbau eines gitterbasierten Kompressors für die Impulse aus dem im nachfolgenden Kapitel 4 behandelten Tm:Faserverstärker beschrieben.

### 3.3.1 Impulsstreckung in 40 m Faser

Im Rahmen der experimentellen Entwicklung der Tm:Faserverstärker kamen für Vorversuche bis zu 40 m passive, monomodige Glasfaser zur Impulsstreckung zum Einsatz. Insbesondere für die Bestimmung der effektiven spektralen Verstärkungsbandbreite der Verstärker eignet sich diese einfach zu realisierende Methode auf Grund der Unterstützung für die vollständige Bandbreite des Seed-Signals aus der HNF (Abbildung 2.10) sehr gut. Die genauen Werte der



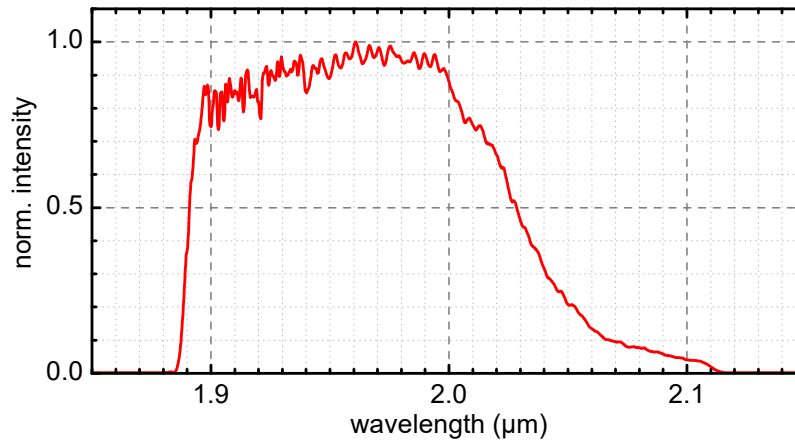
**Abbildung 3.4:** Schematische Darstellung der zeitlichen Impulsstreckung mittels einer Kombination aus chirped-FBG und faseroptischem Zirkulator (FOC)

GVD und TOD der verwendeten Faser sind nicht bekannt, zu ihrer Abschätzung wird daher eine von der Geometrie recht ähnliche „Standardfaser“ SMF28 (ausgelegt für  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ ) herangezogen. Deren Dispersion ist recht gut bekannt und liefert die Werte  $k_2 \approx -60 \text{ ps}^2/\text{km}$  (anomale Dispersion) und  $k_3 \approx 0,21 \text{ ps}^3/\text{km}$  bei einer Wellenlänge von  $1,95 \mu\text{m}$ . Für  $40 \text{ m}$  Faser ergibt sich daraus eine GDD von  $-2,4 \text{ ps}^2$  beziehungsweise  $1,18 \text{ ps/nm}$ . Bei einer Bandbreite der Impulse von  $50 \text{ nm}$  nach der Verstärkung (vergleiche Abbildung 4.11) entspricht das einer Impulslänge, die im Bereich von etwa  $60 \text{ ps}$  liegt. Untersuchungen mittels eines Oszilloskops (Bandbreite  $20 \text{ GHz}$ ) unterstützen diese Annahme. Die TOD summiert sich auf einen Wert von  $8,4 \cdot 10^{-3} \text{ ps}^3$ . Eine stärkere zeitliche Streckung wäre durch längere Faserstrecken realisierbar.

### 3.3.2 Faser-Bragg-Gitter

Im Rahmen dieser Arbeit wurden für die Impulsstreckung auch Versuche mit einem chirped-FBG in Kombination mit einem faseroptischen Zirkulator durchgeführt (Abbildung 3.4). Das FBG ist mit einer Bandbreite von  $1,89 \mu\text{m} - 2,11 \mu\text{m}$  (näherungsweise eine Rechteckfunktion) und einer GDD von  $D_2 = 3,3 \text{ ps/nm}$  spezifiziert. Unter der Annahme, dass das Wellenlängenspektrum des Signals nach der Verstärkung eine Halbwertsbreite (FWHM) von  $35 \text{ nm}$  aufweist (siehe Abschnitt 4.3.3), entspricht dies einer erzielbaren Impulsdauer von etwa  $115 \text{ ps}$ . Die mit  $-3 \text{ dB}$  spezifizierte Reflexion stimmt recht genau mit eigenen Messergebnissen überein. Hinzu kommen zusätzliche Verluste im faseroptischen Zirkulator von ebenfalls etwa  $3 \text{ dB}$ . Die mittlere Leistung des Signals, das anschließend für den Tm:Faser-Vorverstärker als Eingangssignal in der Faser zur Verfügung steht, beträgt  $1,8 \text{ mW}$ .

Bei den Versuchen wurde festgestellt, dass bei einer Messung der spektralen Intensität des Signals nach der Transmission durch die Kombination aus FBG und Zirkulator deutliche Modulationen erkennbar sind (vergleiche Abbildung 3.5). Diese ergeben sich teilweise durch eine spektrale Abhängigkeit des Reflexionsgrades des FBG. Darüber hinaus zeigen jedoch auch Messungen des lediglich durch den faseroptischen Zirkulator transmittierten Wellenlängen-

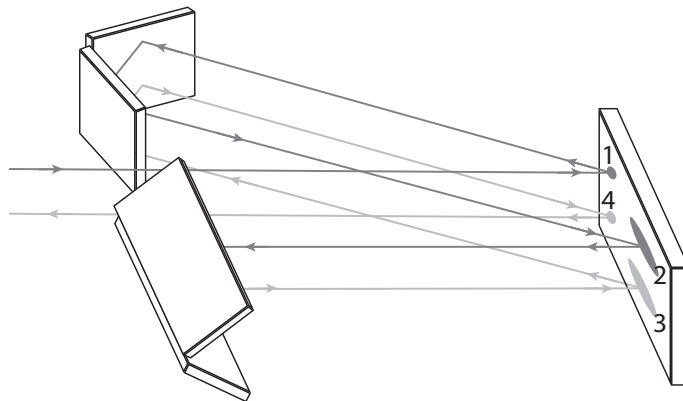


**Abbildung 3.5:** Gemessene normierte spektrale Intensität der Impulse aus dem Seed-System nach der zeitlichen Streckung mittels einer Kombination aus chirped-FBG und faseroptischem Zirkulator. Es ist deutlich eine Modulation mit einer Tiefe von etwa 5 % erkennbar, die sich nicht auf eine Absorption von Wasser zurückführen lässt (Vergleiche Abbildung 2.10).

spektrums bereits eine zusätzliche Modulation. Es muss daher von einer Kombination von Ursachen ausgegangen werden. Da es sich bei dem faseroptischen Zirkulator um ein extern erworbenes Bauteil handelt, lässt sich die genaue Ursache für die durch ihn verursachten Modulationen nicht eindeutig feststellen. Vermutlich sind interne Antireflex-Beschichtungen nicht für einen breitbandigen Betrieb ausgelegt. Alternative Komponenten standen zum Zeitpunkt der experimentellen Arbeiten nicht zur Verfügung. Weitergehende Untersuchungen wurden daher zugunsten einer gitterbasierter Methode, die flexibler ist und geringere Verluste aufweist, nicht durchgeführt (siehe folgender Abschnitt).

#### 3.3.3 Gitterbasierter Impulsstreckter

Auf Grund der größeren Flexibilität in Bezug auf die erzielbare Dispersion wurde eine zeitliche Impulsstreckung experimentell implementiert, die wie in Abschnitt 3.2.3 beschrieben auf optischen Beugungsgittern basiert. Da die Fasern im Verstärker bei der Wellenlänge von 1,95 μm eine anomale Dispersion (negative GVD) aufweisen, ist es zweckmäßig, die Impulsstreckung ebenfalls anomal-dispersiv aufzubauen. Ansonsten würde sich die Impulsdauer im Verstärker bereits wieder verkürzen. Abbildung 3.2 zeigt den entsprechenden funktionalen Aufbau. In der tatsächlichen experimentellen Realisierung ist der Strahlengang wie in Abbildung 3.6 dargestellt mit Hilfe mehrerer Spiegel gefaltet. Dadurch ist der Aufbau erheblich kompakter. Zusätzlich wird anstelle von vier Beugungsgittern nur noch eines benötigt. Um die Verluste

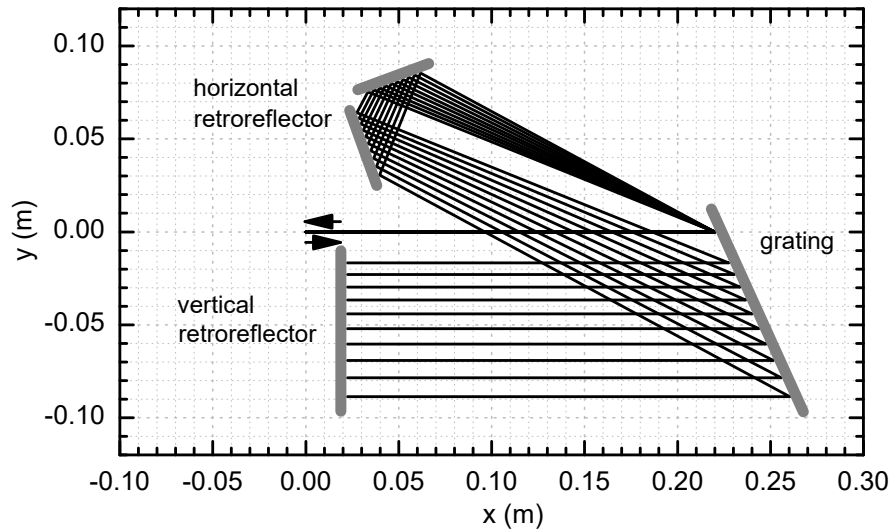


**Abbildung 3.6:** Schematischer Aufbau einer gefalteten Variante des Impulsstreckers, die mit einem Beugungsgitter auskommt. Der Impulszug trifft als kollimierter Strahl auf das Gitter (1), wird an diesem gebeugt und mittels eines horizontalen Retroreflektors seitlich versetzt zurück zum Gitter geleitet. Nachdem er an diesem ein weiteres Mal reflektiert worden ist (2), trifft er auf einen vertikalen Retroreflektor und läuft dadurch in der Höhe versetzt in entgegengesetzter Richtung erneut durch den Aufbau (Reflexe 3 und 4 auf dem Gitter) bevor er ihn wieder verlässt. Der effektive Strahlverlauf ist damit identisch zu dem in Abbildung 3.2.1.

des Signals zu minimieren, kommt ein sogenanntes Blaze-Gitter<sup>1</sup> zum Einsatz. Gemäß den Herstellerangaben weist es eine Gold-beschichtete Struktur mit 600 Linien pro mm auf einem Glassubstrat auf und ist für eine möglichst hohe Beugungseffizienz im ersten Beugungsmaximum bei  $\varphi = 34^\circ$  (Blaze-Winkel) für die Wellenlänge  $1,9\ \mu\text{m}$  optimiert. Auf Grund der Notwendigkeit von vier Reflexionen an dem Gitter sind geringe Beugungsverluste wichtig, da sie in Summe den dominierenden Anteil der gesamten Verluste darstellen. Die maximal verfügbare Breite des Gitters beträgt 102 mm.

Zur Ermittlung der notwendigen spektralen Bandbreite des Impulsstreckers wurden Vorversuche mit Tm:Faserverstärkern durchgeführt, die zu denen im nachfolgenden Kapitel 4 beschriebenen vergleichbar sind. Zur zeitlichen Impulsstreckung kamen dabei wie in Abschnitt 3.3.1 beschrieben 40 m Faser zum Einsatz. Die maximal erzielbare Bandbreite nach der Verstärkung beträgt etwa 35 nm FWHM. Zu beachten ist, dass es sich bei dem Transmissionsprofil des gitterbasierten Impulsstreckers näherungsweise um eine Rechteckfunktion handelt (wie auch bei dem bereits erwähnten FBG). Die Bandbreite des Streckers sollte daher erheblich höher angesetzt werden als die Halbwertsbreite des Spektrums nach der Verstärkung. Zusätzlich muss der Einfluss von Gain-Narrowing [Mil88] berücksichtigt werden. Darauf basierend lässt sich eine erforderliche Bandbreite von  $>100\ \text{nm}$  abschätzen. Im Laufe der experimentellen Untersuchungen hat sich gezeigt, dass Bandbreiten unterhalb von 120 nm bereits einen limitierenden

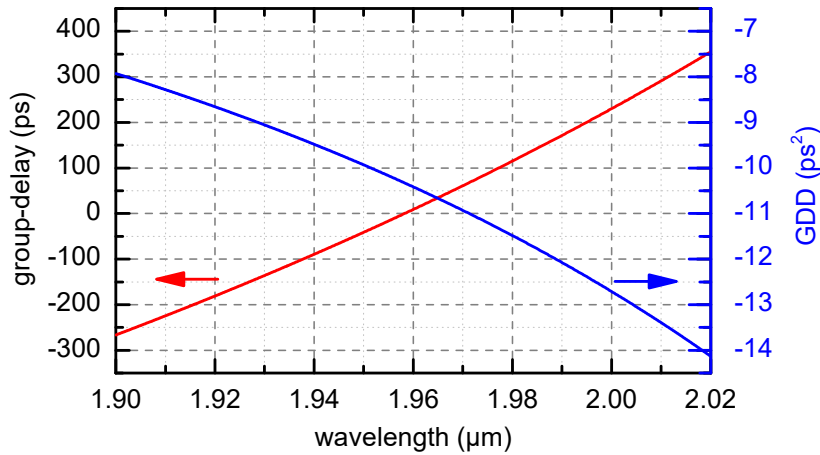
<sup>1</sup>Blaze-Gitter bezeichnet ein optisches Beugungsgitter, dessen Struktur auf die Konzentration von einem möglichst hohen Anteil der Signalleistung in einem Beugungsmaximum optimiert ist [WZ05].



**Abbildung 3.7:** Maßstabgerechte Zeichnung des Strahlenverlaufes im Gitterstrecker basierend auf einer numerischer Berechnung. Die eingezeichneten Linien entsprechen einem Wellenlängenbereich von  $1,89\ \mu\text{m}$ – $2,01\ \mu\text{m}$ . Der Einfallswinkel auf das Gitter beträgt  $24,5^\circ$ , die verfügbare Breite des Gitters von  $102\ \text{mm}$  wird nahezu vollständig ausgenutzt.

Einfluss auf das Wellenlängenspektrum nach dem Hauptverstärker haben. Daher dient dieser Wert als Planungsgrundlage für den Gitterstrecker.

Für die Auslegung der Geometrie bietet sich eine numerische Berechnung an, bei der für eine diskrete Anzahl von Frequenzen der strahlenoptische Verlauf durch den Aufbau berechnet wird. Aus ihr lassen sich die tatsächlichen Gruppenlaufzeiten  $T_c(\omega)$  direkt ableiten. Zusätzlich kann so die für eine bestimmte spektrale Bandbreite des Signals benötigte Größe der optischen Komponenten ermittelt werden. Ausgehend von den weiter oben genannten Werten für die notwendige spektrale Bandbreite und maximale Gitterbreite kann auf diese Weise die Geometrie auf einen maximalen Wert der GDD bei gleichzeitig minimaler Abweichung des Einfallswinkels auf das Gitter vom Blaze-Winkel optimiert werden. Es ergibt sich eine Konstruktion wie in Abbildung 3.7 dargestellt. In Abbildung 3.8 ist der zugehörige, berechnete Verlauf der Gruppenlaufzeiten (relativ zur Laufzeit der Zentralfrequenz) sowie die GDD aufgetragen. Für die Zentralfrequenz ergibt sich ein Wert von  $-10,03\ \text{ps}^2$  beziehungsweise  $D_2 = 5,1\ \text{ps}/\text{nm}$ . Die TOD beträgt  $0,10\ \text{ps}^3$  beziehungsweise  $D_3 = 0,019\ \text{ps}/\text{nm}^2$ . Der für die Beugungseffizienz optimale Einfallswinkel von  $\varphi = 34^\circ$  entspricht einem nahezu gleich großen Beugungswinkel (Littrow-Konfiguration). Dies ist auf Grund der geometrischen Limitierungen (Vermeidung von mechanischen Kollisionen) nicht exakt realisierbar. Bei den erforderlichen Einfallswinkeln von etwa  $25^\circ$  ist die gemessene Beugungseffizienz mit  $93\ \%$  gegenüber  $94\ \%$  im Falle der Littrow-Konfiguration lediglich geringfügig kleiner. Beide Werte liegen deutlich über dem vom Hersteller der Gitter spezifizierten Wert von  $>85\ \%$  in der Littrow-Konfiguration. Für die



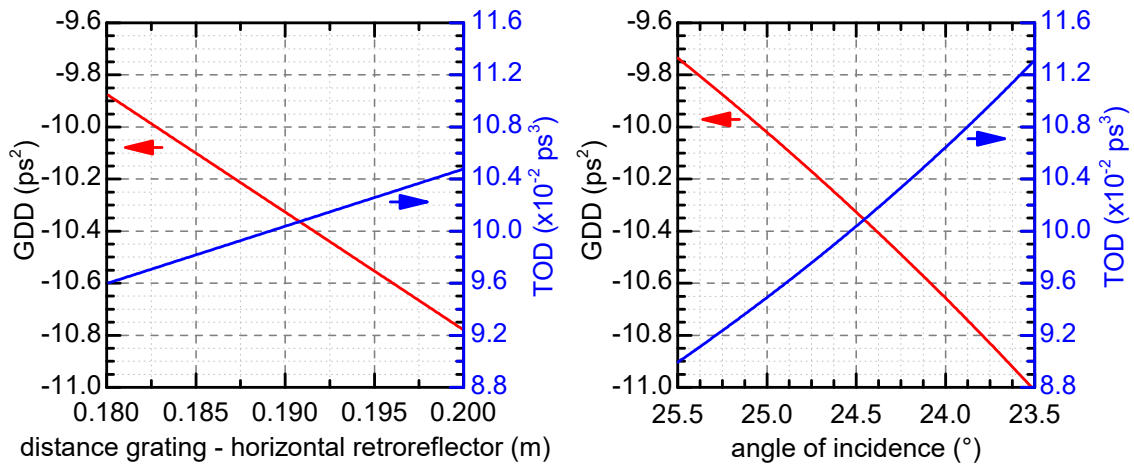
**Abbildung 3.8:** Wellenlängenabhängige Gruppenlaufzeitunterschiede eines optischen Signals durch einen Gitterstrecker relativ zur Zentralwellenlänge 1,96  $\mu\text{m}$  (rot, linke Achse) sowie die zugehörige wellenlängenabhängige Gruppengeschwindigkeitsdispersion (blau, rechte Achse). Die Daten ergeben sich aus einer numerischen Berechnung der optischen Weglängen durch den Aufbau in Abbildung 3.7.

**Tabelle 3.1:** Vergleich des Einflusses einer Änderung von  $L/2$  und  $\varphi$  im Gitterstrecker (vergleiche Abbildung 3.7) auf die Dispersion. Angegeben sind jeweils die Werte für eine Änderung der GDD ( $\Delta\text{GDD}$ ), der TOD ( $\Delta\text{TOD}$ ) sowie des Verhältnisses beider zueinander. Alle Werte beziehen sich auf die Zentralfrequenz 1,96  $\mu\text{m}$ .

|                         | $\Delta\text{GDD}$            | $\Delta\text{TOD}$           | $\Delta\text{TOD}/\Delta\text{GDD}$ |
|-------------------------|-------------------------------|------------------------------|-------------------------------------|
| Variation von $L/2$     | $-45,3 \text{ ps}^2/\text{m}$ | $44,0 \text{ ps}^3/\text{m}$ | $-9,71 \cdot 10^{-3} \text{ ps}$    |
| Variation von $\varphi$ | $0,64 \text{ ps}^2/^\circ$    | $-0,01 \text{ ps}^3/^\circ$  | $-18 \cdot 10^{-3} \text{ ps}$      |

im Aufbau zusätzlich zu den Gittern notwendigen Spiegel werden hochreflektive dielektrische Schichtsysteme auf Glassubstraten verwendet, deren Reflexionsgrad mit  $r > 99,8\%$  spezifiziert ist. Eine Abhängigkeit von der Wellenlänge konnte innerhalb der benötigten Bandbreite (1,89  $\mu\text{m}$ –2,01  $\mu\text{m}$ ) nicht beobachtet werden. Die Breite der Spiegel ist mit 120 mm zudem ausreichend groß, um an keiner Stelle im Strahlengang eine limitierende Apertur darzustellen.

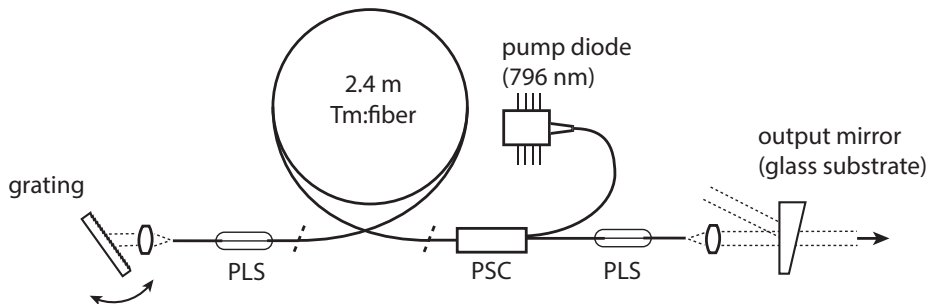
Um den Einfluss einer Variation der Geometrie auf die Dispersion des Gitterstreckers zu untersuchen, wurde die numerische Berechnung für verschiedene Abstände zwischen Gitter und horizontalem Retroreflektor durchgeführt. In Abbildung 3.2 entspricht dies der Länge  $L/2$ . Der Einfallswinkel  $\varphi$  auf das Gitter wurde ebenfalls variiert. In beiden Fällen ändert sich sowohl die GDD als auch die TOD. In Abbildung 3.9 sind beide Werte jeweils über  $L/2$  beziehungsweise  $\varphi$  aufgetragen. Die Auswertung erfolgt bei der Zentralwellenlänge von



**Abbildung 3.9:** Numerische Berechnung des Einflusses von Variationen der Geometrie des Gitterstreckers auf die wellenlängenabhängigen Gruppenlaufzeiten eines Signals. Linke Seite: Variation des Abstandes von Gitter zu horizontalem Retroreflektor (vergleiche Abbildung 3.7. Rechte Seite: Variation des Einfallswinkels auf das Gitter. Aufgetragen sind jeweils die GDD (rot, linke Achse) sowie die TOD (blau, rechte Achse) ausgewertet bei der Zentralwellenlänge von  $1,96\ \mu\text{m}$ .

$1,96\ \mu\text{m}$ . In Tabelle 3.1 sind zusätzlich die jeweiligen Zahlenwerte der Änderungen pro Länge beziehungsweise Winkel angegeben. Interessant ist, wie sich GDD und TOD in beiden Fällen relativ zueinander ändern. Man kann erkennen, dass  $\Delta\text{TOD}/\Delta\text{GDD}$  bei einer Änderung von  $\varphi$  im Vergleich zu  $L/2$  größer ist. Durch diesen Unterschied wird in engen Grenzen eine unabhängige Anpassung der GVD und TOD in diesem Aufbau möglich.

Der Aufbau und die Justage des Impulsstreckers wird durch die Wellenlänge von  $2\ \mu\text{m}$  erschwert. Im Unterschied zu anderen Wellenlängen wie zum Beispiel  $1,03\ \mu\text{m}$  bei Ytterbium-basierten Systemen existieren keine IR-VIS Wandlerkarten zur Sichtbarmachung des Strahls. Infrarot-Sichtgeräte weisen in diesem Bereich höchstens eine sehr niedrige Empfindlichkeit auf, so dass ein eventuell vorhandenes Signal bei  $2\ \mu\text{m}$  vom Restlicht der Raumbeleuchtung sowie vor allem auch gestreutem Pumplicht der Tm: Fasern überstrahlt wird. Übliche Kamerasensoren sind für diesen Wellenlängenbereich ebenfalls nicht geeignet. Daher bleibt häufig nur noch die Möglichkeit einer thermischen Detektion des Strahls, zum Beispiel mit Hilfe eines bildgebenden Thermografiesystems oder einer thermosensitiven Folie. Beides setzt allerdings eine ausreichend hohe Leistungsdichte voraus, um eine detektierbare Temperaturerhöhung hervorrufen zu können. Diese wird im Impulsstreckter durch das Signal aus der HNF (Abschnitt 2.3) nicht erreicht. Zur Lösung dieses Problems wurde ein Dauerstrich-Laser basierend auf Tm: Fasern gebaut, der eine ausreichend hohe Ausgangsleistung für eine thermische Detektion erreicht. Sein Aufbau ist in Abbildung 3.10 skizziert. Ein optisches Gitter als einseitiger Endspiegel des Resonators sorgt für eine Stabilisierung des emittierten Wellenlängenspektrums

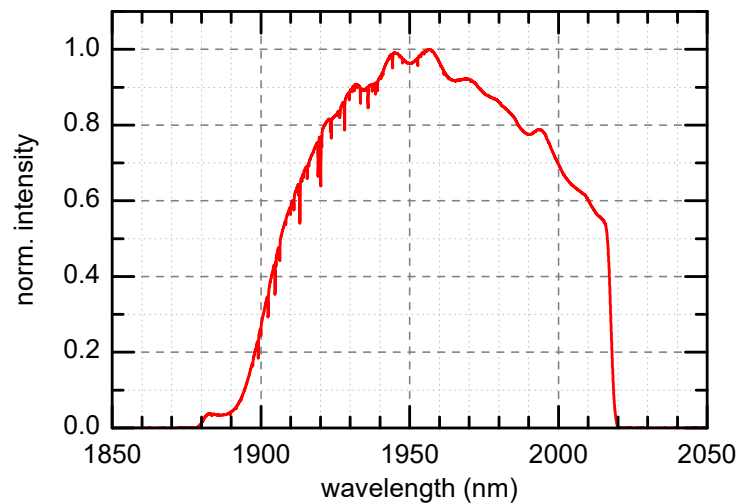


**Abbildung 3.10:** Schematischer Aufbau eines Tm:Faser basierten Dauerstrichlasers zur Justage des Impulsstreckers. Er ist mittels eines Beugungsgitters durchstimmbare wellenlängenstabilisiert. Gleichzeitig sorgt das Gitter in Kombination mit den durchgängig verwendeten polarisationserhaltenden Komponenten für eine robuste lineare Polarisierung des Signals. Auf Grund der hohen Verstärkung in der aktiven Faser genügt die geringe Reflektivität eines Glassubstrates ( $r \approx 4\%$ ) als Auskoppelspiegel. Die Ausgangsleistung beträgt mehr als 100 mW. PLS: Pumplichtauskopplung; PSC: Zusammenführung von Pump- und Signallicht.

auf eine Halbwertsbreite von weniger als einem Nanometer zentriert um  $\lambda = 1,96 \mu\text{m}$ . Dadurch wird sein Strahl an dem Gitter im Strecker nicht nennenswert aufgefächert. Mittels eines entfernbaren Spiegels kollinear mit dem Strahlenverlauf nach der HNF überlagert, erlaubt der Dauerstrich-Laser so eine präzise Ausrichtung der Elemente des Gitterstreckers. Nach abgeschlossener Justage wird der Spiegel für die Überlagerung wieder entfernt und das Signal der HNF kann durch den Strecker transmittiert werden.

Um die Justage zu vereinfachen, ist das Gitter auf einer vertikalen Rotationsachse mit Feintrieb montiert. Auf diese Weise wird eine genaue Abstimmung des durch den Aufbau transmittierten Wellenlängenbereiches möglich. Zusätzlich befindet sich der horizontale Retroreflektor auf einer Linearachse mit Feintrieb, um eine kontinuierliche Änderung der korrespondierenden Größe  $L$  in Abbildung 3.2 zu ermöglichen. Gemäß Gleichung (3.2.1) hat dies direkten Einfluss auf die Dispersion und ermöglicht eine Feinabstimmung der GDD.

In Abbildung 3.11 ist das gemessene Wellenlängenspektrum nach dem gitterbasierten Impulsstreckers aufgetragen. Die Bandbreite weicht mit 110 nm etwas von der Auslegung ab. Erklären lässt sich dies mit geringen geometrischen Abweichungen von Konstruktion und experimenteller Implementierung. Diese entstehen nicht zuletzt auch durch die Fein-Abstimmung des Impulsstreckers auf den nachfolgenden Impulskompressor (Vergleiche folgenden Abschnitt 3.3.4). Unterhalb von etwa 1,95 nm sind noch schwache Absorptionen von Wasserdampf erkennbar, die sich auch mit einer Stickstoffatmosphäre im Bereich der Freistrahlstrecken in dem Aufbau nicht vollständig vermeiden lassen. Im Vergleich zu einem Aufbau in normaler Raumluft sind sie jedoch stark reduziert (vergleiche Abbildung 3.11).

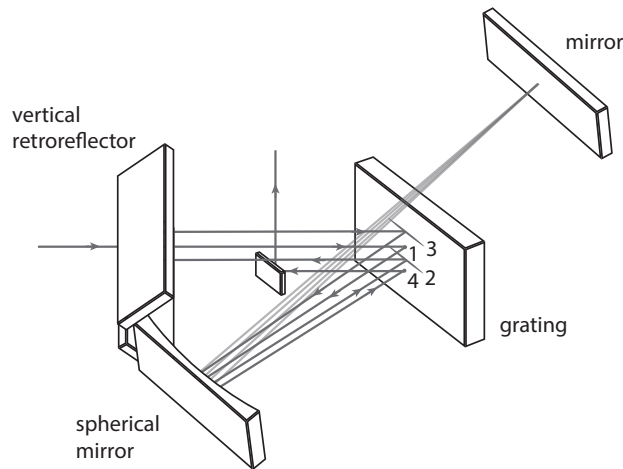


**Abbildung 3.11:** Normierte spektrale Intensität der Eingangsimpulse für den Tm:Faserverstärker nach der zeitlichen Streckung. Die Halbwertsbreite von 110 nm zentriert um 1960 nm ergibt sich aus dem geometrischen Aufbau des gitterbasierten Impulsstreckers.

Die gemessene Leistung nach dem Gitterstreckter beträgt 4,2 mW. Hiervon lassen sich 2,8 mW in eine monomodige Glasfaser einkoppeln und stehen für den Tm:Faser-Vorverstärker zur Verfügung. Die vergleichsweise hohen Verluste bei der Einkopplung sind eine Folge der limitierten Strahlqualität nach dem Streckter [Tre69].

#### 3.3.4 Gitterbasierter Impulskompressor

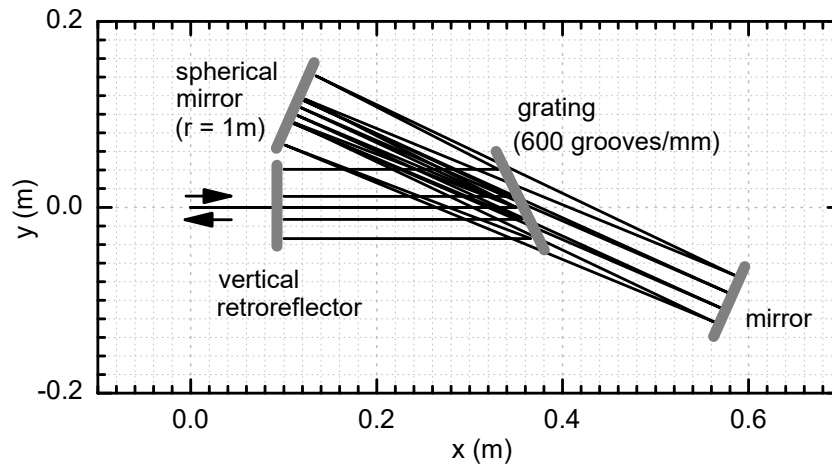
In dem im vorherigen Abschnitt beschriebenen Impulsstreckter erfahren die Impulse vor der Verstärkung einen negativen Chirp. Dieser wird durch die anomale Dispersion der Glasfasern im Verstärker ( $\beta_2 < 0$ ) noch etwas verstärkt. Im Kompressor muss die Summe aus diesen beiden Anteilen möglichst gut kompensiert werden, dementsprechend ist ein Element mit normaler Dispersion der Gruppenlaufzeiten (GDD  $> 0$ ) notwendig. In Abbildung 3.3 ist ein entsprechender Aufbau schematisch dargestellt. Er basiert analog zu dem in Abbildung 3.2 skizzierten Streckter ebenfalls auf vier Reflexionen an Beugungsgittern. Zusätzlich kommen jedoch zwei Linsen im doppelten Abstand ihrer Brennweiten  $f$  zueinander nach dem ersten Gitter zum Einsatz, die für eine Inversion der Winkel auf dem zweiten Gitter sorgen. Unter der Bedingung, dass  $L < f$  gilt, wird so die Inversion der GDD im Vergleich zum Streckter erreicht. Der tatsächliche Aufbau, wie er im Rahmen der vorliegenden Arbeit realisiert wurde, ist in Abbildung 3.12 skizziert. In ihm wird anstelle der Linsen ein sphärischer Spiegel verwendet, da dieser keine zusätzliche materialspezifische Dispersion erzeugt. Um die Bedingung  $L < f$



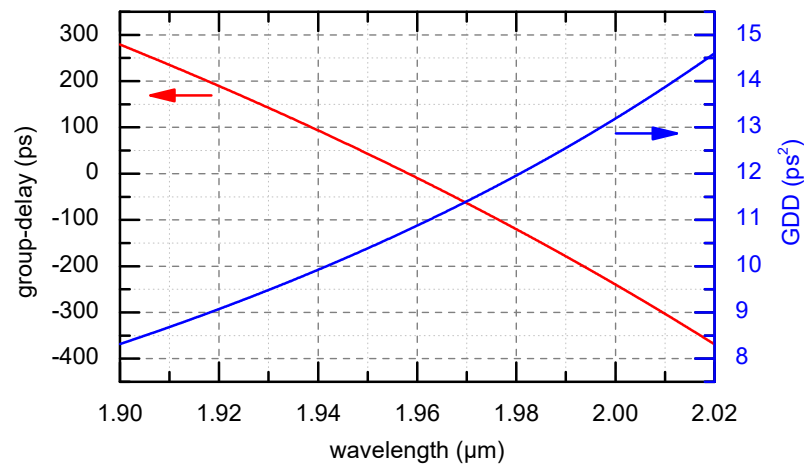
**Abbildung 3.12:** Gitterbasierter Impulskompressor: Schema der experimentellen Realisierung (nicht maßstabsgetreu). Anstelle der Linsen in Abbildung 3.3 kommt ein sphärischer Spiegel zum Einsatz, in seiner Fokusebene befindet sich ein Planspiegel, um den Strahlengang zu falten. Durch den vertikalen Retroreflektor wird der Strahl in der Höhe versetzt in entgegengesetzter Richtung erneut durch den Aufbau geleitet. Dieser Aufbau kommt mit nur einem Gitter aus und ist erheblich kompakter als die in Abbildung 3.3 dargestellte Variante. Die Funktionsweise ist jedoch die gleiche.

erfüllen zu können, wird das Signal durch den sphärischen Spiegel über das Gitter hinweg zu einem planen Faltungsspiegel reflektiert. In Kombination mit einem vertikalen Retroreflektor im Strahlverlauf nach der zweiten Reflexion am Gitter kommt der gesamte Aufbau analog zu dem Aufbau des Streckers mit nur einem Gitter aus und lässt sich kompakter als eine Variante mit mehreren Gittern aufbauen. Die verwendeten Spiegel besitzen die gleichen dielektrischen Schichten wie diejenigen im Impulsstrecker.

Die Berechnung der GDD des Impulsstreckers im vorherigen Abschnitt ergibt einen Wert von  $-10,03 \text{ ps}^2$ . Die angenommene Dispersion der Faserstrecken im Verstärker fällt mit  $-0,8$  bis  $-0,6 \text{ ps}^2$  deutlich geringer aus, muss jedoch ebenfalls kompensiert werden. In Summe ergibt sich ein Wert von etwa  $10,7 \text{ ps}^2$  für die benötigte GDD des Kompressors. Auf die gleiche Weise lässt sich der voraussichtliche Wert für die benötigte TOD zu  $-0,1 \text{ ps}^3$  bestimmen. Ausgehend von einem Gitter mit der gleichen Geometrie wie im Strecker (600 Linien/mm, Breite: 102 mm) sowie sphärischen Spiegeln mit einem Radius  $r = 1 \text{ m}$  sind ähnlich wie im vorherigen Kapitel numerische Berechnungen des Strahlverlaufes durch mögliche Aufbauten durchgeführt worden. In Abbildung 3.13 ist eine Version maßstabsgetreu dargestellt, die mit den Werten von  $10,79 \text{ ps}^2$  für die GDD und  $0,1 \text{ ps}^3$  für die TOD bei der Zentralwellenlänge von  $1,96 \mu\text{m}$  im Bereich der Anforderung liegt. Ebenso sind die zugehörigen Verläufe von Gruppenlaufzeitunterschieden und GDD aufgetragen.

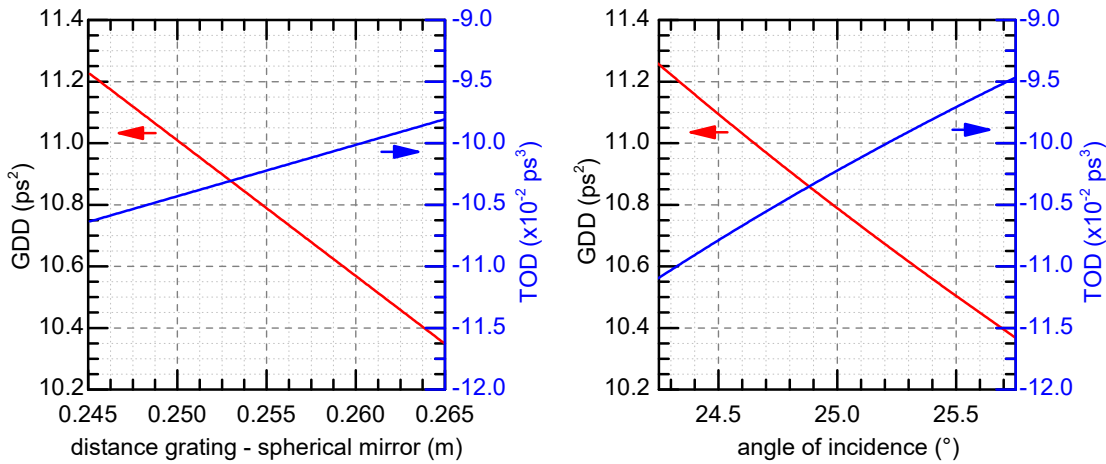


(a) Geometrischer Strahlverlauf



(b) Dispersion der Gruppenlaufzeiten

**Abbildung 3.13:** (a) Maßstabsgetreue Zeichnung des Strahlenverlaufes im gitterbasierten Impulskompressor exemplarisch für vier Wellenlängen (1,9  $\mu\text{m}$ –2,02  $\mu\text{m}$ ). Der Einfallswinkel auf das Gitter mit 600 Linien/mm beträgt  $25^\circ$ . (b) Zugehörige numerische Berechnung der wellenlängenabhängigen Laufzeitunterschiede eines Signals durch den Aufbau relativ zur Zentralwellenlänge 1,96  $\mu\text{m}$  (rot) sowie wellenlängenabhängige GDD (blau).



**Abbildung 3.14:** Einfluss von Geometrieänderungen auf die Dispersion der Gruppenlaufzeiten durch den gitterbasierten Impulskompressor. Links: Variation des Abstandes von Gitter zu sphärischem Spiegel (vergleiche Abbildung 3.13). Rechts: Variation des Einfallswinkels auf das Beugungsgitter. Aufgetragen sind jeweils die GDD (rot, linke Achse) sowie die TOD (blau, rechte Achse) ausgewertet bei der Zentralwellenlänge 1,96  $\mu\text{m}$ .

**Tabelle 3.2:** Vergleich des Einflusses einer Änderung von  $L$  und  $\varphi$  im gitterbasierten Impulskompressor auf die Dispersion. Angegeben sind jeweils die Werte für eine Änderung der GDD ( $\Delta\text{GDD}$ ) sowie der TOD ( $\Delta\text{TOD}$ ) sowie des Verhältnisses beider zueinander. Alle Werte beziehen sich auf eine Wellenlänge von 1,96  $\mu\text{m}$ .

|                         | $\Delta\text{GDD}$          | $\Delta\text{TOD}$           | $\Delta\text{TOD}/\Delta\text{GDD}$ |
|-------------------------|-----------------------------|------------------------------|-------------------------------------|
| Variation von $L$       | $-44 \text{ ps}^2/\text{m}$ | $41,0 \text{ ps}^3/\text{m}$ | $-9,71 \cdot 10^{-3} \text{ ps}$    |
| Variation von $\varphi$ | $0,59 \text{ ps}^2/^\circ$  | $-0,01 \text{ ps}^3/^\circ$  | $-18 \cdot 10^{-3} \text{ ps}$      |

Es muss betont werden, dass diese Auslegung auf Abschätzungen beruht, die eine gewisse Unsicherheit aufweisen. Er kann daher lediglich als Ausgangspunkt für eine experimentelle Realisierung dienen. Nach einer Messung der auf diese Weise tatsächlich erreichten Impulsdauer (siehe Abschnitt 4.3.4) muss eine iterative Optimierung der Kompression erfolgen. Hierfür ist es hilfreich, die Abhängigkeit der Dispersion im Kompressor von kleinen Geometrieänderungen zu kennen. Wie beim Streckter wurden daher entsprechende Variationsrechnungen auch beim Kompressor durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.14 sowie Tabelle 3.2 zusammengefasst. Sie ähneln denen des Streckers (Vergleiche Abbildung 3.9 sowie Tabelle 3.1). Dies ist nicht überraschend, da der funktionale Aufbau abgesehen von der Inversion der Beugungswinkel durch die Linsen beziehungsweise den sphärischen Spiegel gleich ist. Die für eine Optimierung im Experiment wichtige Schlussfolgerung ist, dass beim Kompressor ebenfalls sowohl der jeweils absolute Wert als auch das Verhältnis von GDD zu TOD durch die Kombination einer Änderung des Abstands  $L$  sowie des Einfallswinkels  $\varphi$  in gewissen Grenzen angepasst werden kann.

Das Gitter ist ebenfalls auf einer vertikalen Rotationsachse mit Feintrieb montiert und erlaubt so die Abstimmung der spektralen Bandbreite. Für eine Änderung der Dispersion durch Variation der Länge  $L$  (Abbildung 3.3) müssen der sphärische Spiegel und der gegenüberliegende Planspiegel um die gleiche Länge verschoben werden. Da dies im Vergleich zu der analogen Variation im Streckter mit größerem Aufwand verbunden ist, wird im Kompressor zu Gunsten einer höheren mechanischen Stabilität auf eine Linearachse unter dem sphärischen Spiegel verzichtet. Letztendlich sollte die Anpassung der Dispersion des Kompressors oder die des Streckers an die jeweils andere äquivalent sein. Eine Linearachse unter dem Planspiegel erlaubt seine genaue Positionierung in der Fokusebene des sphärischen Spiegels. Dies ist unter anderem für den Erhalt der Kollimation des Strahls nach dem Kompressor notwendig.

Im Unterschied zum Impulsstreckter ist im Kompressor ausreichend Leistung für eine thermische Detektion des Nutzsymbols verfügbar. Aufbau und Justage des Kompressors sind daher einfacher. Die gesamte Effizienz des Kompressors beträgt etwa 73 %. Unter Vernachlässigung weiterer Verluste entspricht dies einer Beugungseffizienz von 92 % an dem Gitter und ist im Einklang mit den entsprechenden Messungen im Rahmen des Aufbaus des Impulsstreckers im vorherigen Abschnitt. Zunächst wurden sowohl der Impulsstreckter als auch der Kompressor entsprechend den Entwürfen in Abbildung 3.7 und 3.13 aufgebaut. Anschließend fand eine Charakterisierung des Signals nach dem Kompressor mittels FROG [Tre93] statt. Hierbei wurden Impulsdauern von unter 2 ps erreicht. Dieser Wert deutet auf eine hohe Güte des für die Auslegung von Impulsstreckter und -Kompressor eingesetzten theoretischen Modells hin. Das Ergebnis der FROG-Messung diente anschließend als Basis für eine iterative Optimierung der Geometrien. Variiert wurden die Länge zwischen Gitter und Retroreflektor  $L$  im Impulsstreckter und der Einfallswinkel auf das Gitter  $\varphi$  im Kompressor. Die Notwendigkeit eines solchen Vorgehens zur Erzielung minimal möglicher Impulsdauern lässt sich unter anderem mit den Unsicherheiten der Werte für die Dispersion der Fasern in den Verstärkern begründen. Die erforderlichen Variationen lagen im Bereich von  $L \pm 5$  mm beziehungsweise  $\varphi \pm 1^\circ$ . Das Ergebnis der Charakterisierung des Ausgangssignals findet sich in Abschnitt 4.3.4.

**Tabelle 3.3:** Übersicht über einige wichtige Kenngrößen von drei verschiedenen experimentell realisierten Methoden zum zeitlichen Strecken der Impulse (erste drei Spalten). Zum Vergleich sind ebenso die Werte des gitterbasierten Aufbaus zur Rekompensation angegeben (letzte Spalte). Zu beachten ist, dass die Werte der Faser mit der Länge von 40 m lediglich eine Abschätzung auf Basis einer SMF28-Faser darstellen. Die Daten des FBG sind dem Datenblatt des Herstellers entnommen, die der Freistrahl-Gitteraufbauten basieren auf einer numerischen Simulation der geometrischen Strahlwege (siehe Abschnitte 3.3.3 und 3.3.4).

|                             | 40 m Faser           | CFBG                 | Gitterstreckter     | Gitterkompressor     |
|-----------------------------|----------------------|----------------------|---------------------|----------------------|
| GDD [ps <sup>2</sup> ]      | -2,4                 | -6,06                | -10,0               | 10,8                 |
| TOD [ps <sup>3</sup> ]      | $8,4 \cdot 10^{-3}$  | $2 \cdot 10^{-2}$    | $1 \cdot 10^{-1}$   | $-1,1 \cdot 10^{-1}$ |
| $D_2$ [ps/nm]               | 1,18                 | 3,29                 | 5,1                 | -5,3                 |
| $D_3$ [ps/nm <sup>2</sup> ] | $8,47 \cdot 10^{-4}$ | $3,35 \cdot 10^{-3}$ | $1,9 \cdot 10^{-2}$ | $-1,9 \cdot 10^{-2}$ |
| Verluste                    | <10 %                | 75 %                 | ≈30 %               | 25 %                 |
| Bandbreite [nm]             | -                    | 220                  | 120                 | 100                  |

### 3.4 Zusammenfassung und Fazit

In den vorherigen Abschnitten wurden mehrere potentielle Realisierungen der zeitlichen Impulsstreckung dargestellt. Für die anschließende Rekompensation kommt auf Grund der hierbei auftretenden hohen Spitzenleistungen lediglich eine gitterbasierte Variante in Frage. Chirped-VBG als alternative Lösung waren für die Wellenlänge von 1,96  $\mu\text{m}$  nicht verfügbar.

Die Tm:Faserverstärker (Abschnitt 4) sind für die Erzeugung von Impulsenergien von mehr als einem Mikrojoule ausgelegt. Ausgehend von den hierfür notwendigen Längen der Fasern sowie den jeweiligen Durchmessern der Modenfelder lässt sich abschätzen, wie stark die Impulse mindestens gestreckt werden müssen, um einen übermäßigen Einfluss von nichtlinearer Wechselwirkung zu vermeiden. Als Grundlage hierfür kann zum Beispiel das B-Integral (Gleichung 1.2.10) verwendet werden. Es ergibt sich eine notwendige Streckung auf Impulslängen >100 ps. Dieser Wert wird von den experimentellen Beobachtungen (Abschnitt 4.3.3) unterstützt. Bei einer spektralen Bandbreite nach der Verstärkung von 35 nm entspricht dies einer notwendigen GDD von mindestens -2,9 ps/nm beziehungsweise -5,9 ps<sup>2</sup>.

In Tabelle 3.3 sind die Kenngrößen der drei experimentell untersuchten Methoden zur Impulsstreckung aufgelistet. Zum Vergleich sind ebenfalls die entsprechenden Werte des Gitterkompressors enthalten.

Man erkennt, dass für eine ausreichend starke Streckung in einer Faser eine Länge von etwa 100 m notwendig wäre. Die Vorteile wären eine hohe Effizienz und die größtmögliche unterstützte spektrale Bandbreite. Einem erfolgreichen Einsatz im Rahmen des CPA-Systems steht

jedoch die fehlende Möglichkeit entgegen, einen gitterbasierten Kompressor mit angepasster TOD zu konstruieren. Das Verhältnis von TOD zu GDD lässt sich durch eine Variation seiner Geometrie nicht ausreichend reduzieren (Vergleiche Abschnitt 3.3.3). Die Impulse hätten nach der Kompression bei entsprechend kompensierter GDD noch eine verbleibende TOD von mehr als  $0,04 \text{ ps}^3$ . Bei einem Impuls mit bandbreitenbegrenzter Impulsdauer von  $200 \text{ fs}$  entspricht dies einem stark modulierten zeitlichen Intensitätsverlauf über mehrere Pikosekunden hinweg. Daher muss eine andere Methode für die Streckung gewählt werden.

Die Verwendung eines FBG bietet sich auf Grund der in gewissen Grenzen frei anpassbaren Werte für GDD und TOD an. Ein signifikanter Nachteil ist jedoch die beobachtete Frequenzabhängigkeit des Reflexionsgrades. Die resultierende Modulation des Wellenlängenspektrums der Impulse nach einer zeitlichen Streckung in der Kombination aus FBG und optischem Zirkulator hat sich in Verbindung mit einer leichten nichtlinearen Wechselwirkung in den Tm:Faserverstärkern als problematisch erwiesen (vergleiche Abschnitt 4.3.3). In Kombination mit den vergleichsweise hohen Gesamtverlusten ist dadurch die Verwendung eines FBG trotz der hohen mechanischen Stabilität und Kompaktheit einem gitterbasierten Freistrahl-Aufbau unterlegen. Wie in der Tabelle zu erkennen, lässt sich letzterer ebenfalls sehr gut an den Kompressor anpassen. Für den im nachfolgenden Kapitel 4 beschriebenen Aufbau der Tm:Faserverstärker kamen daher sowohl für die zeitliche Impulsstreckung als auch für die Rekomprimierung gitterbasierte Freistrahl-Aufbauten zum Einsatz.

## 4 Hochleistungs-Thulium-Faserverstärker

Die sprunghaften Fortschritte in der technologischen Entwicklung von Faserlasern um das Jahr 1987 begannen mit Erbium-Faserlasern für Telekommunikationsanwendungen. Dies liegt zum einen an ihrer Wellenlänge von  $1,55\ \mu\text{m}$ , zum anderen aber auch an der Möglichkeit mit vergleichsweise geringen Pumpleistungen bereits sehr hohe Verstärkungen zu erreichen [Mea87]. Letzteres ist besonders wichtig, da anfangs die maximale Leistung von monomodigen Laserdioden, die als Pumpquelle in den Kern einer aktiven Faser eingekoppelt werden konnten, nur einige zehn Milliwatt betrug. Auf dieser Entwicklung aufbauend wurden die ersten modengekoppelten Femtosekunden-Faserlaser demonstriert [Fer13]. Daraus hat sich eine Ultrakurzpuls-Technologie auf Basis von Er:Fasern entwickelt, die ihren Nutzen mittlerweile unter anderem für wissenschaftliche Anwendungen vielfach unter Beweis gestellt hat [Bri14] (vergleiche auch Abschnitt 2.1). Die mittleren Ausgangsleistungen solcher Systeme beträgt üblicherweise weniger als 1 W.

Aktive Glasfasern bieten darüber hinaus prinzipiell gute Voraussetzungen für eine Skalierung der Ausgangsleistung [Ric10, Jau13]. Durch die Propagation in einem kleinen Modenfeld über eine lange Strecke durch das Verstärkungsmedium lassen sich hohe Verstärkungsfaktoren im Einfachdurchlauf erreichen. Das große Verhältnis von Oberfläche zu Volumen erlaubt dabei eine effiziente Abfuhr von Wärme. Durch eine Verwendung von Monomodfasern kann gleichzeitig eine beugungsbegrenzte Strahlqualität erhalten werden. Allerdings ergeben sich im Vergleich zu herkömmlichen Festkörperlasern auch neue Herausforderungen bei der Entwicklung von Faserlasern mit hohen Ausgangsleistungen.

Dieses Kapitel hat das im Rahmen der vorliegenden Arbeit aufgebaute System zur Verstärkung von Femtosekunden-Laserimpulsen in Thulium-Glasfasern zum Thema. Nach einer kurzen Darstellung von zugrunde liegenden technologischen Konzepten erfolgt die Beschreibung der experimentellen Realisierung und den erzielten Ergebnissen.

## 4.1 Skalierung der mittleren Leistung von Faserlasern

Grundsätzlich lassen sich die Herausforderungen einer Leistungsskalierung von Faser-Verstärkern für ein Femtosekunden-Lasersystem zwei Kategorien zuordnen: Steigerung der mittleren Leistung und höhere Spitzenleistung der Impulse.

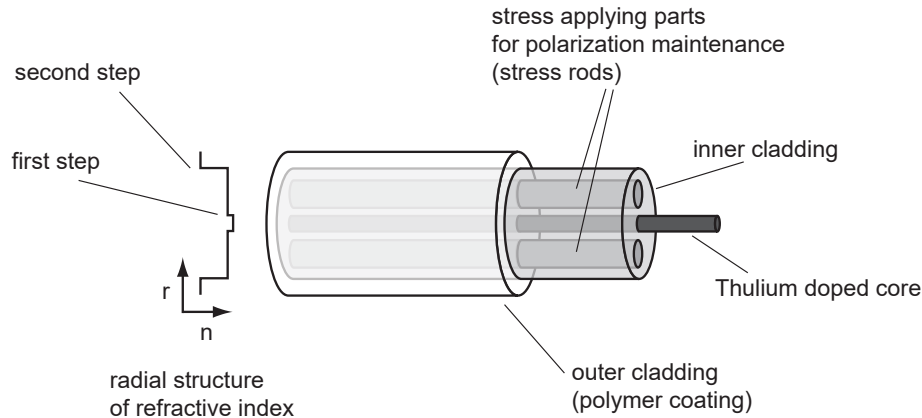
Um eine höhere mittlere Ausgangsleistung zu erreichen, ist zunächst einmal eine höhere Pumpleistung notwendig. Diese muss sich in die aktive Faser einkoppeln lassen. Bei den klassischen kerngepumpten Fasern mit nur einer unterstützten transversalen Mode wird hierfür ebenfalls monomodiges Pumplicht benötigt. Bis heute sind geeignete monomodige Laserdioden lediglich mit einer Ausgangsleistung von wenigen Watt verfügbar. Daher wurden sogenannte „Doppelmantelfasern“ entwickelt [Mau74, Sni88]. Wie im folgenden Abschnitt 4.1.1 beschrieben, erlauben sie die Verwendung von multimodigem Pumplicht zur Verstärkung eines monomodigen Signals. Allerdings ist auch das von derartigen Fasern maximal tolerierte Strahlparameterprodukt<sup>1</sup> des Pumplichts limitiert, die Skalierung der mittleren Leistung von Faserlasern ist folglich eng mit den Fortschritten in der Halbleiter-Laserdiodenentwicklung verknüpft [Ric10].

Da mit steigender Leistung auch die thermische Last im Verstärker zunimmt, muss eine ausreichende Wärmeabfuhr sowohl von der aktiven Faser als auch von anderen Komponenten des Systems sichergestellt werden. Kritisch sind insbesondere Stellen, an denen Absorption von Pump- oder Signallicht auftritt. Unter Umständen können hierbei auf Grund des vergleichsweise geringen Faserdurchmessers sehr hohe thermische Volumen- oder Flächenleistungsdichten erreicht werden und es droht eine Zerstörung von Komponenten [Jau13].

Die mit der Spitzenleistung der Impulse verbundene elektrische Feldstärke kann ebenfalls direkte Schäden hervorrufen. Häufiger ist in einem Faserverstärker allerdings der Einfluss von nichtlinearer Wechselwirkung auf den zeitlichen Verlauf der Impulse der limitierende Faktor für eine in der Praxis maximal tolerierbare Spitzenleistung in den Fasern. Selbstphasenmodulation (SPM, vergleiche Abschnitt 1.2.5) kann zum Beispiel dazu führen, dass sich ein Impuls nach der Verstärkung nicht mehr effizient zeitlich komprimieren lässt. Gemäß Gleichung (1.2.9) hängt die Stärke der nichtlinearen Wechselwirkung direkt von der Intensität des Signals und der Wechselwirkungslänge mit dem Material ab. In einem faserbasierten Laser-Verstärker wird das Signal über eine vergleichsweise lange Strecke in einem kleinen Modenfeld geführt. Daher ist der Einfluss von Nichtlinearitäten häufig höher als bei anderen Laser-Konzepten und muss bei der Auslegung eines Systems berücksichtigt werden. Entsprechend ist die im vorherigen Kapitel beschriebene reversible zeitliche Streckung der Impulse eine Schlüsseltechnologie für die ab Abschnitt 4.2 behandelte experimentelle Realisierung des Thulium-Faserverstärkers. Zusätzlich helfen Fasern mit einem vergrößerten Modenfeld bei der Verringerung nichtlinearer Wechselwirkung (Abschnitt 4.1.3).

---

<sup>1</sup>Das Strahlparameterprodukt ist ein Maß für die Strahlqualität eines Laserstrahls. Es ist als das Produkt von Öffnungswinkel im Fernfeld  $\phi$  und minimalem Radius  $w_0$  eines fokussierten Strahls definiert:  $\phi \cdot w_0 = M^2 \cdot \lambda / \pi$ . Hier bezeichnet  $M^2$  die sogenannte Beugungsmaßzahl, die Werte  $> 1$  annehmen kann.



**Abbildung 4.1:** Schematischer Aufbau einer polarisationserhaltenden Doppelmantelfaser wie sie in dem Thulium-Faserverstärker eingesetzt wird. Links im Bild ist der radiale Verlauf des Brechungsindex aufgetragen (nicht maßstabsgetreu). Die Faser besitzt eine Polymerbeschichtung, die einen niedrigeren Brechungsindex als Quarzglas besitzt. Dadurch ermöglicht sie die Führung von multimodigem Pumplicht im 1. Mantel. Der Kern ist mit  $\text{Tm}^{3+}$  dotiert und ermöglicht eine monomodige Führung und gleichzeitige Verstärkung des Signals.

#### 4.1.1 Doppelmantelfasern für multimodiges Pumplicht

Sowohl für den Vorverstärker als auch für den Hauptverstärker kommen sogenannte „Doppelmantelfasern“ (englisch „double-clad-fiber“) zum Einsatz. Dieses Konzept wurde erstmals im Jahr 1974 schriftlich erwähnt [Mau74], im Jahr 1988 folgte die erste experimentelle Demonstration [Sni88]. In Abbildung 4.1 ist der Aufbau einer solchen Faser schematisch dargestellt. Zusätzlich zu der Stufe des radialen Brechungsindexverlaufes, die den eigentlichen Kern der Faser definiert, gibt es eine weitere Stufe bei einem deutlich größeren Radius. Das Signal wird wie bei konventionellen Fasern im inneren Kern der Faser transportiert. Dieser im Folgenden auch als Signalkern bezeichnete Bereich ist mit den Laser-aktiven Ionen (hier  $\text{Tm}^{3+}$ ) dotiert. Durchmesser und numerische Apertur (NA) sind so aufeinander abgestimmt, dass ein monomodiger Betrieb möglich ist (vergleiche Abschnitt 4.1.3). Die zweite Stufe des Brechungsindexverlaufes erlaubt zusätzlich die Führung von Pumplicht in einem größeren Querschnitt der Faser. In Kombination mit der üblicherweise höheren NA ist das akzeptierte Strahlparameterprodukt in diesem Bereich (im Folgenden als Pumpkern bezeichnet) erheblich höher als im Signalkern. Auf diese Weise wird es möglich, Licht aus hochgradig multimodigen Laserdioden, die mit erheblich größeren Ausgangsleistungen verfügbar sind, in die Faser einzukoppeln. Die Pumplichtverteilung im Pumpkern überlappt mit dem Signalkern und kann somit für die notwendige Anregung der Laser-aktiven Ionen sorgen. Allerdings ist die Absorption des Pumplichtes gegenüber einer Faser mit nur einem Kern für Signal und (monomodigem) Pumplicht entsprechend dem Verhältnis der Kernflächen zueinander reduziert.

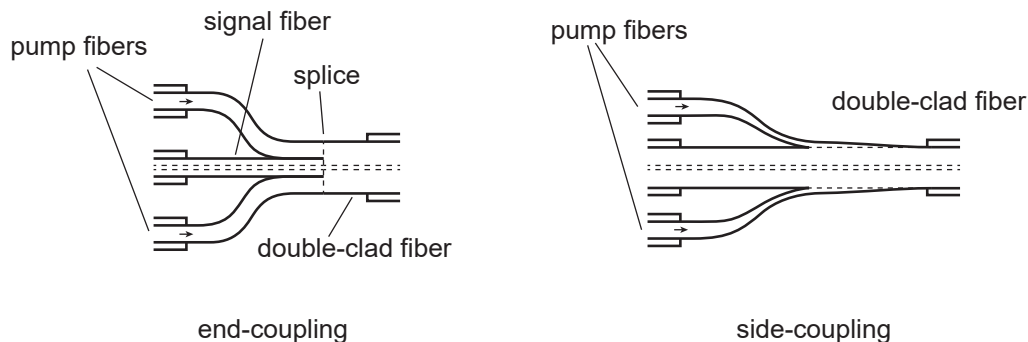
Die im Rahmen der Arbeit verwendeten Doppelmantelfasern sind zusätzlich polarisationserhaltend für das Signal ausgeführt. Hierfür befinden sich „stress-rods“ im Pumpkern, die eine Doppelbrechung im Signalkern induzieren (sogenannte „Panda-Faser“, siehe Abschnitt 1.2.4). Ein weiterer Vorteil dieser Struktur ist, dass hierdurch die Rotationssymmetrie im Pumpkern gebrochen wird. Die Wahrscheinlichkeit für Moden des Pumplichtes, die nicht mit dem Signalkern überlappen und daher nicht zur Anregung der  $Tm_3^+$ -Ionen beitragen, sollte dadurch signifikant sinken [Zer14].

Bei den für die experimentellen Arbeiten verwendeten Fasern definiert eine Polymerbeschichtung auf dem Quarzglas den Pumpkern. Auf diese Weise ist eine große Differenz der Brechungsindizes und damit eine hohe NA des Pumpkerns von  $\geq 0,46$  möglich (Herstellerangabe). Nachteilig ist, dass die Polymerbeschichtung gleichzeitig die äußerste Schutzschicht der Faser darstellt. Bereits geringe Beschädigungen führen so zu einer Auskopplung von Pumplicht. Insbesondere beim Spleißen dieser Fasern muss dies berücksichtigt werden (siehe Abschnitt 4.2.1).

### 4.1.2 Einkopplung von Pumplicht in Doppelmantelfasern

Bei konventionellen Faserverstärkern, wie sie auch in der Telekommunikationstechnologie verwendet werden, handelt es sich üblicherweise um sogenannte kerngepumpte Systeme, bei denen Signal- und Pumplicht gemeinsam in demselben Kern propagieren. Beide lassen sich in diesem Fall mittels faserbasierter Wellenlängenmultiplexer (WDM, vergleiche Kapitel 2) im Kern überlagern. Bei Doppelmantelfasern und multimodigem Pumplicht funktioniert dieses Verfahren konzeptbedingt nicht und es muss ein anderer Weg gewählt werden. Eine Möglichkeit ist die Überlagerung von Pump- und Signallicht im Freistrahlmittel mittels eines dichroischen Spiegels und anschließende Einkopplung über die Endfläche der Faser. Maßgeblich für eine hohe Effizienz ist hierbei, dass die Fokussierung des monomodigen Signals an den Faserkern angepasst wird (Durchmesser des Modenfeldes und NA). Gleichzeitig darf mit dem fokussierten Pumplicht weder Durchmesser noch Akzeptanzwinkel des Mantels der Faser überschritten werden. Diese Art des Pumpens mittels Freistrahlmittel kommt insbesondere bei Laboraufbauten von Faserlasern häufig zum Einsatz [Ric10, Wun15, Mou09]. Ein signifikanter Nachteil ist allerdings, dass an den Faserendflächen sehr hohe Intensitäten auftreten und dementsprechend unter anderem eine präzise, mechanisch stabile Justage erforderlich ist. Auch muss eine Ablagerung von Partikeln auf der Endfläche vermieden werden. Durch den Effekt der „optischen Pinzette“ wird dieses Risiko erheblich verschärft [Ash70]. Ein Teil der häufig hervorgehobenen Robustheit eines Faserlaser-Systems geht durch das End-Pumpen verloren.

Sofern Diodenmodule als Pumpquelle zum Einsatz kommen, deren Ausgangsleistung direkt in eine Faser gekoppelt ist, kann zumindest ein Teil der genannten Nachteile durch die Verwendung von speziellen faserbasierten Pump-Signal-Weichen (englisch „pump-signal-combiner“) vermieden werden. Sie nutzen den geometrischen Unterschied einer Doppelmantelfaser bei der Führung von Signal- und Pumplicht, um das Signal im inneren Kern „durchzuleiten“ und



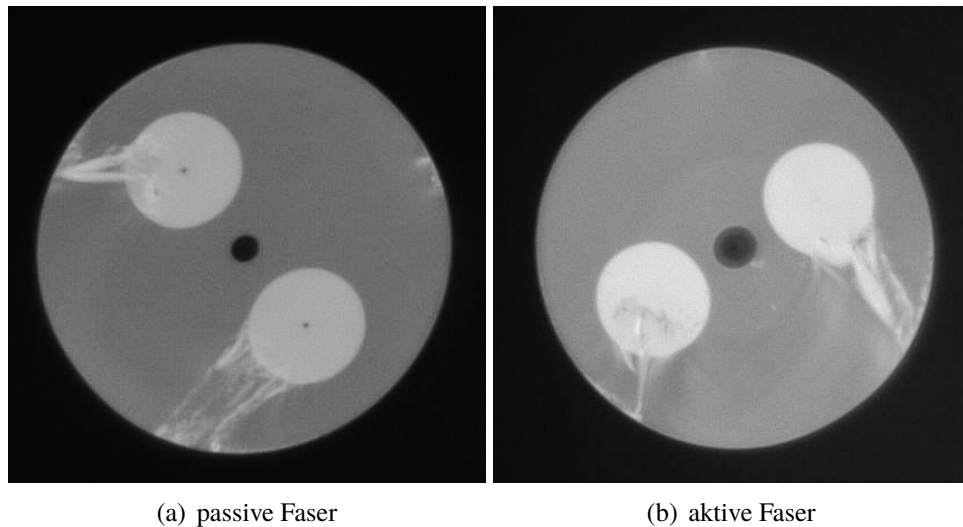
**Abbildung 4.2:** Zwei unterschiedliche Varianten von Pump-Signal-Weichen für die Einkopplung von Pumplicht in Doppelmantelfasern

die Pumpleistung in den Pumpkern zu koppeln. Es gibt viele verschiedene Implementierungen derartiger Module, die sich entsprechend ihrer Art der Herstellung grob in zwei Kategorien einteilen lassen. Bei den einen wird ein Bündel aus einer Signalfaser in der Mitte und mehreren multimodigen Pumpfasern an das Ende der Doppelmantelfaser gespleißt („end-coupling“). Unter Umständen wird dieses Bündel vorher noch verjüngt (englisch „tapered“) [DiG99]. Bei anderen Konzepten werden die multimodigen Pumpfasern seitlich an die Doppelmantelfaser angeschmolzen („side-coupling“). Auch hier kommen häufig verjüngte Fasern zum Einsatz, um die NA anzupassen [The12, Gon11]. In Abbildung 4.2 sind beide Varianten skizziert.

Die technologische Entwicklung von derartigen Komponenten ist aufwändig und die Herstellung benötigt im Allgemeinen spezielle Geräte. Viele Implementierungen sind darüber hinaus proprietär und durch Patente geschützt, genaue Informationen über erfolgreiche Fertigungsprozesse nicht allgemein verfügbar. Daher wurden für den Aufbau des Thulium-Faserverstärkers passende Pump-Signal-Weichen von extern bezogen.

### 4.1.3 Fasern mit vergrößerter Modenfläche zur Reduzierung der optischen Intensität

Eine naheliegende Möglichkeit, die optische Intensität und damit die Stärke der nichtlinearen Wechselwirkung in einer Glasfaser zu verringern, ist eine Vergrößerung des Signalkerns. Sofern eine stabile Führung in der niedrigsten Fasermode gefordert wird, muss allerdings gemäß Gleichung (1.2.5) die NA entsprechend verringert werden (sogenannte Monomodenfaser, vergleiche Abschnitt 1.2.2). Bei einer klassischen Stufenindexfaser setzt dies einen geringeren Unterschied der Brechungsindizes von Kern und Mantel voraus (Gleichung 1.2.2).



**Abbildung 4.3:** Aufnahme der Endflächen der Doppelmantelfasern mit vergrößerter Modenfläche. Der gesamte Durchmesser beträgt  $400\ \mu\text{m}$ , der des Kerns  $25\ \mu\text{m}$ . (a) passive Faser; (b) aktive, mit Thulium dotierte Faser. Man erkennt einen zusätzlichen Ring um den Kern, der dazu dient, die NA des Kerns zu verringern.

Als direkte Folge der geringeren Stufe im radialen Verlauf des Brechungsindex wird die Führung des Lichtes in der Faser schwächer und es droht eine radiale Auskopplung von Leistung durch technologisch unvermeidbare Dichteschwankungen des Glases oder auch durch Biegungen der Faser. Verstärkt wird diese Problematik dadurch, dass die präzise Definition der Brechungsindex-Stufe bei der Faserherstellung mit abnehmender Höhe technologisch zunehmend schwierig wird. Tatsächlich existiert eine untere Grenze für den Wert der praktisch realisierbaren NA einer Quarzglas-Stufenindex-Faser von etwa 0,05 bis 0,06 [Ric10, Jau13]. Gemäß Gleichung (1.2.5) folgt daraus ein maximaler Kerndurchmesser von etwa  $15\ \mu\text{m}$  für Licht mit einer Wellenlänge von  $1\ \mu\text{m}$ . Für Wellenlängen um  $2\ \mu\text{m}$  ergibt sich entsprechend ein maximaler Durchmesser von  $30\ \mu\text{m}$ .

Diese Werte können in aktiven Glasfasern allerdings nicht immer erreicht werden. Der Grund sind unter anderem zusätzliche Beimischungen von Stoffen im Kern, die notwendig sind, um die Löslichkeit der Laser-aktiven Ionen zu verbessern und so ein Verklumpen zu verhindern. Durch sie erhöht sich der Brechungsindex und damit auch die NA des Kerns [Zer14]. Bei Fasern mit einer hohen Thulium-Konzentration wird üblicherweise zusätzlich viel Aluminium benötigt. Bei einer klassischen Faser ergeben sich in der Folge Werte von 0,18 bis 0,24 für die NA. Dies widerspricht den Anforderungen an eine Monomodenfaser mit großem Kerndurchmesser und lässt sich durch eine zusätzliche Struktur um den Kern mit einem ebenfalls erhöhten Brechungsindex lediglich teilweise kompensieren [Tan06, Sha10]. Abbildung 4.3 zeigt eine Aufnahme der Querschnittsfläche der aktiven Faser des Thulium-Faserverstärkers. Im direkten Vergleich zu der entsprechenden passiven Faser ist eindeutig ein zusätzlicher Ring um den

Signalkern zu erkennen. Diese Struktur dient vermutlich der Anhebung des Brechungsindex und wird in der Literatur üblicherweise als „Pedestal“ (englisch für Podest, Untersatz) bezeichnet. Durch sie wird eine NA von etwa 0,09 erreicht (Herstellerangabe). Der daraus berechnete maximale Durchmesser des Signalkerns für eine Monomodenfaser ergibt sich zu  $17\ \mu\text{m}$  und liegt somit weit unterhalb des weiter oben genannten Limits für passive Fasern.

Eine Möglichkeit, größere Modendurchmesser zu erreichen, ist eine Abschwächung der Forderung nach der strikten Monomodigkeit der Faser. Prinzipiell ist es möglich, auch in einer Faser, die mehrere Moden unterstützt, ein Signal primär in der Grundmode zu führen. Wie in einer Monomodenfaser kann so eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität beibehalten werden [Fer98]. Voraussetzung ist, dass in der Faser keine nennenswerte Kopplung der optischen Leistung in höhere Moden stattfindet. Infolge von unvermeidlichen, herstellungsbedingten lokalen Schwankungen des Brechungsindex und durch Biegungen und Auflagepunkte induzierte Spannungen kann diese Kopplung allerdings nie vollständig vermieden werden [Sev08]. Üblicherweise lässt sich daher eine stabile Propagation in der Grundmode nur bei Fasern gewährleisten, die anders als klassische Multimoden-Fasern insgesamt nur wenige Moden unterstützen. Dies trifft für Fasern zu, deren Kerndurchmesser lediglich geringfügig oberhalb dessen einer Monomodenfaser mit der selben NA liegt (vergleiche Abschnitt 1.2.2). Derartige Fasern werden häufig als sogenannte "Large-Mode-Area-Fasern" (Fasern mit großer Modenfläche, LMA-Faser) bezeichnet [Bro99]. Häufig können höhere Moden mittels einer gezielten Biegung der Faser unterdrückt werden, zum Beispiel durch Aufwickeln auf einen Zylinder. Da die Auskopplung von Leistung aus dem Faserkern in den Mantel mit der Ordnung der Moden zunimmt, erfahren diese eine größere effektive Dämpfung [Kop00].

Natürlich muss für einen monomodigen Betrieb das Signal zu Beginn der Propagation in der Faser bereits primär in der Grundmode vorliegen. Im Falle einer Einkopplung aus dem Freistrahl setzt dies eine Strahltaile mit angepasstem Durchmesser und Konvergenzwinkel auf der Faserendfläche voraus. Ebenfalls muss neben der Tailenlage auf der Endfläche auch der Winkel von Freistrahl zu Faser sehr genau stimmen. Im Unterschied zu Monomodenfasern können Abweichungen in der Ausrichtung nicht nur zu Leistungsverlusten durch eine radiale Auskopplung aus der Faser führen, sondern sorgen durch die Kopplung in höhere geführte Moden zu einer unerwünschten Degradation der effektiven Strahlqualität. In einem Faserverstärker ist dieser Effekt gegebenenfalls noch ausgeprägter, da auch Leistung in höheren Moden des Signalkerns Verstärkung erfährt. Als Alternative zu einer direkten Einkopplung aus dem Freistrahl können auch sogenannte Modenfeld-Adapter verwendet werden, die einen direkten Übergang aus einer Monomodenfaser in eine LMA-Faser ermöglichen. Siehe hierzu auch Abschnitt 4.2.4.

Der Vollständigkeit halber sind an dieser Stelle noch mikrokstrukturierte Fasern erwähnenswert. Bei diesen findet die Führung des Lichtes durch eine Anordnung von Hohlräumen um den Faserkern anstelle einer Stufe im Brechungsindex des Glases statt. Sie werden daher auch als „photonische Kristallfasern“ bezeichnet. Mit dieser Technologie lassen sich aktive Monomodenfaser mit erheblich größerem Faserkern realisieren [Bir97]. Für die Verstärkung

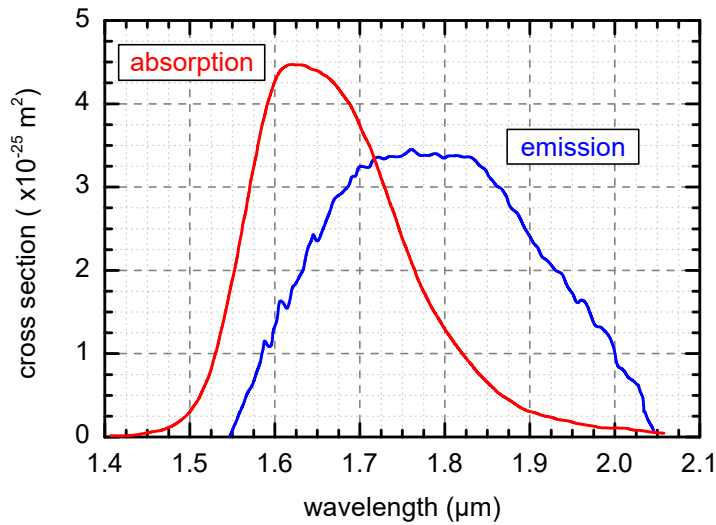
von kurzen Laser-Impulsen sind sie daher gut geeignet und haben insbesondere mit einer Ytterbium-Dotierung ihr Potential diesbezüglich bewiesen [Lim04, R05, Wun15]. Zum Zeitpunkt der in dieser Arbeit beschriebenen experimentellen Arbeiten waren derartige Fasern allerdings nicht mit der benötigten Thulium-Dotierung verfügbar. Daher wird an dieser Stelle auf diese Variante nicht weiter eingegangen.

#### 4.1.4 Thulium-dotierte Fasern

Die höchste optische Ausgangsleistung aus aktiven Glasfasern lässt sich nach derzeitigem Technologiestand mit einer Ytterbium-Dotierung (Yb:Faser) erreichen. Ein Grund hierfür ist, dass sie sich bei Signalwellenlängen um 1050 nm effizient mit einem geringen Quantendefekt mit Wellenlängen um 976 nm pumpen lassen. Hinzu kommt ein hoher effektiver Wirkungsquerschnitt der Absorption in diesem Bereich sowie die Möglichkeit von hohen Konzentrationen der  $\text{Yb}^{3+}$ -Ionen im Glas. In Kombination mit der guten Verfügbarkeit von effizienten Hochleistungs-Laserdioden mit der benötigten Wellenlänge sind Yb:Fasern in Bezug auf erzielbare Konversionseffizienz und Ausgangsleistung derzeit alternativlos [Ric10, Sha10, Zer14]. Sofern jedoch eine Verstärkung von Licht mit anderen Wellenlängen erforderlich ist, muss auf andere Elemente ausgewichen werden. Eine Glasfaser, deren Kern mit Thulium dotiert ist (Tm:Faser), ermöglicht die Verstärkung von Signalen mit Wellenlängen um 2  $\mu\text{m}$ . Im Folgenden werden einige Eigenschaften von Tm:Fasern zusammengefasst und ihre Eignung zur Generierung hoher mittlerer Leistungen abgeschätzt.

Wie andere Laser-aktive Elemente der Lanthanoiden-Gruppe (zum Beispiel Er, Yb, Ho) wird Thulium in einer Glasmatrix als dreifach positiv geladene Ionen eingebettet. In der Folge spalten die zuvor entarteten elektronischen Energieniveaus durch den Stark-Effekt in eine Gruppe von Niveaus auf. In Kombination mit einer homogenen und inhomogenen Verbreiterung gehen diese Gruppen jeweils in kontinuierliche Energiebänder über (vergleiche Abschnitt 1.3.3). Auf diese Weise wird die direkte Verstärkung breitbandiger Signale möglich.

Für den Betrieb eines Tm:Faser-Lasers eignet sich der Übergang aus dem niedrigsten angeregten Zustand  $^3\text{F}_4$  in den Grundzustand  $^3\text{H}_6$  des  $\text{Tm}^{3+}$ -Ions (siehe Abbildung 4.6). In Abbildung 4.4 sind die zugehörigen effektiven Wirkungsquerschnitte für Emission und Absorption aufgetragen. Wie auch bei  $\text{Er}^{3+}$  in Abbildung 1.8 ist die für ein Quasi-Drei-Niveau-System typische Verschiebung der Maxima von Absorption und Emission zueinander deutlich sichtbar. Hieraus ergibt sich eine wellenlängenabhängige effektive Verstärkung, die von der Stärke der Besetzungsinversion abhängt. Je mehr  $\text{Tm}^{3+}$ -Ionen im angeregten Zustand des oberen Laser-Niveaus vorliegen, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit von stimulierter Emission gegenüber einer (Re-)Absorption. Entsprechend verschiebt sich der spektrale Schwerpunkt der Verstärkung hin zu kürzeren Wellenlängen.

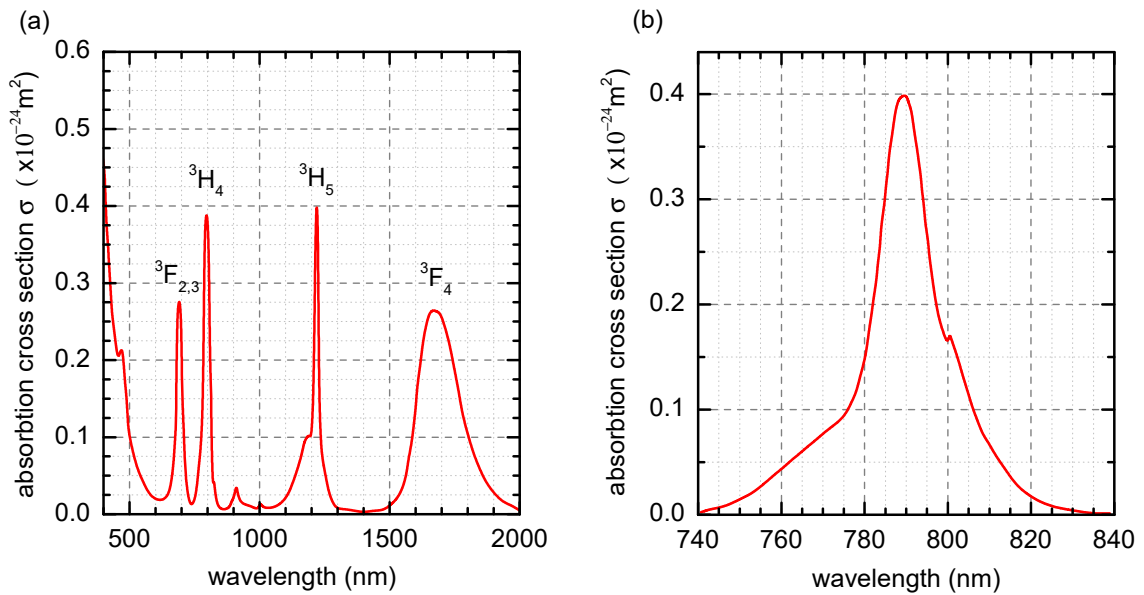


**Abbildung 4.4:** Wellenlängenabhängigkeit der effektiven Wirkungsquerschnitte von Absorption (rot) und stimulierten Emission (blau) des Übergangs zwischen  ${}^3H_6$  und  ${}^3F_6$  von  $Tm^{3+}$ -dotierten Glasfasern [Agg06]. Die relative Verschiebung beider Kurven zueinander ist eine Folge des ausgeprägten Quasi-Drei-Niveau Charakters des Systems.

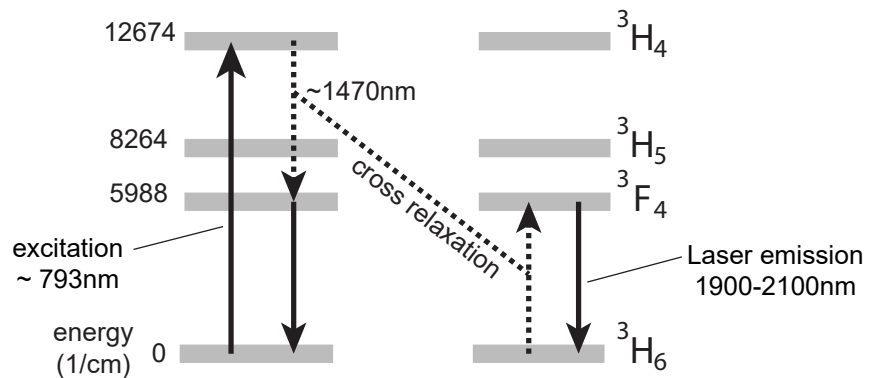
Veröffentlichte Ergebnisse von Messungen der Fluoreszenz-Lebensdauer des  ${}^3F_4$ -Zustandes von  $Tm^{3+}$  in Quarzglas variieren und ergeben Zeitkonstanten<sup>2</sup>  $\tau$  von 200  $\mu s$  bis 600  $\mu s$ . Die Lebensdauer hängt stark von der genauen Zusammensetzung des Glases ab. Im Vergleich zu  $Er^{3+}$  (etwa 10 ms) und  $Yb^{3+}$  (um 1 ms) ist sie allgemein etwas kürzer [Des90, Pas97]. Ein weiterer wichtiger Unterschied ist der dominierende Prozess der Relaxation. Bei  $Er^{3+}$  und  $Yb^{3+}$  überwiegt die spontane Emission von Photonen (Zeitkonstante der strahlenden Relaxation entspricht näherungsweise der Fluoreszenz-Zeit). Die strahlende Lebensdauer des  ${}^3F_4$ -Zustandes von  $Tm^{3+}$  ist mit einer Zeitkonstante von etwa 4 ms bis 7 ms jedoch deutlich länger als die zugehörige Fluoreszenz-Zeit. Nicht-strahlende Prozesse unter Generierung mehrerer Phononen können folglich einen großen Anteil an der Relaxation des oberen Niveaus von Tm:Faser-basierten Laser-Systemen haben [Jac09, Wal04, Jac04, Tur08, Agg06].

In Abbildung 4.5 (a) ist die Absorption von  $Tm^{3+}$  in Quarzglas über einen größeren Wellenlängenbereich aufgetragen. Man erkennt mehrere mögliche Anregungen aus dem Grundzustand in höhere Energieniveaus. Für das Pumpen eines Tm:Faser-Lasers bietet sich der Übergang  ${}^3H_6 \rightarrow {}^3H_4$  mit Wellenlängen um 793 nm an. Das Niveau  ${}^3H_4$  besitzt eine recht kurze Lebensdauer von 14  $\mu s$  und der nicht strahlende Übergang in das obere Laserniveau  ${}^3F_4$  dominiert [Jac09]. Eine Besonderheit von Thulium ist, dass hierbei ein Energieübertrag an ein weiteres  $Tm^{3+}$ -Ion möglich ist, das dadurch ebenfalls in das obere Laserniveau angeregt wird. Durch

<sup>2</sup>Zeit bis die Intensität der Fluoreszenz auf  $e^{-1}$  abgenommen hat.



**Abbildung 4.5:** Wellenlängenabhängigkeit des effektiven Wirkungsquerschnitts der Absorption von Photonen durch Anregungen aus dem Grundzustand von  $\text{Tm}^{3+}$  in Quarzglas: (a) Übersicht über einen breiten Wellenlängenbereich und Zuordnung von resultierenden Energieniveaus zu den Absorptionsmaxima (nach [Tur08]); (b) Detailliertere Darstellung der Absorption der für den  $\text{Tm}$ :Faser-Laser relevanten Anregung nach  ${}^3\text{H}_4$  bei etwa 790 nm (nach [Wal04])



**Abbildung 4.6:** Für den Aufbau eines Lasers relevante Energieniveaus von  $\text{Tm}^{3+}$ -Ionen in Quarzglas. Eine Besonderheit ist die Möglichkeit, dass bei der Anregung mit einem Photon der Wellenlänge 793 nm durch „Cross-Relaxation“ zwei Ionen in das obere Laser-Niveau  ${}^3\text{F}_4$  gelangen können.

ein Pump-Photon können so zwei Signal-Photonen generiert werden und der theoretisch maximal mögliche Wirkungsgrad für die Umwandlung von eingesetzter Pump- in Signalleistung (Stokes-Limit) verdoppelt sich von 41 % auf 82 %. In Abbildung 4.6 ist der üblicherweise als „Cross-Relaxation“ bezeichnete Prozess schematisch dargestellt. Da die Energien der Übergänge  ${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{F}_4$  und  ${}^3\text{F}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_6$  durch die hohe inhomogene Verbreiterung in Glas teilweise überlappen, ist der Energieübertrag resonant möglich [Han90, Jac04].

Die Wahrscheinlichkeit für Cross-Relaxation wird durch die Möglichkeit einer Migration von Energie durch die Glasmatrix mittels Exzitonen erhöht, da an dem Prozess ein  $\text{Tm}^{3+}$ -Ion beteiligt ist, das sich anfangs im Grundzustand befindet [Jac09]. Allerdings bleibt eine starke Abhängigkeit vom Abstand zwischen den  $\text{Tm}^{3+}$ -Ionen und damit der Thulium-Konzentration im Glas [Jac03]. Bei ausreichend hohen Konzentrationen ist Cross-Relaxation der dominierende Prozess für die Abnahme der Besetzung des oberen Pumpniveaus  ${}^3\text{H}_4$  [Mou09]. Es ist allerdings auch der umgekehrte Prozess möglich, bei dem ein  $\text{Tm}^{3+}$ -Ion aus dem Zustand  ${}^3\text{F}_4$  in den Grundzustand relaxiert, indem es seine Energie an ein weiteres  $\text{Tm}^{3+}$ -Ion überträgt, das sich ebenfalls bereits im Zustand  ${}^3\text{F}_4$  befindet. Letzteres wird dadurch in eines der beiden höher liegenden Niveaus  ${}^3\text{H}_5$  oder  ${}^3\text{H}_4$  angeregt. In beiden Fällen liegen anschließend die beteiligten Ionen nicht mehr im Energiezustand des oberen Laserniveaus vor. Dieser Prozess wird als „Energy-Transfer-Upconversion“ bezeichnet. Insbesondere wenn die  $\text{Tm}^{3+}$ -Ionen im Glas Klumpen bilden (englisch „clustering“), kann so die Lebensdauer des oberen Laserniveaus stark verringert werden [Jac09]. Die Tendenz von Thulium in einer Glasmatrix Klumpen zu bilden steigt mit zunehmender Konzentration. Gleichzeitig ist eine hohe Konzentration jedoch vorteilhaft, da sie sowohl wie bereits erwähnt die Wahrscheinlichkeit für Cross-Relaxation steigert als auch die maximal mögliche Verstärkung pro Faserlänge erhöht. Folglich muss bei der Faserherstellung ein Optimum gefunden werden. Eine Beimischung von Aluminium kann die Klumpenbildung in Grenzen reduzieren, allerdings scheint zum jetzigen Zeitpunkt (2016) in der Praxis etwa 4 % Thulium (bezogen auf die Masse) ein oberes Limit für Thulium im Kern einer Glasfaser zu sein [Jac04, Tan06, Mou09].

Eine Pump-Wellenlänge um 793 nm hat noch zwei weitere positive Aspekte: Laserdioden sind mit hohen Ausgangsleistungen bei dieser Wellenlänge verfügbar und können direkt als Pumpquelle eingesetzt werden. Kommerziell erhältliche, fasergekoppelte Module erreichen Leistungen von mehr als 100 W. Darüber hinaus ist bei dieser Pump-Wellenlänge die Wahrscheinlichkeit von mehreren aufeinanderfolgenden Anregungen eines  $\text{Tm}^{3+}$ -Ions in immer höhere Energielevel sehr gering [Mou09]. Als Folge einer solchen Kette von möglichen Anregungen können freie Elektronen generiert werden, die zu einer teilweise irreversiblen Bildung von Farbzentren führen. Dadurch entsteht eine zusätzliche parasitäre Absorption in der Faser. Ein derartiger degenerativer Prozess ist als „Photodarkening“ bekannt und wurde unter anderem bei  $\text{Tm}$ :Fasern beobachtet, die mit Hilfe eines Nd:YAG-Lasers mit einer Wellenlänge von 1064 nm in das  ${}^3\text{H}_5$ -Niveau gepumpt wurden [Bro93].

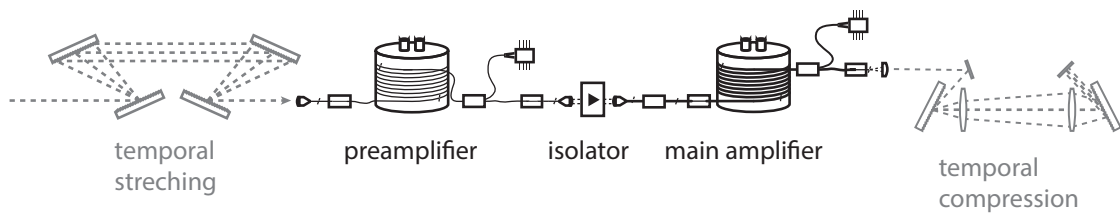


Abbildung 4.7: Übersicht über den zweistufigen Tm:Faser-Verstärker

## 4.2 Experimentelle Realisierung

In diesem Abschnitt wird die experimentelle Realisierung des zweistufigen Tm:Faser-Verstärkers für Femtosekunden-Lichtimpulse beschrieben. Die Charakterisierung des aufgebauten Systems ist im nachfolgenden Abschnitt 4.3 zusammengefasst.

Die angestrebte Ausgangsleistung von mehr als 10 W entspricht einer Verstärkung des Eingangssignals (2,8 mW) um mehr als 37 dB. Dieser Wert ist mit einem einstufigen Verstärker nicht ohne weiteres zu erreichen. Parasitäre Signale zum Beispiel durch Reflexionen an Spleißen oder anderen Komponenten könnten die gleiche hohe Verstärkung erfahren und so einen unerwünscht hohen Anteil der generierten Leistung ausmachen. Auch müsste sichergestellt werden, dass ein möglicher Laser-Resonator um die aktive Faser mit einer entsprechenden Dämpfung unterdrückt wird. Darüber hinaus ist davon auszugehen, dass verstärkte spontane Emission (ASE) der  $Tm^{3+}$ -Ionen im Ausgangssignal einen signifikanten Leistungsanteil hätte. Diesen Schwierigkeiten lässt sich mit einer Aufteilung der insgesamt benötigten Verstärkung auf serielle Verstärkerstufen begegnen. In dem hier vorgestellten Fall genügen zwei Stufen für einen stabilen Betrieb.

Abbildung 4.7 zeigt die Implementierung in der Übersicht. Das optische Eingangssignal wird von einem auf Erbium-Fasern basierendem System bereitgestellt, das in Kapitel 2 beschrieben ist (im Folgenden als Seedquelle bezeichnet). Um nichtlineare Wechselwirkung der Femtosekunden-Impulse während der Propagation durch die Verstärker zu reduzieren, werden diese vorher durch Aufprägen einer Frequenzmodulation wie in Kapitel 3 beschrieben reversibel zeitlich gestreckt („gechirped“). Auch kann auf diese Weise eine Beschädigung von optischen Komponenten durch zu hohe Spitzenfeldstärken vermieden werden. Die erste Verstärkerstufe (Vorverstärker) erhöht die mittlere Leistung des Impulszuges aus der Seedquelle soweit, dass der nachfolgende Hauptverstärker in Sättigung betrieben werden kann. Dies ist eine Bedingung für den effizienten und stabilen Betrieb des Hauptverstärkers mit einer hohen mittleren Ausgangsleistung. Am Ende der Kette erfolgt die zeitliche Rekomprimierung der Impulse durch eine Kompensation der Frequenzmodulation, die durch den Impulstrecker am Anfang sowie die Dispersion der Fasern erzeugt wird. Hierbei steigt die Spitzenintensität stark

**Tabelle 4.1:** Übersicht über Spezifikationen der für den Vor- und Hauptverstärker verwendeten Tm: Fasern (Herstellerangaben)

|                                     | PM-TDF-10/130     | LMA-TDF-25/400    |
|-------------------------------------|-------------------|-------------------|
| Durchmesser Kern                    | 10 $\mu\text{m}$  | 25 $\mu\text{m}$  |
| Durchmesser innerer Mantel          | 130 $\mu\text{m}$ | 400 $\mu\text{m}$ |
| Durchmesser Schutzmantel            | 215 $\mu\text{m}$ | 550 $\mu\text{m}$ |
| NA des Kerns                        | 0,15              | 0,09              |
| NA des inneren Mantels              | $\geq 0,46$       | $\geq 0,46$       |
| Absorption des Pumplichtes (793 nm) | 4,7 dB/m          | 2,4 dB/m          |

an und ermöglicht Anwendungen, die mit Impulsen direkt aus dem Verstärker nicht möglich sind.

Den Kern des Verstärkers bilden wie bereits erwähnt mit Thulium dotierte Glasfasern. Sie dienen als aktives Lasermedium und ermöglichen eine breitbandige Verstärkung von Wellenlängenkomponenten um 2  $\mu\text{m}$ . In Tabelle 4.1 sind für die bei den Experimenten verwendeten Fasern die vom Hersteller angegebenen Spezifikationen zusammengefasst.

### 4.2.1 Spleißen von Doppelmantelfasern

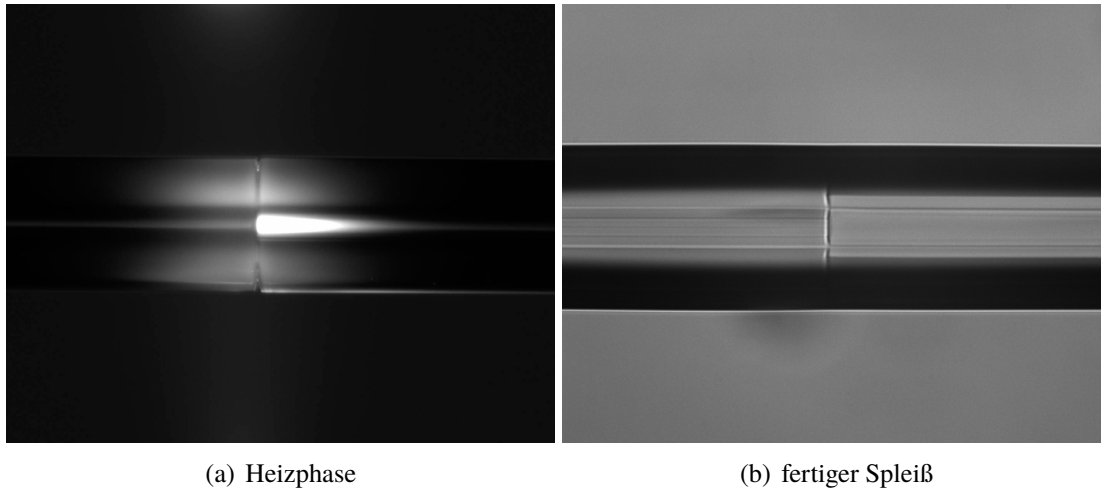
Die Standard-Verbindung von zwei optischen Glasfasern ist der Spleiß, bei dem die Enden zusammengeschmolzen werden. Hergestellt wird dieser, indem zunächst eine eventuell vorhandene Polymerbeschichtung der Fasern lokal entfernt wird. Anschließend werden die beiden Enden so präpariert, dass sie möglichst ebene, zur Faserachse senkrechte Flächen aufweisen. Normalerweise gelingt dies durch sogenanntes „Cleaven“ (aus dem Englischen für Spalten, Schlitzen). Hierbei wird die Rissausbreitung in Glas genutzt: Ausgehend von einer gezielt erzeugten, lokalen Störstelle in der Oberfläche der Faser kann sich durch Spannung im Glas eine entsprechend glatte Bruchfläche ausbilden. Alternativ können die benötigten Endflächen auch durch Polieren erzeugt werden. Anschließend werden beide Fasern ausgerichtet und mittels einer Wärmequelle zusammengeschmolzen. Hierbei wirkt die hohe Oberflächenspannung von Glas unterstützend. Gegebenenfalls wird zum Schluss noch eine neue Schutzbeschichtung aufgetragen. Der Einfluss eines solchen Spleißes auf ein Signal, das durch die Fasern propagiert, ist idealerweise nur minimal und mit einem vernachlässigbaren Leistungsverlust verbunden.

Für Glasfasern mit Durchmessern bis 125  $\mu\text{m}$  (bezogen auf das Zentrum aus Glas ohne äußere Polymer-Schutzschicht oder Ähnliches) ist die Technologie des Spleißens sehr weit entwickelt. Der Grund ist der etablierte Einsatz in der Telekommunikationsinfrastruktur. Es sind Geräte von mehreren Herstellern auf dem Markt, die einen weitgehend automatisierten Ablauf

des Prozesses ermöglichen [Yab05]. Das Spleißen von speziellen Fasern wie zum Beispiel Doppelmantelfasern mit einem aktiven Kern oder auch Fasern mit vergrößerter Modenfläche (LMA, Abschnitt 4.1.1) kann jedoch erheblich komplexer sein. Dieser Abschnitt fasst Beobachtungen und Erkenntnisse in Bezug auf die Spleiße zusammen, die für den Aufbau der Tm:Faser-Verstärker notwendig sind.

Eine erste Herausforderung ergibt sich durch den Umstand, dass bei den verwendeten Doppelmantelfasern das Pumplicht durch die äußere Polymerbeschichtung (mit einem geringeren Brechungsindex als dem des Glases der Faser) geführt wird. Diese Beschichtung muss wie bereits erwähnt im Bereich der Spleiße entfernt werden, da sie ansonsten durch die zum Schmelzen des Glases benötigte Temperatur verbrennen würde. Da Luft einen geringeren Brechungsindex als die Beschichtung der Faser aufweist, wird das Pumplicht zunächst einmal weiterhin im Glas der Faser geführt. Allerdings sorgen Kontaminationen auf der Oberfläche in diesem Bereich nun für eine Auskopplung oder Absorption von optischer Leistung. Besonders stark aufgefallen ist dies bei anfänglichen Versuchen mit einem Spleiß-Gerät, dass ein Wolfram-Filament als Wärmequelle verwendet. Ablagerungen des Metalls auf dem fertigen Spleiß sorgen für einen signifikanten Leistungsverlust in der Faser sowie für eine stark lokalisierte Erwärmung durch Absorption. Bei höheren Leistungen tritt in der Folge eine thermische Zerstörung des Spleißes auf. Versuche, diese Ablagerungen nachträglich zu entfernen, brachten keine zufriedenstellenden Ergebnisse. Für den Aufbau des Hauptverstärkers mit einer Pumpleistung von 40 W muss die Methode des Spleißens mittels Filament daher als ungeeignet angesehen werden. Bekannte alternative Wärmequellen, die in anderen Spleißgeräten eingesetzt werden, sind entweder ein Lichtbogen oder ein CO<sub>2</sub>-Laser. Auf Grund der möglichen präzisen Leistungsregelung und räumlichen Lokalisierung stellt letzterer eine attraktive Möglichkeit dar. Allerdings war er zum Zeitpunkt der durchgeführten experimentellen Arbeiten noch nicht in kommerziell erhältlichen Spleißgeräten etabliert. Daher musste auf Geräte mit einem Lichtbogen als Wärmequelle ausgewichen werden. Am weitesten verbreitet ist hierbei eine Konfiguration mit zwei Wolfram-Elektroden, zwischen denen die Gasentladung gezündet wird. Dadurch ergibt sich allerdings eine stark lokalisierte Wärmequelle, beim Spleißen von Fasern mit größerem Durchmesser führt dies zu einem inhomogenen Wärmeeintrag in das Glas. Abhilfe schafft eine Anordnung von drei Elektroden, zwischen denen ein hochfrequent rotierendes elektrisches Feld eine Gasentladung mit zweidimensionaler Struktur parallel zu den Faserendflächen erzeugt [Wil08, Wil11]. Sämtliche Spleiße der aktiven Fasern in beiden Verstärkern sind mittels eines Gerätes erstellt, das auf einer solchen Wärmequelle basiert. Eine nennenswerte Temperaturerhöhung der entsprechenden Stellen konnte im späteren Laserbetrieb nicht beobachtet werden. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass störende Kontaminationen bei diesem Prozess vermieden werden.

Um Spleiße zwischen LMA-Fasern zu erhalten, die einen möglichst geringen Einfluss auf die Strahlqualität in der Faser haben, ist eine sehr genaue Positionierung der Fasern zueinander vor dem eigentlichen Spleiß unerlässlich. Sowohl die transversale Lage der Endflächen zueinander als auch die Parallelität der Faserachsen hat großen Einfluss auf die Strahlqualität nach dem Spleiß. Mittels einer kamerabasierten Messtechnik wurden hier relative Abweichungen der



**Abbildung 4.8:** Spleiß zwischen passiver Faser und aktiver Tm:Faser (Außendurchmesser jeweils  $400\ \mu\text{m}$ ): (a) Während der Heizphase mittels eines Lichtbogens: Auf der rechten Seite ist deutlich ein hell leuchtender Bereich um den Kern der aktiven Faser zu erkennen; (b) Fertiger Spleiß: Mutmaßlich durch Diffusion der Zusatzstoffe im Pedestal während der Heizphase ist der Kontrast des Kerns in der aktiven Faser (rechts) deutlich schwächer zu sehen.

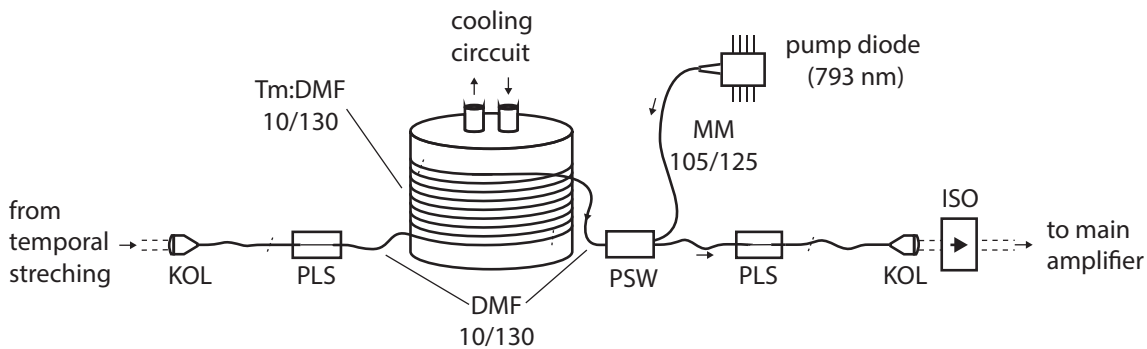
beiden Faserenden zueinander unterhalb von  $2\ \mu\text{m}$  in der Position und  $200\ \mu\text{rad}$  im Winkel erreicht. Ebenfalls kritisch ist der Winkel der zuvor präparierten Endflächen, diese müssen möglichst rechtwinklig sein. Dies stellt hohe Anforderungen an den Prozess des vorhergehenden Cleavens. Mittels eines teilautomatisierten Gerätes, welches unter anderem die Zugkraft auf die Faser aktiv regelt, konnten zuverlässig Winkelabweichungen von weniger als  $10\ \text{mrad}$  erreicht werden. Um einen Verlust des Polarisationsgrades in der Faser zu verhindern, wurde bei der relativen Ausrichtung der Hauptachsen der polarisationserhaltenden Fasern zueinander eine Abweichung von maximal  $300\ \mu\text{rad}$  toleriert.

Bei der Entwicklung der Spleiße an den Tm:Fasern ist aufgefallen, dass diese bei zu hohen Spleiß-Temperaturen beziehungsweise zu langen Heizzeiten im Bereich um den Kern Gasblasen ausbilden. Die Verbindung wird dadurch unbrauchbar. Mutmaßliche Ursache ist eine Zersetzung des Rings um den Kern, der für die Anpassung der Brechungsindex-Stufe des Signalkerns benötigt wird (siehe Abbildung 4.3). Bei den entsprechenden passiven Fasern konnte ein derartiger Effekt nicht beobachtet werden. Abbildung 4.8 zeigt ein Kamerabild, das während der Heizphase eines Spleißes zwischen aktiver und passiver Faser gemacht wurde. Es ist ein deutlicher Unterschied erkennbar: Der Bereich um den aktiven Kern scheint deutlich heller zu leuchten. Um bei derartigen Spleißen zuverlässige Ergebnisse zu erhalten, hilft eine asymmetrische Positionierung des Lichtbogens um etwa  $60\ \mu\text{m}$  in Richtung der passiven Faser. Dadurch erfährt diese eine deutlich stärkere Wärmezufuhr und der Spleißprozess wird im

Ganzen robuster. Dennoch ist der Temperaturbereich, in dem eine vollständige Verschmelzung der Fasern erreicht und der Faserkern der aktiven Faser noch nicht zerstört wird, sehr klein.

Im Grenzfall von sehr langen Spleißen ergibt sich die Fasertemperatur direkt aus der Heizleistung. Wärmeaufnahme und Abgabe der Fasern gleichen sich gegenseitig aus und die Temperatur lässt sich sehr genau kontrollieren. Mit langen Heizzeiten lassen sich auf diese Weise reproduzierbar Spleiße erzeugen, die äußerlich sehr gut aussehen. Das Glas hat bei optimaler Temperatur ausreichend Zeit zu fließen und durch die Oberflächenspannung verbinden sich die Fasern sehr gut. Allerdings muss insbesondere beim Spleißen von LMA-Fasern ein weiterer Aspekt berücksichtigt werden: Wichtig ist eine möglichst geringe Störung der Struktur des Brechungsindex in den Fasern, damit eine Kopplung aus der Grundmode in höhere Moden vermieden wird (vergleiche Abschnitt 4.1.3). Bei der Prozessentwicklung der Spleiße dieser Fasern hat es sich gezeigt, dass sich mit möglichst kurzen Heizzeiten Spleiße erzielen lassen, die einen geringen Einfluss auf die Strahlqualität eines Signals haben. Mutmaßlich wird so die Diffusion von Zusätzen im erhitzten Glas und die damit verbundene Veränderung des radialen Verlaufes des Brechungsindex minimiert. Vollständig vermeiden lässt sich dieser Prozess allerdings nicht [Yab05]. Kurze Spleißzeiten bedingen jedoch eine höhere Heizleistung, um das notwendige vollständige Schmelzen der Faserendflächen zu erreichen. Gleichzeitig sinkt der relative Einfluss einer Wärmeabgabe der Fasern an die Umgebung, der die Fasertemperatur stabilisiert. Dadurch wird das Fenster der Prozessparameter, aus dem ein Spleiß der notwendigen Qualität resultiert, sehr klein. Dementsprechend muss insbesondere der zeitliche Verlauf der tatsächlichen Heizleistung sehr präzise kontrolliert werden. In der Praxis haben bereits wenige Prozent Leistungsschwankungen des Lichtbogens signifikanten Einfluss auf das Ergebnis. Es wurde beobachtet, dass die tatsächliche Heizleistung unter anderem sowohl von der Verschmutzung der Elektroden (zum Beispiel durch  $\text{SiO}_2$ -Ablagerungen) als auch von der relativen Luftfeuchtigkeit im Raum abhängt. Durch konsequentes Reinigen der Elektroden vor jedem Spleiß lässt sich der Einfluss von Ablagerungen minimieren, Schwankungen der Luftfeuchtigkeit müssen mit einer Anpassung der Leistungsvorgaben im Spleißgerät kompensiert werden.

Die geringe räumliche Ausdehnung des Lichtbogens im Vergleich zum Wolfram-Filament unterstützt mutmaßlich ebenfalls einen möglichst geringen Einfluss auf die radiale Struktur der Fasern. Allerdings konnte ein signifikanter Nachteil der geringen Wärmeeinflusszone des Lichtbogens festgestellt werden: Bei den experimentellen Arbeiten am Hauptverstärker sind die Fasern im Bereich der Spleiße unter geringer Biegespannung wiederholt nach einiger Zeit (Tage bis Wochen) gebrochen. Eine genauere Analyse ergab, dass der Bruch nicht direkt an der Grenzfläche der beiden Fasern erfolgt ist, sondern ein paar hundert Mikrometer daneben. Dies lässt darauf schließen, dass sich an der Grenzfläche der Wärmeeinflusszone hohe Spannungen im Glas bilden, die mit der Zeit zu einem makroskopischen Riss führen können. Durch einen höheren Wärmeeintrag in einem größeren Bereich der Faser während des Spleißprozesses (durch eine entsprechende Bewegung des Lichtbogens) nimmt die mechanische Stabilität der Spleiße zwar zu, allerdings ergibt sich gleichzeitig ein messbarer negativer Einfluss auf die resultierende Strahlqualität des Signals in der Faser. Erklären lässt sich dies wiederum mit der



**Abbildung 4.9:** Schematischer Aufbau des Tm:Faser-Vorverstärkers. KOL: Kollimator, PLS: Auskopplung von Pumplicht, DMF: Doppelmantelfaser, PSW: Pump-Signal-Weiche, MM: Multimoden-Faser, ISO: optischer Isolator

stärkeren Diffusion der Zusätze im Glas. Es muss folglich für die Spleiße ein Kompromiss zwischen Erhaltung der Strahlqualität und mechanischer Stabilität der Verbindung gewählt werden. Bewährt hat sich eine Strategie, bei der zunächst der eigentliche Spleiß mit einer gesamten Heizdauer von etwa vier Sekunden erstellt und anschließend der Lichtbogen mit einer deutlich reduzierten Leistung über eine Länge von etwa 0,5 mm über den Spleiß hinweg bewegt wird. Auf diese Weise werden Fehlstellen oder Spannungen in der Faseroberfläche reduziert. Derart ausgeführte Spleiße mit einer aufgetragenen Beschichtung aus UV-härtendem Acryl zeigten im Versuchsaufbau des Hauptverstärkers im Zeitraum der durchgeführten Untersuchungen von mehreren Wochen keinen Ausfall.

#### 4.2.2 Aufbau des Vorverstärkers

Der Aufbau des Vorverstärkers ist in Abbildung 4.9 schematisch dargestellt. Zentrales Element ist eine Doppelmantel-Tm:Faser (Abschnitt 4.1.1) mit einem Kerndurchmesser von 10  $\mu\text{m}$  (im Folgenden als „TDF-10/130“ bezeichnet). In Tabelle 4.1 sind die vom Hersteller der Faser angegebenen Spezifikationen aufgelistet. Der Wert für die maximale Absorption des Pumplichtes von 4,7 dB/m stimmt gut mit eigenen Messungen überein. Die verwendete Faserlänge von 2 m ermöglicht somit eine Absorption von etwa 90 % der eingesetzten Pumpleistung. Diese wird von einem fasergekoppelten Laserdioden-Modul bereitgestellt. Es ist mit einer Halbwertsbreite von unter 0,5 nm auf die Zentralwellenlänge 793 nm stabilisiert. Die maximale Ausgangsleistung beträgt 30 W in einer Faser mit Kerndurchmesser 105  $\mu\text{m}$  und  $\text{NA} = 0,22$ . Die Einkopplung des Pumplichtes in die Tm:Faser erfolgt entgegen der Propagationsrichtung des Signals mittels einer monolithischen Pump-Signal-Weiche nach dem Prinzip des „side-coupling“ (Abschnitt 4.1.2). Diese basiert auf einer Doppelmantelfaser mit dem gleichen radialen Verlauf des Bre-

chungsindex wie die aktive Faser, jedoch ohne Thulium-Dotierung (passive 10/130). Gemäß Herstellerangaben beträgt der Eingangsverlust für das Pumplicht in die Pump-Signal-Weiche weniger als 0,5 dB, der tatsächlich gemessene Wert liegt mit 0,6 dB etwas darüber, diese Abweichung liegt jedoch innerhalb der Messgenauigkeit. Die Verluste für das Signal sind mit kleiner 0,35 dB spezifiziert, eigene Messungen ergeben 0,25 dB.

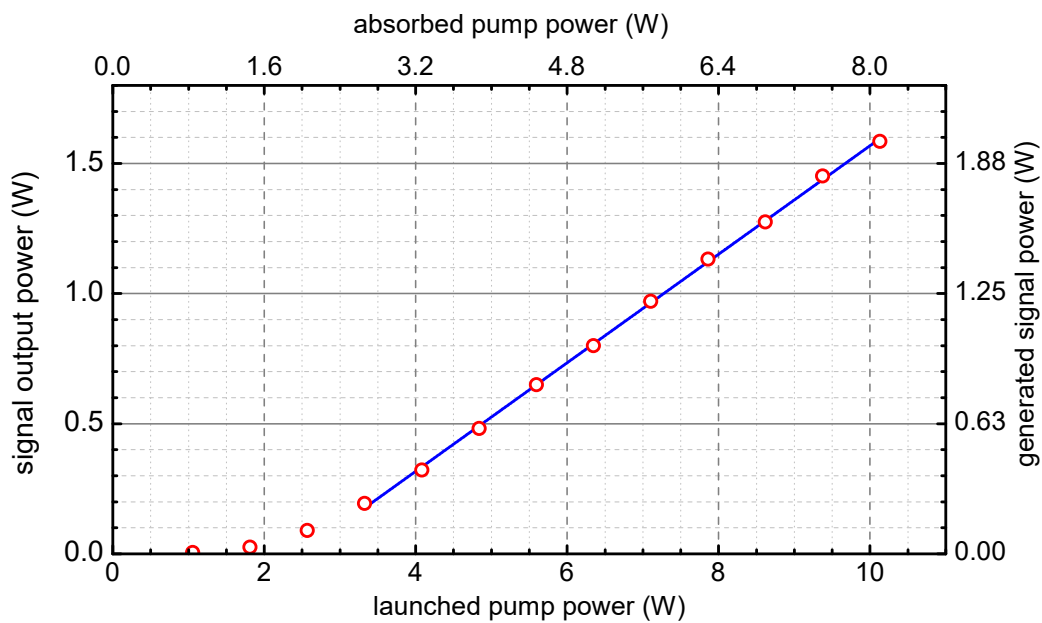
Die Tm:Faser ist für eine effektive Kühlung über ihre volle Länge in eine V-Nut eingebettet, die sich spiralförmig auf dem Mantel eines wassergekühlten Aluminiumzylinders befindet. Für eine bessere thermische Anbindung kommt zusätzlich Wärmeleitpaste zum Einsatz. Thermografische Aufnahmen zeigen auf diese Weise einen Temperaturanstieg der Faseroberfläche von weniger als 2 °C bei maximaler Pumpleistung. Ohne diese Kühlung (Faser in der Luft) werden Temperaturen von über 100 °C erreicht. Um nicht-absorbiertes Pumplicht von der Wärmesenke wegführen zu können, ist an den Signaleingang der Tm:Faser ebenfalls ein Stück passive Doppelmantelfaser gespleißt. Auf diese Weise kann anschließend eine gezielte Auskopplung stattfinden. Hierfür ist an einer Stelle die Schutzbeschichtung der passiven Faser entfernt, welche gleichzeitig den Führungsmantel für den Pumpkern darstellt. Dieser Bereich der Faser ist in ein transparentes Gel eingebettet, das den gleichen Brechungsindex wie Quarzglas besitzt und damit eine effiziente Auskopplung aus dem Pumpkern ermöglicht.

Für einen stabilen Betrieb des Verstärkers auch bei einem hohen Verstärkungsgrad von 30 dB ist es wichtig, Rückreflexe sowohl am Signaleingang als auch am Ausgang gering zu halten. Daher kommen an beiden Stellen fertig konfektionierte Kollimatoren zum Einsatz. Gemäß ihren Spezifikationen weisen diese Bauteile eine Rückreflex-Dämpfung von mehr als 40 dB auf. Sie waren allerdings lediglich mit einer Faser lieferbar, die mit 9 µm einen etwas kleineren Kern als die passive 10/130-Faser besitzt. Die Spleiße zwischen diesen beiden Fasern sind mit etwa 0,3 dB Verlust behaftet. Es handelt sich hierbei jedoch um eine Streuung primär in Vorwärtsrichtung. Zusätzliche Rückreflexe im Kern der Faser, die den Verstärker stören könnten, wurden nicht beobachtet. In Summe wurden bei der Auskopplung mit einer solchen Komponente gegenüber einem einfachen Winkel-Fasercleave an der passiven 10/130-Faser zusätzliche Verluste in Höhe von 0,6 dB gemessen.

Um Rückwirkungen des nachfolgenden Hauptverstärkers zu vermeiden, befindet sich nach der Auskopplung des verstärkten Signals ein optischer Isolator im Strahlengang (Verluste etwa 0,13 dB). Gemäß den Herstellerangaben beträgt dessen Dämpfung in Rückwärtsrichtung mehr als 30 dB. Messungen der Verluste in Vorwärtsrichtung ergaben einen Wert von 0,13 dB.

### 4.2.3 Charakterisierung des Vorverstärkers

In Abbildung 4.10 ist die nach dem optischen Isolator gemessene Ausgangsleistung des Vorverstärkers in Abhängigkeit von der Pumpleistung aufgetragen. Bei der maximal eingesetzten Pumpleistung von 10 W wird eine Ausgangsleistung von 1,6 W erreicht. Höhere Ausgangsleistungen wären prinzipiell möglich, da lediglich ein Drittel der maximalen Leistung der

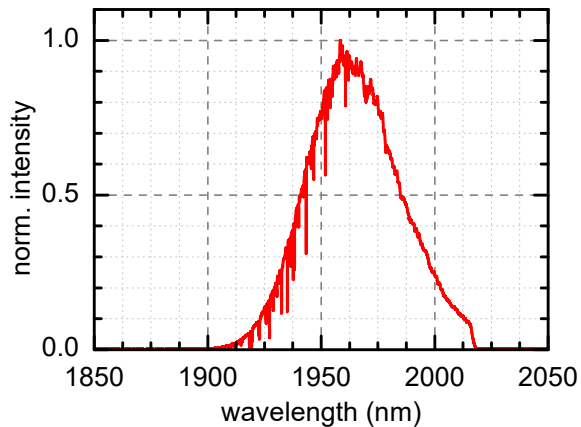


**Abbildung 4.10:** Ausgangsleistung des Vorverstärkers in Abhängigkeit der Pumpleistung. Eine Ausgleichsgerade der Datenpunkte bei Pumpleistungen oberhalb von 3 W ergibt die Funktion  $f(x) = 0,21x - 0,52$  W (blaue Linie). Zusätzlich sind die absorbierte Pumpleistung (berechnet, obere Abszisse) und die in der Tm:Faser generierte Signalleistung (berechnet - siehe Text, rechte Ordinate) angegeben.

Pumpdiode genutzt wird. Keine der zentralen Komponenten des Verstärkers scheint bei 10 W Pumpleistung bereits sein thermisches Limit erreicht zu haben. Lediglich die fasergekoppelten Kollimatoren, die zur Auskopplung des Signals vor dem optischen Isolator und zur anschließenden Wiedereinkopplung in den Hauptverstärker verwendet werden, sind für eine maximale mittlere Leistung von 1 W spezifiziert. Oberhalb von 1,5 W konnte eine signifikante Erhöhung der Ausfallwahrscheinlichkeit dieser Kollimatoren beobachtet werden. Für einen effizienten Betrieb des Hauptverstärkers in Verstärkungs-Sättigung reicht jedoch bereits eine Ausgangsleistung des Vorverstärkers von 0,5 W aus (vergleiche Abschnitt 4.3.1). Daher wurde auf Versuche bei höheren Pumpleistungen verzichtet und eine Ausgangsleistung von 1,3 W bei 8,6 W Pumpleistung als Nennleistung zum Betrieb des Hauptverstärkers festgesetzt.

Ein weiterer Grund für diese Entscheidung ist, dass die Verstärkung des Eingangssignals von 2,8 mW auf 1,3 W bereits einem Leistungsgewinn von 26,7 dB entspricht. In Abbildung 4.10 sind zusätzlich auch berechnete Werte für die in der Tm:Faser absorbierte Pumpleistung (obere Achse) sowie die in der Faser generierte Signalleistung angegeben. Letztere ergibt sich durch die Berücksichtigung der Verluste in Pump-Signal-Weiche, Kollimator und Isolator nach der Tm:Faser. Die auf diese Weise ermittelte, maximal generierte Leistung von 2 W entspricht einer Verstärkung von 29 dB. Bei der Ausgangs-Nennleistung von 1,3 W beträgt die in der Tm:Faser generierte Leistung 1,6 W, dem entspricht eine Verstärkung von 27,6 dB in der Faser. Mit zunehmendem Verstärkungsfaktor steigt die Gefahr, dass unvermeidbare Reflexionen im Verstärker oder an Komponenten davor oder danach ausreichen, um einen parasitären Laser-Oszillator zu bilden. Dieser würde mit der Verstärkung des Nutz-Signals konkurrieren und ein unerwünschtes, zusätzliches Signal am Ausgang des Verstärkers generieren. Um solch einen Oszillator zuverlässig zu vermeiden, muss die Dämpfung von Rückreflexen deutlich größer als die Verstärkung in der Faser sein. Dies stellt unter anderem hohe Anforderungen an die Terminierung der Fasern. Die weiter oben erwähnten fasergekoppelten Kollimatoren weisen gemäß ihrem Datenblatt eine Dämpfung von mehr als 30 dB für Rückreflexe auf.

Für die Berechnung der absorbierten Pumpleistung werden die Verluste in der Pump-Signal-Weiche (0,6 dB) sowie die maximale Absorption in 2 m aktiver Faser (9,4 dB) berücksichtigt. Eine direkte, absolute Messung der nicht absorbierten Pumpleistung ist im aktiven Verstärker-Betrieb in dem hier verwendeten Aufbau auf Grund der streuenden, seitlichen Auskopplung aus der Doppelmantelfaser nicht möglich. Um relative Werte zu erhalten, wurde ein thermischer Leistungssensor seitlich neben der Pumplichtauskopplung positioniert. Die so gewonnenen Messwerte zeigen im Rahmen der Messgenauigkeit eine lineare Abhängigkeit zu der eingesetzten Pumpleistung. Basierend auf dieser Beobachtung sowie der linearen Zunahme der Ausgangsleistung bis zur maximal verwendeten Pumpleistung (vergleiche Abbildung 4.10) wird angenommen, dass es im betrachteten Leistungsbereich zu keiner signifikanten Sättigung der Absorption im Verstärker kommt. Die Verluste in der Pump-Signal-Weiche werden ebenfalls als unabhängig von der Leistung angenommen und in Summe wird mit einem Faktor von 0,81 für die Berechnung des absorbierten Pumplichtes gearbeitet.

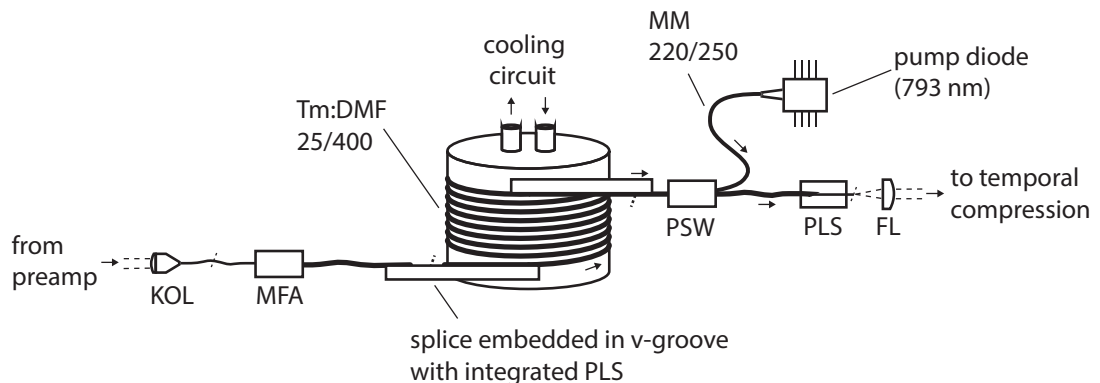


**Abbildung 4.11:** Normierte spektrale Intensität des Signals nach dem Tm:Faser-Vorverstärker bei 8,6 W Pumpleistung (entspricht 1,3 W mittlerer Ausgangsleistung). Die volle Halbwertsbreite beträgt 43 nm, der Schwerpunkt des Spektrums liegt bei 1964 nm.

Die auf diese Weise berechnete absolute Konversionseffizienz von Pump- in Signalleistung in der Tm:Faser liegt mit einem Wert von maximal 0,2 deutlich unterhalb des theoretischen Stokes-Limit von 0,82 (Abschnitt 4.1.4). In Kombination mit der ebenfalls deutlich geringeren differentiellen Zunahme der Signalleistung von 0,26 im Bereich der linearen Abhängigkeit zur Pumpleistung (Steigungseffizienz oder „slope-efficiency“) deutet dies auf eine sehr geringe Quanteneffizienz hin. Mit hoher Wahrscheinlichkeit genügt die Leistung des Eingangssignals nicht, um den Vorverstärker vollständig in Verstärkungs-Sättigung zu betreiben (vergleiche Abschnitt 4.3.1). Unterstützt wird diese Annahme durch die Beobachtung, dass bereits sehr geringe Änderungen der Eingangsleistung einen starken Einfluss auf die Ausgangsleistung haben.

Das Wellenlängenspektrum des Ausgangssignals bei der Nennleistung von 1,3 W ist in Abbildung 4.11 aufgetragen. Es weist eine Halbwertsbreite (FWHM) von 43 nm um den Schwerpunkt 1964 nm auf. Die im Vergleich zum Eingangsspektrum (Abbildung 3.11) reduzierte Bandbreite lässt sich durch die Verstärkung mit einer limitierten effektiven Verstärkungsbandbreite erklären. Dieser Effekt wird auch als „Gain-Narrowing“ bezeichnet. Auf der kurzwelligen Flanke sind leichte Wasser-Absorptionen in Form von mehreren schmalbandigen Linien zu erkennen. Trotz einer Stickstoffatmosphäre im Versuchsaufbau lassen sich diese nicht vollständig vermeiden (Vergleiche hierzu auch Abbildung 2.10).

Das Polarisationsverhältnis des Signals beträgt nach der Auskopplung vor dem optischen Isolator 16 dB. Dies entspricht einer Leistung von  $\approx 27$  mW in der unerwünschten Polarisation. Mögliche Quellen hierfür sind die Einkopplung in den Verstärker, verstärkte spontane Emission (ASE) oder eine Kopplung der Polarisationsachsen in der Pump-Signal-Weiche (spezifiziert mit  $-20$  dB). Ein Problem stellt diese geringe Leistung nicht dar, sie wird durch die Polarisationsfilter im optischen Isolator absepariert.

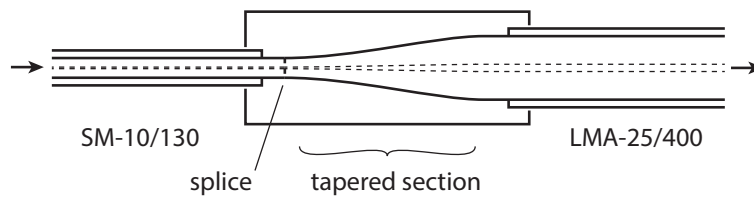


**Abbildung 4.12:** Schematische Darstellung des Tm:Faser-Hauptverstärkers. KOL: Kollimator, MFA: Modenfeld-Adapter für den Übergang in eine LMA, PLS: Auskopplung von Pumplicht, MM: Multimoden-Faser für das Pumplicht, PSW: Pump-Signal-Weiche, FL: Linse zur Kollimierung des Strahls

#### 4.2.4 Aufbau des Hauptverstärkers

Im funktionalen Aufbau ähnelt der Hauptverstärker dem Vorverstärker. Die einzelnen Komponenten für das Signal sind ebenfalls polarisationserhaltend ausgeführt. Abweichend kommt allerdings zur Erzielung einer höheren Ausgangsleistung eine Doppelmantel-Tm:Faser mit größerem Kern- und Manteldurchmesser zum Einsatz (im Folgenden als „TDF-25/400“ bezeichnet, siehe Tabelle 4.1). Der größere Mantel mit einem Durchmesser von  $400\ \mu\text{m}$  erlaubt die Einkopplung von höheren Pumpleistungen. Dem Kerndurchmesser von  $25\ \mu\text{m}$  entspricht rechnerisch eine im Vergleich zu der TDF-10/130 im Vorverstärker um den Faktor 3,4 vergrößerte Fläche der Grundmode (vergleiche Tabelle 4.2). Allerdings wird dieser Vorteil in Bezug auf die Verringerung von nichtlinearer Wechselwirkung teilweise dadurch wieder relativiert, dass die Absorption des Pumplichtes in der TDF-25/400 mit  $2,4\ \text{dB/m}$  etwa um den Faktor 0,5 geringer ist. Um den gleichen Anteil der Pumpleistung absorbieren zu können, ist dementsprechend eine doppelt so lange Faser notwendig. Theoretisch ergibt sich so eine Reduzierung des B-Integrals (Gleichung 1.2.10) um den Faktor 0,6 gegenüber einer Verwendung der TDF-10/130.

In Abbildung 4.12 ist der Aufbau des Hauptverstärkers skizziert. Das Signal aus dem Vorverstärker wird nach dem optischen Isolator zunächst mit einem Kollimator in eine Standard-Monomodenfaser eingekoppelt. Der Übergang in die TDF-25/400 erfolgt anschließend mittels eines sogenannten Modenfeld-Adapters, der von extern bezogen wurde. Neben einer Minimierung der Kopplungsverluste soll dieser sicherstellen, dass bei dem Übergang keine signifikante Leistung in höhere Fasermode koppelt. Da es sich bei der TDF-25/400 mit einem Faserparameter  $V \approx 3,6$  (Gleichung 1.2.5) um keine reine Monomodenfaser handelt, könnten diese ebenfalls durch den Verstärker propagieren und zu einer Verschlechterung der Strahlqualität

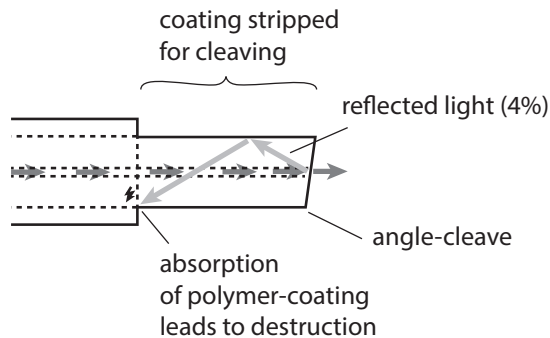


**Abbildung 4.13:** Schematische Darstellung des im Hauptverstärker verwendeten Modenfeldadapters (MFA). Eine sich verjüngende (englisch tapered) LMA-Faser (25/400) erlaubt eine adiabatische Expansion des Modenfeldes aus einer Monomodenfaser (10/130) in die Grundmode der LMA-Faser.

führen (vergleiche Abschnitt 4.1.3). Der Ausgang des Modenfeld-Adapters besteht aus einer Faser ohne Thulium-Dotierung, deren radiale Struktur an diejenige der TDF-25/400 angepasst ist (im Folgenden „Passiv-25/400“ genannt). Der Spleiß zwischen der Passiv-25/400 des Modenfeld-Adapters und der nachfolgenden TDF-25/400 ist ohne nennenswerten Einfluss auf die Intensitätsverteilung im Kern sowie ohne messbaren Leistungsverlust möglich. Im Inneren des Modenfeld-Adapters verjüngt sich die Passiv-25/400-Faser und mit ihr auch der Durchmesser des transversalen Modenfeldes. Auf diese Weise ist eine nahezu adiabatische Expansion der Mode aus dem Kern der an den Eingang des Modenfeld-Adapters angespleißten Monomodenfaser in die Grundmode der LMA möglich (vergleiche Abbildung 4.13). Eine Kopplung in höhere Moden findet hierbei idealerweise nicht statt [Gon04, Fau07]. Durchgeführte Messungen der Strahlqualität des unmittelbar nach dem Modenfeld-Adapter ausgekoppelten und kollimierten Strahls zeigen, dass diese Anforderung in der Praxis bedingt erfüllt wird. Es ergibt sich ein Wert für die Beugungsmaßzahl<sup>3</sup> von  $M^2 = 1,3$  (das Vorgehen bei der Messung ist analog zu der Beschreibung in Abschnitt 4.3.2). Folglich ist davon auszugehen, dass nach dem Modenfeld-Adapter der Großteil der Leistung weiterhin in der Grundmode des Kerns geführt wird, ein kleiner Teil jedoch auch auf Moden höherer Ordnung entfällt.

Bei Versuchen, das Eingangssignal alternativ mittels einer plan-konvexen Linse mit passender Brennweite direkt in den Kern einer Passiv-25/400-Faser einzukoppeln, konnte kein niedrigerer Wert für die Beugungsmaßzahl des am anderen Ende ausgekoppelten Strahls erreicht werden. Möglicherweise wären hier geringfügig bessere Ergebnisse durch die Verwendung einer speziell angepassten asphärischen Linse möglich. Eine solche war jedoch nicht vorhanden und hätte als Sonderanfertigung beschafft werden müssen. Es wurde beobachtet, dass die Strahlqualität bei der direkten Einkopplung aus dem Freistrahl sehr empfindlich von der Justage abhängt. Relative Winkel und Positionen von Faser und Linse zueinander sowie in Bezug auf den Eingangsstrahl müssen sehr genau stimmen. Eine hierfür geeignete Mechanik ist dementsprechend aufwendig umzusetzen. Es muss sowohl über einen längeren Zeitraum hinweg eine

<sup>3</sup>Die sogenannte Beugungsmaßzahl  $M^2$  ist ein Maß zur Charakterisierung der Strahlqualität eines Lasers, ein perfekt transversal-monomodiger Laserstrahl weist einen Wert von  $M^2 = 1$  auf. Siehe auch [Eic04].

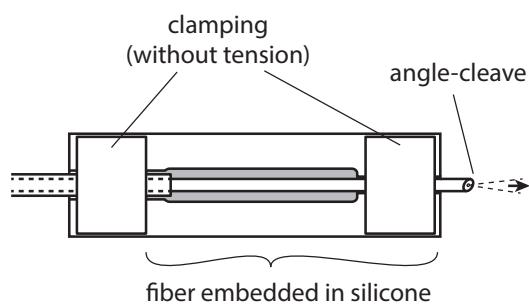


**Abbildung 4.14:** Schematische Darstellung der Auskopplung des Signals aus der Faser nach dem Hauptverstärker durch einen Winkel-Cleave. Etwa 4 % der Leistung werden reflektiert und können das Polymercoating der Faser zerstören.

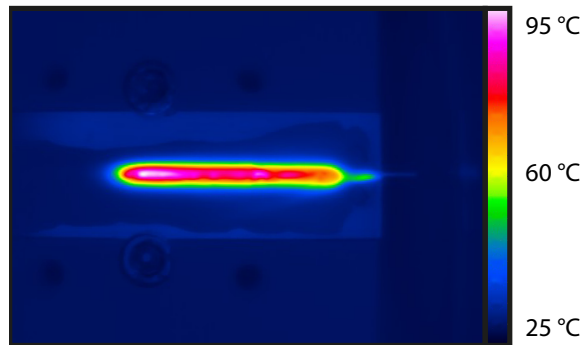
zuverlässige Einkopplung garantiert als auch der Einfluss von mechanischen Schwingungen minimiert werden. Da dies unabhängig von der gewählten Linse ist, wurde daher schlussendlich der Kombination aus dem Modenfeld-Adapter und der robusteren Einkopplung in den monomodigen Kollimator der Vorzug gegeben.

Am Eingang der TDF-25/400 beträgt die gemessene mittlere Leistung des Signals 0,9 W. Dies entspricht Kopplungsverlusten aus dem Freistrah in Summe von 2 dB. Hiervon entfallen 1,2 dB auf den Kollimator sowie 0,8 dB auf den Modenfeld-Adapter. Die empirisch ermittelte optimale Länge der TDF-25/400 für maximale Verstärkung beträgt 4,4 m. Entsprechend können maximal 91 % der eingekoppelten Pumpleistung absorbiert werden. Analog zum Vorverstärker sorgt ein Aluminiumzylinder für die notwendige Kühlung der aktiven Faser. Sein Durchmesser ist mit 110 mm experimentell so bestimmt, dass höhere Moden im Kern der auf ihn gewickelten Faser effektiv unterdrückt werden ohne einen messbaren Leistungsverlust der Grundmode zu bewirken (siehe Abschnitt 4.1.3). Die Einkopplung des Pumplichtes in die TDF-25/400 erfolgt ebenfalls analog zum Vorverstärker entgegen der Propagationsrichtung des Signals mittels einer monolithischen Pump-Signal-Weiche (side-coupling, siehe Abschnitt 4.1.2). Wie auch der Modenfeld-Adapter basiert diese auf Passiv-25/400. Die Pumpleistung wird von einem Laserdioden-Modul bereitgestellt, dessen Emissionswellenlängenspektrum auf 793 nm mit einer Halbwertsbreite von unter 0,5 nm stabilisiert ist. Die maximale Ausgangsleistung des Moduls beträgt 42 W in einer Multimoden-Faser mit 200 µm Kerndurchmesser.

Bei anfänglichen Versuchen, die Spleiße am Anfang und Ende der TDF-25/400 wie bei dem Vorverstärker zur Kühlung direkt mit auf den Zylinder zu wickeln, kam es wiederholt zu Faserbrüchen im Bereich des Spleißes, die sich durch eine Optimierung des Spleißprozesses nicht vermeiden ließen (siehe auch Abschnitt 4.2.1). Diese Problematik konnte gelöst werden, indem Biegespannungen der Faserabschnitte unmittelbar um den Spleiß vermieden wurden. Hierfür sind die Spleiße in geraden V-Nuten gelagert, die unmittelbar in die Spiralförmige Nut auf dem Zylinder übergehen und ebenfalls als Wärmesenke fungieren. Der Spleiß am Signaleingang der Tm:Faser dient gleichzeitig der Auskopplung des nicht absorbierten Pumplichtes aus dem Mantel der Faser. Hierfür ist der Bereich um den Spleiß in der V-Nut von speziellem Silikon mit an Quarzglas angepasstem Brechungsindex umgeben.



(a) Schematische Darstellung



(b) Thermografische Aufnahme

**Abbildung 4.15:** Halterung der Faser am Ausgang des Hauptverstärkers mit integrierter Auskopplung von Licht aus dem Mantel: (a) Schematische Darstellung: Die Faser liegt in einer Nut und ist von einem speziellem Silikon umgeben; (b) Aufnahme mit thermografischer Kamera bei maximaler Ausgangsleistung: Man erkennt eine Erwärmung des Silikons auf etwa 100 °C. Die Temperatur der Polymerbeschichtung der Faser bleibt deutlich unter diesem Wert.

Das verstärkte Signal nach der Pump-Signal-Weiche wird mittels eines Winkel-Cleaves aus der Faser gekoppelt. Eine rechtwinklige End-Facette würde bewirken, dass die an der Grenzfläche Glas-Luft unvermeidbare Reflexion von etwa 4 % der Ausgangsleistung in den Kern der Faser erfolgt. In diesem würde sie rückwärts durch die Tm:Faser propagieren und dabei verstärkt werden. Die nutzbare Ausgangsleistung des Verstärkers wäre signifikant verringert und gleichzeitig droht eine Zerstörung des optischen Isolators zwischen Vor- und Hauptverstärker. Um dies zu vermeiden, sorgt der geringe Winkel von wenigen Grad der End-Facette dafür, dass die Reflexion stattdessen in den Mantel der Faser erfolgt (siehe Abbildung 4.14). Allerdings kann sie in diesem ebenfalls Probleme bereiten, da die äußere Polymerbeschichtung der Faser Strahlung bei einer Wellenlänge von  $2\ \mu\text{m}$  absorbiert. Es ist daher notwendig, die reflektierte Leistung von mehr als 0,5 W in der Nähe des Cleaves aus dem Mantel der Faser auszukoppeln, bevor sie in Kontakt mit der äußeren Beschichtung der Faser kommen kann. Ansonsten droht eine thermische Zerstörung der Beschichtung.

Das Gel, welches im Vorverstärker zur Auskopplung von Pumplicht aus dem ersten Mantel der Fasern zum Einsatz kommt, scheint ebenfalls große Anteile des Signallichtes bei  $2\ \mu\text{m}$  zu absorbieren und durch die damit verbundene Erwärmung seinen Brechungsindex zu verändern. Die Folge ist eine starke Verminderung der Auskopplungseffizienz bei Leistungen oberhalb von etwa 100 mW. Für einen ausreichenden Schutz der Polymerbeschichtung der Faser ist das Gel daher ungeeignet. Bessere Ergebnisse konnten an dieser Stelle mit speziellem Silikon erzielt werden, das ursprünglich für die Kapselung von Hochleistungs-LEDs entwickelt wurde. Es scheint etwas temperaturstabiler als das Gel zu sein und ist ebenfalls mit einem an Quarzglas angepassten Brechungsindex erhältlich. Allerdings absorbiert auch dieses noch

einen Teil der Signalleistung und erwärmt sich dadurch. Um eine ausreichende Wärmeabfuhr zu gewährleisten, befindet sich das Ende der Faser daher in einem speziellen Halter, der einerseits eine Wärmesenke für das Silikon bietet und andererseits eine mechanische Fixierung der Faser vor der Kollimierung sicherstellt (siehe Abbildung 4.15). Durch diese Maßnahmen sind Ausgangsleistungen um 13 W realisierbar, ohne dass Schäden im Bereich der Auskopplung beobachtet werden konnten.

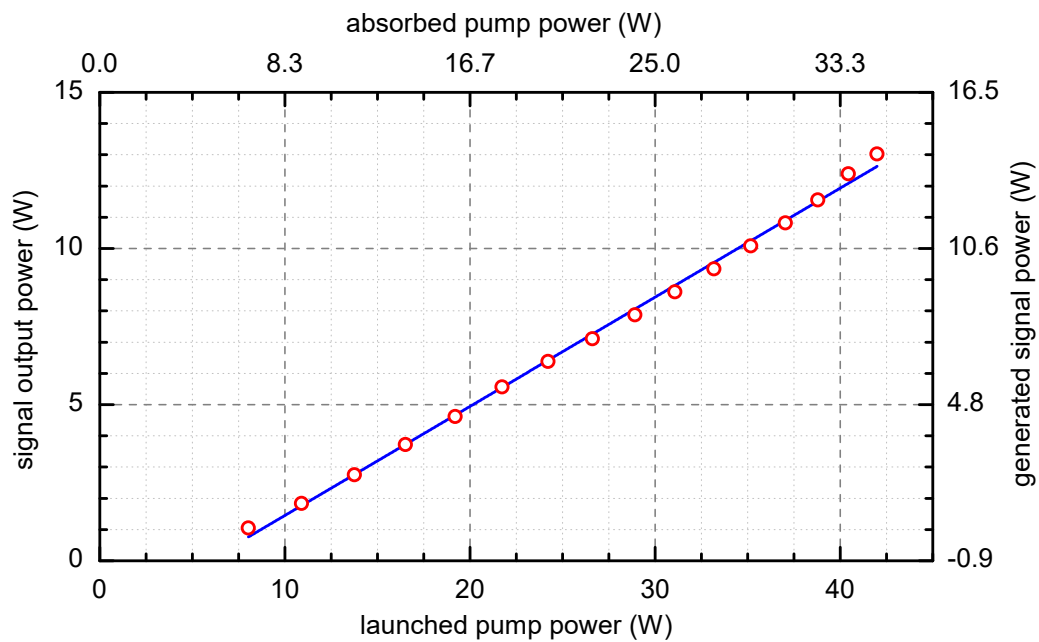
### 4.3 Charakterisierung des Ausgangssignals

In diesem Abschnitt sind die Ergebnisse der Charakterisierung des Ausgangssignals des Tm:Faser-Hauptverstärkers zusammengefasst, dessen experimentelle Realisierung im vorherigen Abschnitt beschrieben ist. Darüber hinaus wird das Potential einer weiteren Skalierung der Ausgangsleistung bewertet und die Ergebnisse einer exemplarisch durchgeführten, experimentellen Machbarkeitsstudie zur nichtlinearen Verbreiterung des Wellenlängenspektrums nach der Rekompensation der Impulse vorgestellt.

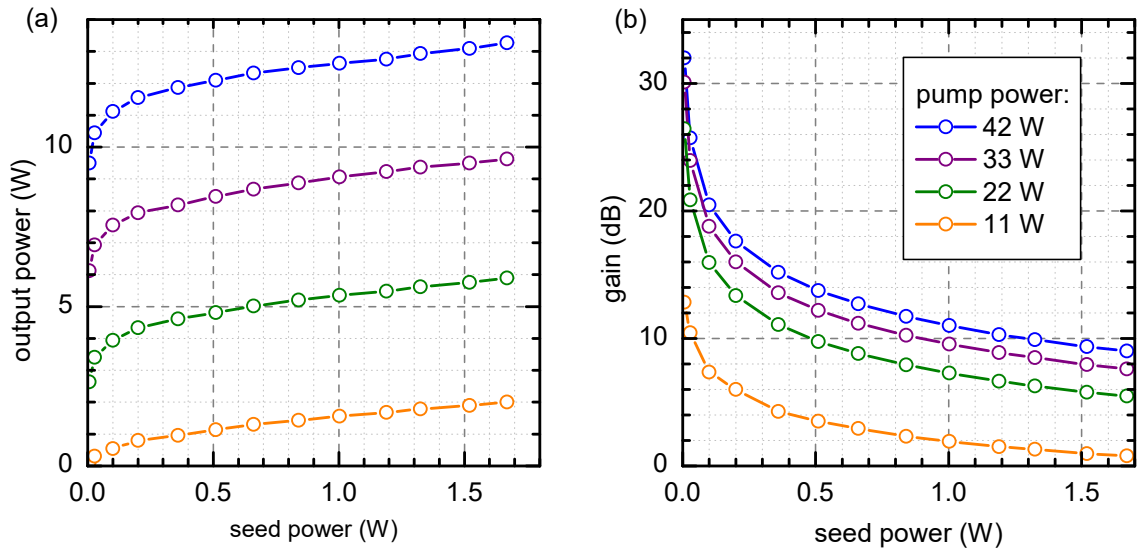
#### 4.3.1 Mittlere Ausgangsleistung von 13 W

Die unmittelbar nach dem Hauptverstärker gemessene mittlere Leistung des Signals in Abhängigkeit von der eingesetzten Pumpleistung ist in Abbildung 4.16 aufgetragen. Die mittlere Leistung des Eingangssignals betrug konstant 1,3 W. Bei der maximal verfügbaren Pumpleistung von 42 W wird eine Ausgangsleistung von 13 W erreicht. Dies entspricht einer Verstärkung um 10 dB und einem Faktor 0,28 für die Umwandlungseffizienz von Pump- zu Signalleistung. Eine Regressionsgerade zu den Messdaten ergibt eine Steigungseffizienz (englisch „slope-efficiency“) von 0,35 und einen Schwellenwert für die Pumpleistung von 5,8 W. Das Polarisationsverhältnis des Signals beträgt nach dem Verstärker 17 dB. Die Leistung in der unerwünschten Polarisationsachse bei maximaler Ausgangsleistung beläuft sich entsprechend auf 260 mW. Untersuchungen der einzelnen Komponenten des Verstärkers ergaben, dass das im Vergleich zum Eingangssignal geringere Polarisationsverhältnis in erster Linie durch die Pump-Signal-Weiche bedingt ist. In dieser findet anscheinend eine schwache Kopplung der Polarisationsachsen statt.

In Abbildung 4.16 ist weiterhin die obere Abszisse mit Werten für die in der Tm:Faser absorbierte Pumpleistung beschriftet. Analog zum Vorgehen beim Vorverstärker wurden für deren Berechnung sowohl die Verluste in der Pump-Signal-Weiche als auch die limitierte Absorption in der Tm:Faser berücksichtigt. Beides wurde jeweils als konstanter Faktor angenommen, der im untersuchten Parameterraum unabhängig von der Pumpleistung ist. Grundlage hierfür ist die näherungsweise lineare Abhängigkeit der Ausgangsleistung von der Pumpleistung oberhalb der Schwelle von etwa 6 W. Bis zur maximal eingesetzten Pumpleistung ist kein Hinweis auf ei-



**Abbildung 4.16:** Mittlere Leistung des Signals nach dem Tm:Faser-Hauptverstärkers (signal output power) in Abhängigkeit von der eingesetzten Pumpleistung (launched pump power). Die rote Linie ist eine lineare Regressionsgerade der Datenpunkte mit  $f(x) = 0,35x - 2,04$  W. Aus ihr ergibt sich ein Schwellenwert für die Pumpleistung von 5,8 W. Zusätzlich angegeben sind die tatsächlich von der Tm:Faser absorbierte Pumpleistung (absorbed pump power, obere Abszisse) sowie die generierte Signalleistung (generated signal power, rechte Ordinate).



**Abbildung 4.17:** Verhalten des Hauptverstärkers bei Variation der Leistung des Eingangssignals (seed power) bei unterschiedlichen Pumpleistungen (pump power): (a) Mittlere Ausgangsleistung (output power) nach dem Verstärker; (b) dazugehörige berechnete Werte für die effektive gesamte Verstärkung (gain)

ne beginnende Pump-Sättigung im Verstärker zu erkennen. Darüber hinaus zeigen Messungen bei variabler Eingangsleistung des Signals, dass der Verstärker weit in Verstärkungs-Sättigung betrieben wird und damit nur eine niedrige Besetzungsinversion aufweist (siehe weiter unten) [Mil88].

Die Werte der rechten Ordinatenbeschriftung in Abbildung 4.16 geben die in der Tm:Faser generierte Signal-Leistung an. Diese berechnet sich aus der gemessenen Ausgangsleistung (rechte Ordinate) durch Subtraktion der Leistung des Signals am Anfang der Tm:Faser (0,9 W) sowie Berücksichtigung von Verlusten in der Pump-Signal-Weiche (0,45 dB) und Auskopplung (0,17 dB). Die maximale Leistung des Signals am Ende der Tm:Faser beträgt somit 15,1 W, dies entspricht einer Verstärkung in der Tm:Faser von 12,2 dB. Abzüglich der Eingangsleistung ergibt sich eine maximal generierte Leistung von 14,2 W bei einer absorbierten Pumpleistung von 35 W. Dies entspricht einer absoluten Konversionseffizienz in der Tm:Faser von 0,41. Die entsprechende Steigungseffizienz beträgt 0,49. Es kann folglich davon ausgegangen werden, dass Cross-Relaxation der  $Tm^{3+}$ -Ionen einen signifikanten Beitrag zu der Besetzung des oberen Laserniveaus liefert (vergleiche Abschnitt 4.1.4).

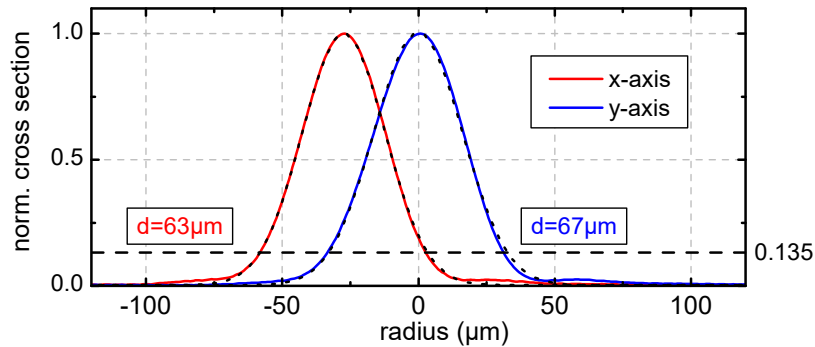
In Abbildung 4.17 (a) sind die nach dem Verstärker gemessenen Ausgangsleistungen in Abhängigkeit von der Eingangsleistung des Signals bei vier verschiedenen Pumpleistungen aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass ab einer Eingangsleistung von 0,3 W (entsprechend 0,2 W am Anfang der Tm:Faser) ein nahezu linearer Zusammenhang zwischen Ausgangs- und Eingangs-

leistung besteht. Die Leistungszunahme entspricht in diesem Bereich lediglich der Zunahme der Eingangsleistung, eine Erhöhung der im Hauptverstärker generierten Leistung findet folglich nicht mehr statt. Es kann also davon ausgegangen werden, dass die effektive Verstärkung in der Tm:Faser in Sättigung ist. In Abbildung 4.17 (b) sind die entsprechenden berechneten Werte für die Verstärkung aufgetragen. Bei der gewählten Standard-Eingangsleistung von 1,3 W liegt die Verstärkung bei allen untersuchten Pumpleistungen um mehr als 10 dB unterhalb der Kleinsignalverstärkung, der Verstärker wird folglich weit in Sättigung betrieben.

Mit dieser Feststellung lässt sich auch die im Vergleich zum Vorverstärker deutlich höhere Konversionseffizienz von Pump- zu Signalleistung erklären: Durch die bereits am Eingang der Tm:Faser vorhandene höhere Intensität des Signals ist die mittlere Besetzungsinversion in der Tm:Faser des Hauptverstärkers mutmaßlich geringer. Hierdurch sinkt die effektive Verstärkung (in diesem Falle 9,4 dB gegenüber 26,7 dB im Vorverstärker), gleichzeitig ist die relative Rate der zur stimulierten Emission konkurrierenden Prozesse (primär nicht-strahlend durch Generierung von Phononen) geringer. Diese Prozesse spielen in Tm:Fasern im Vergleich zu beispielsweise Yb:Fasern oder Er:Fasern eine erheblich größere Rolle (vergleiche Abschnitt 4.1.4), was sich ebenfalls in der schlechteren Kleinsignal-Verstärkung sowie der notwendigen höheren Pumpleistung zum Erreichen der Verstärkungsschwelle widerspiegelt. Für den effizienten Betrieb von Tm:Faser-Verstärkern ist entsprechend eine vergleichsweise hohe Signal-Intensität in der Faser notwendig.

Neben der Optimierung der Konversionseffizienz sorgt die Verstärkungssättigung auch dafür, dass eine Schwankung der Eingangsleistung minimale Auswirkungen auf die Ausgangsleistung hat und so eine hohe Leistungsstabilität erreicht wird. Darüber hinaus wird durch die geringe Besetzungsinversion verstärkte spontane Emission (ASE) im Ausgangssignal minimiert. Im zugehörigen Wellenlängenspektrum (Abbildung 4.20) sind entsprechend keine Hinweise auf ASE vorhanden.

Trotz der Verstärkungs-Sättigung liegt sowohl die erreichte absolute Konversionseffizienz als auch die Steigungseffizienz in der Tm:Faser des Hauptverstärkers noch deutlich unterhalb dem theoretischen Stokes-Limit, das durch Cross-Relaxation etwa 82 % beträgt (Abschnitt 4.1.4). Unter anderem lässt sich dies dadurch begründen, dass nur ein endlicher Anteil der in das  ${}^3\text{H}_4$ -Niveau angeregten  $\text{Tm}^{3+}$ -Ionen durch Cross-Relaxation ein zweites Ion anregen werden. Vielfach wird auch ein direkter Übergang durch Emission mehrerer Phononen erfolgen. Auch die in einer Tm:Faser vergleichsweise hohe Wahrscheinlichkeit einer nichtstrahlenden Relaxation des oberen Laser-Niveaus verringert die Konversionseffizienz. Die Wahrscheinlichkeiten für diese Prozesse sind inhärente Eigenschaften der verwendeten Faser, auf die in dem hier beschriebenen Experiment lediglich begrenzt über die Fasertemperatur Einfluss genommen werden kann [Tur08]. Es wurde beobachtet, dass eine effektive Kühlung der Tm:Fasern im Aufbau für eine möglichst hohe Konversionseffizienz wichtig ist. Temperaturen der Wärmesenke für die Faser unterhalb von 15 °C brachten allerdings keine weitere signifikante Steigerung der Effizienz.



**Abbildung 4.18:** Normierter Intensitätsquerschnitt des aus dem Hauptverstärker ausgekoppelten und anschließend fokussierten Signals gemessen in zwei zueinander orthogonalen Achsen (rot und blau, der Übersichtlichkeit halber mit einem Offset zueinander aufgetragen). Zusätzlich sind an die Messdaten gefittete Gauß-Verläufe eingezeichnet (schwarz-gepunktet)

### 4.3.2 Nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität

Im Hauptverstärker werden Fasern verwendet, die prinzipiell mehrere transversale Moden unterstützen. Daher kann nicht automatisch von dem Erhalt der Strahlqualität des monomodigen Eingangssignals ausgegangen werden. Wie in Abbildung 4.12 zu erkennen wird das Ausgangssignal nach dem Verstärker mittels einer Linse kollimiert bevor es den gitterbasierten Impulskompressor durchläuft. An dieser Stelle wurde eine Messung der Strahlqualität angelehnt an die Norm ISO11146 durchgeführt [Eic04]. Hierfür wurde der Strahl mittels einer weiteren Linse fokussiert und an mehreren Positionen  $z$  längs der Strahltaille der Radius  $r(z)$  bestimmt. Das dabei verwendete Messgerät basiert auf rotierenden Schlitzen und liefert einen Querschnitt der radialen Intensität entlang zweier zueinander senkrechter Achsen. In Abbildung 4.18 ist das Strahlprofil im Fokus ( $z = 0$ ) aufgetragen. Es ist eine leichte Elliptizität zu erkennen (das Profil-Messgerät ist bei den Messungen so ausgerichtet, dass x- bzw. y-Achse mit den entsprechenden Hauptachsen zusammenfallen). Ein Vergleich der Profile mit den jeweils angefitteten Gauß-Funktionen (schwarz gestrichelt) zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit diesen. Es sind lediglich leichte Ausläufer vorhanden, die weniger als 2% der gesamten Leistung enthalten. Zusätzlich ist in Richtung der y-Achse eine leichte Asymmetrie erkennbar, durch die auch der gegenüber der x-Achse größere Durchmesser zustande kommt. Erklären lässt sich dies mit einer Deformierung der Fasermode in der aktiven Faser durch die Biegung auf dem Kühlzylinder. Möglich wäre jedoch auch eine schwache Asymmetrie in der Pump-Signal-Weiche.

Zur Bestimmung von  $M^2$  wurde entsprechend der Norm ISO11146 als Strahldurchmesser  $d_{\text{meas}}(z) = 4\sigma$  der Abstand der beiden Punkte angenommen, bei dem das zugehörige, gemess-

sene Profil auf jeweils  $1/e^2 \approx 13,5\%$  des Maximalwertes abgefallen ist. Anschließend erfolgt an diese ein Fit der Funktion

$$d(z) = \sqrt{A + Bz + Cz^2}$$

Aus den Koeffizienten  $A, B$  und  $C$  lässt sich der minimale Durchmesser im Fokus  $d_0$ , der Divergenzwinkel  $\theta$  und damit der Wert von  $M^2$  direkt berechnen:

$$d_0 = \sqrt{A - \frac{B^2}{4C}}, \quad \theta = \sqrt{C}$$

$$M^2 = \frac{\pi \cdot d_0 \cdot \theta}{4 \cdot \lambda}$$

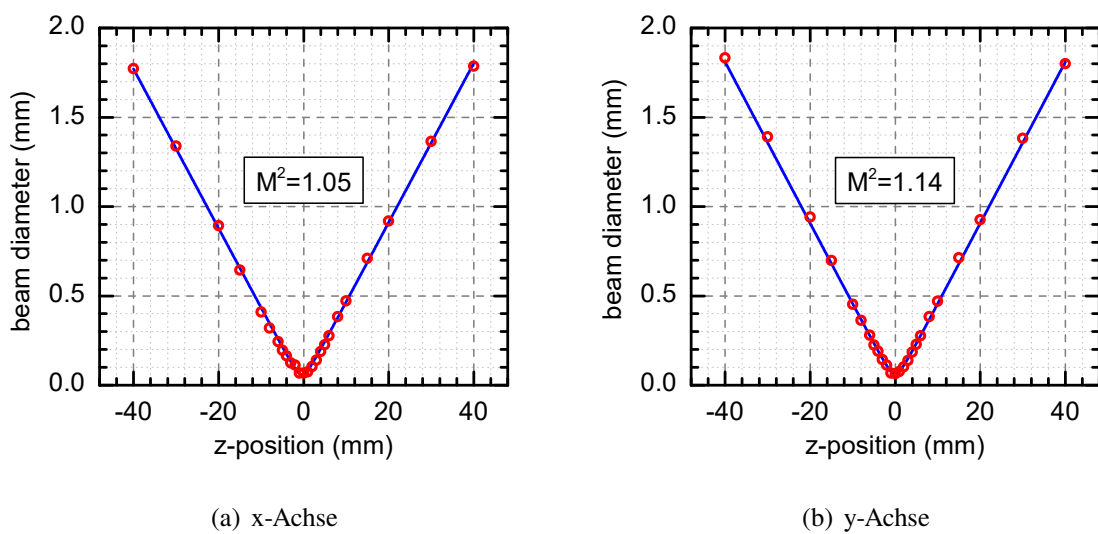
In Abbildung 4.19 sind die entsprechenden Ergebnisse aufgetragen. In den auf diese Weise ermittelten Werten für die X- und Y-Achse  $M_x^2 = 1,05$  und  $M_y^2 = 1,14$  ist ebenfalls die leichte Elliptizität des Strahls zu erkennen.

Zusammenfassend kann das Ausgangssignal als transversal-monomodig bezeichnet werden, mit einer lediglich leichten Deformation der theoretischen, idealen Grundmode in der Faser. Bemerkenswert ist, dass sich die Strahlqualität gegenüber dem Signal unmittelbar nach dem Modenfeld-Adapter ( $M^2 = 1,3$ , Abschnitt 4.2.4) sogar etwas verbessert hat. Es ist davon auszugehen, dass durch das Aufwickeln der Faser höhere Moden effektiv unterdrückt werden.

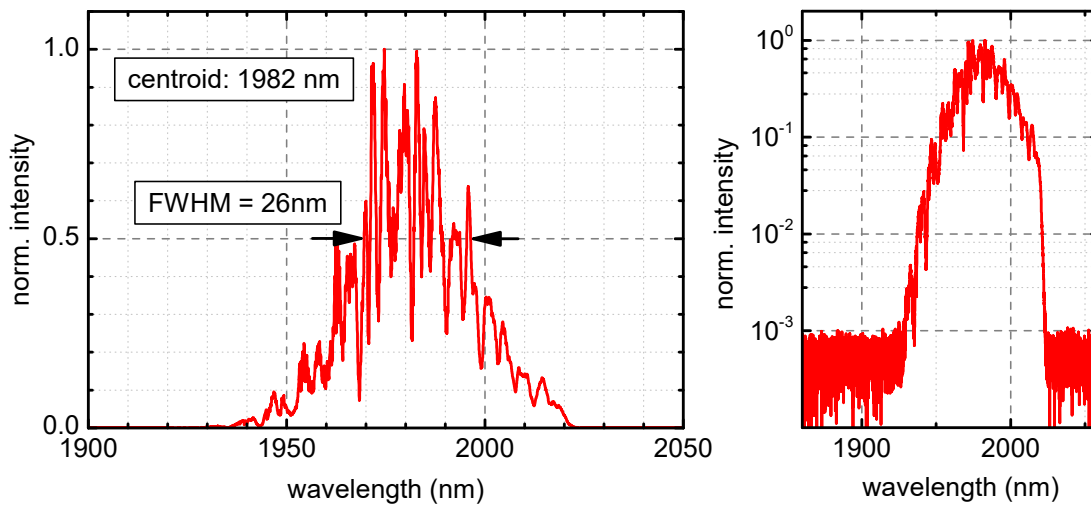
### 4.3.3 Wellenlängenspektrum mit 26 nm Halbwertsbreite

Das nach dem Hauptverstärker mit einem optischen Spektrum-Analysator (OSA) gemessene Wellenlängenspektrum ist in Abbildung 4.20 dargestellt. In der linearen Auftragung auf der linken Seite ist zu erkennen, dass es im Vergleich zum Eingangsspektrum (Abbildungen 3.11 und 4.11) eine stärkere Struktur aufweist. Dadurch wird unter anderem eine eindeutige Angabe der spektralen Bandbreite erschwert. Die an den Kurvenverlauf gezeichneten Pfeile entsprechen einem Wert von 26 nm für die volle Halbwertsbreite (FWHM). Gegenüber dem Eingangssignal (43 nm) ist die Bandbreite folglich deutlich reduziert. Darüber hinaus fällt auf, dass der spektrale Schwerpunkt mit 1982 nm hin zu längeren Wellenlängen verschoben ist (1964 nm nach dem Vorverstärker).

Um mögliche Anzeichen von verstärkter spontaner Emission (ASE) besser erkennen zu können, ist auf der rechten Seite von Abbildung 4.20 die spektrale Intensität des Signals zusätzlich logarithmisch aufgetragen. Die relative Leistung des Untergrund-Signals mit Wellenlängen außerhalb der spektralen Bandbreite des Eingangssignals beträgt  $-30$  dB bezogen auf die maximale spektrale Intensität. Signifikante Anteile von ASE am Signal sind somit nicht erkennbar. Ausgehend von der geringen effektiven Verstärkung von unter 10 dB im aktiven Betrieb ist dies auch nicht zu erwarten. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass es sich bei der



**Abbildung 4.19:** Strahlqualität nach dem Hauptverstärker: In zwei zueinander orthogonalen Achsen gemessene Breiten der transversalen Intensitätsverteilung ( $1/e^2$ ) des nach dem Tm:Faser-Hauptverstärker ausgekoppelten und anschließend fokussierten Laserstrahls an mehreren Positionen entlang der Propagationsrichtung zur Bestimmung der Strahlqualität (rote Kreise). Zusätzlich ist der entsprechende Verlauf einer Gauß'schen Funktion als Fit dargestellt (blaue Linie). Es ergeben sich die Werte  $M^2 = 1,05$  für die x-Achse sowie  $M^2 = 1,14$  für die y-Achse.

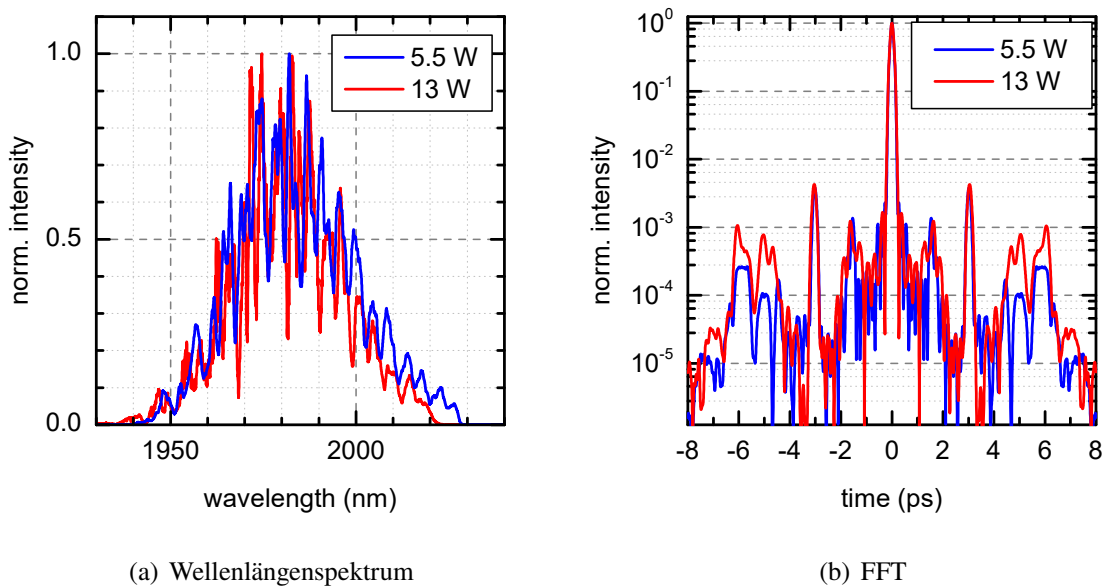


**Abbildung 4.20:** Normierte spektrale Intensität des Signals nach dem Hauptverstärker bei der maximalen Ausgangsleistung von 13 W (gemessen mit einem OSA). Auf der linken Seite ist die spektrale Intensität in linearer Skalierung aufgetragen. Auf der rechten Seite ist in der logarithmisch skalierten Auftragung derselben Messung zu erkennen, dass die relative spektrale Intensität des Untergrundes  $-30$  dB bezogen auf das Maximum beträgt.

gemessenen Ausgangsleistung nach dem Hauptverstärker nahezu vollständig um das verstärkte Eingangssignal handelt.

Die Verringerung der spektralen Bandbreite sowie die Verschiebung des Schwerpunktes deuten auf unterschiedliche effektive Verstärkungs-Querschnitte in Vor- und Hauptverstärker hin. Wie in Abschnitt 4.1.4 beschrieben, handelt es sich bei dem Laser-Übergang des  $\text{Tm}^{3+}$ -Ions in Glas um ein sogenanntes quasi-Drei-Niveau-System. Infolge der zueinander spektral verschobenen, breitbandigen Wirkungsquerschnitte von Absorption und Emission (vergleiche Abbildung 4.4) ist von einer ausgeprägten Abhängigkeit des effektiven Verstärkungs-Querschnitts von der Stärke der Besetzung des oberen Laser-Niveaus auszugehen. Die relative Verschiebung des Signals hin zu größeren Wellenlängen lässt auf eine geringere mittlere Besetzungsinversion in der  $\text{Tm}$ :Faser des Hauptverstärkers im Vergleich zum Vorverstärker schließen. Diese These wird gestützt durch die Ergebnisse der Messung der mittleren Ausgangsleistung des Signals in Abhängigkeit von der Eingangsleistung, die auf eine höhere Sättigung der Verstärkung im Hauptverstärker hindeuten (geringere absolute Verstärkung im Hauptverstärker gegenüber dem Vorverstärker, vergleiche vorherigen Abschnitt) [Mil88].

Als Ursache für das im Vergleich zum Eingangssignal erheblich stärker strukturierte Wellenlängenspektrum des Ausgangssignals kommen prinzipiell sowohl lineare Effekte als auch eine nichtlineare Wechselwirkung der Impulse mit dem Glas der Fasern in Frage. Der re-



**Abbildung 4.21:** (a) Normierte spektrale Intensität des Signals nach dem Hauptverstärker bei zwei unterschiedlichen mittleren Leistungen von 5,5 W und 13 W; (b) Ergebnis einer FFT-Berechnung der zugehörigen Frequenzspektren (normiert). Die Leistung der zentralen Komponente beträgt etwa 98 % bei einer Dauer (FWHM) von etwa 155 fs (5,5 W) beziehungsweise 97 % bei einer Dauer von 170 fs (13 W).

lative Beitrag von linearen Effekten ist unabhängig von der Signalleistung, wohingegen die Stärke der nichtlinearen Wechselwirkung mit der Intensität zunimmt (siehe Abschnitt 1.2.5). In Abbildung 4.21 (a) sind die normierten Spektren bei 13 W und 5,5 W Ausgangsleistung aufgetragen. Es ist erkennbar, dass auch bei geringerer Verstärkung eine Struktur auftritt. Qualitativ sieht diese zwar ähnlich aus, fällt jedoch nicht mit derjenigen bei höherer Leistung zusammen. Unter anderem ist die Tiefe der Modulationen bei 5,5 W Ausgangsleistung deutlich geringer, Messungen bei noch geringeren Leistungen (nicht dargestellt) zeigen allerdings keine weitere Reduzierung der Struktur. Auch wenn die Impulse den Verstärker ohne Pumpleistung durchlaufen und so eine effektive Dämpfung erfahren, weist ihr Wellenlängenspektrum anschließend eine erheblich erhöhte Struktur auf. Basierend auf dieser Beobachtung ist bei 13 W Ausgangsleistung von einer Kombination aus linearen und nichtlinearen Ursachen auszugehen. Eine numerische Fourier-Transformation (FFT) der zu den Wellenlängenspektren gehörigen Frequenzen unterstützt diese Annahme. In Abbildung 4.21 (b) ist der entsprechend berechnete zeitliche Intensitätsverlauf für die Ausgangsleistungen 13 W und 5,5 W aufgetragen. Auffällig sind die Nebenmaxima bei  $\pm 3$  ps mit einer relativen Intensität von  $-24$  dB bezogen auf das zentrale Maximum. Sie sind bei beiden Leistungen nahezu identisch und es ist daher ein linearer Ursprung naheliegend. Zusammen besitzen sie eine relative Energie von etwa einem Prozent. Ein entsprechender Vor- oder Nachläufer der Impulse bedeutet eine Modulation des Wellenlängenspektrums, deren Tiefe mit etwa 30 % ähnlich den Messdaten ist. Eine mögliche Quelle für derartige Vor- oder Nachläufer ist Modendispersion (Abschnitt 1.2.3) in den Fasern des Hauptverstärkers. Wie im vorherigen Abschnitt 4.3.2 festgestellt, koppelt der Modenfeld-Adapter einen Anteil der Eingangsleistung in höhere Fasermode. Zwar werden diese in der aktiven Faser durch den Biegeradius stark gedämpft, es muss jedoch davon ausgegangen werden, dass sie auch am Ausgang des Verstärkers noch eine endliche Leistung enthalten. Es ist wahrscheinlich, dass es in der Pump-Signal-Weiche nach der aktiven Faser durch die unvermeidliche Störung der Fasergeometrie und damit der Modenführung zu einer teilweisen Rückkopplung der höheren Moden in die Grundmode kommt. Eine andere mögliche Quelle für Vor- oder Nachläufer wäre, dass ein Teil der Signalleistung in die unerwünschte Hauptachse der polarisationserhaltenden (doppelbrechenden) Fasern gekoppelt wird und dadurch eine andere Laufzeit aufweist. Messungen der Polarisationsgrade ergeben, dass in dem Modenfeld-Adapter die Polarisationsachsen ebenfalls schwach überschneiden (vergleiche Abschnitt 4.3.1). Theoretisch wäre es darüber hinaus auch möglich, dass eine Komponente wie ein wellenlängenabhängiger Filter wirkt und auf diese Weise einen leistungsunabhängigen Anteil zu der Struktur des Spektrums beiträgt. Beispiele hierfür wären eine ungünstig ausgelegte Antireflex-Beschichtung oder zwei parallele Oberflächen in einer optischen Komponente, die als Fabry-Pérot-Etalon wirken. Die einzige Komponente, die in dieser Hinsicht ein mögliches Risiko darstellt, ist der fasergekoppelte Kollimator, der am Signaleingang verwendet wird. Im Bereich des Vorverstärkers kommen jedoch gleiche Bauteile zum Einsatz und zeigen sich dort unauffällig. Daher ist ein signifikanter negativer Einfluss als unwahrscheinlich anzunehmen.

Neben dem diskutierten Nebenmaximum bei  $\pm 3$  ps mit einem mutmaßlich linearen Prozess als Ursprung ist in Abbildung 4.21 (b) ein weiterer Untergrund zu erkennen, dessen Maxima

eine Höhe von bis zu  $-28$  dB bezogen auf das Hauptmaximum erreichen. Dieser Anteil an der gesamten Impulsenergie steigt von einem Prozent bei  $5,5$  W Ausgangsleistung auf  $2\%$  bei  $13$  W an und zeigt somit eine deutliche Abhängigkeit von der Ausgangsleistung. Er muss daher zumindest teilweise auf nichtlineare Effekte zurückgeführt werden.

Um ein Maß für die Stärke von nichtlinearer Wechselwirkung zu erhalten, bietet es sich an, das B-Integral (1.2.10) für die Verstärker auszuwerten. In Tabelle 4.2 sind in dem oberen Abschnitt die relevanten Parameter zur Berechnung des nichtlinearen Koeffizienten  $\gamma$  (1.2.8) der verwendeten Fasern angegeben. Diese beruhen auf den Angaben der jeweiligen Hersteller und sind sicherlich mit einer Unsicherheit behaftet, so dass die berechneten Werte für  $\gamma$  als Abschätzungen angesehen werden müssen. Im unteren Teil von Tabelle 4.2 ist für sämtliche in der Verstärkerkette (Vor- und Hauptverstärker) vorkommenden Fasern basierend auf den bekannten Ein- und Ausgangsleistungen ein Wert für  $B$  berechnet. In den aktiven Fasern ist das genaue Profil der Verstärkung über die Länge nicht bekannt und auch nicht ohne weiteres messbar. Mit der gegenläufig zum Signal eingekoppelten Pumpleistung und dem Umstand, dass keine Pump-Sättigung beobachtet wird, lässt sich die Abschätzung einer näherungsweise konstanten Besetzungsinversion und damit einem konstanten Verstärkungskoeffizienten  $g$  (Gleichung 1.3.8) rechtfertigen. Für die Entwicklung der Impulsenergie und damit auch der Intensität folgt in diesem Fall (vergleiche Abschnitt 1.3.1)

$$P_{\text{peak}}(z) = P_{\text{peak}}(0) \cdot e^{gz}$$

mit der Intensität  $P_{\text{peak}}(0)$  am Eingang der Faser. Bei bekannter mittlerer Leistung am Ein- und Ausgang der Faser sowie Folgefrequenz und Dauer der Impulse lassen sich direkt  $P_{\text{peak}}(0)$ ,  $P_{\text{peak}}(L)$ ,  $g$  und damit auch  $B$  berechnen. In den passiven Fasern wird die Impulsenergie als konstant angenommen. In Summe ergibt sich bei der Ausgangsleistung von  $13$  W ein Wert von  $6,3 \approx 2\pi$  rad für die durch SPM-bedingte Phasenverschiebung in der kompletten Verstärkerkette. Der mit etwa  $80\%$  größere Anteil entfällt dabei auf den Hauptverstärker. Dieses Ergebnis passt zu der Beobachtung, dass das Wellenlängenspektrum des Vorverstärkers (Abbildung 4.11) keinen Einfluss nichtlinearer Wechselwirkung zeigt.

Mit der berechneten SPM-bedingten Phasenverschiebung von  $5,1$  rad muss der Hauptverstärker als schwach-nichtlinear bezeichnet werden. Im direkten Vergleich mit den Er:Faser-Verstärkern im Seed-System fällt auf, dass nichtlineare Wechselwirkung einen unterschiedlichen Einfluss auf das jeweilige Ausgangsspektrum hat. In dem Signal aus dem Er:Faser-Verstärker (Abbildung 2.8) sind deutlich zusätzliche, durch SPM generierte Frequenzkomponenten sichtbar. Diese sind im Spektrum nach dem Tm:Faser-Verstärker nicht vorhanden, jedoch ist die Strukturierung im Vergleich deutlich stärker ausgeprägt. Erklären lässt sich diese Beobachtung durch die starke zeitliche Streckung der Impulse im Tm:Faser-Verstärker: Durch den Frequenz-Chirp wird eine Struktur des Frequenzspektrums auf den zeitlichen Intensitätsverlauf übertragen. Wie weiter oben gezeigt, kann im Ausgangsspektrum des Hauptverstärkers eine linear bedingte Komponente der Struktur auf Grund eines Vor- oder Nachläufers des zeitlichen Intensitätsverlaufes identifiziert werden. Zusätzlich muss davon ausgegangen werden, dass sich die schmalbandigen Absorptionen des Wassers trotz Stickstoffatmosphäre nicht vollständig

**Tabelle 4.2:** Übersicht über eine Abschätzung des  $B$ -Integrals für die Tm:Faser-Verstärkerkette. In dem oberen Teil sind die zur Berechnung der Nichtlinearitäts-Koeffizienten relevanten Parameter zusammengefasst. Im unteren Teil sind basierend auf den gemessenen Eingangs- und Ausgangsleistungen der jeweiligen Fasern Werte für die zugehörigen  $B$ -Integrale (in rad) für die beiden Ausgangsleistungen von 5,5 W und 13 W angegeben. In den aktiven Fasern wird hierfür eine konstante Verstärkung (exponentieller Leistungsanstieg) angenommen.  $p_{\text{peak}}$  bezeichnet die Spitzenleistung der Impulse am Ausgang der jeweiligen Faser bei 13 W Ausgangsleistung.

|            | Kern [ $\mu\text{m}$ ] | NA   | V-parameter | MFD [ $\mu\text{m}$ ] | $\gamma$ [ $(\text{W km})^{-1}$ ] |
|------------|------------------------|------|-------------|-----------------------|-----------------------------------|
| Kollimator | 7                      | 0,2  | 2,26        | 7,6                   | 1,8                               |
| 10/130     | 10                     | 0,15 | 2,42        | 12,7                  | 0,66                              |
| 25/400     | 25                     | 0,09 | 3,62        | 23,2                  | 0,2                               |

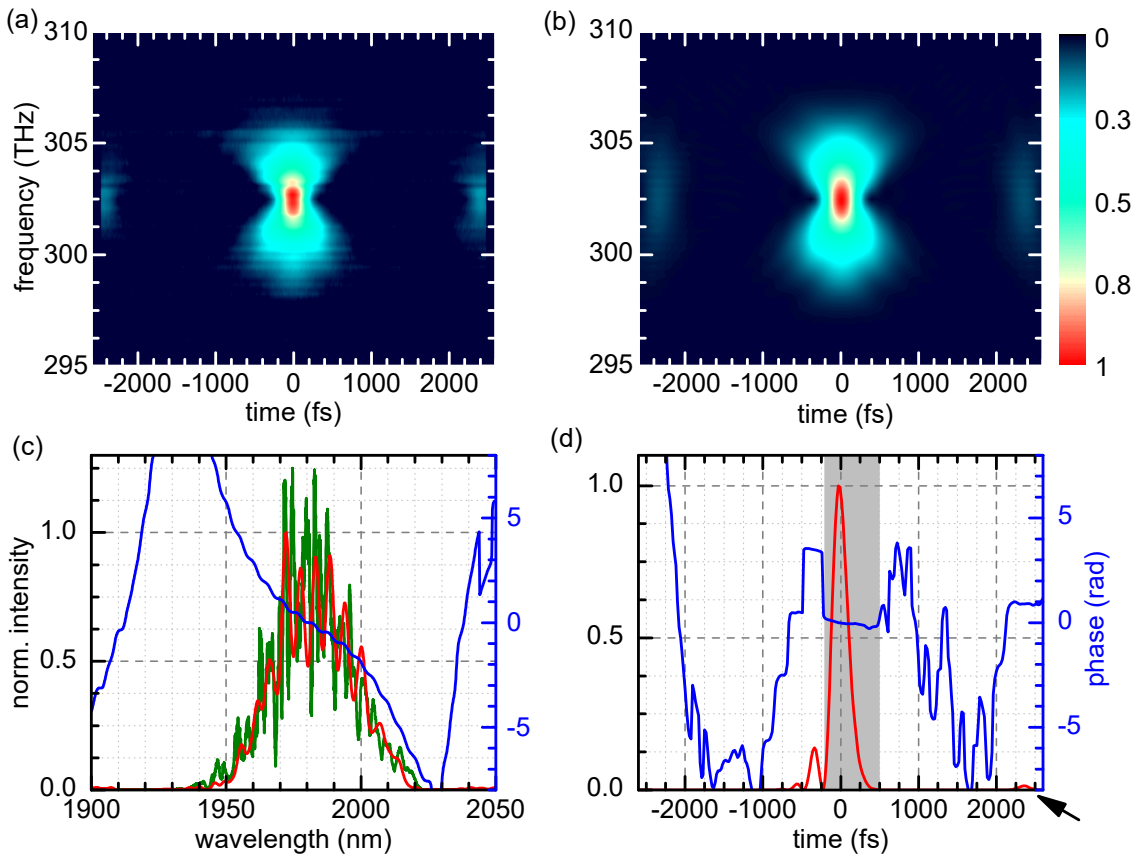
| Faser          | Länge [m] | $p_{\text{peak}}$ [W] | B-Integral (5,5 W) | B-Integral (13 W)   |
|----------------|-----------|-----------------------|--------------------|---------------------|
| Kollimator     | 0,7       | 1,6                   |                    | $2,1 \cdot 10^{-3}$ |
| passive 10/130 | 0,2       | 1,5                   |                    | $2,0 \cdot 10^{-4}$ |
| Tm:10/130      | 2         | $1,2 \cdot 10^3$      |                    | 0,23                |
| passive 10/130 | 0,55      | $1,1 \cdot 10^3$      |                    | 0,40                |
| Kollimator     | 0,35      | $1,0 \cdot 10^3$      |                    | 0,67                |
| Kollimator     | 0,2       | $7,6 \cdot 10^2$      |                    | 0,28                |
| passive 10/130 | 0,25      | $7,1 \cdot 10^2$      |                    | 0,12                |
| passive 25/400 | 0,45      | $5,9 \cdot 10^2$      |                    | $5,3 \cdot 10^{-2}$ |
| Tm:25/400      | 3,9       | $8,9 \cdot 10^3$      | 1,2                | 2,4                 |
| passive 25/400 | 1,5       | $7,9 \cdot 10^3$      | 0,88               | 2,2                 |
|                |           | Summe:                | 4,1 rad            | 6,3 rad             |

vermeiden lassen (vergleiche Abbildung 4.11). Beides wird durch die zeitliche Streckung der Impulse in eine Modulation des zeitlichen Intensitätsverlaufes transformiert. Da die Stärke der SPM proportional zur Intensität ist (1.2.7), sorgt sie für eine Verstärkung der Struktur und macht sich daher vergleichsweise früher bemerkbar. In der Zeit-Darstellung kann dies einem Energieübertrag vom Hauptimpuls zu Vor- oder Nachläufern entsprechen und wurde auch bei Yb:Faser basierten CPA-Systemen beobachtet [Sch08]. Bei dem hier beschriebenen System ist bei der maximalen Ausgangsleistung von 13 W der Einfluss nichtlinearer Effekte zwar deutlich im Spektrum erkennbar, gemäß der FFT in Abbildung 4.21 sollte er jedoch lediglich einen geringen Einfluss auf die bandbreitenbegrenzte Impulsdauer (170 fs gegenüber 155 fs) sowie die Leistung in der zentralen Komponente (-1 %) haben. Im folgenden Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse der zeitlichen Rekomprimierung der Impulse zusammengefasst.

#### 4.3.4 Impulskomprimierung auf 225 fs

Die zeitlich stark gestreckten Impulse aus dem Hauptverstärker werden wie in Abschnitt 3.3.4 beschrieben in einem Freistrahl-Gitterkompressor rekomprimiert. Der resultierende zeitliche Verlauf der Intensität und der Phase des Signals wurde mittels FROG („frequency resolved optical gating“) charakterisiert. Hierbei wird das Signal an einem Strahlteiler zunächst aufgespalten und beide Komponenten anschließend mit variabler relativer zeitlicher Verzögerung zueinander nicht-kollinear in einen  $\beta$ -Barium-Borat-Kristall (Dicke 100  $\mu\text{m}$ ) fokussiert und überlagert. Ein Spektrometer detektiert die auf diese Weise generierte Summenfrequenz. Aus dem resultierenden, von der Verzögerungszeit abhängigen Wellenlängenspektrum lässt sich anschließend numerisch der zeitliche Verlauf der Intensität und Phase der Impulse rekonstruieren. Weiterführende Informationen zu dieser Methode finden sich zum Beispiel in [Tre93, Tre97].

Abbildung 4.22 zeigt das Ergebnis einer derartigen Messung bei maximaler Ausgangsleistung des Hauptverstärkers. Die Geometrien von Impulsstrecke und Kompressor sind wie in Abschnitt 3.3.4 geschildert auf eine minimale Impulsdauer des zentralen Impulses optimiert. Es ist erkennbar, dass die Messung in a) und Rekonstruktion in b) qualitativ gut übereinstimmen. In c) ist neben dem rekonstruierten Wellenlängenspektrum (schwarz) zusätzlich das Ergebnis einer parallelen Messung mit einem optischen Spektrumanalysator aufgetragen (grün). Auch hier stimmen der Schwerpunkt und die Breite gut überein. Die feine Struktur des Spektrums ist qualitativ ebenfalls erkennbar, wird allerdings nicht exakt reproduziert. Erklären lässt sich dies durch die Verwendung eines Spektrometers mit Linien-CCD-Sensor. Sowohl die spektrale Auflösung als auch der Dynamikumfang sind erheblich geringer als bei dem optischen Spektrumanalysator. Dadurch können in der FROG-Messung lediglich Impulsbestandteile mit einer bestimmten minimalen Leistung sowie einem endlichen Abstand bezogen auf das Hauptmaximum erfasst werden. In der FROG-Spur ist lediglich ein Neben-Intensitätsmaximum mit einem Abstand von 2,2 ps zum Hauptmaximum knapp oberhalb des Rauschlevels erkennbar. Dieses bedingt die sichtbare Modulation in dem rekonstruierten Spektrum. Die FFT-Analyse des Wellenlängenspektrums im vorherigen Kapitel 4.3.3 liefert Hinweise auf weitere Vor-



**Abbildung 4.22:** Impulscharakterisierung der rekomprierten Impulse nach dem Hauptverstärker bei maximaler mittlerer Ausgangsleistung von 9,4 W mittels FROG: (a) Normierte, farbkodierte spektrale Intensität der gemessenen Summenfrequenzen in Abhängigkeit von der zeitlichen Verzögerung; (b) entsprechende farbkodierte Darstellung eines numerisch rekonstruierten Impulses; (c) rekonstruierte, normierte spektrale Intensität (rot) mit zugehöriger Phase (blau) und direkt mit einem OSA gemessene spektrale Intensität (grün, renormiert); (d) rekonstruierter normierter zeitlicher Intensitätsverlauf (rot) und Phase (blau) des elektrischen Feldes. Das zentrale Maximum (grau schattierter Bereich) weist eine Dauer (FWHM) von 225 fs auf und seine Energie kann mit  $0,84 \mu\text{J}$  abgeschätzt werden. Der Pfeil markiert einen Vor- oder Nachläufer mit geringer Energie bei 2,2 ps.

oder Nachläufer der Impulse mit teilweise erheblich kleineren Leistungen, die jedoch ebenfalls signifikanten Einfluss auf die Struktur des Spektrums haben. In der FROG-Messung können diese mutmaßlich nicht aufgelöst werden und eine Abweichung der Modulationen im rekonstruierten Spektrum ist daher nicht überraschend. Mit einem zu erwartenden Anteil an der Gesamtenergie von in Summe deutlich unter 1 % und Leistungen, die maximal 28 dB unter dem Hauptmaximum liegen, sollten diese Impulsanteile jedoch im Allgemeinen vernachlässigbar sein.

Der in Abbildung 4.22 d) aufgetragene zeitliche Verlauf der Impulsleistung zeigt eine volle Halbwertsbreite (FWHM) der Impulsdauer von 225 fs. Im Vergleich zu der aus dem Wellenlängenspektrum berechneten, theoretisch minimal möglichen bandbreitenbegrenzten Impulsdauer von 170 fs (Abbildung 4.21) entspricht dies einem etwa um den Faktor 1,3 größeren Wert. Der Verlauf der spektralen Phase in c) lässt einen nicht kompensierten kubischen Anteil  $\Delta\tilde{\phi}_3 = \partial^3\Delta\tilde{\phi}/\partial\omega^3$  vermuten. Versuche, diesen durch Variationen der Geometrien von Impulstrecker und Kompressor zu reduzieren (Abschnitt 3.3.4) resultierten allerdings in reproduzierbar größeren Impulsdauern mit geringeren Spitzenintensitäten. Möglicherweise verursacht nichtlineare Wechselwirkung in den Verstärkern (vergleiche Tabelle 4.2) einen komplexen Verlauf der Phase, der eine Minimierung der Impulsdauer durch ausschließliche Minimierung von quadratischen und kubischen Anteilen der Phase verhindert.

Ein Integral über das zentrale Maximum im zeitlichen Leistungsverlauf der Impulse (grau schattierter Bereich in Abbildung 4.22 d) ergibt eine relative Energie von 92 %. Auf den Anteil bei 2,35 ps entfallen gemäß dieser Rechnung nur etwa 1 %. Entsprechend den weiter oben getroffenen Annahmen zum maximalen Auflösungsvermögen der FROG-Messung muss davon ausgegangen werden, dass die Energie von zeitlichen Impulsanteilen abseits des Hauptmaximums unterschätzt werden. In der FFT einer Messung des Wellenlängenspektrums mit einem optischen Spektrumanalysator (Abbildung 4.21) entfallen etwa 3 % der gesamten Energie auf den Bereich außerhalb des zentralen Maximums ( $\pm 500$  fs). Ausgehend von diesem Wert muss eine auf 90 % reduzierte relative Energie des Hauptmaximums angenommen werden. Die gemessene mittlere Leistung des Signals nach der Rekompensation beträgt 9,4 W bei einer Repetitionsfrequenz von 10 MHz. Daraus ergibt sich eine Energie von 0,84  $\mu$ J für das zentrale zeitliche Maximum. Dies entspricht einer Spitzenleistung von etwa 3,46 MW.

### 4.3.5 Potential für weitere Skalierung der Ausgangsleistung

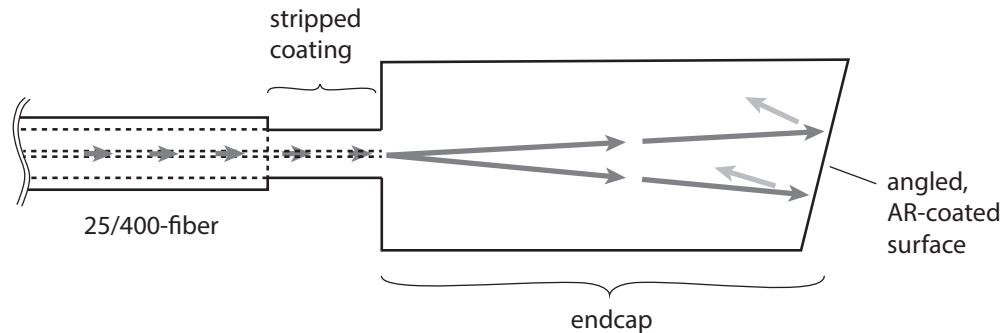
Die mit dem in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Tm:Faser-Hauptverstärker erreichte mittlere Ausgangsleistung des Signals von 13 W (vor dem Impulskompressor) ist primär durch die verfügbare Leistung des zum Pumpen verwendeten Laserdiodenmoduls limitiert. Durch Verluste in der nachfolgenden zeitlichen Rekompensation der Impulse in Höhe von 27 % beläuft sich die Energie anschließend bei 10 MHz Repetitionsfrequenz auf 0,94  $\mu$ J. Wie im vorherigen Abschnitt gezeigt, kann angenommen werden, dass davon 90 % auf das Hauptmaximum des zeitlichen Intensitätsverlaufes entfallen. Darauf basierend ergibt sich eine Spitzenleistung der

rekomprimierten Impulse in Höhe von 3,46 MW. Ziel dieses Abschnittes ist es, die Möglichkeiten einer weiteren Skalierung dieser Werte abzuschätzen. Die Erhöhung der mittleren Leistung und der Spitzenleistung stellen dabei wie bereits in Abschnitt 4.1 dargestellt unterschiedliche Herausforderungen dar.

Die mittlere Ausgangsleistung sollte sich durch eine Erhöhung der Pumpleistung signifikant steigern lassen. Grundlage dieser Annahme ist die differentielle Zunahme der gemessenen Ausgangsleistung im Bereich der experimentell maximal verfügbaren Pumpleistung in Höhe von 42 W (Abbildung 4.16). Sie lässt in diesem Bereich keine Sättigungseffekte erkennen. Hinzu kommt, dass die effektive Verstärkung in der Tm:Faser des Hauptverstärkers mit 12 dB bei 13 W Ausgangsleistung erheblich unterhalb der des Vorverstärkers (29 dB) liegt. Sollte bei einer höheren effektiven Verstärkung wider Erwarten verstärkt spontane Emission auftreten, könnte gegebenenfalls auf eine dreistufige Verstärkerkette umgestellt werden.

Mit einem Durchmesser von 400  $\mu\text{m}$  und einer NA von 0,46 beträgt das maximal akzeptierte Strahlparameterprodukt des äußeren Mantels der Doppelmantelfaser etwa 86 mm mrad. Das Licht des Pumpmoduls ist in eine Faser mit einem Kerndurchmesser von 200  $\mu\text{m}$  und einer NA von 0,22 gekoppelt. Dies entspricht einem Strahlparameterprodukt von 21 mm mrad. Folglich werden mit dem einen eingesetzten Diodenmodul nur etwa 16 % des geometrischen Limits der aktiven Faser ausgefüllt. Tatsächlich besitzt die verwendete Pump-Signal Weiche fünf weitere, bisher ungenutzte Eingangsfasern für Pumplicht. Diese sind jeweils für eine maximale Leistung von 50 W spezifiziert. Mittels zusätzlicher Pumpmodule könnte somit eine Pumpleistung von bis zu 300 W in die aktive Faser gekoppelt werden. Hierbei müsste vor allem die zusätzliche thermische Last an entsprechenden Komponenten und Spleißen berücksichtigt werden. Die Pump-Signal-Weiche ist wie bereits erwähnt entsprechend spezifiziert. Gleiches gilt prinzipiell auch für die Tm:Faser. Auf den als Wärmesenke genutzten Aluminiumzylindern ist bei 42 W Pumpleistung mit einem Thermografiesystem nur eine Erwärmung der Faseroberfläche um wenige Grad erkennbar. Veröffentlichungen zu anderen experimentellen Arbeiten über Dauerstrich-Laser basierend auf mutmaßlich der gleichen 25/400-Tm:Faser zeigen mögliche Ausgangsleistungen von mindestens 300 W [Fri06, Mou09, Tan12]. Auch wenn es sich bei diesen Arbeiten um Laser-Oszillatoren handelt und die Ergebnisse daher nur bedingt mit dem hier behandelten Laser-Verstärker vergleichbar sind, zeigen sie die Möglichkeit, die Faser mit erheblich höheren Pumpleistungen zu betreiben. Zu erwartender positiver Nebeneffekt einer Steigerung der absoluten Leistung des Signals ist, dass der Konversionswirkungsgrad von Pump- zu Signalleistung in der aktiven Faser größer werden sollte, da die relative Rate der zur stimulierten Emission parallelen Relaxations-Pfade der  $\text{Tm}_3^+$ -Ionen abnimmt.

Die einzige Stelle in dem hier beschriebenen Aufbau, bei der im Falle von einer höheren mittleren Ausgangsleistung mit thermischen Problemen gerechnet werden muss, ist die Auskopplung des verstärkten Signals aus der Faser (vergleiche Abbildung 4.14). Gegebenenfalls müsste an dieser Stelle für eine bessere Kühlung gesorgt werden. Sollte dies nicht ausreichen, wäre auch eine Auskopplung durch ein an das Faserende angespleißtes, antireflexbeschichtetes Glasstück wie in Abbildung 4.23 skizziert denkbar. Auf diese Weise würden Reflexionen verringert und



**Abbildung 4.23:** Konzept einer Auskopplung des Signals aus der Faser des Hauptverstärkers mittels speziellem „Endcap“: Ein an die Faser gespleißtes Stück Quarzglas mit abgeschrägter, antireflexbeschichteter Oberfläche sorgt für eine effektive Auskopplung ohne Rückreflexe in den Kern der Faser und minimiert gleichzeitig die Intensität des Signals auf der Polymerbeschichtung der Faser.

gleichzeitig durch die Rückseite des Glasstücks in den Freistrahle ausgekoppelt werden. Die Polymerbeschichtung der Faser könnte auf diese Weise gut vor dem Signallicht geschützt werden. Weitere Vorteile von einem solchen Glasstück wären eine durch die Aufweitung des Strahls im Inneren reduzierte Intensität auf der Austrittsfläche sowie ein insgesamt höherer Auskopplungsgrad. Im Idealfall würde sich eine um etwa 4 % erhöhte Ausgangsleistung im Freistrahle nach dem Verstärker ergeben. Ein solches Glasstück ließe sich bei Bedarf als Sonder-Bauteil kommerziell beschaffen und mit dem für den Aufbau des Verstärkers verwendeten Spleißgerät an die Faser anbringen [Wil08, Wil11].

Die bis zu dieser Stelle ausgeführten Überlegungen betreffen allerdings lediglich den Aspekt einer höheren mittleren Ausgangsleistung des Verstärkers. Höhere Intensitäten des Lichtfeldes sorgen für stärkere nichtlineare Wechselwirkung in den Glasfasern. Bei 13 W Ausgangsleistung ergibt die Abschätzung des B-Integrals (1.2.10) in den Verstärkern einen Wert von 6,3 rad (Tabelle 4.2). Bereits bei dieser Leistung tritt folglich Selbstphasenmodulation in einem signifikanten Maße auf. In dem Wellenlängenspektrum der verstärkten Impulse (Abbildung 4.20) sind die Auswirkungen deutlich zu erkennen. Wie in Abschnitt 4.3.3 gezeigt, erhöht sich durch zusätzliche nichtlineare Wechselwirkung unter anderem der relative Anteil der Energie außerhalb des zentralen zeitlichen Maximums der Impulse. Bei 5,5 W Ausgangsleistung beträgt dieser Anteil mindestens 2 % und hat primär lineare Ursachen. Bei 13 W Ausgangsleistung erhöht er sich durch nichtlineare Wechselwirkungen bereits auf mindestens 3 %. Zusätzlich ist von einem komplexeren Verlauf der spektralen Phase auszugehen, der die zeitliche Kompression der Impulse erschwert. Mit steigender Impulsenergie wird dieser negative Einfluss weiter zunehmen und keine effiziente Rekomprimierung der Impulse mehr erlauben. Die Folge ist, dass eine weitere Erhöhung der Impulsenergie in dem hier vorgestellten System nicht notwendigerweise in höheren Spitzenleistungen resultiert. Daher müsste für höhere Impulsenergien die nichtlineare Wechselwirkung verringert werden, möglich wäre zum Beispiel eine stärkere zeit-

liche Streckung der Impulse vor der Verstärkung. Dies würde größere optische Beugungsgitter bedingen (vergleiche Abschnitt 3.2.3). Zum Zeitpunkt der Durchführung der experimentellen Arbeiten waren diese für Wellenlängen um  $1,95\ \mu\text{m}$  nicht verfügbar. Eine andere naheliegende Möglichkeit wäre die Verwendung kürzerer Glasfasern im Verstärker. Um die gleiche absolute Verstärkung zu erreichen, muss folglich die Verstärkung pro Länge der Faser gesteigert werden. Hierfür wäre unter anderem die Absorption von höheren Pumpleistungen pro Länge notwendig. Theoretisch könnte dies mittels einer höheren Konzentration der Thulium-Dotierung erreicht werden. In der Praxis scheint dies bei klassischen Glasfasern allerdings nicht praktikabel zu sein, da übermäßiges Verklumpen der  $\text{Tm}_3^+$ -Ionen droht und damit die Rate von nichtstrahlender Relaxation des oberen Laserniveaus drastisch steigt [Jac03, Jac04, Tan06]. Die Folge wäre ein erheblich verringerter Wirkungsgrad und damit auch eine geringere Verstärkung. Sofern das benötigte Pumplicht mit einem ausreichend kleinen Strahlparameterprodukt verfügbar ist, könnte alternativ auch der äußere Mantel der Doppelmantelfaser verkleinert werden. Durch das größere Verhältnis von dotiertem Faserkern zu der Querschnittsfläche des geführten Pumplichtes würde ebenfalls die Absorption zunehmen. Größere Durchmesser des Faserkerns hätten den gleichen Effekt und würden gleichzeitig die Intensität des Signals und damit die Stärke der nichtlinearen Wechselwirkung in der Faser reduzieren. Allerdings wird es mit zunehmendem Durchmesser des Kerns schwieriger, eine stabile Propagation des Signals in der Grundmode aufrecht zu erhalten. Wie in Abschnitt 4.1.3 beschrieben, muss eine Skalierung des Modenfeldes auf Durchmesser deutlich größer als  $25\ \mu\text{m}$  in einer konventionellen, aktiven Stufenindex-Faser ebenfalls als nicht praktikabel angesehen werden. Im Zeitraum der durchgeführten experimentellen Arbeiten war keine alternative Tm:Faser für den Hauptverstärker erhältlich, die gemäß ihren Spezifikationen der verwendeten Doppelmantelfaser in Bezug auf die erzielbare Spitzenleistung als überlegen einzuschätzen gewesen wäre.

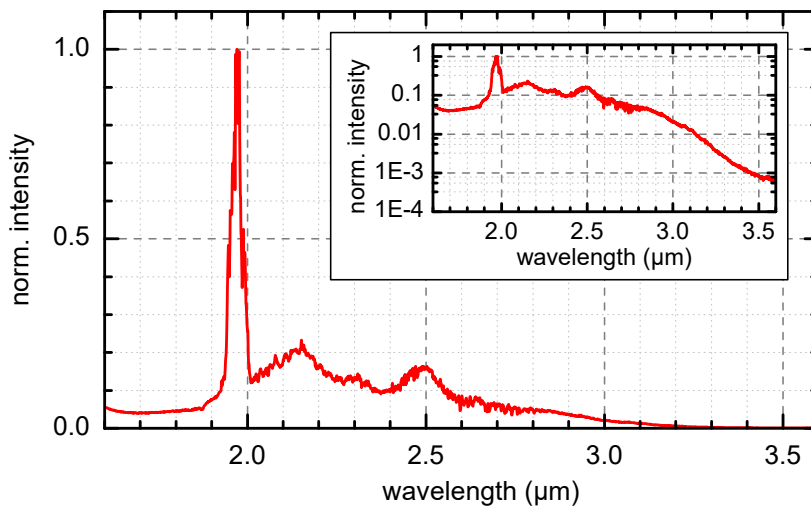
Zusammenfassend scheint die erreichte Energie von  $1,3\ \mu\text{J}$  für Femtosekunden-Impulse in der Nähe der Grenze dieser Technologie zu liegen. Veröffentlichte Ergebnisse von vergleichbaren Experimenten an anderen Forschungseinrichtungen, bei denen ebenfalls eine konventionelle, mit Thulium dotierte Glasfaser zur Verstärkung von Femtosekunden-Impulsen verwendet wurde, zeigen soweit dem Autor bekannt keine höheren Impulsenergien bzw. Spitzenleistungen nach der zeitlichen Kompression [Ime05, Hax10b, Sim11, Tan16]. Erwähnenswert ist jedoch, dass die im beschriebenen Tm:Faser-Verstärkersystem erzielten Impulse eine effektive nachfolgende solitonische Impulskomprimierung ermöglichen. Das zugrunde liegende Prinzip entspricht dem in Abschnitt 2.3.2 beschriebenen Vorgang in der Standard-Faser: Durch die simultan auftretende starke nichtlineare Selbstphasenmodulation und lineare, anomale Dispersion vergrößert sich die spektrale Bandbreite verbunden mit einer effektiven zeitlichen Kompression. In [Gai15] wird gezeigt, dass sich Impulse aus einem Tm:Faser-System mit Energien von etwa  $1\ \mu\text{J}$  und Dauern von  $430\ \text{fs}$  auf unter  $30\ \text{fs}$  und Spitzenleistungen über  $20\ \text{MW}$  komprimieren lassen. Hierfür eignet sich eine Quarzglas-Faser mit einem Modenfelddurchmesser von etwa  $100\ \mu\text{m}$  und  $14\ \text{cm}$  Länge. Ein derartiges Schema lässt sich ohne weiteres auch mit dem hier beschriebenen System realisieren.

Um Femtosekunden-Impulse mit Energien von mehreren  $\mu\text{J}$  zu erreichen, müsste auf eine andere Technologie ausgewichen werden. Eine Möglichkeit stellen mikrostrukturierte Fasern dar, häufig auch als Photonische-Kristall-Fasern (englisch photonic-crystal-fiber, PCF) bezeichnet. Bei diesen findet die Führung des Lichtfeldes nicht durch eine Brechungsindex-Stufe im Material der Faser, sondern durch mit Gas gefüllte Hohlräume in Längsrichtung der Faser statt. Auf diese Weise ist die robuste Propagation eines monomodigen Signals in einer deutlich größeren Querschnittsfläche möglich [Bir97]. Bereits seit einiger Zeit werden derartige Fasern mit einer Ytterbium-Dotierung erfolgreich für die Verstärkung von Licht mit Wellenlängen um  $1,03\ \mu\text{m}$  verwendet [Lim04, RÖ5, Jau13, Wun15]. Erst seit kurzem existieren veröffentlichte Ergebnisse von erfolgreichen Implementierungen einer entsprechenden Faser, deren Kern mit Thulium dotiert ist [Mod11]. Auf Basis dieser Technologie wurden Femtosekunden-CPA-Systeme demonstriert, die bis zu  $200\ \text{kW}$  Spitzenleistung erreichen [Stu14, Stu15]. Auf Grund der Freistrah-Kopplung dieser Fasern gehen hierbei allerdings einige inhärente Vorteile der Fasertechnologie wie die mechanische Robustheit des Aufbaus teilweise verloren.

#### 4.3.6 Nichtlineare Erweiterung des Wellenlängenspektrums in ZBLAN-Faser

Im Rahmen der experimentellen Entwicklung des Tm:Faser basierten CPA-Systems wurde eine Machbarkeitsstudie zur nichtlinearen spektralen Verbreiterung des Wellenlängenspektrums nach dem Verstärker durchgeführt. Das zugrunde liegende Prinzip ähnelt dem der Generierung des Seed-Signals für den Tm:Faser-Verstärker mittels einer hoch nichtlinearen Glasfaser (Kapitel 2.3.2). Die im Vergleich größere Eingangswellenlänge von etwa  $2\ \mu\text{m}$  sowie die erheblich höheren Impulsenergien sollten die Erzeugung von spektralen Komponenten mit größeren Wellenlängen ermöglichen. Auf diese Weise können mit der Technologie der Femtosekunden-Faserverstärker neue Anwendungsfelder erschlossen werden. Mögliche Beispiele hierfür sind Anwendungen der Spektroskopie und Mikroskopie sowie allgemein der Metrologie [Man08, Ale12, Kum12a, Dup12]. Insbesondere für letzteres wie auch für Applikationen in der Zeit-Domäne sind nicht nur die spektralen Eigenschaften des Signals wichtig, sondern auch die zeitliche Kohärenz sollte möglichst gut erhalten bleiben. Die spektrale Verbreiterung des Signals muss hierfür durch Selbstphasenmodulation dominiert werden und Prozesse wie zum Beispiel Modulationsinstabilitäten dürfen nur eine untergeordnete Rolle spielen. Um dies sicherzustellen, ist die Verwendung vergleichsweise kurzer Propagationsstrecken mit starker nichtlinearer Wechselwirkung wichtig [Dud06, Gen07, Kum12b].

Da Quarzglas Licht mit Wellenlängen oberhalb von etwa  $2,4\ \mu\text{m}$  zunehmend absorbiert, muss eine HNF aus einem anderen Material zum Einsatz kommen, um signifikant höhere Wellenlängen generieren zu können. Eine Möglichkeit ist  $\text{ZrF}_4\text{-BaF}_2\text{-LaF}_3\text{-AlF}_3\text{-NaF}$ , üblicherweise als ZBLAN-Glas bezeichnet, das für Wellenlängen bis etwa  $8\ \mu\text{m}$  transparent ist [Jia15]. Veröffentlichte Ergebnisse von Experimenten basierend auf bei ZBLAN-Fasern mit mehreren Metern Länge zeigen Superkontinua, die sich bis oberhalb von  $4\ \mu\text{m}$  erstrecken [Kul11, Ale12, Swi13].



**Abbildung 4.24:** Normierte spektrale Intensität des Signals aus dem Tm:Faserverstärker nach Propagation durch eine ZBLAN-Faser mit einer Länge von 17 cm in linearer und logarithmischer Skalierung [Tro15]

Es wurde weiterhin demonstriert, dass mit sehr intensiven Laser-Impulsen mit Wellenlängen um  $1,48\ \mu\text{m}$  bei Dauern von etwa 180 fs und Spitzenleistungen von 50 MW bereits in einer ZBLAN-Faser mit nur 2 cm Länge Wellenlängen bis oberhalb von  $6\ \mu\text{m}$  generiert werden können [Qin09]. Dies zeigt das Potential von ZBLAN-Fasern, kohärente Superkontinua im mittleren infraroten Spektralbereich zu erzeugen.

Um abschätzen zu können, ob sich das Signal aus dem Tm:Faser basierten CPA-System für diese Anwendung nutzen lässt, wurde ein Teil der Leistung des Signals nach der zeitlichen Kompression in eine ZBLAN-Faser mit einer Länge von 17 cm und einem Kerndurchmesser von  $9\ \mu\text{m}$  eingekoppelt. Hierbei zeigten sich signifikante Nachteile von ZBLAN-Glas gegenüber Quarzglas: Die geringere Härte des Materials macht die Handhabung und Präparation der Fasern erheblich komplexer. Insbesondere für zufriedenstellende Ergebnisse beim Cleaven ist das Fenster der Prozessparameter Zug- und Klemmspannung sehr klein. Darüber hinaus liegt bei einer Freistrahleinkopplung in die ZBLAN-Faser die Zerstörschwelle der Endfacetten in Bezug auf die optische Leistung deutlich niedriger. Die maximal erreichte Impulsenergie im Faserkern betrug 71 nJ, bei höheren Leistungen wurde die Faser thermisch zerstört. Vermutlich hängt dies direkt mit dem ebenfalls niedrigeren Schmelzpunkt von etwa  $260\ ^\circ\text{C}$  in Kombination mit der nur halb so großen Wärmeleitfähigkeit von  $0,53\ \text{W m}^{-1}\ \text{K}^{-1}$  von  $\text{SiO}_2$  zusammen [Zhu10]. In Abbildung 4.24 ist das resultierende Wellenlängenspektrum aufgetragen [Tro15]. Die Erweiterung der Bandbreite ist klar zu erkennen (vergleiche Abbildung 4.20). Bezogen auf das Maximum bei der Eingangswellenlänge reicht die Bandbreite mit  $-10\ \text{dB}$  bis  $2,56\ \mu\text{m}$  beziehungsweise mit  $-20\ \text{dB}$  bis  $3,13\ \mu\text{m}$ .

Um noch langwelligere spektrale Komponenten in der ZBLAN-Faser zu generieren, wären entweder deutlich größere Faserstrecken oder höhere Spitzenleistungen notwendig. Ersteres hätte jedoch möglicherweise negativen Einfluss auf die zeitliche Kohärenz des Signals und es müsste von einem komplexen Verlauf der spektralen Phase ausgegangen werden. Dadurch würden Anwendungen erschwert, bei denen der zeitliche Impulsverlauf von Relevanz ist. Höhere Spitzenleistungen ließen sich mittels eines angespleißten Endcaps (z.B. aus Quarzglas, vergleiche Abbildung 4.23) in die Faser einkoppeln. Derartige Spleiße von ZBLAN-Fasern sind zwar technologisch anspruchsvoll, ihre Realisierbarkeit wurde jedoch bereits experimentell demonstriert. Auch wäre ein Stück konventionelle Faser aus Quarzglas zur solitonischen Vorkomprimierung der Impulse vor der ZBLAN-Faser analog zu der HNF im Seed-System (Abschnitt 2.3.2) vorstellbar. Auf diese Weise sollten sich die weiter oben genannten Anwendungsfelder im Wellenlängenbereich oberhalb von  $2\ \mu\text{m}$  auf Basis einer Kombination aus modengekoppelten Er:Faser-Laser, Tm:Faser-Verstärker und nachfolgender hoch nichtlinearer ZBLAN-Faser erschließen lassen.

# Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte erfolgreich gezeigt werden, dass sich Femtosekunden-Lichtimpulse mit Wellenlängen um  $2\ \mu\text{m}$  effizient in optischen Glasfasern mit einer Thulium-Dotierung (Tm:Faser) verstärken lassen. Beschrieben sind die Auslegung, experimentelle Realisierung und Charakterisierung eines entsprechenden Verstärkersystems zur Erzielung von Impulsenergien von mehr als einem Mikrojoule. Bei einer Repetitionsrate von 10 MHz wird gleichzeitig eine hohe mittlere Ausgangsleistung von mehr als 10 W erreicht. Zur Vermeidung unerwünschter nichtlinearer Wechselwirkungen in den Glasfasern erfolgt eine reversible zeitliche Streckung der Impulse vor der Verstärkung durch Aufprägung einer Frequenzmodulation. Nach der Verstärkung wird diese wieder kompensiert und die Impulse werden dadurch rekomprimiert (auch als "chirped pulse amplification" bezeichnet). Auf diese Weise erreicht das beschriebene System Spitzenleistungen von 3,5 MW bei Impulsdauern von 225 fs.

Das Eingangssignal für den Tm:Faser-Verstärker wird in einem modengekoppelten Laser-System generiert, das auf etablierter Er:Faser-Technologie basiert. Ausgehend von Impulsen mit Wellenlängen um  $1,5\ \mu\text{m}$  erlauben hoch nichtlineare Glasfasern die Erzeugung eines maßgeschneiderten, kohärenten Wellenlängenspektrums [Sel09, Kum12b]. Auf diese Weise kann die Verstärkungsbandbreite von Thulium-Fasern vollständig abdeckt werden. Die zeitliche Impulsstreckung vor der Verstärkung erfolgt in einem Freistrahl-Aufbau, der auf einem optischen Beugungsgitter basiert. Anschließend weisen die Impulse eine spektrale Bandbreite von 120 nm auf. Die in den Tm:Faser-basierten Vorverstärker eingekoppelte mittlere Leistung des Signals beträgt 2,8 mW. Im Vorverstärker wird die mittlere Leistung um 27 dB auf 1,3 W erhöht. Dieser Wert genügt, um die Verstärkung im nachfolgenden Hauptverstärker zu sättigen und so eine hohe Konversionseffizienz zu ermöglichen. Bei einer maximal verfügbaren Pumpleistung von 42 W wird eine Signalleistung von 13 W aus der Faser des Hauptverstärkers ausgekoppelt. Dies entspricht einer Verstärkung um 10 dB mit einem Konversionsfaktor von 0,28 für die Umwandlung von Pump- in Signalleistung. Sowohl im Vor- als auch im Hauptverstärker kommen Doppelmantelfasern zum Einsatz, die eine Verwendung von multimodigem Pumplicht ermöglichen. Bereitgestellt wird dieses von fasergekoppelten Laserdioden und mittels monolithischer Pump-Signal-Weichen in die aktive Faser eingekoppelt. Auf diese Weise ergibt sich ein im Vergleich zu einer Freistrahl-Kopplung deutlich robusterer Aufbau. Zur Minderung von nichtlinearer Wechselwirkung weist die Faser im Hauptverstärker einen Kern mit vergrößerter Modenfläche (LMA) auf. Obwohl dieser prinzipiell die Führung von mehreren transversalen Moden unterstützt, erlaubt der beschriebene Aufbau eine Propagation des Signals

primär in der Grundmode und damit die Erhaltung einer guten Strahlqualität des Signals. Eine Messung am ausgekoppelten Strahl angelehnt an ISO11146 ergibt die Beugungsmaßzahlen  $M_x^2 = 1,05$  und  $M_y^2 = 1,14$ . Durch die konsequente Verwendung von polarisationserhaltenden Komponenten ist das ausgekoppelte Signal stabil mit einem Verhältnis größer 17 dB linear polarisiert.

Die Halbwertsbreite des Wellenlängenspektrums reduziert sich in der Verstärkerkette durch Gain-Narrowing auf 26 nm. Im Spektrum sind keine Anzeichen von verstärkter spontaner Emission zu erkennen und es kann daher von einer effektiven selektiven Verstärkung des Eingangssignals ausgegangen werden. Der Leistungsverlust im nachfolgenden Freistrahlgitter-Aufbau zur zeitlichen Rekomprimierung der Impulse beläuft sich auf 27 % und wird durch die Beugungsverluste am optischen Gitter dominiert. Es resultiert eine Impulsenergie von 0,94  $\mu\text{J}$  der rekomprimierten Impulse. In Kombination mit einer FROG-Charakterisierung des Signals lassen sich daraus die weiter oben genannten Werte für Impulsdauer und Spitzenleistung ableiten.

Der beschriebene Aufbau stellt somit unter anderem eine Erweiterung der etablierten, auf Er:Fasern basierenden Femtosekunden-Laser-Technologie dar. Es werden gleichzeitig die mittlere Leistung und Impulsenergie des Ausgangssignals skaliert sowie die Zentralwellenlänge rotverschoben. Auf diese Weise kann zum Beispiel die Bandbreite von nichtlinear generierten, ultra-breitbandigen Wellenlängenspektren (auch als Superkontinua bezeichnet) erheblich in den langwelligen Bereich erweitert werden. Die Verwendung von Glassorten wie ZBLAN erlaubt hierbei die Vermeidung der starken Absorption von Quarzglas oberhalb von etwa 2,3  $\mu\text{m}$ . In einem grundlegenden Versuch konnte im Rahmen der vorliegenden Arbeit das Wellenlängenspektrum der rekomprimierten Impulse aus dem Tm:Faser-Verstärker bis über 3  $\mu\text{m}$  hinaus erweitert werden. Superkontinua, die sich oberhalb von 2  $\mu\text{m}$  bis in den mittleren Infrarotbereich erstrecken, erlauben neue Anwendungen in Spektroskopie, Mikroskopie sowie der Metrologie [Ale12]. Unter anderem haben viele Moleküle in diesem Bereich charakteristische Absorptionsmerkmale, in diesem Zusammenhang oft auch als „optischer Fingerabdruck bezeichnet“ [Man08, Kum12a, Dup12].

Weitere mögliche zukünftige Anwendungen des hier beschriebenen Systems umfassen auch den Einsatz als Pumpquelle für nichtlineare Differenzfrequenzerzeugung, optisch-parametrische Verstärkung (OPA) oder optisch-parametrische Oszillatoren (OPO) und einer darauf beruhenden flexiblen Erschließung des mittleren Infrarotbereiches [Cre08, Jac12]. Vorstellbar ist auch eine nachfolgende solitonische Kompression der Impulse aus dem beschriebenen System. In anderen Arbeiten konnte gezeigt werden, dass sich Impulse mit ähnlichen Parametern in einer Quarzglas-Faser effizient auf Dauern von weniger als 30 fs komprimieren lassen [Gai15]. Auf diese Weise werden Spitzenleistungen von mehr als 20 MW erreicht und so Experimente der extrem nichtlinearen Optik möglich. Hierzu zählt zum Beispiel die Erzeugung hoher Harmonischer, bei der die im Vergleich zu anderen Lasern (Ytterbium oder Titan-Saphir basiert) größere Wellenlänge der treibenden Impulse zusätzlich eine höhere Grenzfrequenz der erzeugten Photonen ermöglicht [Bra00]. Insbesondere bei derartigen Anwendungen kommen

---

die Vorteile der Verwendung einer Er:Faser-basierten Seed-Quelle zum Tragen, da in dieser zum einen durch integrierte Differenzfrequenzerzeugung die Träger-Einhüllende-Phase passiv stabilisiert ist [Kra11b]. Zum andern erlaubt sie den synchronen Betrieb eines parallelen Yb:Faser-Verstärker-Systems, das Impulse mit Energien von  $6\ \mu\text{J}$  bei einer Dauer von 145 fs bereitstellt [Wun15]. Eine kohärente Überlagerung der Signale aus beiden Zweigen mit einem Frequenzabstand von nahezu einer Oktave bietet für die Erzeugung hoher Harmonischer Vorteile [Voz09, Che11] und ebnet gleichzeitig den Weg zu einem Lichtimpuls mit nur einer Schwingung des elektromagnetischen Feldes ähnlich wie in [Kra10], jedoch mit einer Energie im Mikrojoule-Bereich.

Es wurde somit ein System aufgebaut, das ein vielseitiges Werkzeug zur Bearbeitung aktueller wissenschaftlicher Fragestellungen darstellt. Darüber hinaus ist die entwickelte Technologie der Verstärkung von Femtosekunden-Impulsen mit Zentralwellenlänge von  $2\ \mu\text{m}$  auch für weitere Anwendungsfelder von hoher Relevanz. Hierzu zählen die Medizin, optische Messtechnik (zum Beispiel LiDAR) und auf Grund der hohen mittleren Leistung auch die Materialbearbeitung [Rud14].



# Literaturverzeichnis

- [Adl07a] Florian Adler, *Erbium-dotierte Femtosekunden-Faserlaser und Anwendungen*, Dissertation, Universität Konstanz, April 2007.
- [Adl07b] Florian Adler, Alexander Sell, Florian Sotier, Rupert Huber, and Alfred Leitenstorfer, *Attosecond relative timing jitter and 13 fs tunable pulses from a two-branch Er:fiber laser*, *Opt. Lett.* **32**, 3504–3506 (2007).
- [Agg06] Søren Dyøe Agger and Jorn Hedegaard Povlsen, *Emission and absorption cross section of thulium doped silica fibers*, *Opt. Express* **14**, 50–57 (2006).
- [Agr01] Govind Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 3 ed., Academic Press, 2001.
- [Ale12] Vinay V. Alexander, Ojas P. Kulkarni, Malay Kumar, Chenan Xia, Mohammed N. Islam, Fred L. Terry Jr., Michael J. Welsh, Kevin Ke, Michael J. Freeman, Manickam Neelakandan, and Allan Chan, *Modulation instability initiated high power all-fiber supercontinuum lasers and their applications*, *Optical Fiber Technology* **18**, 349 - 374 (2012), *Fiber Supercontinuum sources and their applications*.
- [Ash70] A. Ashkin, *Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure*, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 156–159 (1970).
- [Bir97] T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, *Endlessly single-mode photonic crystal fiber*, *Opt. Lett.* **22**, 961–963 (1997).
- [Boy08] Robert W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 3 ed., Academic Press, 2008.
- [Bra00] Thomas Brabec and Ferenc Krausz, *Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics*, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 545–591 (2000).
- [Bri14] Daniele Brida, Günther Krauss, Alexander Sell, and Alfred Leitenstorfer, *Ultrabroadband Er:fiber lasers*, *Laser & Photonics Reviews* **8**, 409–428 (2014).
- [Bro93] M. M. Broer, D. M. Krol, and D. J. DiGiovanni, *Highly nonlinear near-resonant photodarkening in a thulium-doped aluminosilicate glass fiber*, *Opt. Lett.* **18**, 799–801 (1993).
- [Bro99] N.G.R. Broderick, H.L. Offerhaus, D.J. Richardson, R.A. Sammut, J. Caplen, and L. Dong, *Large Mode Area Fibers for High Power Applications*, *Optical Fiber Technology* **5**, 185 - 196 (1999).

- [Cha98] Vincent W. S. Chan, Katherine L. Hall, Eytan Modiano, and Kristin A. Rauschenbach, *Architectures and Technologies for High-Speed Optical Data Networks*, J. Lightwave Technol. **16**, 2146 (1998).
- [Che11] Wenxiang Chen, Guanglong Chen, and Dong Eon Kim, *Two-color field for the generation of an isolated attosecond pulse in water-window region*, Opt. Express **19**, 20610–20615 (2011).
- [Cre08] Daniel Creeden, Peter A. Ketteridge, Peter A. Budni, Scott D. Setzler, York E. Young, John C. McCarthy, Kevin Zawilski, Peter G. Schunemann, Thomas M. Pollak, Evan P. Chicklis, and Min Jiang, *Mid-infrared ZnGeP<sub>2</sub> parametric oscillator directly pumped by a pulsed 2 μm Tm-doped fiber laser*, Opt. Lett. **33**, 315–317 (2008).
- [DeM66] A. J. DeMaria, D. A. Stetser, and H. Heynau, *Self mode-locking of Lasers with saturable absorbers*, Applied Physics Letters **8**, 174-176 (1966).
- [Dem10] Wolfgang Demtröder, *Experimentalphysik 3*, 4 ed., Springer-Lehrbuch, Springer Berlin Heidelberg, 2010.
- [Des87] E. Desurvire, J. R. Simpson, and P. C. Becker, *High-gain erbium-doped traveling-wave fiber amplifier*, Opt. Lett. **12**, 888–890 (1987).
- [Des90] E. Desurvire and J. R. Simpson, *Evaluation of  $^4I_{15/2}$  and  $^4I_{13/2}$  Stark-level energies in erbium-doped aluminosilicate glass fibers*, optics letters **15**, 547 (1990).
- [Die06] Jean-Claude Diels and Wolfgang Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*, 2 ed., Academic Press, 2006.
- [DiG99] D.J. DiGiovanni and A.J. Stentz, *Tapered fiber bundles for coupling light into and out of cladding-pumped fiber devices*, January 26 1999, US Patent 5,864,644.
- [Dud06] John M. Dudley, Goëry Genty, and Stéphane Coen, *Supercontinuum generation in photonic crystal fiber*, Rev. Mod. Phys. **78**, 1135–1184 (2006).
- [Dul91] Irl N. Duling, *All-fiber ring soliton laser mode locked with a nonlinear mirror*, Opt. Lett. **16**, 539–541 (1991).
- [Dup12] Sune Dupont, Christian Petersen, Jan Thøgersen, Christian Agger, Ole Bang, and Søren Rud Keiding, *IR microscopy utilizing intense supercontinuum light source*, Opt. Express **20**, 4887–4892 (2012).
- [Eck78] J. N. Eckstein, A. I. Ferguson, and T. W. Hänsch, *High-Resolution Two-Photon Spectroscopy with Picosecond Light Pulses*, Phys. Rev. Lett. **40**, 847–850 (1978).
- [Eic04] Jüßen Eichler, Lothar Dünkel, and Bernd Eppich, *Die Strahlqualität von Lasern - Wie bestimmt man Beugungsmaßzahl und Strahldurchmesser in der Praxis?*, Laser Technik Journal **1**, 63–66 (2004).

- [Eid10] Tino Eidam, Stefan Hanf, Enrico Seise, Thomas V. Andersen, Thomas Gabler, Christian Wirth, Thomas Schreiber, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann, *Femtosecond fiber CPA system emitting 830 W average output power*, Opt. Lett. **35**, 94–96 (2010).
- [Eid11] Tino Eidam, Jan Rothhardt, Fabian Stutzki, Florian Jansen, Steffen Hädrich, Henning Carstens, Cesar Jauregui, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann, *Fiber chirped-pulse amplification system emitting 3.8 GW peak power*, Opt. Express **19**, 255–260 (2011).
- [Eng14] Rainer Engelbrecht, *Nichtlineare Faseroptik - Grundlagen und Anwendungsbeispiele*, Springer Vieweg, 2014.
- [Fau07] Mathieu Faucher and Yannick K. Lize, *Mode Field Adaptation for High Power Fiber Lasers*, Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies, Optical Society of America, 2007, p. CFI7.
- [Feh11] David Fehrenbacher, *Generation passiv phasenstarrer Lichtimpulse mit einem Er:Faser-Laser*, Diploma thesis, Universität Konstanz, 2011.
- [Feh15] D. Fehrenbacher, P. Sulzer, A. Liehl, T. Kälberer, C. Riek, D. V. Seletskiy, and A. Leitenstorfer, *Free-running performance and full control of a passively phase-stable Er: fiber frequency comb*, Optica **2**, 917–923 (2015).
- [Fer90] M. E. Fermann, M. Hofer, F. Haberl, and S. P. Craig-Ryan, *Femtosecond fibre laser*, Electronics Letters **26**, 1737–1738 (1990).
- [Fer91] M. E. Fermann, L. Turi, M. Hofer, F. Haberl, and A. J. Schmidt, *Additive-pulse-compression mode locking of a neodymium fiber laser*, Opt. Lett. **16**, 244–246 (1991).
- [Fer98] Martin E. Fermann, *Single-mode excitation of multimode fibers with ultrashort pulses*, Opt. Lett. **23**, 52–54 (1998).
- [Fer13] Martin E. Fermann and Ingmar Hartl, *Ultrafast fibre lasers*, Nat Photon **7**, 868–874 (2013).
- [For84] R. L. Fork, O. E. Martinez, and J. P. Gordon, *Negative dispersion using pairs of prisms*, Opt. Lett. **9**, 150–152 (1984).
- [Fri06] Gavin P. Frith and David G. Lancaster, *Power scalable and efficient 790-nm pumped Tm<sup>3+</sup>-doped fiber lasers*, Proc. SPIE 6102, Fiber Lasers III: Technology, Systems, and Applications, vol. 6102, 2006, pp. 610208–610208–10.
- [Gai15] C. Gaida, M. Gebhardt, F. Stutzki, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, *Self-compression in a solid fiber to 24 MW peak power with few-cycle pulses at 2 μm wavelength*, Opt. Lett. **40**,

- 5160–5163 (2015).
- [Gat08] Rafael R. Gattass and Eric Mazur, *Femtosecond laser micromachining in transparent materials*, Nat Photon **2**, 219–225 (2008).
- [Gen07] Goëry Genty, Stéphane Coen, and John M. Dudley, *Fiber supercontinuum sources (Invited)*, J. Opt. Soc. Am. B **24**, 1771–1785 (2007).
- [Gon04] Francois Gonthier, Lilian Martineau, Nawfel Azami, Mathieu Faucher, Francois Seguin, Damien Stryckman, and Alain Villeneuve, *High-power All-Fiber components: the missing link for high-power fiber lasers*, Proc. SPIE **5335**, 266-276 (2004).
- [Gon11] François Gonthier, Marc Garneau, and Nelson Vachon, *Multimode fiber outer cladding coupler for multi-clad fibers*, April 2011.
- [Han90] D. C. Hanna, I.R.Perry, J.R.Lincoln, and J.E.Townsend, *A 1-Watt thulium-doped CW fibre laser operating at 2  $\mu\text{m}$* , Optics Communications **80(1)**, 52–56 (1990).
- [Har64] L. E. Hargrove, R. L. Fork, and M. A. Pollack, *Locking of He-Ne Laser modes induced by synchronous intracavity modulation*, Applied Physics Letters **5**, 4-5 (1964).
- [Hax10a] Frithjof Haxsen, Dieter Wandt, Uwe Morgner, Joerg Neumann, and Dietmar Kracht, *Pulse characteristics of a passively mode-locked thulium fiber laser with positive and negative cavity dispersion*, Opt. Express **18**, 18981–18988 (2010).
- [Hax10b] Frithjof Haxsen, Dieter Wandt, Uwe Morgner, Joerg Neumann, and Dietmar Kracht, *Pulse energy of 151 nJ from ultrafast thulium-doped chirped-pulse fiber amplifier*, Opt. Lett. **35**, 2991–2993 (2010).
- [Hec09] Eugene Hecht, *Optik*, 5. auflage ed., Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, 2009.
- [Hil97] Kenneth O. Hill and G. Meltz, *Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview*, Lightwave Technology, Journal of **15**, 1263-1276 (1997).
- [Hou13] T. Hoult, *Understanding processing with thulium fiber lasers*, Industrial Laser Solutions (27 November 2013).
- [Hub00] R. Huber, A. Brodschelm, F. Tauser, and A. Leitenstorfer, *Generation and field-resolved detection of femtosecond electromagnetic pulses tunable up to 41 THz*, AIP **76**, 3191–3193 (2000).
- [Ime05] G. Imeshev and M. Fermann, *230-kW peak power femtosecond pulses from a high power tunable source based on amplification in Tm-doped fiber*, Opt. Express **13**, 7424–7431 (2005).
- [Isl89] M.N. Islam, E.R. Sunderman, C.E. Soccolich, I. Bar-Joseph, N. Sauer, T.Y. Chang, and B.I. Miller, *Color center lasers passively mode locked by quantum wells*,

- Quantum Electronics, IEEE Journal of **25**, 2454–2463 (1989).
- [Jac03] Stuart D. Jackson and Simon Mossman, *Efficiency Dependence on the Tm<sup>3+</sup> and Al<sup>3+</sup> Concentrations for Tm<sup>3+</sup>-Doped Silica Double-Clad Fiber Lasers*, Appl. Opt. **42**, 2702–2707 (2003).
- [Jac04] Stuart D. Jackson, *Cross relaxation and energy transfer upconversion processes relevant to the functioning of 2 μm Tm<sup>3+</sup>-doped silica fibre lasers*, Optics Communications **230**, 197–203 (2004).
- [Jac09] S.D. Jackson, *The spectroscopic and energy transfer characteristics of the rare earth ions used for silicate glass fibre lasers operating in the shortwave infrared*, Laser & Photonics Reviews **3**, 466–482 (2009).
- [Jac12] Stuart D. Jackson, *Towards high-power mid-infrared emission from a fibre laser*, Nat Photon **6**, 423–431 (2012).
- [Jau13] Cesar Jauregui, Jens Limpert, and Andreas Tunnermann, *High-power fibre lasers*, Nat Photon **7**, 861–867 (2013).
- [Jia15] Xin Jiang, Nicolas Y. Joly, Martin A. Finger, Fehim Babic, Gordon K. L. Wong, John C. Travers, and Philip St. J. Russell, *Deep-ultraviolet to mid-infrared super-continuum generated in solid-core ZBLAN photonic crystal fibre*, Nat Photon **9**, 133–139 (2015).
- [Kaf89a] J. D. Kafka, D. W. Hall, and T. Baer, *Mode-locked erbium-doped fiber laser with soliton pulse shaping*, Opt. Lett. **14**, 1269–1271 (1989).
- [Kaf89b] J. D. Kafka, D. W. Hall, and T. Baer, *Mode-locked erbium-doped fiber laser with soliton pulse shaping*, Opt. Lett. **14**, 1269–1271 (1989).
- [Kao66] K. C. Kao and G. A. Hockham, *Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies*, Proc. Inst. Electr. Eng. **113**, 1151 (1966).
- [Kao10] Charles K. Kao, *Nobel Lecture: Sand from centuries past: Send future voices fast*, Rev. Mod. Phys. **82**, 2299–2303 (2010).
- [Kei03] Gerd Keiser, *Optical Fiber Communications*, John Wiley & Sons, Inc., 2003.
- [Kel92] S. M. J. Kelly, *Characteristic sideband instability of periodically amplified average soliton*, Electronics Letters **28**, 806–807 (1992).
- [Koe64] Charles J. Koester and Elias Snitzer, *Amplification in a Fiber Laser*, Appl. Opt. **3**, 1182–1186 (1964).
- [Kop00] Jeffrey P. Koplrow, Dahv A. V. Kliner, and Lew Goldberg, *Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier*, Opt. Lett. **25**, 442–444 (2000).

- [Kra10] Gunther Krauss, Sebastian Lohss, Tobias Hanke, Alexander Sell, Stefan Eggert, Rupert Huber, and Alfred Leitenstorfer, *Synthesis of a single cycle of light with compact erbium-doped fibre technology*, Nat Photon **4**, 33–36 (2010).
- [Kra11a] Günther Krauß, *Ultrabreitbandige Femtosekunden-Faserlaser - Einzelne Lichtzyklen, passive Phasenstabilität und Skalierung zu hohen Leistungen*, Ph.D. thesis, Universität Konstanz - Fachbereich Physik, 2011.
- [Kra11b] Günther Krauss, David Fehrenbacher, Daniele Brida, Claudius Riek, Alexander Sell, Rupert Huber, and Alfred Leitenstorfer, *All-passive phase locking of a compact Er: fiber laser system*, Opt. Lett. **36**, 540–542 (2011).
- [Kul11] Ojas P. Kulkarni, Vinay V. Alexander, Malay Kumar, Michael J. Freeman, Mohammed N. Islam, Jr. Fred L. Terry, Manickam Neelakandan, and Allan Chan, *Supercontinuum generation from  $\sim 1.9$  to  $4.5 \mu\text{m}$  in ZBLAN fiber with high average power generation beyond  $3.8 \mu\text{m}$  using a thulium-doped fiber amplifier*, J. Opt. Soc. Am. B **28**, 2486–2498 (2011).
- [Kum12a] Malay Kumar, Mohammed N. Islam, Fred L. Terry, Michael J. Freeman, Allan Chan, Manickam Neelakandan, and Tariq Manzur, *Stand-off detection of solid targets with diffuse reflection spectroscopy using a high-power mid-infrared supercontinuum source*, Appl. Opt. **51**, 2794–2807 (2012).
- [Kum12b] Sören Kumkar, Günther Krauss, Marcel Wunram, David Fehrenbacher, Umit Demirbas, Daniele Brida, and Alfred Leitenstorfer, *Femtosecond coherent seeding of a broadband Tm: fiber amplifier by an Er: fiber system*, Opt. Lett. **37**, 554–556 (2012).
- [Lam64] Willis E. Lamb, *Theory of an Optical Maser*, Phys. Rev. **134**, A1429–A1450 (1964).
- [Lia07] Kai-Hsiu Liao, Ming-Yuan Cheng, Emilie Flecher, Vadim I. Smirnov, Leonid B. Glebov, and Almantas Galvanauskas, *Large-aperture chirped volume Bragg grating based fiber CPA system*, Opt. Express **15**, 4876–4882 (2007).
- [Lim04] J. Limpert, A. Liem, M. Reich, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, J. Broeng, A. Petersson, and C. Jakobsen, *Low-nonlinearity single-transverse-mode ytterbium-doped photonic crystal fiber amplifier*, Opt. Express **12**, 1313–1319 (2004).
- [Mai60] T. H. Mainman, *Stimulated Optical Radiation in Ruby*, Nature **187**, 493–494 (1960).
- [Man08] Julien Mandon, Evgeni Sorokin, Irina T. Sorokina, Guy Guelachvili, and Nathalie Picqué, *Supercontinua for high-resolution absorption multiplex infrared spectroscopy*, Opt. Lett. **33**, 285–287 (2008).
- [Mar87] O. Martinez, *3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion: Application to fiber compensation in  $1.3 \mu\text{m}$ – $1.6 \mu\text{m}$  region*, Quantum Electronics,

- IEEE Journal of **23**, 59–64 (1987).
- [Mau74] R. Maurer, *Optical waveguide light source*, April 30 1974, US Patent 3,808,549.
- [McC64] D. E. McCumber, *Theory of Phonon-Terminated Optical Masers*, Phys. Rev. **134**, A299–A306 (1964).
- [Mea87] R. J. Mears, L. Reekie, I. M. Jauncey, and D. N. Payne, *Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1,54  $\mu\text{m}$* , Electronics Letters **23**, 1026–1028 (1987).
- [Mil88] Peter W. Milonni and Joseph H. Eberly, *Lasers*, John Wiley & Sons, 1988.
- [Mod11] Norbert Modsching, Pankaj Kadwani, R. Andrew Sims, Lasse Leick, Jes Broeng, Lawrence Shah, and Martin Richardson, *Lasing in thulium-doped polarizing photonic crystal fiber*, Opt. Lett. **36**, 3873–3875 (2011).
- [Moh16] Peter J. Mohr, David B. Newell, Barry N. Taylor, Peter J. Mohr, David B. Newell, and Barry N. Taylor, *Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2014*, Rev. Mod. Phys. **88**, 035009 (2016).
- [Mou06] K. Moutzouris, F. Adler, F. Sotier, D. Träutlein, and A. Leitenstorfer, *Multimilliwatt ultrashort pulses continuously tunable in the visible from a compact fiber source*, Opt. Lett. **31**, 1148–1150 (2006).
- [Mou09] P.F. Moulton, G.A. Rines, E.V. Slobodtchikov, K.F. Wall, G. Frith, B. Samson, and A.L.G. Carter, *Tm-Doped Fiber Lasers: Fundamentals and Power Scaling*, Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of **15**, 85–92 (2009).
- [Pas97] R. Paschotta, J. Nilsson, P.R. Barber, J.E. Caplen, A.C. Tropper, and D.C. Hanna, *Lifetime quenching in Yb-doped fibres*, Optics Communications **136**, 375 - 378 (1997).
- [Pir15] H. Pires, M. Baudisch, D. Sanchez, M. Hemmer, and J. Biegert, *Ultrashort pulse generation in the mid-IR*, Progress in Quantum Electronics **43**, 1 - 30 (2015).
- [Poo85] S. B. Poole, D. N. Payne, and M. E. Fermann, *Fabrication of low-noise optical fibres containing rare-earth ions*, Electronics Letters **21**, 737-738 (1985).
- [Pre11] Malin Premaratne and Govind P. Agrawal, *Light Propagation in Gain Media - Optical Amplifiers*, Cambridge University Press, 2011.
- [Qin09] Guanshi Qin, Xin Yan, Chihiro Kito, Meisong Liao, Chitrarekha Chaudhari, Takenobu Suzuki, and Yasutake Ohishi, *Ultrabroadband supercontinuum generation from ultraviolet to 6,28  $\mu\text{m}$  in a fluoride fiber*, Applied Physics Letters **95**, 161103 (2009).
- [Rö5] F. Röser, J. Rothhard, B. Ortac, A. Liem, O. Schmidt, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann, *131 W 220 fs fiber laser system*, Opt. Lett. **30**, 2754–2756 (2005).

- [Ric10] D. J. Richardson, J. Nilsson, and W. A. Clarkson, *High power fiber lasers: current status and future perspectives [Invited]*, J. Opt. Soc. Am. B **27**, B63–B92 (2010).
- [Rie15] C. Riek., D. V. Seletskiy, A. S. Moskalenko, J. F. Schmidt, P. Krauspe, S. Eckart, S. Eggert, G. Burkard, and A. Leitenstorfer, *Direct sampling of electric-field vacuum fluctuations*, Science **350**, 420–423 (2015).
- [Rud14] Charles W. Rudy, Michel J.F. Digonnet, and Robert L. Byer, *Advances in 2- $\mu$ m Tm-doped mode-locked fiber lasers*, Optical Fiber Technology **20**, 642 - 649 (2014), Short Pulse Fiber Lasers.
- [Sch08] Damian N. Schimpf, Enrico Seise, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann, *The impact of spectral modulations on the contrast of pulses of nonlinear chirped-pulse amplification systems*, Opt. Express **16**, 10664–10674 (2008).
- [Sel06] Alexander Sell, *Nichtlineare Impulspropagation in Glasfasern*, Diploma thesis, Universität Konstanz - Fachbereich Physik, 2006.
- [Sel08] Alexander Sell, Rüdiger Scheu, Alfred Leitenstorfer, and Rupert Huber, *Field-resolved detection of phase-locked infrared transients from a compact Er: fiber system tunable between 55 and 107 THz*, Appl. Phys. Lett. **93**, 251107 (2008).
- [Sel09] Alexander Sell, Günther Krauss, Rüdiger Scheu, Rupert Huber, and Alfred Leitenstorfer, *8-fs pulses from a compact Er: fiber system: quantitative modeling and experimental implementation*, Opt. Express **17**, 1070–1077 (2009).
- [Sel10] Romedi Selm, Martin Winterhalder, Andreas Zumbusch, Günther Krauss, Tobias Hanke, Alexander Sell, and Alfred Leitenstorfer, *Ultrabroadband background-free coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy based on a compact Er: fiber laser system*, Opt. Lett. **35**, 3282–3284 (2010).
- [Sev08] Benoit Sevigny, Xiaoxing Zhang, Marc Garneau, Mathieu Faucher, Yannick Keith Lize, and Nigel Holehouse, *Modal sensitivity analysis for single mode operation in large mode area fiber*, Proc. SPIE **6873**, 68730A–68730A–11 (2008).
- [Sha10] Lawrence Shah, Timothy S. McComb, R. Andrew Sims, Christina C. C. Willis, Pankaj Kadwani, Vikas Sudesh, and Martin Richardson, *High Power Thulium Fiber Lasers*, AIP Conference Proceedings **1278**, 852-860 (2010).
- [Sie86] Anthony E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, 1986.
- [Sim11] Robert A. Sims, Pankaj Kadwani, Lawrence Shah, and Martin Richardson, *182 nJ All Thulium Fiber CPA System*, CLEO:2011 - Laser Applications to Photonic Applications, Optical Society of America, 2011, p. JWA31.
- [Sni61] E. Snitzer, *Optical Maser Action of Nd<sup>3+</sup> in a Barium Crown Glass*, Phys. Rev. Lett. **7**, 444–446 (1961).

- [Sni88] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tumminelli, and B.C. McCollum, *Double clad, offset core Nd fiber laser*, Optical Fiber Sensors, Optical Society of America, 1988, p. PD5.
- [Str85] Donna Strickland and Gerard Mourou, *Compression of amplified chirped optical pulses*, Optics Communications **56**, 219 - 221 (1985).
- [Stu14] Fabian Stutzki, Christian Gaida, Martin Gebhardt, Florian Jansen, Andreas Wienke, Uwe Zeitner, Frank Fuchs, Cesar Jauregui, Dieter Wandt, Dietmar Kracht, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann, *152 W average power Tm-doped fiber CPA system*, Opt. Lett. **39**, 4671–4674 (2014).
- [Stu15] Fabian Stutzki, Christian Gaida, Martin Gebhardt, Florian Jansen, Cesar Jauregui, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann, *Tm-based fiber-laser system with more than 200 MW peak power*, Opt. Lett. **40**, 9–12 (2015).
- [Suc88] P. G. Suchoski, T. K. Findakly, and F. J. Leonberger, *Stable low-loss proton-exchanged LiNbO<sub>3</sub> waveguide devices with no electro-optic degradation*, Opt. Lett. **13**, 1050–1052 (1988).
- [Sun89] P. J. Suni, D. C. Hanna, A. Kazer, M. W. Phillips, and D. P. Shepherd, *Mode-locking of a Yb:Er fiber laser at 1,56 μm*, Conference on Lasers and Electro-Optics, Optical Society of America, 1989, p. TUP5.
- [Sve10] Orazio Svelto, *Principles of Lasers*, 5 ed., Springer US, 2010.
- [Swi13] Jacek Swiderski, Maria Michalska, and Gwenael Maze, *Mid-IR supercontinuum generation in a ZBLAN fiber pumped by a gain-switched mode-locked Tm-doped fiber laser and amplifier system*, Opt. Express **21**, 7851–7857 (2013).
- [Tan06] K. Tankala, B. Samson, A. Carter, J. Farroni, D. Machewirth, N. Jacobson, U. Manyam, A. Sanchez, M-Y. Chen, A. Galvanauskas, W. Torruellas, and Y. Chen, *New developments in high power eye-safe LMA fibers*, Proc. SPIE 6102, Fiber Lasers III: Technology, Systems, and Applications, vol. 6102, 2006, pp. 610206–610206–9.
- [Tan12] Yulong Tang, Chongyuan Huang, Shengli Wang, Hongqiang Li, and Jianqiu Xu, *High-power narrow-bandwidth thulium fiber laser with an all-fiber cavity*, Opt. Express **20**, 17539–17544 (2012).
- [Tan16] Fangzhou Tan, Hongxing Shi, Ruoyu Sun, Peng Wang, and Pu Wang, *1 μJ, sub-300 fs pulse generation from a compact thulium-doped chirped pulse amplifier seeded by Raman shifted erbium-doped fiber laser*, Opt. Express **24**, 22461–22468 (2016).
- [Tau03] Florian Tauser, Alfred Leitenstorfer, and Wolfgang Zinth, *Amplified femtosecond pulses from an Er: fiber system: Nonlinear pulse shortening and selfreferencing detection of the carrier-envelope phase evolution*, Opt. Express **11**, 594–600 (2003).

- [Tau04] Florian Tauser, Florian Adler, and Alfred Leitenstorfer, *Widely tunable sub-30-fs pulses from a compact erbium-doped fiber source*, Opt. Lett. **29**, 516–518 (2004).
- [The12] Thomas Theeg, Hakan Sayinc, Jörg Neumann, Ludger Overmeyer, and Dietmar Kracht, *Pump and signal combiner for bi-directional pumping of all-fiber lasers and amplifiers*, Opt. Express **20**, 28125–28141 (2012).
- [Tre69] E. Treacy, *Optical pulse compression with diffraction gratings*, Quantum Electronics, IEEE Journal of **5**, 454–458 (1969).
- [Tre93] Rick Trebino and Daniel J. Kane, *Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses: frequency-resolved optical gating*, J. Opt. Soc. Am. A **10**, 1101–1111 (1993).
- [Tre97] Rick Trebino, Kenneth W. DeLong, David N. Fittinghoff, John N. Sweetser, Marco A. Krumbügel, Bruce A. Richman, and Daniel J. Kane, *Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating*, Review of Scientific Instruments **68**, 3277–3295 (1997).
- [Tro15] Philipp Trocha, *Femtosekunden-Tm: Faserverstärker und Generation von Superkontinua im mittleren Infrarot*, Diploma thesis, Universität Konstanz, 2015.
- [Tur08] Giorgio Turri, Vikas Sudesh, Martin Richardson, Michael Bass, Alessandra Toncelli, and Mauro Tonelli, *Temperature-dependent spectroscopic properties of Tm[<sup>sup</sup>3+] in germanate, silica, and phosphate glasses: A comparative study*, Journal of Applied Physics **103**, 093104 (2008).
- [Ude02] Th. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, *Optical frequency metrology*, Nature **416**, 233–237 (2002).
- [Voz09] C. Vozzi, F. Calegari, F. Frassetto, L. Poletto, G. Sansone, P. Villorosi, M. Nisoli, S. De Silvestri, and S. Stagira, *Coherent continuum generation above 100 eV driven by an ir parametric source in a two-color scheme*, Phys. Rev. A **79**, 033842 (2009).
- [Wad96] Akira Wada, Satoshi Okude, Tetsuya Sakai, and Ryoza Yamauchi, *GeO<sub>2</sub> concentration dependence of nonlinear refractive index coefficients of silica-based optical fibers*, Electronics and Communications in Japan (Part I: Communications) **79**, 12–19 (1996).
- [Wal04] B.M. Walsh and N.P. Barnes, *Comparison of Tm:ZBLAN and Tm:silica fiber lasers; Spectroscopy and tunable pulsed laser operation around 1.9 μm*, Applied Physics B **78**, 325–333 (2004).
- [Wil08] R. Wiley and B. Clark, *Large Area Isothermic Plasma for Large Diameter and Specialty Fiber Splicing*, Optical Fiber communication/National Fiber Optic Engineers Conference, 2008. OFC/NFOEC 2008. Conference on, Feb 2008, pp. 1–3.

- [Wil11] Robert Wiley and Brett Clark, *High-power fused assemblies enabled by advances in fiber-processing technologies*, SPIE **7914**, 79140F (2011).
- [Wun15] Marcel Wunram, Patrick Storz, Daniele Brida, and Alfred Leitenstorfer, *Ultrastable fiber amplifier delivering 145-fs pulses with 6- $\mu$ J energy at 10-MHz repetition rate*, Opt. Lett. **40**, 823–826 (2015).
- [WZ05] U. Zinth W. Zinth, *Optik*, Oldenburg Verlag München Wien, 2005.
- [Yab05] Andrew D. Yablon, *Optical Fiber Fusion Splicing*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005.
- [Zer14] M. N. Zervas and C. A. Codemard, *High Power Fiber Lasers: A Review*, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **20**, 219–241 (2014).
- [Zhu10] Xiushan Zhu and N. Peyghambarian, *High-Power ZBLAN Glass Fiber Lasers: Review and Prospect*, Advances in OptoElectronics **2010**, Article ID 501956 (2010).



# Publikationsliste

## Veröffentlichung in referierter Fachzeitschrift

- S. Kumkar, G. Krauss, M. Wunram, D. Fehrenbacher, U. Demirbas, D. Brida and A. Leitenstorfer. *Femtosecond coherent seeding of a broadband Tm: fiber amplifier by an Er: fiber system*. Opt. Lett. **37**, 554–556 (2012).

## Beiträge auf internationalen Konferenzen

- M. Wunram, S. Kumkar, P. Storz, D. Fehrenbacher, D. Brida und A. Leitenstorfer. *High-power Yb- and Tm: fiber amplifiers seeded by a femtosecond passively phase stable Er: system*. Vortrag CW1M.4: Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO: 2013), San Jose, CA, USA (09.-14. Juni 2013).
- S. Kumkar, M. Wunram, P. Storz, D. Fehrenbacher, D. Brida und A. Leitenstorfer. *High-power Yb- and Tm-doped Fiber Amplifiers Seeded by a Femtosecond Er: fiber System*. Vortrag CJ-7.3: European Conference on Lasers and Electro-Optics and the International Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-IQEC: 2013), München, Deutschland (12.-16. Mai 2013).
- M. Wunram, S. Kumkar, P. Storz, D. Fehrenbacher, D. Brida und A. Leitenstorfer. *High-power Yb- and Tm-doped amplifiers seeded by femtosecond passively phase stable Er: fiber system*. Poster MoP.17: ultrafast optics IX, Davos, Schweiz (04.-08. März 2013).
- S. Kumkar, G. Krauss, D. Brida, A. Leitenstorfer. *Fully coherent spectral broadening of femtosecond pulses from an Er: fiber system*. Poster TUE.PII.7: International Conference on Ultrafast Phenomena (UP2012), Lausanne, Schweiz (08.-13. Juli 2012).
- S. Kumkar, M. Wunram, P. Storz, D. Fehrenbacher, D. Brida und A. Leitenstorfer. *Tm: fiber amplifier coherently seeded by femtosecond Er: fiber technology*. Vortrag CM1B: 2012 Conference on Lasers and Electro Optics (CLEO: 2012), San Jose, CA, USA (06.-11. Mai 2012).



# Danksagung

Eines der Grundprinzipien der Naturwissenschaften ist, dass sie stets auf bereits existierendem Wissen über unsere Umwelt aufbaut. Diese Einsicht wurde schon vor etwa neunhundert Jahren von dem Gelehrten Bernardus Carnotensis mit Hilfe eines Bildes formuliert, dass diesen Umstand meiner Meinung nach sehr treffend wiedergibt:

*“Dicebat Bernardus Carnotensis nos esse quasi nanos gigantum umeris insidentes, ut possimus plura eis et remotiora videre, non utique proprii visus acumine, aut eminentia corporis, sed quia in altum subvehimur et extollimur magnitudine gigantea.”*

„Bernhard von Chartres sagte, wir seien gleichsam Zwerge, die auf den Schultern von Riesen sitzen, um mehr und Entfernteres als diese sehen zu können – freilich nicht dank eigener scharfer Sehkraft oder Körpergröße, sondern weil die Größe der Riesen uns emporhebt.“<sup>1</sup>

Neben den unzähligen Menschen, welche die wissenschaftlichen Grundlagen für das Erstellen der vorliegenden Arbeit geschaffen haben, gebührt mein Dank auch vielen weiteren Menschen, die mich direkt oder indirekt unterstützt haben. Es ist unmöglich, diese alle namentlich zu nennen. Daher werde ich mich an dieser Stelle auf diejenigen beschränken, deren Beitrag ich als besonders relevant empfunden habe.

Hierzu zählt insbesondere Prof. Dr. Alfred Leitenstorfer, der mir die Arbeit an diesem interessanten, aktuellen Thema an seinem Lehrstuhl ermöglicht hat. Er stellte sowohl die notwendige Infrastruktur als auch die unabdingbaren finanziellen Mittel bereit. Ich bedanke mich darüber hinaus bei ihm für das mir entgegengebrachte Vertrauen und auch die Möglichkeit, Ergebnisse meiner Arbeit international auf Konferenzen zu präsentieren.

Herrn Dr. Daniele Brida danke ich für seine Bereitschaft zu unzähligen, für mich hilfreichen fachlichen Diskussionen sowie der Übernahme des Zweitgutachtens. In diesem Zusammenhang gebührt Prof. Dr. Belzig mein Dank für die bereitwillige Übernahme des Prüfungsvorsitzes der Verteidigung.

Einen wichtigen Teil meines Wissens über modengekoppelte Faserlaser verdanke ich Dr. Günther Krauss, der mir ebenfalls die Grundlagen der zugehörigen praktischen Laborarbeit vermittelt hat. Weiterhin trug er zusammen mit Dr. David Fehrenbacher maßgeblich zu der Entwicklung

---

<sup>1</sup>Johannes von Salisbury: *Metalogicon* 3,4, 46-50 (1159)

---

des in Kapitel 2 dieser Arbeit beschriebenen Seed-Systems bei. Hierfür ebenfalls ein herzliches Dankeschön.

Christian Beschle, Stefan Eggert und Ute Hentzen haben durch ihre Unterstützung bei der Bewältigung von technischen, elektronischen oder organisatorischen Hürden meine praktische Arbeit erheblich vereinfacht. Hinzu kommen unzählige konstruktive Diskussionen mit weiteren Mitgliedern des Lehrstuhls von Prof. Leitenstorfer. Explizit möchte Marcel Wunram, Johannes Braun, Philipp Trocha und Patrick Storz für die konstruktive Zusammenarbeit im Labor danken. Letztgenannter hat sich darüber hinaus die Zeit für das Korrekturlesen der vorliegende Arbeit genommen.

Schlussendlich danke ich Freunden, meiner Familie sowie Daniela Lehr für ihre Unterstützung und ihren Rückhalt während der Zeit meiner Promotion.